

Universidade Federal de Santa Maria
Centro de Ciências Naturais e Exatas
Programa de Pós-graduação em Física

Magnetoimpedância e dinâmica da magnetização
em multicamadas de $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}/\text{Ag}$ e $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}/\text{Cu}$ ♦

TESE DE DOUTORADO

Antonio Marcos Helgueira de Andrade

Santa Maria – RS – Brasil

2006

♦ Trabalho parcialmente financiado por: FAPERGS, CAPES e CNPq.

Magnetoimpedância e dinâmica da magnetização em multicamadas de $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}/\text{Ag}$ e $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}/\text{Cu}$

por

Antonio Marcos Helgueira de Andrade

Tese apresentada ao Curso de Doutorado do Programa de Pós-graduação em Física, Área de Concentração em Física da Matéria Condensada, da Universidade Federal de Santa Maria (UFSM – RS), como requisito parcial para a obtenção do título de Doutor em Física.

Santa Maria – RS – Brasil

2006

© 2006

Todos os direitos reservados a Antonio Marcos Helgueira de Andrade. A reprodução de partes ou do todo deste trabalho só poderá ser feita com a autorização por escrito do autor.

Endereço: Rua Barão do Triunfo, 1420 / 201, Santa Maria – RS, CEP: 97.015-070

Fone: 0xx55 9117-2919; e-mail: antonio.andrade@terra.com.br

UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA MARIA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA

A COMISSÃO EXAMINADORA, ABAIXO ASSINADA, APROVA A DISSERTAÇÃO:

**Magnetoimpedância e dinâmica da magnetização
em multicamadas de $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}/\text{Ag}$ e $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}/\text{Cu}$**

ELABORADA POR
ANTONIO MARCOS HELGUEIRA DE ANDRADE

COMO REQUISITO PARCIAL PARA A OBTENÇÃO DO TÍTULO DE
DOUTOR EM FÍSICA

COMISSÃO EXAMINADORA:

Prof. Dr. Rubem Luís Sommer – Orientador

Prof. Dr. Luiz Carlos Sampaio Lima

Prof. Dr. João Edgar Schmidt

Prof. Dr. Celso Arami Marques da Silva

Prof. Dr. Sérgio Garcia Magalhães

Santa Maria, 29 de maio de 2006.

“Ponha sua mão num forno quente por um minuto e isto lhe parecerá uma hora. Sente-se ao lado de uma bela moça por uma hora e lhe parecerá um minuto. Isto é relatividade”.

“Tem um sentido a minha vida? A vida de um homem tem sentido? Posso responder a tais perguntas se tenho espírito religioso. Mas, fazer tais perguntas tem sentido? Respondo: Aquele que considera sua vida e a dos outros sem qualquer sentido é fundamentalmente infeliz, pois não tem motivo algum para viver”.

Albert Einstein

Eu acredito nisso:

“Desenvolva suas habilidades, não se prenda à suas dificuldades”

“Sobreviver é instintivo, tomar decisões não”

“Estou de passagem e não a passeio”

À Viviane e a toda minha família.

Agradecimentos

- ◆ Ao professor, orientador e amigo Rubem Luís Sommer, pela orientação, paciência, oportunidade, confiança e principalmente compreensão nessa “longa” caminhada;
- ◆ Aos amigos André Gündel, Marcos Carara, Alexandre Viegas, Lúcio Dorneles e Juliano Denardin pela ajuda, conversas e discussões muito proveitosas sobre nossos trabalhos e carreiras;
- ◆ Aos professores, amigos e colegas do laboratório de magnetismo e materiais magnéticos (LMMM), Guina, Schelp, Luciana, Ricardo, Sabrina, Daiane, Márcio, João, Felipe, Kelly, Rafael, Matheus e Claudiosir que de alguma maneira me ajudaram na realização de meus trabalhos. Ah, também “aos cara” que vivem nas profundezas da escuridão do LMMM;
- ◆ Ao amigo Marcelo Fogaça pela grande ajuda no suporte técnico de vários experimentos por mim utilizados;
- ◆ Ao amigo Emersom (em memória) pela grande amizade e principalmente pela última conversa que tivemos;
- ◆ Aos ótimos funcionários Newton, Paulo e Saionara que sempre fizeram de tudo para nos auxiliar no que fosse preciso;
- ◆ Aos colegas do Colégio Militar de Santa Maria (CMSM), em especial aos amigos da Seção de Ensino C que de alguma forma me ajudaram em meu trabalho;
- ◆ Aos meus pais Marcos e Ilione que são os grandes “responsáveis” pela minha existência;
- ◆ Aos meus irmãos Leandro e Daniel que sempre estarão ao meu lado apoiando e ajudando quando for preciso;
- ◆ A toda a minha família, pela confiança investida em mim;
- ◆ Aos meus sogros e cunhados que me apóiam;
- ◆ E finalmente à minha mulher Viviane que sempre esteve ao meu lado me apoiando.

Resumo

Nesse trabalho foram estudados o efeito magnetoimpedância (MI) e a dinâmica da magnetização em multicamadas de $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}/\text{Ag}$ e $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}/\text{Cu}$. As amostras foram produzidas usando a técnica de “magnetron sputtering” no Laboratório de Magnetismo e Materiais Magnéticos da UFSM com as espessuras de 100 e 200Å para as camadas de $\text{Py}=\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ e com as espessuras de 7, 14, 25, 50, 100 e 200Å para as camadas de Ag, no caso das amostras de Py/Ag . Para as amostras de Py/Cu , a espessura da camada de Py foi mantida constante em 100Å, enquanto as camadas de Cu foram mantidas com 25Å de espessura. O número de bicamadas foi de 15, 30, 50, 70 e 100 em quase todo o conjunto de amostras. As medidas de MI foram feitas na faixa de frequências de 100kHz – 1.8GHz. Foram observadas razões de magnetoimpedância com valores de 240% no caso do sistema $[\text{Py}(100\text{Å})/\text{Ag}(25\text{Å})]\times 100$ e de 253% no sistema $[\text{Py}(100\text{Å})/\text{Cu}(25\text{Å})]\times 100$ nas frequências de 1.8GHz e 709MHz, respectivamente. No caso das amostras de Py/Ag , foi observada uma estrutura de picos múltiplos sempre que a razão entre as espessuras de Py e de Ag assumia o valor 4. As estruturas de picos quádruplos e sêxtuplos possivelmente estão associadas a múltiplas ressonâncias ferromagnéticas nessas amostras. Foram obtidas as relações de dispersão experimentais para as amostras que apresentaram ressonância ferromagnética na faixa de frequências estudada. Os resultados são discutidos em termos das anisotropias induzidas nas amostras pelos canhões de “sputtering” e em termos das interações mais relevantes entre as camadas magnéticas.

Abstract

In this work, the magnetoimpedance (MI) and magnetization dynamics in multilayered $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}/\text{Ag}$ and $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}/\text{Cu}$ samples are studied. The samples were produced by magnetron sputtering at the Laboratório de Magnetismo e Materiais Magnéticos da UFSM with $\text{Py}=\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ thickness of 100\AA and 200\AA , while the Ag layers were grown with 7\AA , 14\AA , 25\AA , 50\AA , 100\AA and 200\AA in the case of Py/Ag samples. For the Py/Cu samples, the Py layer was kept constant at 100\AA , while the Cu layer was kept with 25\AA . The 15, 30, 50, 70 and 100 number of bilayers was kept in all set of samples. The magnetoimpedance measurements were performed in the frequency range $100\text{kHz} - 1.8\text{GHz}$. MI ratios of 240% were observed in the $[\text{Py}(100\text{\AA})/\text{Ag}(25\text{\AA})] \times 100$ system, while 253% was obtained in the $[\text{Py}(100\text{\AA})/\text{Cu}(25\text{\AA})] \times 100$ system at 1.8GHz and 709MHz , respectively. In the case of the Py/Ag samples, a multiple peak structure (4 to 6 peaks) was observed whenever the Py/Ag thickness ratio was 4. These multiple peak structures are possibly associated to multiple ferromagnetic resonance frequencies in these particular samples. The experimental relations of dispersion were obtained for all samples that presented FMR in the studied frequency range. The results are discussed in terms of the induced magnetic anisotropies associated to the sputtering guns and also taking into account the more important interactions between the magnetic layers.

Sumário

1.	INTRODUÇÃO	3
2.	MAGNETOIMPEDÂNCIA (MI)	8
2.1.	O efeito MI	8
2.2.	MI no regime de frequências baixas	10
2.3.	MI no regime de frequências moderadas.....	13
2.3.1.	Efeito skin.....	13
2.3.2.	Cálculo da impedância em condutores.....	14
2.4.	MI no regime de frequências altas	17
2.5.	MI em multicamadas de filmes finos	20
2.6.	Ressonância ferromagnética (FMR)	23
2.6.1.	Introdução.....	23
2.6.2.	Cálculo da frequência de ressonância	25
2.7.	Energia livre total.....	36
2.7.1.	Interação entre camadas magnéticas	39
2.8.	Programa para minimização da energia livre total e simulação de curvas de magnetização para multicamadas	48
3.	PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL	50
3.1.	Crescimento dos filmes	50
3.2.	Calibração da taxa de deposição dos alvos.....	54
3.2.1.	Cálculo da espessura dos filmes	59
3.2.2.	Cálculo da taxa de deposição.....	60
3.3.	Amostras estudadas	66
3.4.	Campo magnético nos canhões	68
3.5.	Configuração do sistema de medidas de magnetização	69

3.6.	Configuração do sistema de medidas de MI.....	71
4.	RESULTADOS E DISCUSSÕES.....	76
4.1.	Medidas de magnetização	76
4.1.1.	Multicamadas de Py/Ag.....	76
4.1.2.	Multicamadas de Py/Cu.....	90
4.2.	Medidas de magnetoimpedância e as relações de dispersão	94
4.2.1.	Multicamadas de Py/Ag.....	95
4.2.2.	Multicamadas de Py/Cu.....	173
5.	CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS DE TRABALHOS FUTUROS.....	208
5.1.	Quanto às medidas de magnetização:	208
5.2.	Quanto às medidas de magnetoimpedância e FMR:.....	210
5.3.	Quanto a trabalhos futuros:	211
	REFERÊNCIAS:	212

1. INTRODUÇÃO

O magnetismo está presente em quase todos os momentos da vida das pessoas, pois a grande maioria dos equipamentos eletro-eletrônicos existentes no mercado usam o magnetismo em alguma parte de seu funcionamento, seja num simples motor de um ventilador ou de um aparelho de barbear até um forno de microondas ou um computador. O funcionamento e o consumo de energia desses equipamentos evoluíram muito desde suas criações em boa medida graças aos estudos avançados na área de magnetismo.

Com os crescentes avanços na busca por melhores tecnologias, um grande esforço é feito mundialmente para maximizar a eficiência e minimizar os custos e gastos de energia. Para tal, novos materiais são desenvolvidos e estudados incessantemente para tentar cumprir esses objetivos. Um dos principais desafios é desenvolver materiais que operem em frequências altas, principalmente em equipamentos de informática e telefonia celular que dependem disso para seu bom funcionamento e bom desempenho.

Como esses equipamentos trabalham na faixa das microondas é fundamental que seu funcionamento seja otimizado para trabalho nessa mesma faixa de frequências. Estudar materiais em regime de frequências baixas, é relativamente simples, tanto na configuração do experimento quanto na resposta do material. Agora, se esse material for levado a um regime de frequências muito altas, tanto a configuração do experimento quanto a resposta do material ficam mais complexas. Portanto, para o uso de materiais magnéticos em sistemas para aplicações tecnológicas, precisa-se saber e controlar toda a dinâmica física desses materiais, principalmente as dinâmicas elétrica e magnética. Para tal, experimentos e técnicas de caracterização de diversos tipos são usados, tais como, difração de raios-X, ruído Barkhausen, efeito magnetoresistência, efeito magnetocalórico e efeito magnetoimpedância, dentre outros.

Dependendo do tipo e uso do material, usa-se uma ou várias dessas técnicas de caracterização, com isso, pretende-se entender e controlar as respostas desse material. Nas amostras produzidas para esse trabalho procurou-se entender e controlar sua resposta magnética. Para tal, medidas de difração de raios-X, de magnetização e de magnetoimpedância foram realizadas.

O principal interesse na realização desse trabalho é o de caracterizar materiais nanoestruturados através do efeito magnetoimpedância (se possível otimizando-a) em

freqüências na faixa das microondas. O efeito magnetoimpedância é entendido como a variação da impedância de um material que foi submetido a um campo magnético externo. Essa variação na impedância é causada pela variação na permeabilidade magnética efetiva do material, que por sua vez depende da magnetização do mesmo.

Além de ser um efeito muito importante para possíveis utilizações em sensores, leitores e/ou gravadores magnéticos, o efeito magnetoimpedância pode nos fornecer muitas informações sobre o material em estudo, principalmente sobre sua energia livre total e dinâmica. Por isso, o efeito magnetoimpedância se tornou uma ferramenta muito útil na caracterização de materiais magnéticos.

O estudo desse efeito em freqüências elevadas não é uma tarefa simples, pois é preciso tomar cuidado com várias variáveis do sistema de medidas. Além de todo o aparato experimental, ainda é preciso escolher o tipo de cavidade de microondas a usar e em muitos casos ela tem de ser construída conforme a necessidade.

Um dos principais objetivos nesse trabalho foi o de obter materiais que ofereçam uma maior resposta em termos de magnetoimpedância, além de usar o efeito magnetoimpedância como ferramenta na caracterização de nossas amostras. Atualmente, o efeito magnetoimpedância está sendo muito útil na caracterização de materiais. Combinado com o efeito de ressonância ferromagnética tornou-se uma ferramenta realmente muito eficiente.

Quando o objetivo é de obter o máximo efeito MI precisa-se de materiais que apresentem uma maior variação na sua impedância quando um campo magnético externo é aplicado. Para obter altas variações na impedância de um material é necessário ter alta variação na sua permeabilidade magnética efetiva. Igualmente falando é de crucial importância desenvolver, caracterizar, e se possível otimizar, materiais que possam servir a esses propósitos, ou seja, materiais que sejam macios magneticamente e tenham uma alta variação em sua permeabilidade magnética em freqüências altas, pois é preciso compreender e controlar a dinâmica da permeabilidade magnética efetiva do material, que por sua vez tem dependência direta com a magnetização do mesmo. Então, no fim das contas, é preciso que se entenda e controle a dinâmica da magnetização das amostras porque apenas assim podem-se desenvolver materiais otimizados para possíveis aplicações tecnológicas como sensores, leitores e/ou gravadores magnéticos que possam usar o efeito magnetoimpedância como princípio de funcionamento.

Diversos materiais em várias formas e combinações são estudados e dão bons resultados com relação à magnetoimpedância. Multicamadas de filmes magnéticos de $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$

separados por camadas de metais nobres como a Ag já haviam apresentado bons resultados em trabalhos anteriores de Rubem *et. al* [1], onde multicamadas de Py/Ag foram estudadas em frequências até 100MHz. Nesse trabalho foi obtida uma razão percentual de magnetoimpedância da ordem de 25% na frequência de 25MHz para uma amostra com 107Å de Ni₈₁Fe₁₉ e 25Å de Ag repetidas essas bicamadas por 100 vezes. Em função da possibilidade de estudar esses materiais em uma faixa de frequências muito maior, de 100kHz a 1.8GHz, escolhemos esse tipo de material como uma das composições de amostras para a realização desse trabalho. Numa outra composição escolhida substituímos a prata pelo cobre como espaçador não magnético.

As camadas magnéticas foram crescidas de alvos de Ni₈₁Fe₁₉, conhecidos comercialmente por Permalloy[®] (Py), e nas camadas não magnéticas foram usados alvos de metais nobres de prata (Ag) e de cobre (Cu).

Em filmes finos com uma camada magnética apenas (monolayer) é relativamente simples de entender e controlar muitos dos processos e parâmetros importantes. Porém, quando começamos a evoluir para estruturas com duas camadas magnéticas separadas por uma camada não magnética (trilayer), o estudo começa a ficar mais complexo, pois agora temos que levar em conta e compreender as possíveis interações entre as camadas magnéticas, sejam essas interações de qualquer tipo.

No caso das amostras desse trabalho, que são multicamadas de filmes magnéticos separadas por camadas de filmes não magnéticos com diversas repetições, o problema se torna muito mais complexo e difícil de ser compreendido e resolvido. A principal dificuldade para esses tipos de estruturas é saber se existem, quais os tipos e quais são as intensidades das interações presentes entre as camadas magnéticas.

Além das interações de ordem magnética, também podem ser observadas interações referentes a defeitos induzidos no processo de fabricação, tais como a não uniformidade na espessura das camadas. Tais defeitos podem interferir nas orientações magnéticas das amostras e igualmente devem ser compreendidos e otimizados.

Para poder contribuir no estudo desse tipo de amostras, nesse trabalho foi estudado o comportamento magnético em altas frequências de amostras na forma de multicamadas com variações nas espessuras, tanto das camadas magnéticas quanto das camadas não magnéticas, no tipo de material da camada não magnética e ainda no número de bicamadas desses dois materiais. E através desse estudo procurou-se definir alguns parâmetros para a otimização desse tipo de estrutura.

A tarefa mais difícil é saber quais os tipos de interações presentes e quais as suas intensidades. Para tentar resolver esse problema foi desenvolvido um programa que, através da minimização da energia livre total por unidade de área do material, ajustasse as curvas de magnetização das amostras e com isso fornecesse alguma informação sobre as interações entre as camadas magnéticas.

Para este trabalho, foi proposta uma expressão para a energia livre total por unidade de área. Essa expressão leva em conta os termos da energia de Zeeman, energia desmagnetizante, energia de anisotropias e a energia das interações. Nessa proposta, foram consideradas como energias de interação as energias de troca bilinear e quadrática e a energia dipolar, apesar de que pode haver mais algum tipo de interação envolvida e não está sendo levada em conta.

Outro trabalho importante desenvolvido por nós nessa Tese foi o do cálculo da frequência de ressonância ferromagnética a partir dos dados obtidos nas curvas de magnetoimpedância. Como várias amostras apresentaram uma ressonância ferromagnética na faixa de frequências que foram estudadas, conseguiu-se obter a relação de dispersão para essas amostras.

Além das medidas de magnetoimpedância apresentamos as curvas de magnetização para todas as amostras estudadas. Essas curvas forneceram as informações sobre as anisotropias induzidas durante a fabricação e sobre as direções preferenciais para a magnetização das amostras, bem como os campos coercivos e os campos de anisotropia.

O presente trabalho está apresentado na seguinte estrutura:

No capítulo 2 é apresentada a revisão teórica deste trabalho, tendo como alvos o efeito magnetoimpedância em três regimes particulares de frequências; o efeito skin, que tem crucial importância nas medidas com frequências altas; o fenômeno de ressonância ferromagnética, que também é mais provável nesse mesmo regime de frequências e que, combinada com a magnetoimpedância, podem fornecer várias informações importantes sobre as amostras; a proposta da energia livre total para o caso das amostras desse trabalho e por fim o modelo teórico desenvolvido no intuito de fornecer informações vitais sobre a dinâmica da magnetização das amostras.

No capítulo 3 são apresentados os procedimentos experimentais do trabalho. Essa parte da tese dá todas as informações detalhadas sobre o método de fabricação das amostras; métodos para cálculos de deposição e espessura dos filmes; os tipos de amostras a serem estudadas e as configurações de todos os sistemas de medidas utilizados, os quais foram de difração de raios-X, de magnetização e de magnetoimpedância.

No capítulo 4 são apresentados os resultados e discussões. Nesse capítulo é apresentada e discutida cada curva de magnetização e de magnetoimpedância para todas as amostras fabricadas, além de mostrar os mapas de cores e as relações de dispersão para algumas dessas amostras.

No capítulo 5 são apresentadas as conclusões para esse trabalho e também as perspectivas para trabalhos futuros pois, com esse trabalho, algumas idéias novas surgiram e podem ser de grande utilidade para outros trabalhos a serem desenvolvidos na mesma área.

Ao final são apresentadas as referencias bibliográficas utilizadas na realização de todo o trabalho.

2. MAGNETOIMPEDÂNCIA (MI)

O efeito magnetoimpedância é entendido como a variação da impedância de um material que foi submetido a um campo magnético externo. Essa variação na impedância é causada pela variação na permeabilidade magnética efetiva do material, que por sua vez depende da magnetização do mesmo.

2.1. O efeito MI

O efeito magnetoimpedância pode ser observado, principalmente, em materiais magnéticos macios. Sua causa é a variação na permeabilidade magnética efetiva do material com a aplicação de um campo magnético externo (H_{dc}). Dependendo do material, se for magneticamente macio, sua permeabilidade pode ser alterada de várias ordens de grandeza com um campo magnético relativamente pequeno, da ordem de alguns Oersted's. Tal variação provoca uma mudança na profundidade de penetração magnética (δ_m) e, por sua vez, na densidade de corrente no material [2]. Logo, o efeito *MI* tem fortes dependências com a corrente de sonda que percorre a amostra e das anisotropias do material [3]. O espectro de impedância pode ser construído a partir de $Z = R + iX$, onde R é a resistência (representa a parte real) e X é a reatância (representa a parte imaginária). Usualmente, os resultados de *MI* são apresentados em termos de sua razão ou valor percentual $MI(\%)$, que é definida pela expressão:

$$MI(\%) = \frac{\{Z(H) - Z_{m\acute{a}x}\}}{Z_{m\acute{a}x}} \times 100, \quad (2-1)$$

onde $Z_{m\acute{a}x}$ é a impedância do material no campo magnético externo máximo e $Z(H)$ é a impedância do material para um valor arbitrário de campo magnético externo.

O efeito magnetoimpedância (*MI*) foi primeiramente observado em 1935 por Harrison, Turney e Rowe [4]. Em 1937, Harrison e Rowe desenvolveram e construíram um magnetômetro de impedância [5] para suas medidas de impedância. Depois dessa descoberta,

o efeito foi bastante estudado, mas apenas a partir dos anos 90, pensando em possíveis aplicações tecnológicas em sensores de campos magnéticos [6, 7, 8 e 9] e dispositivos de leitura e gravação magnéticas [10], é que ele começou a ser intensa e amplamente estudado [11, 12 e 13]. Os estudos do efeito *MI* foram e são feitos em vários tipos de materiais e em diversas geometrias, tais como: fitas [14, 15, 1 e 16]; fios e microfios [17, 18, 19, 20, 21, 22, 23, 24 e 25]; filmes finos e multicamadas [21, 26, 27, 28, 29, 30, e 31] e microtubos [32, 33 e 34]. Após muitos experimentos, notou-se que os materiais ferromagnéticos macios tinham maior potencial com relação ao efeito *MI*.

Apesar da complexidade, em alguns casos, da configuração experimental para medidas de *MI*, o sistema é relativamente simples, principalmente se a frequência da corrente de sonda for baixa. Nosso sistema de medidas de *MI* até altas frequências (100kHz – 1.8GHz) será apresentado em mais detalhes na parte experimental desse trabalho.

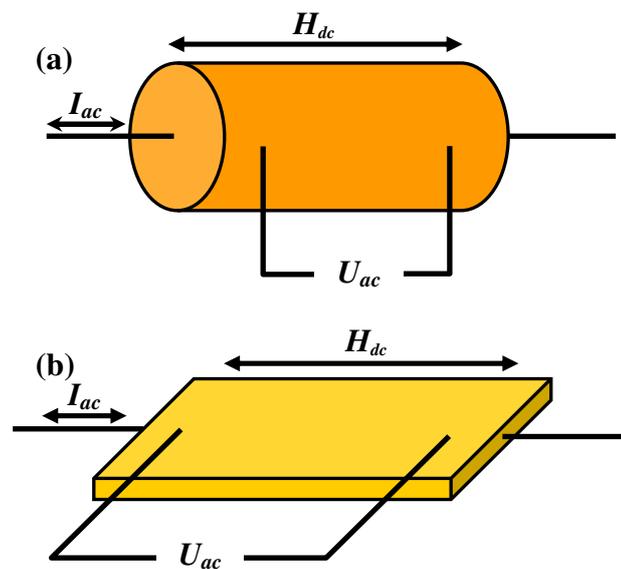


Figura 2-1. Esquemas simplificados para medidas de magnetoimpedância em condutores (a) cilíndricos (fios) e (b) planares (filmes ou fitas), percorridos por correntes alternadas I_{ac} de frequências ω e sob ação de um campo magnético externo contínuo H_{dc} .

Nas Figura 2-1(a) e (b), são mostrados dois esquemas simplificados para medidas de *MI* em amostras na forma de fios e na forma de filmes ou fitas, respectivamente.

A definição usual da impedância complexa de um elemento eletrônico linear na frequência angular ω é dada pela expressão:

$$Z(\omega) = \frac{U_{ac}}{I_{ac}} = R + iX, \quad (2-2)$$

onde I_{ac} é a corrente harmônica de sonda com frequência ω que está fluindo através da amostra e U_{ac} é a tensão elétrica harmônica de mesma frequência, medida entre os terminais da amostra. Essa expressão não pode ser aplicada para todos os condutores ferromagnéticos, pois usualmente esses materiais não obedecem à resposta linear da impedância.

Inicialmente o efeito *MI* era estudado com o intuito de entender comportamentos experimentais elementares tais como dependências com a frequência da corrente de sonda e com o campo magnético externo aplicado. Atualmente estuda-se a correlação entre a *MI* e a ressonância ferromagnética [35], bem como, estruturas de múltiplos picos que podem estar relacionadas à múltiplas ressonâncias ferromagnéticas no material [36] ambas são apresentadas e estudadas neste trabalho. Foi necessário o desenvolvimento de geometrias e condições de contorno para as amostras, porta-amostras e linhas de transmissão. Esse trabalho deu suporte para que a *MI* se tornasse uma ótima ferramenta de investigação das propriedades magnéticas, principalmente, de materiais magnéticos macios, tais como os ferromagnetos amorfos.

O efeito *MI* tem forte dependência com a corrente de sonda no material que, por sua vez, é uma corrente alternada com certa frequência.

Para compreendermos melhor esse efeito, vamos dividi-lo e estudá-lo em três regimes distintos de faixas de frequências.

2.2. *MI no regime de frequências baixas*

No regime de frequências mais baixas, aproximadamente até 10kHz, o efeito magnetoimpedância em uma amostra ferromagnética acontece, essencialmente, devido à variação na indutância da amostra, tal efeito é chamado de magnetoindutivo [37]. A corrente de sonda, por variar com o tempo, gera um campo magnético circunferencial que também

varia com o tempo. Esse campo magnético, por sua vez, gera um campo elétrico devido à mudança do fluxo magnético circular na amostra.

No caso particular de amostras cilíndricas, a distribuição radial do campo magnético pode ser considerada independente da frequência pela expressão:

$$H_{\phi} = \frac{2rI}{ca^2} \quad (r \leq a), \quad (2-3)$$

onde r é a distância a partir do eixo central do fio, a é o raio do fio e c é a velocidade da luz.

Se a corrente de sonda varia com o tempo e tem a forma $I=I_{ac}=I_0 e^{-i\omega t}$, a derivada radial do campo elétrico é dada por:

$$\frac{\partial E_z}{\partial r} = \frac{1}{c} \frac{\partial B_{\phi}}{\partial t} = -\frac{i\omega}{c} \mu_{\phi} H_{\phi}, \quad (2-4)$$

onde B_{ϕ} é a indução magnética circular e é função de H_{ϕ} . A permeabilidade magnética circunferencial μ_{ϕ} é dada pela expressão:

$$\mu_{\phi} = \frac{\partial B_{\phi}}{\partial H_{\phi}}. \quad (2-5)$$

A tensão induzida nos extremos da amostra cilíndrica é determinada pelo campo elétrico na superfície, $E_z(a)$, e é dada pela expressão:

$$V_i = E_z(a)l = -\frac{i\omega}{c^2} L_i I, \quad (2-6)$$

onde l é o comprimento da amostra e L_i é a indutância da mesma, dada por:

$$L_i = \frac{4l}{a^4} \int_0^a r dr \int_0^a \mu_{\phi}(r') r' dr'. \quad (2-7)$$

Isto significa que a tensão é determinada pela indutância interna que, por sua vez, depende da distribuição espacial da permeabilidade circular na amostra, que nesse caso é

cilíndrica. Se a amostra for homogênea, assim a permeabilidade magnética circunferencial μ_ϕ independe da posição, e a expressão para a indutância L_i vem a ser:

$$L_i = \frac{\mu_\phi l}{2}. \quad (2-8)$$

Assim, em uma amostra ferromagnética, surge uma tensão alternada V_T em suas extremidades devido à corrente de sonda alternada na amostra. A tensão total V_T é dada pela soma das tensões resistiva V_R e indutiva V_L :

$$V_T = V_R + V_L = R_{dc} I - \frac{i\omega}{c^2} L_i I. \quad (2-9)$$

Quando um campo magnético externo dc é aplicado o campo efetivo interno na amostra varia, fazendo com que as componentes circulares da magnetização e da permeabilidade magnética também variem, dando origem a uma mudança na tensão total nos extremos da amostra. Então, a impedância elétrica complexa da amostra, que é definida como a razão entre a tensão total e a corrente de sonda na amostra, é:

$$Z = \frac{V_T}{I_{ac}} = R_{dc} + \frac{i\omega}{c^2} L_i \quad (2-10)$$

Para baixas frequências, a dependência da impedância com o campo magnético externo é atribuída ao termo indutivo, que é proporcional à permeabilidade magnética circunferencial μ_ϕ , a qual é dependente da corrente de sonda I_{ac} , do campo magnético externo H_{dc} e da frequência ω .

O aparato experimental para se fazer uma medida nessa faixa de frequências é relativamente simples. Normalmente se usa o método das “quatro pontas”, que necessita de uma fonte de corrente ac , para excitar a amostra com uma corrente de sonda alternada I_{ac} , de um amplificador de baixo ruído “lock-in” para fazer as medidas da tensão elétrica V , de um conversor de sinal analógico/digital e de um computador. A Figura 2-2 mostra o diagrama de blocos para esse tipo de medida.

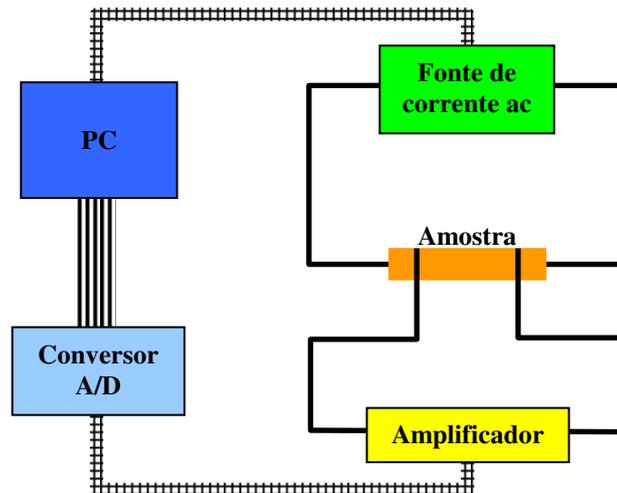


Figura 2-2. Diagrama de blocos para medidas de impedância com o método das “quatro pontas”.

2.3. *MI no regime de frequências moderadas*

No regime de frequências moderadas, entre 10kHz até alguns MHz, as grandes variações na impedância complexa com a aplicação de um campo magnético externo na amostra são interpretadas como sendo oriundas do efeito “skin” (*skin effect*) em um condutor com alta permeabilidade magnética efetiva que depende fortemente do campo magnético aplicado [38].

2.3.1. *Efeito skin*

Como o efeito skin é muito importante no efeito magnetoimpedância, principalmente, em médias e altas frequências, iremos dar ênfase a esse efeito antes de entrar em detalhes sobre a própria *MI*. A descrição fenomenológica do efeito skin foi feita por Landau e Lifshitz em 1960 [39]. Esse efeito começa a aparecer quando um condutor é submetido a um campo magnético externo variável com frequência ω . Com a penetração do campo magnético no condutor há uma indução de um campo elétrico variável que, por sua vez, causa o aparecimento de correntes de Foucault nesse condutor. Como consequência dessas correntes de Foucault induzidas as correntes *ac* de alta frequência não são distribuídas em toda a área da seção reta da amostra, mas apenas em uma camada mais externa com profundidade δ_m , denominada profundidade de penetração magnética, dada pela equação:

$$\delta_m = \sqrt{(2\rho / \mu\omega)}, \quad (2-11)$$

onde ρ e μ são, respectivamente, a resistividade e a permeabilidade magnética do material e ω a frequência angular da corrente aplicada ao material.

A expressão para esse campo magnético induzido, em um meio homogêneo de condutividade σ e permeabilidade magnética μ , é [39]:

$$\nabla^2 \vec{H} = \frac{4\pi\mu\sigma}{c^2} \frac{\partial H}{\partial t}. \quad (2-12)$$

Em um campo variável com frequência ω , as grandezas acima dependem do tempo através do fator $e^{-i\omega t}$. Assim, a expressão acima pode ser reescrita como:

$$\nabla^2 \vec{H} = \frac{-4\pi\mu\sigma\omega\vec{H}}{c^2}. \quad (2-13)$$

Para entendermos melhor a dinâmica da MI , nesta faixa de frequências, analisaremos suas expressões para amostras cilíndricas e paralelepípedas, que podemos usá-las para cálculos em fios, filmes e fitas.

2.3.2. Cálculo da impedância em condutores

Para geometrias relativamente simples, como fios, com seção transversal circular e filmes finos, com seção transversal retangular, a impedância pode ser calculada para qualquer frequência sem negligenciar o efeito skin caso a magnetização seja homogênea e varie linearmente com o campo magnetizante ac .

No caso de um fio magnético, no qual flui uma corrente elétrica alternada de amplitude constante $I = I_{ac} = I_0 e^{-i\omega t}$ (ver a Figura 2-3), a distribuição dos campos elétrico e magnético sobre a seção transversal do fio, escrita em coordenadas cilíndricas com o eixo z ao longo do fio, é dada pelas expressões [40]:

$$E_z = \left[\frac{Ik}{2\pi a \sigma J_1(ka)} \right] J_0(kr)$$

e

$$H_\varphi = \left[\frac{2I}{ca J_1(ka)} \right] J_1(kr),$$

onde $k = \frac{(1-i)}{\delta_m}$, J_0 e J_1 são funções de Bessel, a é o raio do fio, δ_m é a profundidade de penetração magnética e ainda $B_\varphi = \mu_\varphi H_\varphi$.

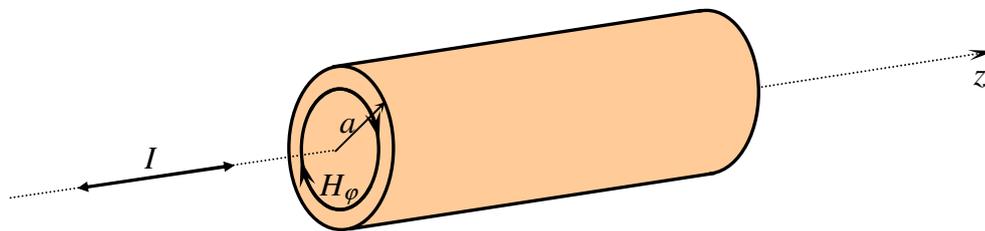


Figura 2-3. Corrente $I = I_0 e^{-i\omega t}$ fluindo em um fio condutor de seção transversal circular de raio a .

A profundidade de penetração em um meio magnético com permeabilidade circunferencial μ_φ e condutividade σ é dada por:

$$\delta_m = \frac{c}{\sqrt{2\pi\omega\sigma\mu_\varphi}}. \quad (2-15)$$

A impedância é definida, considerando o fluxo de energia total na superfície do fio, como:

$$VI = \frac{alc}{2} E_z(a) H_\varphi(a), \quad (2-16)$$

onde l é o comprimento do fio.

Considerando a impedância $Z = \frac{V}{I}$, pode-se obter a expressão da impedância em um fio magnético para qualquer frequência como:

$$Z_{\text{fio}} = \frac{R_{dc} k a J_0(ka)}{2J_1(ka)}, \quad (2-17)$$

onde R_{dc} é a resistência ordinária para uma corrente dc .

No caso de um filme fino, uma corrente fluindo na direção z gera uma componente y do campo magnético $B_y = \mu_y H_y$ (ver Figura 2-4).

Usando a distribuição do campo para esse caso [41] e seguindo o mesmo procedimento do caso do fio, obtém-se a expressão da impedância para um filme ou fita magnética [42]:

$$Z_{\text{filme / fita}} = R_{dc} k \frac{a}{2} \cot\left(k \frac{a}{2}\right), \quad (2-18)$$

onde a é a espessura do filme e μ_y é uma permeabilidade magnética transversal na direção y . Como o circuito magnético é fechado, essa permeabilidade magnética μ_y é usualmente aproximada como uma permeabilidade magnética circunferencial μ_ϕ . Neste caso, a profundidade de penetração magnética pode ser expressa como:

$$\delta_m = \frac{c}{\sqrt{2\pi\omega\sigma\mu_y}}. \quad (2-19)$$

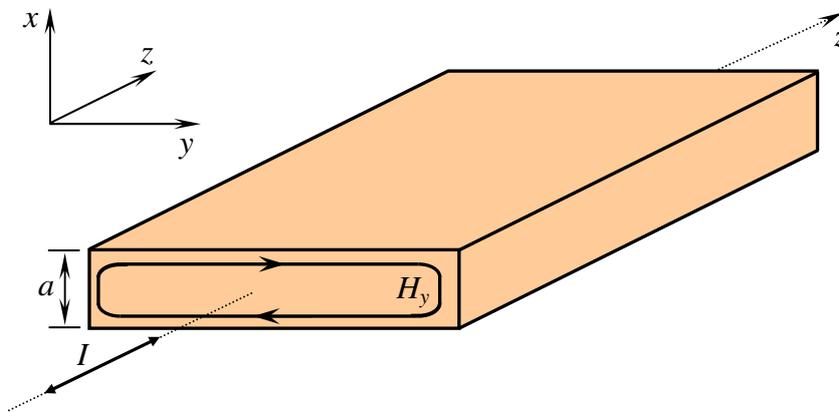


Figura 2-4. Corrente $I=I_0 e^{-i\omega t}$ fluindo em um filme fino condutor de espessura a .

Analisando as expressões (2-17) e (2-18) nota-se que a impedância de um condutor magnético depende da magnetização transversal através da profundidade de penetração magnética que, por sua vez, depende da frequência ω . Em frequências altas onde o efeito skin é forte a impedância exibe uma correspondente dependência com o campo. Essas expressões podem ser usadas para o caso de magnetização não homogênea devido à estrutura das paredes de domínios, pois a relação com as paredes está presente nas expressões das permeabilidades magnéticas μ_ϕ e μ_y .

Para medidas nessa faixa de frequências é necessário certo cuidado. À medida que a frequência da corrente de sonda é aumentada precisa-se de um “casamento” de impedância entre todos os elementos em contato com a amostra, para que a potência do sinal na amostra seja otimizada. Na Figura 2-5 é apresentado um diagrama de blocos para medidas de impedância em um sistema com “casamento” de impedância. Nesse sistema, precisa-se de um gerador de sinais RF (para indução da corrente) e de um amplificador de baixo ruído “lock-in” RF (para medida da tensão), onde a entrada e saída têm impedâncias de 50Ω . As ligações com a amostra são feitas com cabos coaxiais RF e minicoaxiais RF, com impedância de 50Ω . O resistor R_1 é variável para regular a resistência dos cabos mais a da amostra em 50Ω .

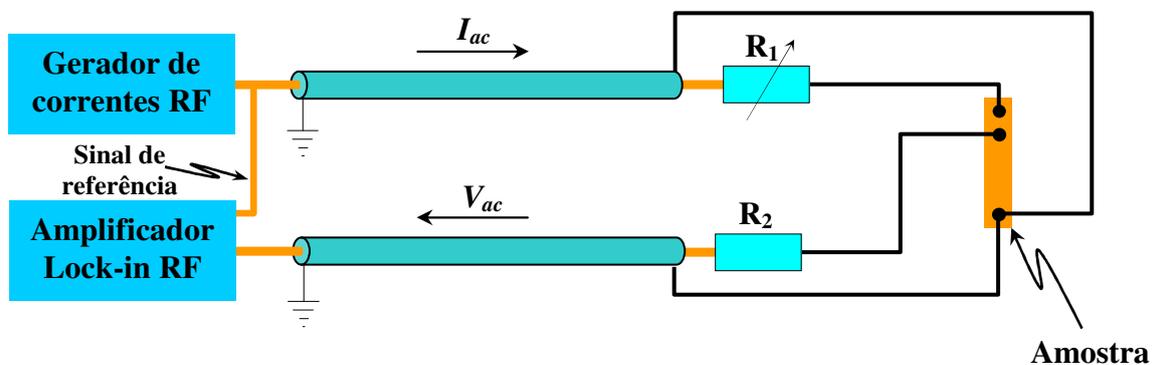


Figura 2-5. Diagrama de blocos para medidas de impedância com casamento de impedância de 50Ω entre todos os elementos do sistema.

2.4. MI no regime de frequências altas

Quando se trabalha com frequências mais altas, principalmente na faixa das microondas (da ordem de GHz), pode ocorrer o fenômeno da ressonância ferromagnética

(FMR) nas amostras. Nas medidas do efeito MI a ressonância ferromagnética acontece devido à configuração da medida quando a frequência da corrente de sonda está na faixa de centenas de MHz ou alguns GHz. Quando uma amostra ferromagnética é submetida, simultaneamente, a um campo magnético contínuo \vec{H}_{dc} e a um campo magnético alternado \vec{H}_{ac} (gerado pela corrente de sonda), perpendiculares entre si, o campo magnético \vec{H}_{dc} gera o alinhamento parcial dos momentos magnéticos acarretando em um movimento de precessão com uma frequência característica (natural) ω , proporcional a esse campo. Quando a frequência do campo magnético alternado iguala-se à frequência característica ω , o sistema entra em ressonância e uma queda aguda na potência das ondas transmitidas é verificada, ou seja, a amostra absorve uma grande parte da energia da onda recebida causando uma grande queda na onda transmitida. A Figura 2-6 (a) mostra a configuração simplificada de um sistema para medidas de FMR. Na Figura 2-6 (b) mostra-se uma medida da absorção por uma amostra de MnSO_4 em função da indução magnética, que foi estudada por Kittel [41].

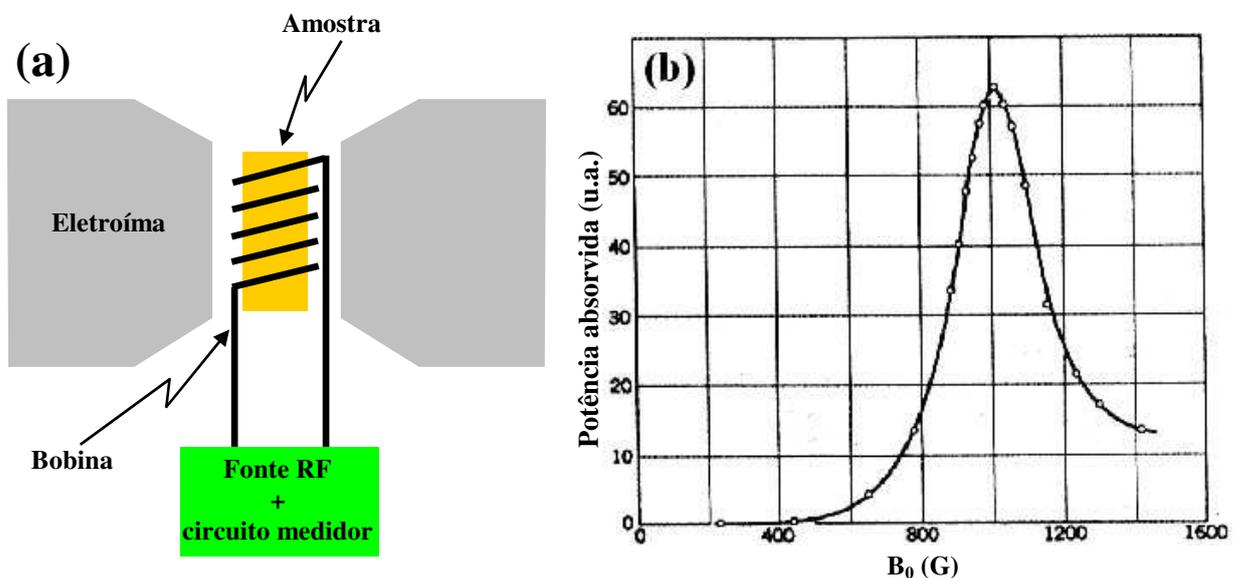


Figura 2-6. (a) Diagrama de um sistema típico para medidas de FMR. (b) espectro de absorção para uma amostra de MnSO_4 na frequência de 2,75 GHz [41].

Uma importante relação experimental entre *MI* e *FMR* foi verificada e publicada por Yelon *et al* em 1996 [43]. Em 1998, Ménard *et al* [44] apresentaram características peculiares

no estudo teórico de *MI* e *FMR*. Uma das principais deduções deste trabalho é a de que quando a parte real da impedância tem seu valor máximo, sua parte imaginária tem seu valor mínimo (passa pelo zero), ou seja, a ressonância ferromagnética ocorre quando há uma absorção máxima da potência da onda. Para que isso aconteça a resistência tem que ser máxima, pois a corrente é constante ($P_{ot}=Ri^2$). A Figura 2-7 mostra essa característica, observada em uma de nossas amostras de [Py(100Å)/Ag(7Å)] com 100 bicamadas [36], para uma faixa de frequências de 100kHz – 1.8GHz e campos externos DC de 10, 20 e 30 Oe. Ainda na Figura 2-7, pode-se observar a evolução dos valores de frequência, onde acontece esse fenômeno, para cada valor de campo magnético DC aplicado. Para o campo de 10 Oe tem-se uma frequência de ressonância de ~1.1GHz (linha pontilhada vermelha), para o campo de 20 Oe uma frequência de ressonância de ~1.4GHz (linha pontilhada azul) e para o campo de 30 Oe uma frequência de ressonância de ~1.7GHz (linha pontilhada verde). Esses resultados mostram a dependência da frequência de ressonância com o campo magnético externo.

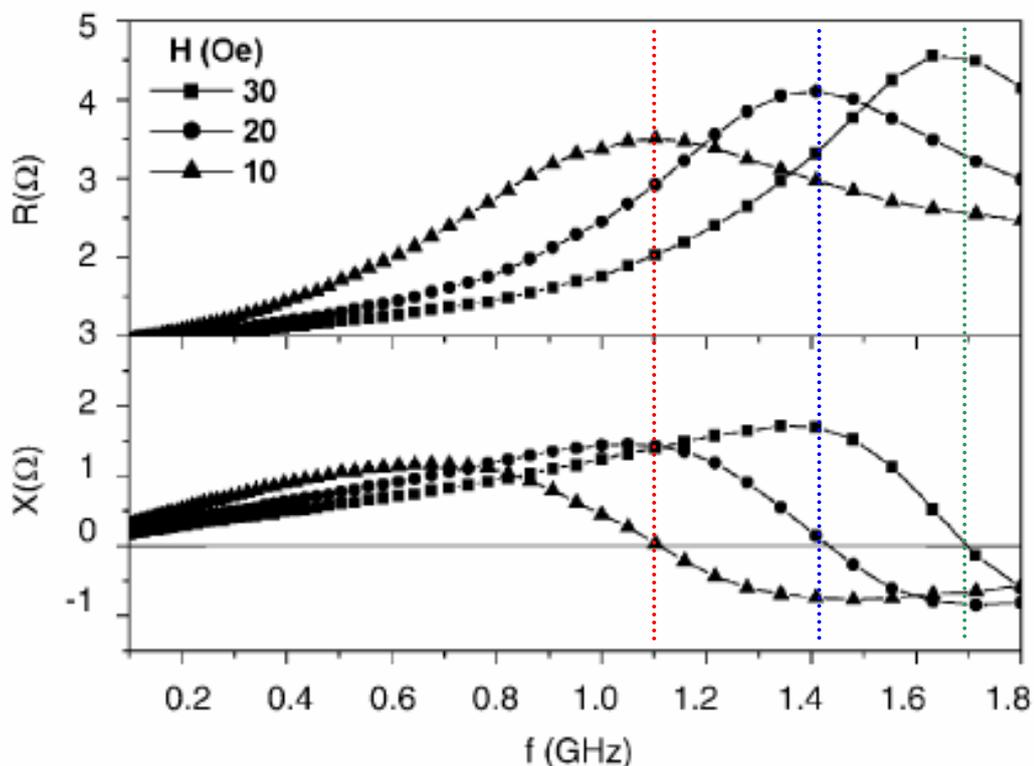


Figura 2-7. Curvas das partes reais e imaginárias da impedância de uma multicamada [Py(100Å)/Ag(7Å)]x100 em função da frequência, para campos externos de 10, 20 e 30 Oe [36].

Usando a relação mostrada acima, no capítulo de apresentação dos resultados serão mostradas curvas da relação de dispersão de FMR calculadas as frequências de ressonância para as amostras que apresentaram ressonância ferromagnética.

Como o fenômeno da ressonância ferromagnética (*FMR*) desempenha papel importante nas medidas em frequências altas, que é o caso de nossas medidas, estudaremos tal fenômeno com mais detalhes na próxima seção.

2.5. *MI em multicamadas de filmes finos*

Nas seções anteriores descrevemos algumas expressões da impedância para algumas geometrias particulares de amostras, inclusive na forma de filmes finos. Agora apresentaremos cálculos para amostras na forma de multicamadas de filmes finos.

No caso de multicamadas de filmes finos não podemos deixar de levar em conta as interações entre as camadas magnéticas, as quais, em nossos experimentos, estão separadas por uma camada metálica onde sua espessura pode ser variada dependendo da amostra.

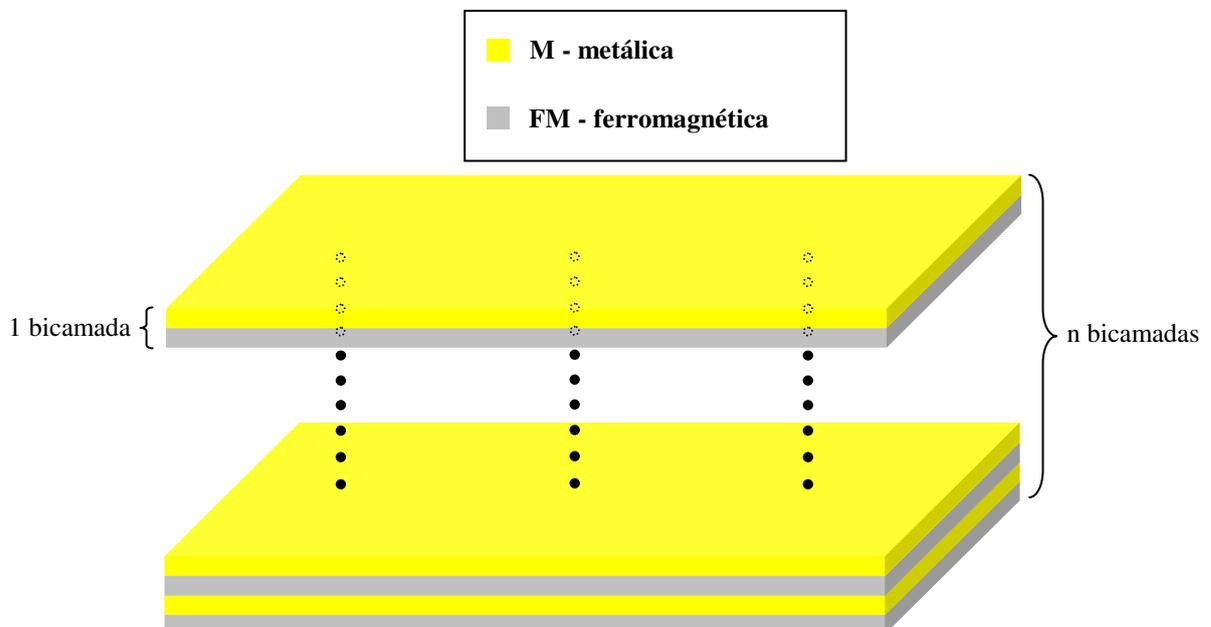


Figura 2-8. Esquema demonstrativo da estrutura das amostras estudadas nesse trabalho: multicamadas de filmes finos, onde mostra o empilhamento de camadas ferromagnéticas separadas por camadas metálicas.

Na Figura 2-8 é mostrada a estrutura das amostras usadas para as medidas feitas nesse trabalho. São multicamadas de filmes finos com camadas ferromagnéticas empilhadas e separadas por camadas metálicas. As camadas ferromagnéticas são de permalloy e as metálicas são de prata ou cobre, dependendo da série de amostras.

Os métodos e técnicas usados para a fabricação dessas amostras serão mostrados no capítulo que trata do procedimento experimental. Em nossas amostras, as camadas magnéticas têm anisotropia transversal uniaxial, a qual está representada na Figura 2-10. Esse tipo de estrutura magnética apresenta resultados muito bons com relação ao efeito MI [45, 46 e 47]. Porém, como a magnetização forma ciclos fechados na direção y , uma grande energia magnetoestática é observada, mesmo em se tratando de filmes finos e muito estreitos.

No caso de filmes magnéticos separados por um filme metálico, chamados de “sanduíches de filmes”, em baixas frequências, a variação da impedância é causada pelo efeito magnetoadutivo [48]. Para o cálculo da impedância dessas estruturas ilustradas na Figura 2-9 é necessária atenção especial à espessura e à condutividade das camadas magnéticas e metálicas. Utilizamos aqui os cálculos anteriormente feitos mais detalhadamente por Panina *et. al* [49].

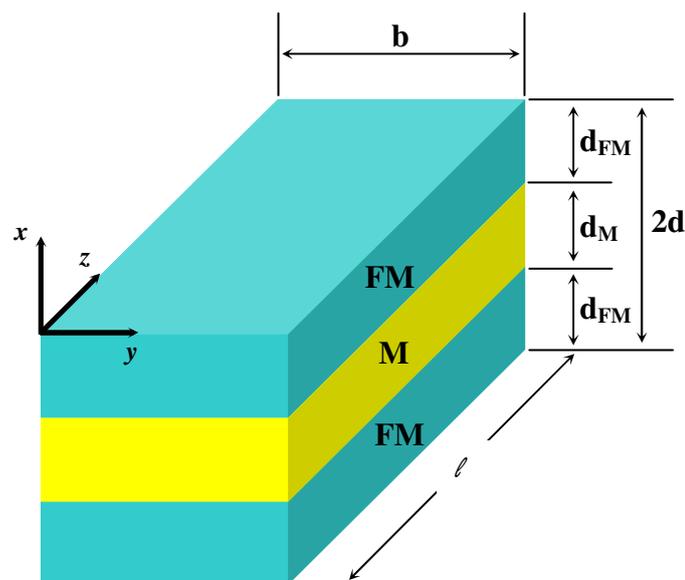


Figura 2-9. Estrutura de um filme na forma de sanduíche, onde se tem duas camadas magnéticas separadas por uma metálica (não magnética).

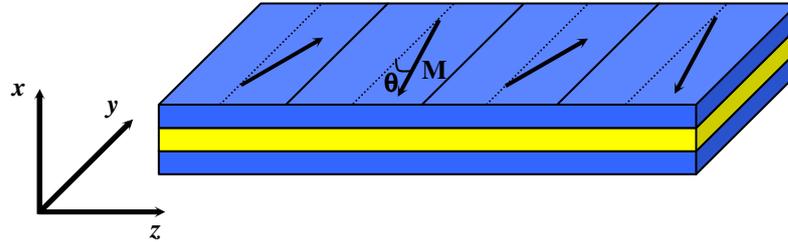


Figura 2-10. Desenho das direções preferenciais da magnetização de um sanduíche de filmes magnéticos com anisotropia magnética transversal no plano y-z (uniaxial).

Destes cálculos obtemos, no caso de frequências baixas, onde $f < f_0$, $d_M/\delta_M \ll 1$ e $d_{FM}/\delta_{FM} \ll 1$, onde δ_M e δ_{FM} são as profundidades de penetração magnéticas das camadas metálicas e ferromagnéticas, respectivamente, dadas por $\delta_M = \frac{1}{\sqrt{\sigma_M f \mu_M}}$ e $\delta_{FM} = \frac{1}{\sqrt{\sigma_{FM} f \mu_{FM}}}$. Nessas equações, σ_M e σ_{FM} são as condutividades elétricas e, $\mu_M = \mu_0 = 1$ e μ_{FM} são as permeabilidades magnéticas das camadas metálica e magnética, respectivamente. Sabendo que $\mu_{FM} = \mu_t$, onde μ_t é a permeabilidade transversal efetiva e que $d_M \sigma_M \gg d_{FM} \sigma_{FM}$, podemos escrever uma expressão para a impedância como [48]:

$$Z = R_M \left(1 - 2i\mu_t \frac{d_{FM} d_M}{\delta_{mM}^2} \right) \quad (2-20)$$

onde R_M é a resistência *dc* da camada metálica e é dada por:

$$R_M = \frac{l}{bd_M \sigma_M} \quad (2-21)$$

onde l é o comprimento do sanduíche, b a largura do sanduíche, d_M a espessura da camada metálica e σ_M a condutividade elétrica da camada metálica.

Nessa aproximação para frequências baixas ($f < f_0$), onde o efeito skin não é relevante, a corrente de sonda fica praticamente confinada à camada metálica, pois sua condutividade é muito maior do que a condutividade da camada ferromagnética. Induz-se assim uma magnetização circunferencial nas camadas magnéticas.

Quando vamos para um regime de frequências altas ($f > f_0$), onde o efeito skin desempenha papel relevante, a corrente de sonda concentra-se nas bordas do “sanduíche”, ou seja, no filme ferromagnético que está eletricamente conectado ao núcleo metálico. Nesse caso, o comportamento da MI vem a ser similar ao caso de um filme com apenas uma camada magnética (“single magnetic layer”), mas diferentemente de um filme com varias camadas magnéticas empilhadas uma sobre a outra (“multilayered film”).

Tal comportamento em frequências altas faz com que os estudos dos acoplamentos de troca entre as camadas e do fenômeno da ressonância ferromagnética tenham papel crucial no entendimento da dinâmica desses materiais. Por isso, estudaremos nos próximos itens esses fenômenos.

2.6. Ressonância ferromagnética (FMR)

Nesta seção veremos mais detalhadamente o fenômeno da FMR e apresentaremos cálculos para algumas geometrias de amostras, principalmente, na forma de filmes finos, as quais são objetos principais do nosso estudo.

2.6.1. Introdução

O fenômeno da ressonância ferromagnética é compreendido como a absorção de uma radiação eletromagnética por um material ferromagnético, e foi descoberto por V. K. Arkad'yev [50, 51] em 1912 na observação da absorção de microondas em fios de Ni e Fe. Tal fenômeno foi primeiramente explicado qualitativamente em 1923 por Y. G. Dorfman [52]. Mais tarde, em 1935, Landau e Lifshitz [53] através de trabalhos teóricos lançaram várias explicações sobre o comportamento de materiais magnéticos na ação de radiações na faixa de microondas. Somente em 1946, novos estudos experimentais relevantes apareceram, novamente em ligas de Ni e Fe, com J. H. E. Griffiths [54] e E. K. Zavoiskii [55], que serviram

de motivação para novos estudos. Um ano depois, Kittel [56] e quatro anos depois, Van Vleck [57] conseguiram generalizar os cálculos de Landau e Lifshitz. Principalmente após esses relevantes trabalhos, o fenômeno da ressonância ferromagnética tem sido estudado e usado com muita frequência, tanto teórica quanto experimentalmente, como ferramenta na caracterização de materiais magnéticos. Dentre muitos, se destacam os trabalhos de G. T. Rado [58, 59 e 60] na caracterização de amostras magnéticas, mais especificamente em ferritas.

Atualmente, o fenômeno da FMR é uma ferramenta muito útil na caracterização de materiais magnéticos [61 e 62], os quais são muito importantes para aplicações tecnológicas.

Após esse breve histórico da FMR, faremos abaixo uma descrição do fenômeno em si. Quando um material ferromagnético é submetido a um campo magnético externo, esse faz com que o momento magnético total do material comece a precessionar, como ilustrado na Figura 2-11, onde podemos perceber o vetor magnetização M precessionando, em torno do eixo de aplicação do campo contínuo H_{dc} , com uma frequência característica (natural) ω . Na mesma figura, também pode ser observado o surgimento de um outro vetor magnetização M_{ac} que depende do campo magnético alternado H_{ac} dentro da amostra. Quando a frequência desse campo magnético alternado, gerado pela corrente de sonda, é igual ou múltiplo inteiro dessa frequência de precessão característica ω do material, acontece a chamada ressonância ferromagnética e uma grande absorção de energia da radiação recebida pode ser percebida através de uma queda na energia da radiação transmitida.

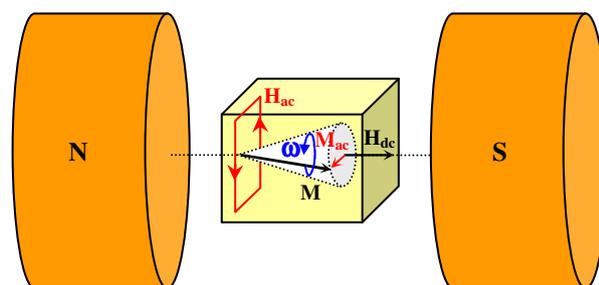


Figura 2-11. Amostra ferromagnética submetida a um campo magnético externo H_{dc} e a um campo magnético oscilante H_{ac} (consequência da corrente de sonda). Esses campos dão origem à magnetização M , que precessiona em torno do eixo de H_{dc} com uma frequência característica ω e a magnetização M_{ac} , respectivamente.

Os valores de frequência onde ocorrem a ressonância ferromagnética são chamados de frequências de ressonância. Como vimos na Figura 2-7, essas frequências de ressonância dependem do campo magnético externo H_{dc} aplicado na amostra. Logo, para cada valor aplicado desse campo pode-se ter uma frequência de ressonância associada. Na próxima seção, veremos alguns cálculos usados com a finalidade de estabelecer expressões para a frequência de ressonância em função do campo magnético externo aplicado H_{dc} .

2.6.2. Cálculo da frequência de ressonância

Na Figura 2-12, podemos ver a representação dos vetores campos magnéticos e magnetizações em uma amostra ferromagnética dentro de um campo magnético. Todos os momentos magnéticos μ ficam sujeitos a um torque, devido à presença desse campo magnético e, assim, os momentos magnéticos começam a precessionar em torno da direção de aplicação desse campo, descrevendo o mesmo cone mostrado na Figura 2-11.

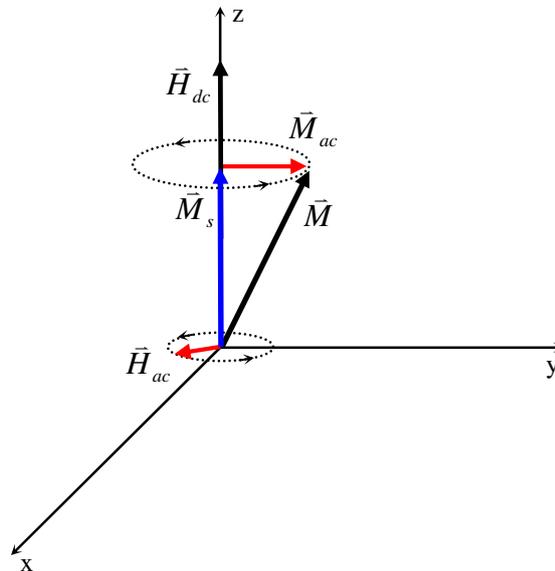


Figura 2-12. Representação gráfica dos vetores campos magnéticos e magnetizações para uma amostra ferromagnética dentro de um campo magnético H_{dc} .

A equação do movimento, por unidade de volume, do material é:

$$-\frac{1}{\gamma} \frac{d\vec{\mu}}{dt} = [\vec{\mu} \times \vec{H}_{dc}] \quad (2-22)$$

Se tratarmos classicamente a equação (2-22), em uma primeira aproximação, podemos escrever a equação da frequência de precessão clássica encontrada por Larmor [63]:

$$\omega_0 = \frac{g\mu_B}{\hbar} H_{dc} = \gamma H_{dc} \quad (2-23)$$

onde γ é a razão giromagnética e vale $\frac{g\mu_B}{\hbar}$, g é o fator de “splitting” espectroscópico e μ_B é o magnetron de Bohr e vale $\sim 10^{-20}$ e.m.u..

Agora, se magnetizarmos o material por inteiro (homogeneamente) até saturá-lo magneticamente com um campo magnético externo H_{dc} , ele não terá mais uma estrutura de domínios, pois ela será desfeita e nosso material pode ser considerado como um monodomínio. Assim, a precessão pode ser tratada como sendo a da magnetização total M do material, que é a soma dos momentos magnéticos μ de todos os elétrons do mesmo, por unidade de volume. Os elétrons de um material ferromagnético podem assumir uma órbita preferencial e, por sua vez, uma direção preferencial para seus momentos magnéticos. Se esta direção preferencial for perturbada, um torque age nos elétrons a fim de fazer com que eles retornem à suas posições originais, onde se encontram com mínima energia (como vimos anteriormente na Figura 2-11 e na equação (2-22)). Então, esse torque também produz uma precessão nos momentos magnéticos. Assim, os spins precessionam com a frequência ω_0 em torno da direção de um campo magnético efetivo H_{ef} [53] e não mais em torno da direção do campo magnético contínuo H_{dc} .

Kittel [64] mostrou que a condição de ressonância da equação (2-23) pode ser tratada como:

$$\omega = \gamma H_{ef} \quad (2-24)$$

onde o H_{ef} depende de alguns fatores, que por sua vez, dependem principalmente da forma e tipo de amostra.

Como a magnetização e a densidade de momentos magnéticos obedecem à relação:

$$\vec{M} = \gamma \vec{\mu} \quad (2-25)$$

A equação (2-22) pode ser reescrita como:

$$\frac{d\vec{\mu}}{dt} = -[\vec{M} \times \vec{H}_{dc}] \quad (2-26)$$

Derivando os dois termos da equação (2-25) e chamando o H_{dc} de H (campo magnético total, que pode conter várias contribuições), temos que o termo da direita da igualdade vem a ser o torque na equação (2-26), então podemos reescrever a equação do movimento, em termos da magnetização [65 e 66] como:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma[\vec{M} \times \vec{H}] \quad (2-27)$$

onde o campo magnético total \vec{H} é composto por um campo magnético efetivo \vec{H}_{ef} atuante na amostra e um campo magnético variável \vec{H}_{ac} devido à corrente alternada (corrente de sonda) dentro da amostra:

$$\vec{H} = \vec{H}_{ef} + \vec{H}_{ac} \quad (2-28)$$

Se esse campo variável de alta frequência for fraco, de tal forma que seja muito menor que o campo externo H_{dc} , a magnetização terá uma componente oscilante M_{ac} e a magnetização total no material vai ter contribuições do campo magnético externo e também do campo magnético alternado, ou seja:

$$\vec{M} = \vec{M}_s + \vec{M}_{ac} \quad (2-29)$$

onde M_s é a magnetização de saturação, M_{ac} a magnetização referente ao campo magnético alternado H_{ac} e $M_{ac} \ll M_s$. Essas magnetizações estão representadas vetorialmente na Figura 2-12. Como já vimos anteriormente, o fenômeno de ressonância poderá ocorrer quando a frequência de oscilação desse campo H_{ac} for igual à frequência de Larmor ω_0 da equação (2-23), então, o campo oscilante causará transições entre subníveis Zeeman adjacentes do material ferromagnético, que são separados por uma certa energia que vale $\hbar\omega$, como mostrado na Figura 2-13.

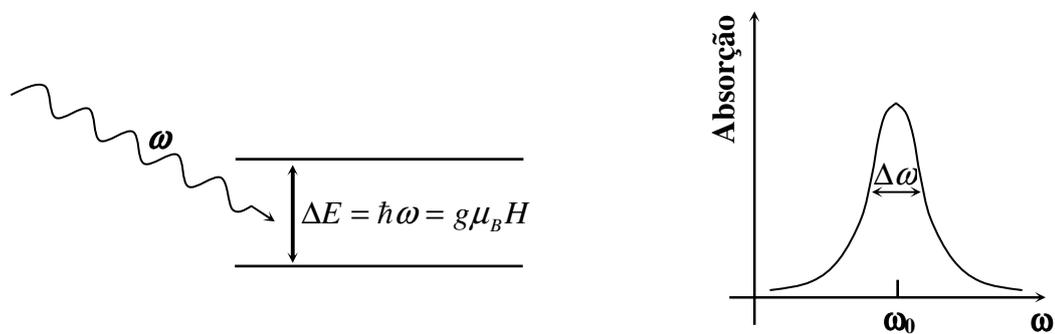


Figura 2-13. Descrição esquemática do fenômeno da ressonância magnética. Na ressonância, a radiação eletromagnética dos fótons transporta uma energia igual à ΔE , que é a energia entre os dois níveis de energia do sistema [67].

Analisando microscopicamente, a ressonância ferromagnética pode ser calculada com um Hamiltoniano de spin que inclui termos para o efeito Zeeman, dipolo-dipolo, interações de troca e de anisotropia magnetocristalina. As equações do movimento são obtidas com um cálculo do comutador do Hamiltoniano de Spin e do momento angular de spin, acarretando na expressão (2-27). Nesta equação o campo magnético efetivo é a resultante dos campos magnéticos aplicado, desmagnetizante, de anisotropia cristalina e qualquer outro campo que possa estar presente no sistema. Para uma amostra na forma de um elipsóide, o campo efetivo pode ser escrito como:

$$\vec{H}_{ef} = \vec{H}_{dc} + \vec{H}_D + \vec{H}_K \quad (2-30)$$

onde \vec{H}_{dc} é o campo magnético contínuo dc , $\vec{H}_D = -\hat{D} \cdot \vec{M}$ o campo desmagnetizante e \vec{H}_K o campo de anisotropia. \hat{D} é o tensor de desmagnetização da amostra, que no caso de uma amostra elipsoidal com os eixos principais coincidindo com os eixos cartesianos x , y e z , podemos expressar esse tensor da seguinte forma:

$$D = \begin{pmatrix} D_x & 0 & 0 \\ 0 & D_y & 0 \\ 0 & 0 & D_z \end{pmatrix} \quad (2-31)$$

Logo, o campo desmagnetizante pode ser expresso na forma:

$$\vec{H}_D = - \begin{pmatrix} D_x & 0 & 0 \\ 0 & D_y & 0 \\ 0 & 0 & D_z \end{pmatrix} \begin{pmatrix} M_x \\ M_y \\ M_z \end{pmatrix} \quad (2-32)$$

ou seja,

$$\vec{H}_D = -D_x M_x \hat{i} - D_y M_y \hat{j} - D_z M_z \hat{k} \quad (2-33)$$

Onde o campo magnético total na amostra é dado por:

$$\vec{H} = \overbrace{\vec{H}_{dc} + \vec{H}_D + \vec{H}_K}^{H_{ef}} + \vec{H}_{ac} \quad (2-34)$$

Nos materiais cristalinos, o campo de anisotropia depende das constantes de anisotropia K_1 e K_2 . Então, podemos escrever o campo de anisotropia analogamente ao campo desmagnetizante como:

$$\vec{H}_K = -\hat{D}_K \cdot \vec{M} \quad (2-35)$$

onde, para simplificar, também assumimos as componentes de \hat{D}_K sobre os eixos de um sistema cartesiano, assim podemos escrever \vec{H}_K , analogamente a \vec{H}_D da equação (2-33), como:

$$\vec{H}_K = -D_{Kx}M_x\hat{i} - D_{Ky}M_y\hat{j} - D_{Kz}M_z\hat{k} \quad (2-36)$$

Se considerarmos que o campo magnético contínuo dc seja aplicado na direção do eixo z e o campo magnético alternado perpendicularmente a ele, isso significa que a corrente de sonda está fluindo na direção do eixo z . O tensor \vec{D} , ao invés de possuir muitos termos, passa a ser um tensor diagonal. Reescrevendo a equação (2-29), onde \vec{M}_s está na direção do campo magnético total \vec{H} e $\vec{M}_{ac} = \vec{M}e^{i\omega t}$ e substituindo na expressão (2-27), pode-se encontrar a relação entre a magnetização e o campo magnético, desenvolvendo termo a termo o rotacional e a derivada temporal.

Para que M_x e M_y tenham solução não trivial, temos que considerar o campo magnético $H_x=H_y=0$, então teremos:

$$\begin{cases} -\frac{i\omega}{\gamma}M_x + M_y[H + (D_y + D_{Ky} - D_z - D_{Kz})M_s] = 0 \\ \frac{i\omega}{\gamma}M_y + M_x[H + (D_x + D_{Kx} - D_z - D_{Kz})M_s] = 0 \end{cases} \quad (2-37)$$

que na forma matricial fica:

$$\begin{vmatrix} \frac{i\omega_r}{\gamma} & H + (D_y + D_{Ky} - D_z - D_{Kz})M_s \\ H + (D_x + D_{Kx} - D_z - D_{Kz})M_s & \frac{i\omega_r}{\gamma} \end{vmatrix} = 0 \quad (2-38)$$

Resolvendo o sistema (2-38) encontra-se a seguinte expressão para a frequência de ressonância:

$$\omega_r = \gamma \left[H_z + (D_y + D_{Ky} - D_z - D_{Kz})M_s \right] \left[H_z + (D_x + D_{Kx} - D_z - D_{Kz})M_s \right]^{1/2} \quad (2-39)$$

No caso de um material com a anisotropia magnetocristalina muito pequena, podemos considerar que:

$$D_{Kx} = D_{Ky} = D_{Kz} = 0 \quad (2-40)$$

Então, podemos reescrever a equação (2-39), como:

$$\omega_r = \gamma \left\{ [H_z + (D_y - D_z)M_z] [H_z + (D_x - D_z)M_z] \right\}^{1/2} \quad (2-41)$$

Assim, pode-se verificar na expressão acima, que a frequência de ressonância ω_r tem uma dependência direta com os fatores desmagnetizantes D . Esses fatores desmagnetizantes dependem, principalmente, da forma da amostra. Logo, dependendo da geometria do material, tem-se certa expressão para a frequência de ressonância. Veremos essas expressões para três geometrias de amostras: a) plana; b) esférica e c) cilíndrica.

- a) Em uma amostra planar, que é o caso de um filme fino, temos os fatores desmagnetizantes $D_x = D_z = 0$ e $D_y = 4\pi$. Assim, obtemos a seguinte expressão para a frequência de ressonância:

$$\omega_r = \gamma \left\{ [H_z + 4\pi M_z] [H_z] \right\}^{1/2} = \gamma (B_z H_z)^{1/2} \quad (2-42)$$

- b) No caso de uma amostra esférica, temos $D_x = D_y = D_z = 4\pi/3$ então:

$$\omega_r = \gamma \left\{ [H_z] [H_z] \right\}^{1/2} = \gamma H_z \quad (2-43)$$

- c) E no caso de uma amostra cilíndrica, que é o caso de um fio, temos $D_x = D_y = 2\pi$ e $D_z = 0$ então:

$$\omega_r = \gamma \left\{ [H_z + 2\pi M_z] [H_z + 2\pi M_z] \right\}^{1/2} = \gamma (H_z + 2\pi M_z) \quad (2-44)$$

Até o presente momento, tratamos de sistemas onde o efeito de relaxação magnética foi negligenciado. Mas devido à interações intrínsecas dos spins, tais como: entre eles próprios (interação dipolar), com os elétrons de condução do material e com a rede cristalina, temos que incluir na equação do movimento (2-27) um termo de relaxação R , o qual é responsável por representar o amortecimento causado na precessão da magnetização:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma[\vec{M} \times \vec{H}] + R \quad (2-45)$$

Para esse termo de relaxação R têm-se várias propostas. Em 1935, foi feita a primeira por Landau e Lifshitz [53], que nos dá a seguinte equação para o movimento de precessão amortecido:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma[\vec{M} \times \vec{H}] - \frac{\lambda}{M_S^2} \vec{M} \times (\vec{M} \times \vec{H}) \quad (2-46)$$

onde λ é um termo de relaxação devido à interações dipolares entre os momentos magnéticos no material e representa um torque que tenta forçar a magnetização a voltar a sua posição de equilíbrio (de mínima energia).

Mas, como a equação (2-46) não tem solução real para valores grandes do termo de amortecimento λ , Gilbert [68] sugeriu um novo termo de amortecimento. Então, a equação do movimento no limite clássico é dada pela equação do movimento de Gilbert, com o coeficiente de relaxação G , pela expressão:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma[\vec{M} \times \vec{H}] + \frac{G}{\gamma^2 M_S^2} \left(\vec{M} \times \frac{d\vec{M}}{dt} \right) \quad (2-47)$$

onde todo o segundo termo do lado direito da equação (2-47) é conhecido como torque de amortecimento de Gilbert [68]. Essa equação (2-47) é conhecida como equação do movimento de Landau-Lifshitz-Gilbert.

Quando o fator de amortecimento for pequeno, que ocorre na maioria das medidas de FMR, as equações (2-46) e (2-47) levam a uma mesma solução. Mas, para medidas feitas com campos magnéticos alternados H_{ac} muito intensos (corrente de sonda alta), onde a aproximação $M=M_S$ não é mais válida, a equação (2-47), que leva o fator de amortecimento de Gilbert, nos fornece melhores resultados [69 e 70]. Essas são as duas melhores propostas para esse termo de amortecimento e também as mais usadas.

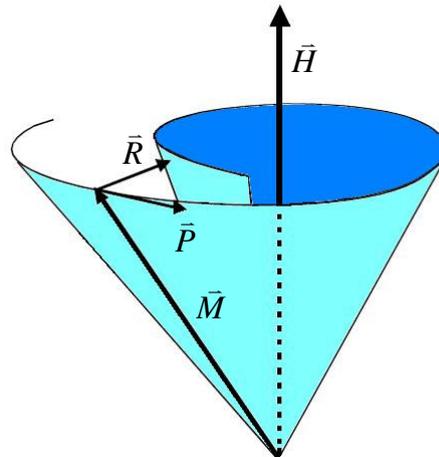


Figura 2-14. Esquema da precessão amortecida do vetor magnetização em torno da direção do campo total H , mas na ausência do campo oscilante de alta frequência H_{ac} .

Na Figura 2-14, podemos ver os vetores que representam a precessão da magnetização e o amortecimento dessa precessão. Onde, para simplificar, chamamos de P o vetor precessão e R o vetor amortecimento. Esses vetores representam o primeiro e o segundo termo do lado direito das equações (2-46) ou (2-47) e equivalem aos torques na magnetização para precessionar em torno do H e para amortecer essa precessão, respectivamente.

Até agora, vimos expressões para a frequência de ressonância em coordenadas retangulares, mas em alguns casos precisamos dessas expressões em coordenadas esféricas. Em 1954, Smit e Wijin [71] sugeriram uma expressão desse tipo, considerando o sistema de coordenadas da Figura 2-15, que mostra as direções do vetor magnetização, em termos dos ângulos θ e φ , e do campo magnético total, com suas componentes H_M , H_θ e H_φ em coordenadas esféricas.

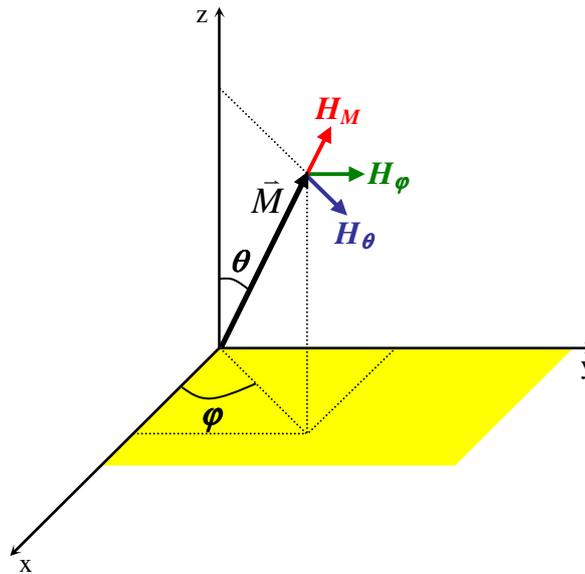


Figura 2-15. Sistema de coordenadas mostrando o vetor magnetização e as componentes do campo magnético total H_M , H_θ e H_φ .

Voltando a equação do movimento de Landau-Lifshitz-Gilbert e introduzindo as componentes da magnetização e do campo magnético em coordenadas esféricas, obtemos as seguintes equações para o movimento [72]:

$$\frac{d\theta}{dt} = \gamma[H_\varphi + \alpha H_\theta] \quad \text{e} \quad \frac{d\varphi}{dt} \sin \theta = -\gamma[H_\theta - \alpha H_\varphi] \quad (2-48)$$

Em uma situação de equilíbrio termodinâmico, a direção do vetor magnetização M é a mesma direção da componente radial do campo magnético total H_M . Assim, as componentes angulares do campo magnético total serão nulas e o vetor magnetização M encontrará uma posição de equilíbrio, orientada pelos ângulos θ e φ , onde a energia livre do sistema é mínima. Isso implica em:

$$\frac{\partial E}{\partial \theta} = \frac{\partial E}{\partial \varphi} = 0 \quad (2-49)$$

e, considerando que a magnetização tenha pequenos desvios em torno dessa posição de equilíbrio, as componentes angulares do campo magnético total serão dadas por [63]:

$$H_\theta = -\frac{1}{M} \frac{\partial E}{\partial \theta} \quad \text{e} \quad H_\varphi = -\frac{1}{M \sin \theta_0} \frac{\partial E}{\partial \varphi} \quad (2-50)$$

Calculando-se a expansão das derivadas da energia livre em relação à θ e φ , desprezando os termos não-lineares e considerando os desvios da posição de equilíbrio $\delta\theta(t) = \theta(t) - \theta_0$ e $\delta\varphi(t) = \varphi(t) - \varphi_0$ tal que sejam muito menores que os ângulos iniciais θ_0 e φ_0 , obtemos para equação (2-50) as seguintes aproximações lineares:

$$\begin{cases} -\frac{M}{\gamma} \sin \theta_0 \delta\dot{\theta} = \left[\frac{\partial^2 E}{\partial \varphi \partial \theta} + \alpha \sin \theta_0 \frac{\partial^2 E}{\partial \theta^2} \right] \delta\theta + \left[\frac{\partial^2 E}{\partial \theta^2} + \alpha \sin \theta_0 \frac{\partial^2 E}{\partial \theta \partial \varphi} \right] \delta\varphi \\ \frac{M}{\gamma} \sin \theta_0 \delta\dot{\varphi} = \left[\frac{\partial^2 E}{\partial \theta^2} - \frac{\alpha}{\sin \theta_0} \frac{\partial^2 E}{\partial \varphi \partial \theta} \right] \delta\theta + \left[\frac{\partial^2 E}{\partial \theta \partial \varphi} - \frac{\alpha}{\sin \theta_0} \frac{\partial^2 E}{\partial \varphi^2} \right] \delta\varphi \end{cases} \quad (2-51)$$

O sistema da equação (2-51) terá soluções periódicas se a equação $\omega^2 - i\omega\Delta\omega - \omega_{res}^2 = 0$ for satisfeita, onde temos as expressões para a frequência de ressonância e para a largura de linha, supondo que o sistema esteja saturado magneticamente e que a condição de pequenas oscilações seja satisfeita (baixa potência da onda):

$$\omega_{res} = \frac{\gamma \sqrt{1 + \alpha^2}}{\sin \theta_0} \left[\frac{\partial^2 E}{\partial \theta^2} \frac{\partial^2 E}{\partial \varphi^2} - \left(\frac{\partial^2 E}{\partial \theta \partial \varphi} \right)^2 \right]^{1/2} \quad \text{e} \quad (2-52)$$

$$\Delta\omega = \frac{\gamma\alpha}{M_s} \left[\frac{\partial^2 E}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial \varphi^2} \frac{1}{\sin^2 \theta_0} \right]$$

As equações acima dependem da energia livre E do sistema, assim, para calcularmos a frequência de ressonância, devemos conhecer todas as componentes dessa energia, bem como, suas dependências com a magnetização, ou seja, anisotropias magnéticas.

2.7. Energia livre total

A energia livre total é a soma de duas interações principais: a primeira, conhecida como energia Zeeman, que é a interação da magnetização do material com o campo magnético externo aplicado, dependendo da direção entre esses dois; e a segunda, conhecida como energia de anisotropia, que depende da orientação da magnetização em relação a um sistema de coordenadas que foi escolhido para esse material, e contribui com os termos de energia magnetostática e energia magnetocristalina. Logo, podemos expressar essa energia livre total como:

$$E = E_Z + E_D + E_K \quad (2-53)$$

Em nosso trabalho estamos mais interessados em calcular a frequência de ressonância para filmes finos, pois esse é o tipo de amostra que foi estudada. No caso de um filme fino policristalino com anisotropia perpendicular ao plano, como mostra a Figura 2-16, onde o filme está no plano xy , a direção da magnetização M é dada pelos ângulos θ e φ e a direção do campo magnético externo H_{dc} é dada pelo ângulo α . A energia Zeeman, que é a interação entre a magnetização e campo magnético contínuo, será representada por:

$$E_Z = -\vec{H}_{dc} \cdot \vec{M} \quad \Rightarrow \quad E_Z = -H_{dc} M_S (\cos \alpha \sin \theta \cos \varphi + \sin \alpha \cos \theta) \quad (2-54)$$

A energia desmagnetizante, proveniente da interação dipolar induz pólos magnéticos nas extremidades do ferromagneto, que por sua vez, dá origem a um campo magnético desmagnetizante que se opõe ao campo magnético externo aplicado e depende da intensidade da magnetização e da geometria do material. Considerando a geometria da nossa amostra (filme fino no plano xy) e que D_x , D_y e D_z são as componentes do fator desmagnetizante D , relacionadas por $D_x + D_y + D_z = 4\pi$, essa energia é dada pela expressão:

$$E_D = \frac{1}{2} (D_x M_{Sx}^2 + D_y M_{Sy}^2 + D_z M_{Sz}^2) \quad \Rightarrow \quad E_D = 2\pi M_S^2 \cos^2 \theta \quad (2-55)$$

Se o material magnético não for considerado como meio contínuo, mas formado por um pequeno conjunto de dipolos magnéticos, a espessura pode mudar bastante o fator 2π [73] usado na equação (2-55). Essa mudança depende da estrutura cristalina e da epitaxia do filme.

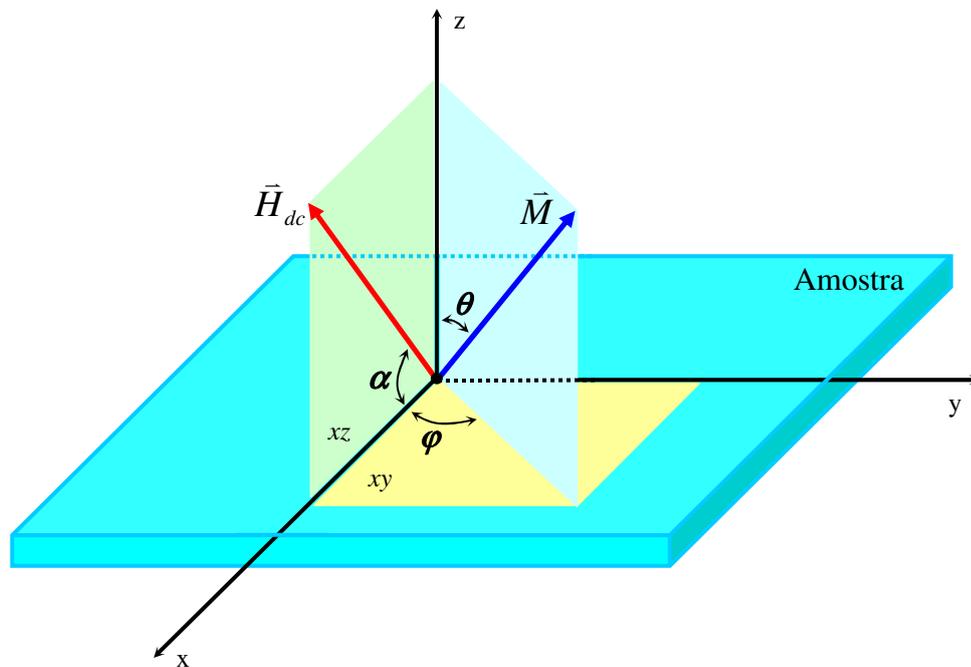


Figura 2-16. Filme fino no plano xy com sistema de coordenadas definindo a direção dos vetores magnetização M e campo magnético externo aplicado H_{dc} .

No caso de filmes finos com simetria rotacional em torno do eixo normal ao plano do filme, a energia de anisotropia oriunda das contribuições magnetocristalina e magnetoelástica, ou seja, energia de anisotropia uniaxial, é dada pela expressão:

$$E_K = K_u \text{sen}^2 \theta \quad (2-56)$$

Voltando a expressão (2-53), podemos reescreve-la como:

$$E = -H_{dc} M_s (\cos \alpha \text{sen} \theta \cos \varphi + \text{sen} \alpha \cos \theta) + 2\pi M_s^2 \cos^2 \theta + K_u \text{sen}^2 \theta \quad (2-57)$$

Essa é expressão para a energia livre de um filme fino policristalino e com anisotropia perpendicular ao plano. Podemos escrever a expressão geral para a energia livre de um filme fino como:

$$E = -\vec{H}_{dc} \cdot \vec{M}_S + 2\pi (\vec{M}_S \cdot \hat{n})^2 - K_u \left(\frac{\vec{M}_S \cdot \hat{u}}{M_S} \right)^2 \quad (2-58)$$

onde \hat{n} e \hat{u} são os vetores unitários que representam a direção normal a superfície do filme e a direção da anisotropia uniaxial, respectivamente. Na equação (2-58), o primeiro termo corresponde à energia Zeeman, o segundo à energia desmagnetizante e o terceiro à energia de anisotropia uniaxial. Nos cálculos feitos para a equação (2-58), o filme está no plano xy , logo \hat{n} está ao longo do eixo z e a anisotropia uniaxial ao longo da direção do eixo x .

No caso de uma amostra com estrutura de multicamadas de filmes finos, teremos uma equação de energia livre (2-58) para cada camada de material magnético. Assim, podemos escrever:

$$E_k = -\vec{H}_{dc} \cdot \vec{M}_S^k + 2\pi (\vec{M}_S^k \cdot \hat{n})^2 - K_u \left(\frac{\vec{M}_S^k \cdot \hat{u}}{M_S^k} \right)^2 \quad (2-59)$$

onde k identifica a camada em questão, ou seja, se temos duas camadas A e B , $k = A$ ou B .

Assim, podemos escrever uma expressão para a parte anisotrópica da energia livre total por unidade de área para um sistema com várias camadas:

$$E = E_k t_k \quad (2-60)$$

onde E_k é a energia livre total por unidade de volume e t_k é a espessura, ambas para uma camada k .

A equação (2-60) está escrita, mais precisamente, para uma camada apenas, pois no caso com mais de uma camada magnética temos que reescreve-la como uma soma em k e acrescentar um termo referente as energias de interação entre as camadas magnéticas. Assim, a energia livre total por unidade de área pode ser escrita como:

$$E = \sum_{k=1}^n E_k t_k + E_{int} \quad (2-61)$$

onde n é o número de camadas magnéticas da amostra.

Essas energias de interação podem ter diversas origens. No item a seguir, veremos alguns tipos de interações que podem ocorrer entre as camadas magnéticas de nossas amostras e, posteriormente, reescreveremos a expressão para a energia livre total da equação (2-61) levando em conta essas interações.

2.7.1. *Interação entre camadas magnéticas*

Quando temos uma estrutura de camadas magnéticas separadas por camadas metálicas (ou não magnéticas), podemos observar vários tipos de interações entre as camadas magnéticas, dentre eles e que acreditamos ser mais importantes em nossas amostras, a interação de acoplamento de troca e a interação dipolar. Na equação (2-61), E_{int} representa a soma das energias dessas interações.

As energias de interação entre camadas magnéticas separadas por uma camada não magnética dependem essencialmente dessa distância de separação. Então, quando crescemos uma amostra na forma de camadas de filmes, temos que saber qual a orientação do crescimento dessas camadas, tanto das camadas magnéticas como as não magnéticas para podermos calcular a distância interplanar dos materiais. Essa distância entre os planos de átomos do material, chamada de espaçamento interplanar d , é função dos índices dos planos de Miller h , k e l e das constantes de rede a , b , c , α , β e γ , os quais dependem do tipo de rede em questão.

Para um sistema de rede cúbica, onde $a=b=c$ e $\alpha=\beta=\gamma=90^\circ$, o espaçamento planar d_{hkl} pode ser calculado pela seguinte expressão:

$$d_{hkl} = \frac{a}{\sqrt{h^2 + k^2 + l^2}} \quad (2-62)$$

Para o espaçador não magnético usamos a prata e o cobre que têm uma estrutura cúbica de face centrada (FCC).

Para calcularmos o espaçamento interplanar para esse tipo de estrutura, teremos que analisar a equação (2-62) para esse tipo de estrutura (veja a Figura 2-17).

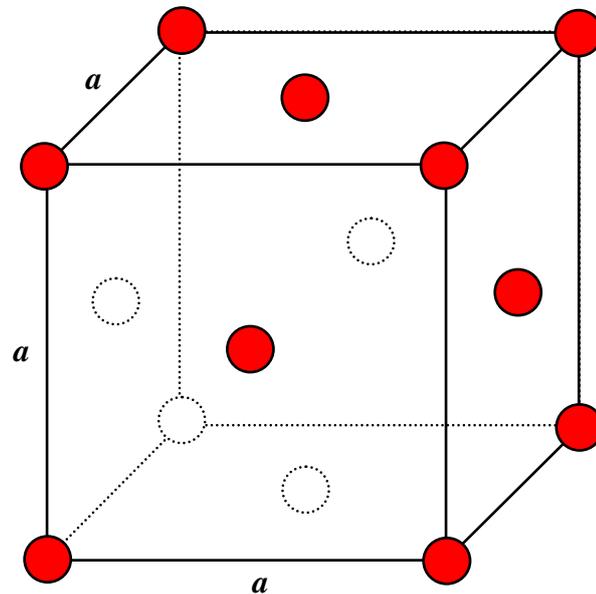


Figura 2-17. Desenho de uma estrutura cúbica de face centrada (FCC).

Na Tabela 2-1, são apresentados os valores das constantes de rede, dos espaçamentos interplanares e o tipo de estrutura dos dois tipos de espaçadores metálicos que usamos, o cobre e a prata.

Material	Símbolo atômico	Tipo de rede	Constante de rede a (Å)	Valor de d_{hkl}/a para uma rede FCC			Espaçamento interplanar d_{hkl} (Å)		
				(111)	(100)	(110)	(111)	(100)	(110)
Prata	Ag	FCC	4,069	$\frac{1}{\sqrt{3}}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2\sqrt{2}}$	2,35	2,03	1,44
Cobre	Cu	FCC	3,603	$\frac{1}{\sqrt{3}}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2\sqrt{2}}$	2,08	1,80	1,27

Tabela 2-1. Espaçamentos interplanares para nossos espaçadores não magnéticos Cu e a Ag.

No próximo item, o espaçamento interplanar será chamado de ML (monolayer), ou seja, trata-se de uma camada atômica. Essa notação é muito utilizada na literatura em geral.

a) Energia de acoplamento de troca:

Experimentalmente o acoplamento entre as magnetizações de duas camadas ferromagnéticas separadas por uma camada de material não magnético foi observado e demonstrado em 1986 [74, 75 e 76]. Dois anos mais tarde, algumas descobertas nesse tipo de sistema, tais como a magnetoresistência [77 e 78] fez com que inúmeros experimentos e teorias fossem propostos. A primeira, e uma das mais interessantes, foi a do acoplamento de troca bilinear, ou seja, o acoplamento entre magnetizações que estão em uma mesma direção (veja Figura 2-18).

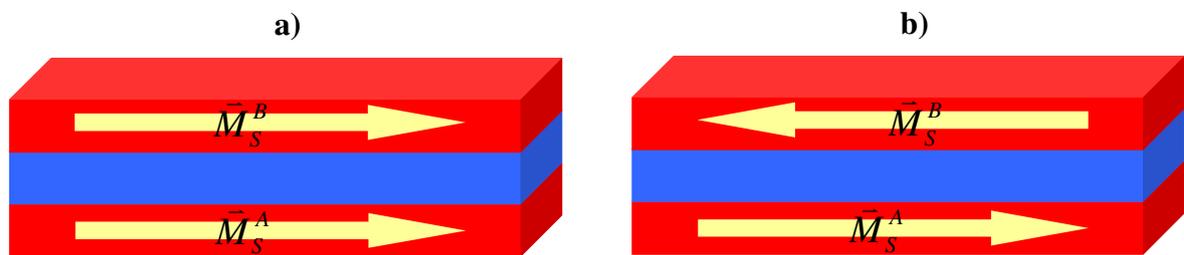


Figura 2-18. Desenho de uma estrutura de duas camadas magnéticas separadas por uma camada metálica, destacando-se a) as magnetizações paralelas e b) magnetizações antiparalelas.

Os acoplamentos de troca entre camadas magnéticas separadas por camadas metálicas, em sua grande maioria, são explicados pelo modelo de Ruderman-Kittel-Kasuya-Yoshida, conhecido como modelo RKKY. Tais interações de troca foram calculadas, primeiramente, por Ruderman e Kittel [79] para um acoplamento de troca indireto de dois spins pela interação hiperfina de contato com os elétrons de condução. Mais tarde, Kasuya [80] e Yosida [81] propuseram um acoplamento do mesmo tipo, porém, entre dois elétrons localizados (d ou f) pelo acoplamento mútuo aos elétrons de condução (s).

No início da década de 90, foram desenvolvidos vários modelos teóricos para tentar explicar os acoplamentos de troca entre camadas magnéticas separadas por camadas não magnéticas (espaçador). Nesses modelos, a superfície de Fermi que determina as propriedades de acoplamento entre as camadas é uma superfície fictícia do material que compõe a camada não magnética. Entretanto, devido à rápida blindagem pelos metais, o potencial observado pelos elétrons é a metade do todo, mas as camadas muito finas de espaçadores são

praticamente indistinguíveis para o potencial observado no interior de uma amostra infinita do mesmo material. Uma vez que a superfície de Fermi de um material infinito descreve a resposta para perturbações dos elétrons do sistema naquele potencial, aquela mesma superfície de Fermi descreve a resposta para perturbações dos elétrons do sistema dentro da camada espaçadora. Portanto, o acoplamento oscilatório é determinado por uma superfície de Fermi do material que compõe a camada espaçadora, a qual é bem definida, e não a superfície de Fermi da própria camada espaçadora [82]. Esses modelos mostraram que os vetores de espalhamento críticos da superfície de Fermi do material que compõe a camada não magnética (espaçadora) determinam o período de oscilação.

Um vetor espalhamento da superfície de Fermi é um vetor paralelo à interface normal que conecta dois pontos na superfície de Fermi, um ponto contendo uma componente positiva da velocidade na direção da interface e o outro uma componente negativa. Um vetor espalhamento crítico é um vetor espalhamento que liga duas bordas da superfície de Fermi a um ponto onde eles são paralelos um ao outro. Se o material da camada espaçadora é periódico, podemos definir a superfície de Fermi como uma zona de Brillouin periódica, como mostrado na Figura 2-19, para o cobre.

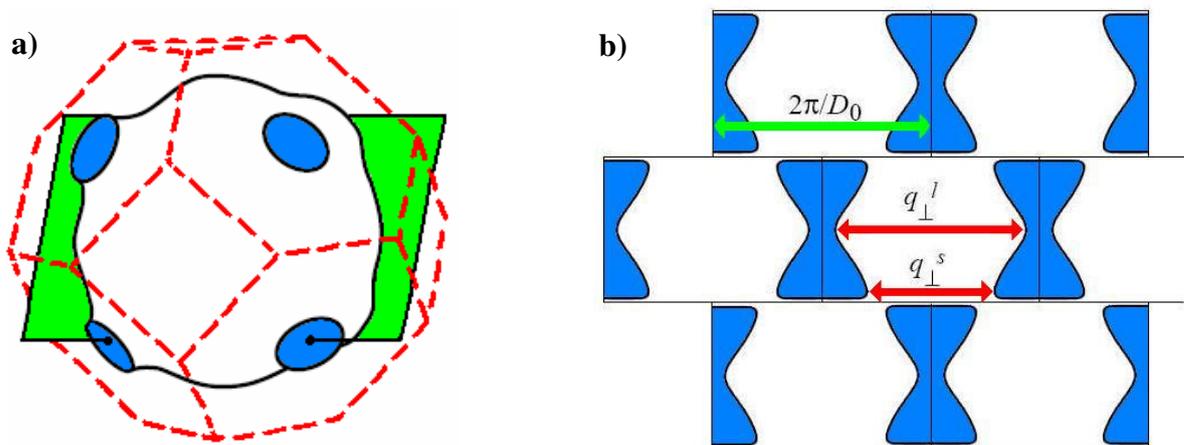


Figura 2-19. a) Desenho da superfície de Fermi, da primeira (retângulo com linhas sólidas) e da auxiliar (prisma com linhas tracejadas) zonas de Brillouin e as direções (111) indicadas pelos círculos escuros; b) desenho da primeira zona de Brillouin repetida periodicamente usando um esquema de zona estendida.

Nessa figura estão mostradas em a) a superfície de Fermi (linhas sólidas pretas), a primeira zona de Brillouin (retângulo verde) e a zona auxiliar de Brillouin (linhas tracejadas vermelhas), onde os círculos amarelos representam as direções (111); em b) uma representação periódica das primeiras zonas de Brillouin, a seta verde ($2\pi/D_0$) representa o

vetor da rede recíproca (em uma dimensão) na direção da interface e as setas vermelhas representam os vetores de espalhamento críticos de longo (q_{\perp}^l - seta vermelha maior) e curto (q_{\perp}^s - seta vermelha menor) períodos.

Na Figura 2-20, temos um desenho do mesmo esquema da Figura 2-19, representado por Bruno e Chappert [83], onde a primeira zona de Brillouin está representada pelas linhas tracejadas e a zona auxiliar de Brillouin (prisma) pelas linhas sólidas. Os vetores de onda que dão origem ao acoplamento oscilatório entre as camadas estão representados pelas duas setas horizontais paralelas. O vetor de onda que dá origem ao período de oscilação para a orientação (111) está representado pela seta oblíqua.

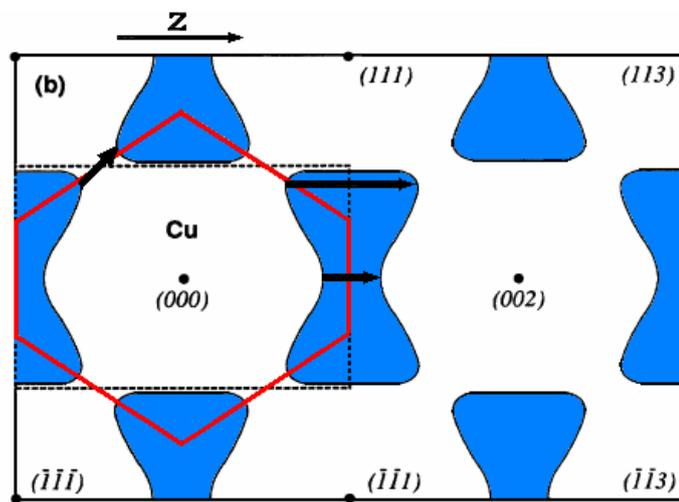


Figura 2-20. Desenho da seção transversal de uma superfície de Fermi na direção (001) para um espaçador FCC.

A projeção dos pontos onde as bordas da superfície de Fermi na interface da zona de Brillouin são paralelas é chamada de ponto crítico. As regiões da superfície de Fermi próximas ao ponto crítico têm oscilações que contribuem na fase de cada um dos vetores de espalhamento críticos. Somando todas as funções de oscilação de cada vetor de espalhamento crítico teremos uma integral sobre todos esses vetores. O gráfico das funções de oscilação de cada vetor de espalhamento crítico e da função soma de todos eles está representado na Figura 2-21-a. Em b) está representada, em corte, uma superfície de Fermi e alguns vetores espalhamento, onde D_0 é a largura da superfície de Fermi. Os picos da função soma são referentes à interferência construtiva entre algumas curvas das funções de oscilação individuais, diminuindo essa interferência conforme aumenta a espessura da camada espaçadora.

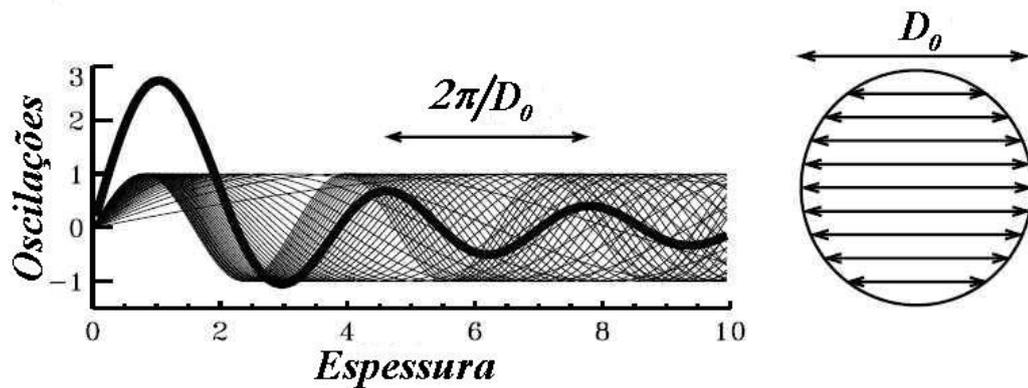


Figura 2-21. Vetores de espalhamento críticos. [82].

Cálculos usando esse modelo para determinar os períodos de oscilação para camadas espaçadoras compostas por metais nobres como, o cobre, a prata e o ouro, foram realizados por Bruno e Chappert [83] em 1991, encontrando vetores de espalhamento críticos da superfície de Fermi. Alguns desses resultados, tais como, espaçamento interplanar e período de oscilação para metais nobres, são mostrados na Tabela 2-2 [83].

Material	Orientação cristalográfica	Distância interplanar d (Å)	Período de oscilação λd (ML)	Período de oscilação λ (Å)
Cu	(111)	2,08	4,50	9,36
	(001)	1,80	5,88	10,58
	(110)	1,27	3,29	3,95
Ag	(111)	2,35	5,94	13,96
	(001)	2,03	5,58	11,33
	(110)	1,44	3,52	5,07
Au	(111)	2,35	4,83	11,35
	(001)	2,03	8,60	17,46
	(110)	1,44	3,32	4,78

Tabela 2-2. Cálculos feitos por Bruno e Chappert dos acoplamentos RKKY entre camadas, usando dados de superfícies de Fermi obtidos por Halse [84].

Agora, depois dessa breve discussão sobre alguns dos fatores que influenciam nas energias das interações de troca entre as camadas magnéticas vizinhas, veremos as expressões para algumas dessas energias.

Negligenciando o detalhamento de alguns cálculos, já apresentaremos uma expressão para a energia de acoplamento de troca bilinear, por unidade de área, entre duas camadas magnéticas vizinhas A e B separadas por uma camada metálica, como:

$$E_{troca} = -J_{AB} \frac{\vec{M}_S^A \cdot \vec{M}_S^B}{M_S^A M_S^B} = -J_{AB} \cos \phi_{AB} \quad (2-63)$$

onde J_{AB} é a constante de acoplamento de troca e ϕ_{AB} o ângulo entre as magnetizações, ambos em relação as camadas A e B .

As constantes de troca $J_{AB} > 0$ (quando $\phi_{AB}=0^\circ$) e $J_{AB} < 0$ (quando $\phi_{AB}=90^\circ$) correspondem a acoplamentos ferromagnético (FM) e antiferromagnético (AF), respectivamente. Em nossas amostras, que têm mais de duas camadas magnéticas, vamos propor uma expressão para energia de troca por unidade de área como uma soma das interações de troca entre duas camadas magnéticas vizinhas, que representaremos pela expressão:

$$E_{troca}^{total} = -\sum_{k=1}^{n-1} J_{k,k+1} \frac{\vec{M}_S^k \cdot \vec{M}_S^{k+1}}{M_S^k M_S^{k+1}} \quad (2-64)$$

onde n é o número total de camadas magnéticas e k e $k+1$ são as duas camadas vizinhas.

Em 1990, Parkin *et. al* [85] descobriram que o sinal do J , que define alinhamento ferro ou antiferromagnético, dependia da espessura do espaçador (camada metálica ou não magnética). Tal descoberta ajudou a acelerar os estudos e experimentos em magnetoresistência. Três anos depois, esse acoplamento de troca oscilatório entre camadas foi observado em vários outros tipos de sistemas com diferentes materiais magnéticos e metálicos. E, também, foram observados outros tipos de acoplamentos. Os avanços na qualidade das amostras e combinações de materiais precisaram ser acompanhados por desenvolvimento de modelos teóricos que explicassem a dinâmica dessas interações. Porém, algumas imperfeições significantes que aparecem nos sistemas reais não são muito bem explicadas pelos modelos teóricos.

Uma imperfeição importante é a flutuação na espessura das camadas que dá origem à interação de acoplamento de troca biquadrático e favorece um alinhamento perpendicular entre as magnetizações das camadas magnéticas vizinhas [86, 87, 88 e 89]. Tal acoplamento é conhecido como acoplamento biquadrático, pois tem acoplamento quadrático em ambas as

direções das magnetizações. A energia de troca por unidade de área desse acoplamento é dada pela expressão [90]:

$$E'_{troca} = -J'_{AB} \left(\frac{\vec{M}_S^A \cdot \vec{M}_S^B}{M_S^A M_S^B} \right)^2 = -J'_{AB} \cos^2 \phi_{AB} \quad (2-65)$$

onde J'_{AB} é a constante de acoplamento de troca biquadrático e é sempre positiva.

Reescrevendo a equação (2-65) para o caso de várias camadas, temos:

$$E'_{troca}{}^{total} = -\sum_{k=1}^{n-1} J'_{k,k+1} \left(\frac{\vec{M}_S^k \cdot \vec{M}_S^{k+1}}{M_S^k M_S^{k+1}} \right)^2 \quad (2-66)$$

Logo, o acoplamento entre camadas com magnetizações alinhadas na mesma direção é chamado de “bilinear” e o acoplamento entre camadas com magnetizações alinhadas perpendicularmente é chamado de “biquadrático”.

b) Energia de interação dipolar:

A energia de interação entre dois dipolos magnéticos com momentos magnéticos p_1 e p_2 , separados por uma distância r , pode ser escrita como [91]:

$$E_{dip} = \frac{\vec{p}_1 \cdot \vec{p}_2 - 3(\vec{p}_1 \cdot \hat{n})(\vec{p}_2 \cdot \hat{n})}{|x_1 - x_2|^3} \quad (2-67)$$

onde \hat{n} é o vetor unitário na direção de $|x_1 - x_2|$, $x_1 \neq x_2$ e $x_1 - x_2$ é o vetor que liga o dipolo 1 ao dipolo 2.

Considerando uma amostra na forma de multicamadas magnéticas separadas por uma distância r (veja Figura 2-22), podemos reescrever a expressão (2-67). Só que, ao invés dos momentos magnéticos p_1 e p_2 , consideraremos uma soma desses momentos, ou seja, uma magnetização de saturação de cada camada magnética. Então, podemos expressar a energia de interação dipolar entre duas camadas magnéticas como:

$$E_{dip} = \frac{\vec{M}_S^A \cdot \vec{M}_S^B - 3(\vec{M}_S^A \cdot \hat{n})(\vec{M}_S^B \cdot \hat{n})}{r_{AB}^3} \quad (2-68)$$

onde r é a distância entre os centros das duas camadas magnéticas vizinhas A e B , ou seja, significa a espessura do espaçador (espessura da camada metálica) mais a espessura de uma das camadas magnéticas, como mostrado na Figura 2-22 e \hat{n} é o vetor unitário na direção de r_{AB} .

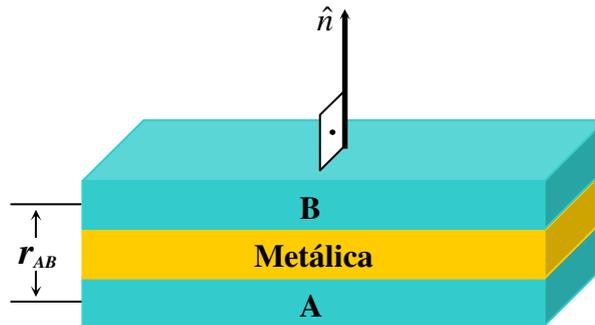


Figura 2-22. Desenho de uma amostra na forma de uma bicamada magnética A e B separada por uma camada não magnética (e metálica).

Essa energia pode ser de atração (alinhamento paralelo das magnetizações das camadas magnéticas vizinhas) ou de repulsão (alinhamento antiparalelo das magnetizações das camadas magnéticas vizinhas). Se a energia for de atração, ela leva um sinal positivo e se for de repulsão, leva um sinal negativo.

No caso de nossas amostras, onde cada camada está paralela com outra vizinha, isso implica que o produto escalar entre os dois vetores do segundo termo do lado direito da equação (2-68) é nulo e, então, ela pode ser reescrita como:

$$E_{dip} = \frac{\vec{M}_S^A \cdot \vec{M}_S^B}{r_{AB}^3} \quad (2-69)$$

Em nossas amostras que têm mais de duas camadas magnéticas, consideramos a energia dipolar como uma a soma de todas as energias dipolares entre duas camadas magnéticas vizinhas, e representamos pela expressão:

$$E_{dip}^{total} = \sum_{k=1}^{n-1} \frac{\vec{M}_S^k \cdot \vec{M}_S^{k+1}}{r_{k,k+1}^3} \quad (2-70)$$

onde n é o número total de camadas magnéticas e k e $k+1$ são as duas camadas vizinhas.

Assim, podemos reescrever a equação (2-60), generalizando para uma amostra na forma de multicamadas de filmes finos com interações dipolares, de troca bilinear e biquadrática, da seguinte forma:

$$E_{livre}^{total} = \sum_{k=1}^n \left\{ \left[-\vec{H}_{dc} \cdot \vec{M}_S^k + 2\pi (\vec{M}_S^k \cdot \hat{n})^2 - K_u \left(\frac{\vec{M}_S^k \cdot \hat{u}}{M_S^k} \right)^2 \right] t_k \right\} + \sum_{k=1}^{n-1} \left\{ \frac{\vec{M}_S^k \cdot \vec{M}_S^{k+1}}{r_{k,k+1}^3} - J_{k,k+1} \frac{\vec{M}_S^k \cdot \vec{M}_S^{k+1}}{M_S^k M_S^{k+1}} - J'_{k,k+1} \left(\frac{\vec{M}_S^k \cdot \vec{M}_S^{k+1}}{M_S^k M_S^{k+1}} \right)^2 \right\} \quad (2-71)$$

onde n é o número total de camadas ferromagnéticas e k e $k+1$ são as duas camadas vizinhas.

A equação (2-71) é a nossa proposta para a expressão da energia livre total por unidade de área para amostras na forma de multicamadas magnéticas de filmes finos separadas por uma camada metálica.

2.8. Programa para minimização da energia livre total e simulação de curvas de magnetização para multicamadas

Nesse trabalho desenvolvemos um modelo teórico para minimizar a energia livre total e simular as curvas de magnetização para as multicamadas magnéticas separadas por camadas não magnéticas. O processo é feito através da minimização da energia livre total, assim, consegue-se calcular o valor da magnetização para cada valor de campo magnético aplicado e construir a curva de magnetização *versus* campo magnético aplicado. Foi utilizado o software Fortran (DOS®) para desenvolver um programa capaz de simular essas curvas de magnetização, o qual funcionou muito bem para amostras com até 25 bicamadas. Foi usada uma rotina de minimização chamada CONMIN, desenvolvida por Garret N. Vanderplaats da NASA, Technical Memorandum X-62282. Usando a expressão geral da energia livre total (2-71), a idéia era de desenvolver programas específicos para cada amostra com seu número próprio de bicamadas. Para tanto, primeiramente foi desenvolvido um programa para uma amostra com duas camadas magnéticas separadas por uma não magnética, mas com as energias de interação presentes. Após alguns testes e verificação de seu funcionamento foram desenvolvidos outros programas acrescentando mais bicamadas até chegar a 15 e a 30. O

programa para uma amostra com 15 bicamadas funcionou a contento, mas o para 30 bicamadas não funcionou, então se baixou o número de bicamadas e foi testado até conseguir um número de bicamadas no qual o programa funcionasse. Quando se chegou a 25 bicamadas o programa voltou a funcionar, então se concluiu que até 25 bicamadas os programas funcionam.

O problema parece ter acontecido em uma limitação que a rotina de minimização possui em relação aos números de variáveis ou de equações de vínculo, pois para cada camada magnética têm-se 6 termos para a energia livre total, 3 variáveis e 3 equações de vínculo. Logo, para uma amostra com 25 bicamadas o programa terá 150 termos para a energia livre total, 75 variáveis e 75 equações de vínculo.

Nesse programa o funcionamento é relativamente simples, é definida uma função a ser minimizada e respeitando as equações de vínculo que lhe são fornecidas isso é feito. Dentro dessa função e equações de vínculo estão as variáveis a serem calculadas. Alguns parâmetros podem ser mudados, pois são algumas constantes que são colocadas na função, tais como os valores de campo magnético máximo aplicado, número de pontos para esses campos, magnetização de saturação das camadas magnéticas, campo de anisotropia, espessuras das camadas magnéticas e não magnéticas, os ângulos entre o campo magnético aplicado e a direção de fácil magnetização e as constantes de troca bilinear e biquadrática.

Conforme a equação (2-71), pode-se perceber que as interações consideradas são as referentes as camadas magnéticas vizinhas mais próximas, as quais forma denotadas como camadas k e $k+1$. Isso porque foi levado em conta que as energias de interação diminuem muito com a distancia entre as camadas, logo as energias mais intensas são as das camadas mais próximas.

Alguns ajustes foram feitos em algumas curvas de magnetização experimentais, apesar do programa ainda não estar otimizado, percebeu-se que as interações entre as camadas são pouco intensas para essas amostras, pois quando o valor das constantes de interação era aumentado os ajustes não se comportavam bem. Esse programa precisa ser complementado, melhorado e otimizado para fazer os ajustem para as amostras com mais bicamadas.

Após esse capítulo de revisão teórica veremos detalhadamente toda a parte experimental deste trabalho, tanto os tipos de amostras quanto os equipamentos utilizados para a fabricação e de caracterização das mesmas.

3. PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL

Neste trabalho foram estudadas amostras na forma de filmes com várias camadas (multicamadas). Esses filmes foram crescidos, usando a técnica de “magnetron sputtering”, no sistema de deposição de filmes finos do Laboratório de Magnetismo e Materiais Magnéticos da Universidade Federal de Santa Maria (LMMM – UFSM). Apresentaremos abaixo uma descrição detalhada de todos os procedimentos utilizados no crescimento das multicamadas utilizadas no presente trabalho.

3.1. *Crescimento dos filmes*

Os filmes foram crescidos por “magnetron sputtering” no sistema de deposição de filmes finos do LMMM-UFSM. Um diagrama simplificado desse sistema de deposição está mostrado na Figura 3-1, o qual é composto por um sistema para alto vácuo BAK 600 da BALZERS (veja a Figura 3-2), que conta com duas bombas de vácuo, uma rotativa e outra difusora, chegando a uma pressão base de $\sim 2 \times 10^{-7}$ Torr; dois canhões magnéticos AJA para alvos de 2 polegadas, alimentados por duas fontes de corrente, uma AC RF5S RFPP (RF) e a outra DC MDX500 ADVANCED ENERGY; dois motores de passo SLO SYN WARNER ELECTRIC, com resoluções de 10.000 e de 40.000 passos por volta, usados para o “shutter” (o de menor resolução) e para o porta-substrato giratório (o de maior resolução); medidores de pressão, de alto e baixo vácuos, sendo o principal um BARATRON MKS para faixa de 0 a 120mTorr; dois controladores de fluxo de gás 1179A MKS para a faixa de 0 a 200scm, usados para controlar a atmosfera dentro da câmara durante a deposição; dois computadores, usados para controlar os motores de passo e os controladores de fluxo de gás dentro da câmara durante a deposição; e um sistema de aquecimento e de refrigeração, usado para aquecer e resfriar a câmara, bem como, resfriar a bomba difusora e os canhões.

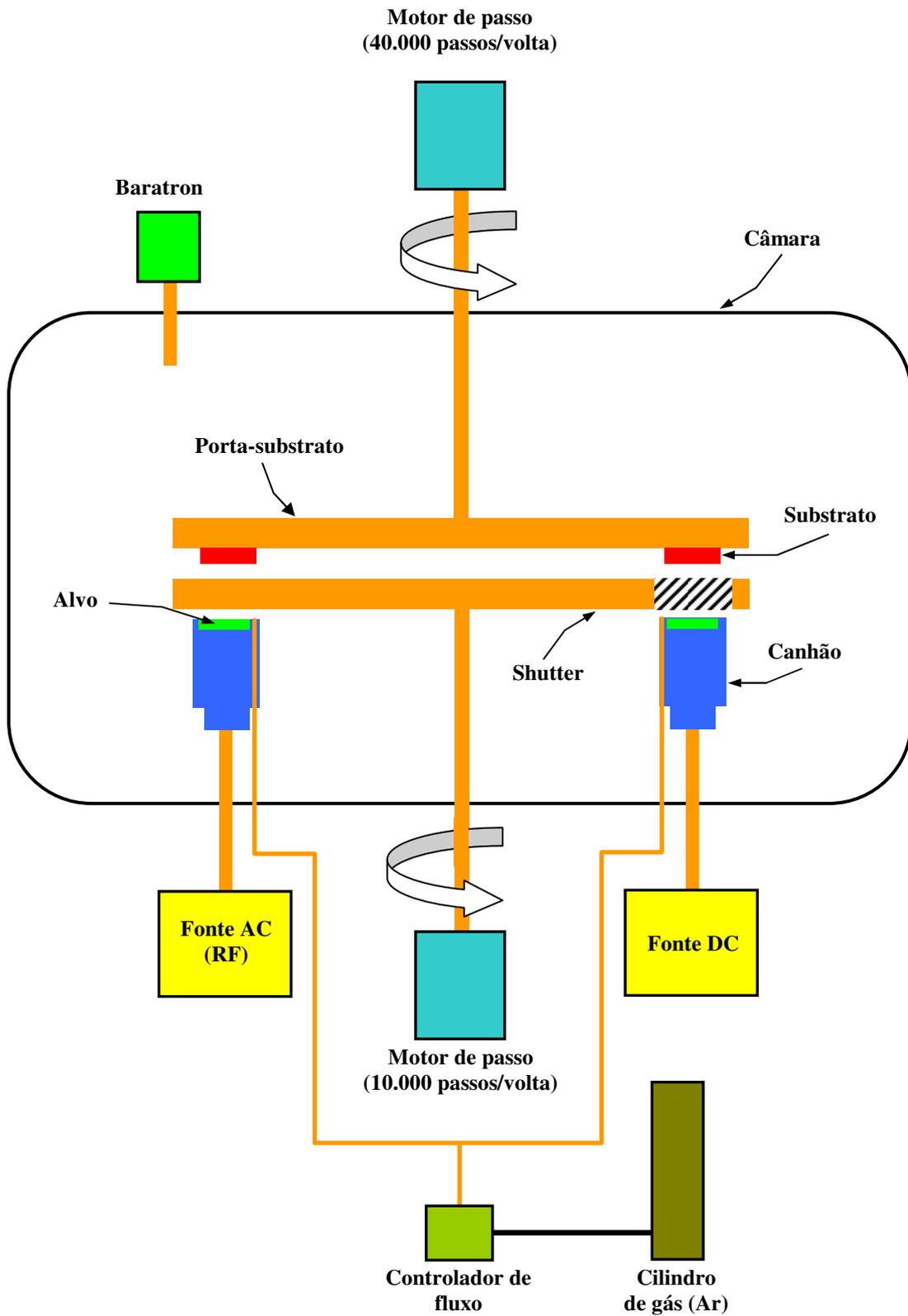


Figura 3-1. Diagrama simplificado do sistema de deposição por “magnetron sputtering” do LMMM – UFSM.



Figura 3-2. Foto do sistema de deposição do LMMM – UFSM.

Todos os alvos usados na fabricação das amostras foram feitos a partir de materiais com alto nível de pureza (99 a 99,99%). Esses alvos tinham três composições: permalloy ($\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$), prata (Ag) e cobre (Cu). Os alvos de permalloy foram sinterizados no sistema de sinterização a frio do LMMM – UFSM. Os de prata e os de cobre eram fundidos e foram adquiridos já prontos de empresas especializadas.

O sistema de sinterização a frio do LMMM – UFSM é composto de: uma balança de precisão de 10^{-4} g, usada para medir a massa dos compostos na forma de pó; um “bushing” de aço inox dentro de um bloco de alumínio, usado para colocar os elementos já misturados e prensá-los entre os dois cilindros (que podem ser vistos, em destaque, no lado direito da Figura 3-3); uma prensa hidráulica com capacidade de 60 toneladas, usada para aplicação da força utilizada para prensar o alvo. Fotos do sistema são mostradas na Figura 3-3.

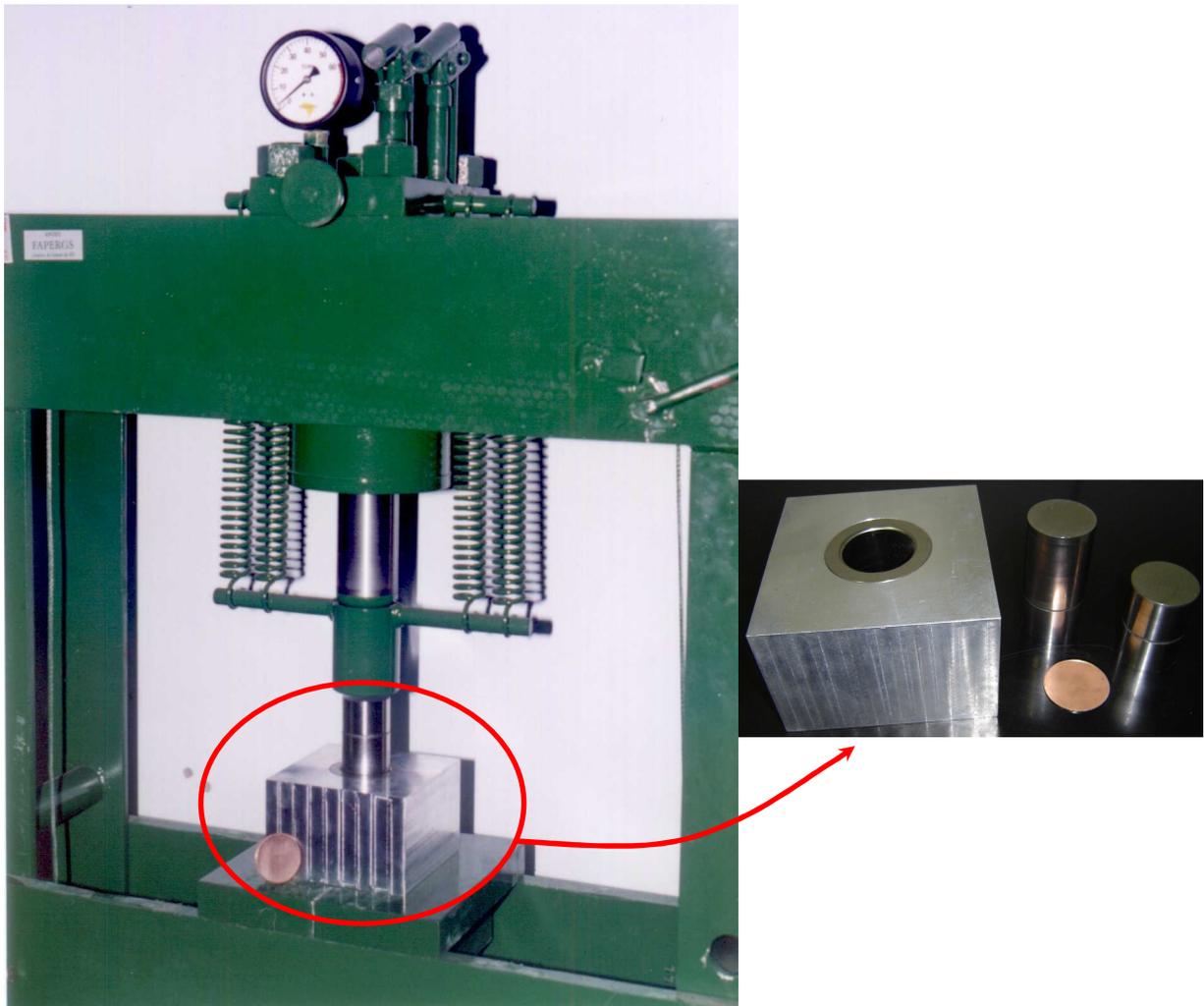


Figura 3-3. Sistema de sinterização a frio do LMMM – UFSM.

Para o crescimento dos filmes, foram colocados nos canhões os dois alvos que iriam compor as camadas e, também, os substratos de vidro no porta-substratos giratório, nos quais os filmes seriam crescidos. Um detalhe importante é que a distância entre o alvo e o substrato foi mantida constante em 50mm. O sistema de vácuo composto pelas bombas rotativa e difusora é capaz de baixar a pressão para valores da ordem de 2×10^{-7} Torr. Com o sistema na pressão desejada, um dispositivo do tipo persiana, instalado perto da saída da bomba difusora, era acionado, fazendo com que o fluxo da bomba difusora, na parte dianteira da câmara, diminuísse e, então, era colocado argônio na câmara, sem que a difusora fosse “sufocada”. Assim, usando os controladores de fluxo de gás, configurávamos o sistema para operar em uma atmosfera de Ar de 5,2mTorr. É importante ressaltar que foi mantida a relação numérica de quatro vezes o fluxo de Ar em relação à pressão. Com o sistema na pressão de 5,2mTorr e

o fluxo de argônio em aproximadamente 21sccm (sccm – standard cubic centimeters per minute), as fontes de corrente e tensão que alimentam os dois canhões eram ligadas, fazendo com que o plasma nos dois canhões fosse aberto. No canhão com o alvo de permalloy era utilizada a fonte de corrente *ac* (RF) com potência de 65W. O canhão que utilizava a fonte de corrente *dc* era alimentado com correntes de 10mA para o alvo de prata e de 25mA para o alvo de cobre. Esses valores de potência e correntes foram escolhidos, após vários testes, com o intuito de obter uma taxa de deposição relativamente alta e de mesma ordem para os três alvos (taxa de deposição entre 1.5 e 3Å/s). Esses valores de potência e correntes foram os mesmos usados para o cálculo da taxa de deposição, que veremos na seção a seguir.

3.2. *Calibração da taxa de deposição dos alvos*

Para calcular a taxa de deposição foram feitos filmes simples de permalloy, de prata e de cobre para serem submetidos à análise de difração de raios-X (XRD). Calculamos as espessuras desses filmes a partir dos espectros de XRD a fim de calibrar a taxa de deposição para cada alvo utilizado, como veremos a seguir.

Ao incidir um feixe de raios-X sobre um material que apresenta uma distribuição ordenada e periódica de seus átomos no espaço e tem uma distância interatômica da ordem do comprimento de onda dos raios-X, tais como materiais totais ou parcialmente cristalinos, observa-se interferências construtiva e destrutiva em certas direções bem definidas. Isso caracteriza o fenômeno de difração de raios-X, pois um feixe difratado pode ser definido como um feixe composto de um grande número de raios espalhados que se reforçam. Assim, os átomos da amostra espalham o feixe de raios-X, nela incidentes, em todas as direções e quando, em algumas dessas direções os feixes espalhados estão completamente em fase, eles se reforçam dando origem aos feixes difratados.

Para que aconteça a difração de raios-X em amostras cristalinas, uma condição geométrica tem de ser respeitada, a Lei de Bragg:

$$n\lambda = 2d \operatorname{sen}\theta \quad (3-1)$$

Essa expressão leva em consideração a interferência entre as ondas emitidas por cada plano de átomos através de n (ordem de reflexão), que assume valor um para raios espalhados

consecutivamente. Mas, para d , λ e θ fixos, o máximo valor de n tem que ser tal que $\frac{n\lambda}{2d} \leq 1$, pois $\text{sen}\theta \leq 1$.

O cálculo da espessura dos filmes foi feito usando a técnica de difração de raios-X a baixo ângulo ($1^\circ - 10^\circ$), com varredura $\theta - 2\theta$ (veja a Figura 3-4).

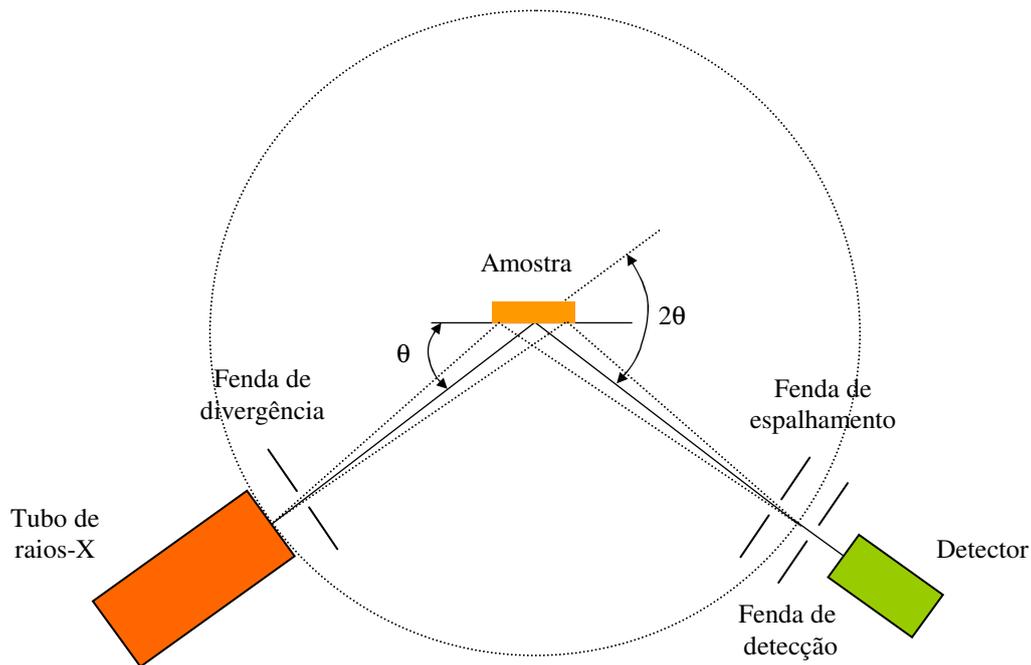


Figura 3-4. Desenho esquemático do difratômetro de raios-X, utilizado na caracterização das amostras.

Assim, sabendo a espessura do filme e as condições em que ele foi fabricado, pode ser calculada a taxa de deposição para cada alvo a fim de realizar a deposição dos filmes na forma de multicamadas. Os espectros de raios-X a baixo ângulo são mostrados na Figura 3-5, Figura 3-6 e Figura 3-7. Nas partes a) dessas figuras aparecem os picos de Bragg para as amostras de Py, Ag e Cu, respectivamente. Nas partes b) temos as curvas de q x n , onde os valores de q são calculados pela expressão (3-2) para cada valor de θ onde acontece um pico.

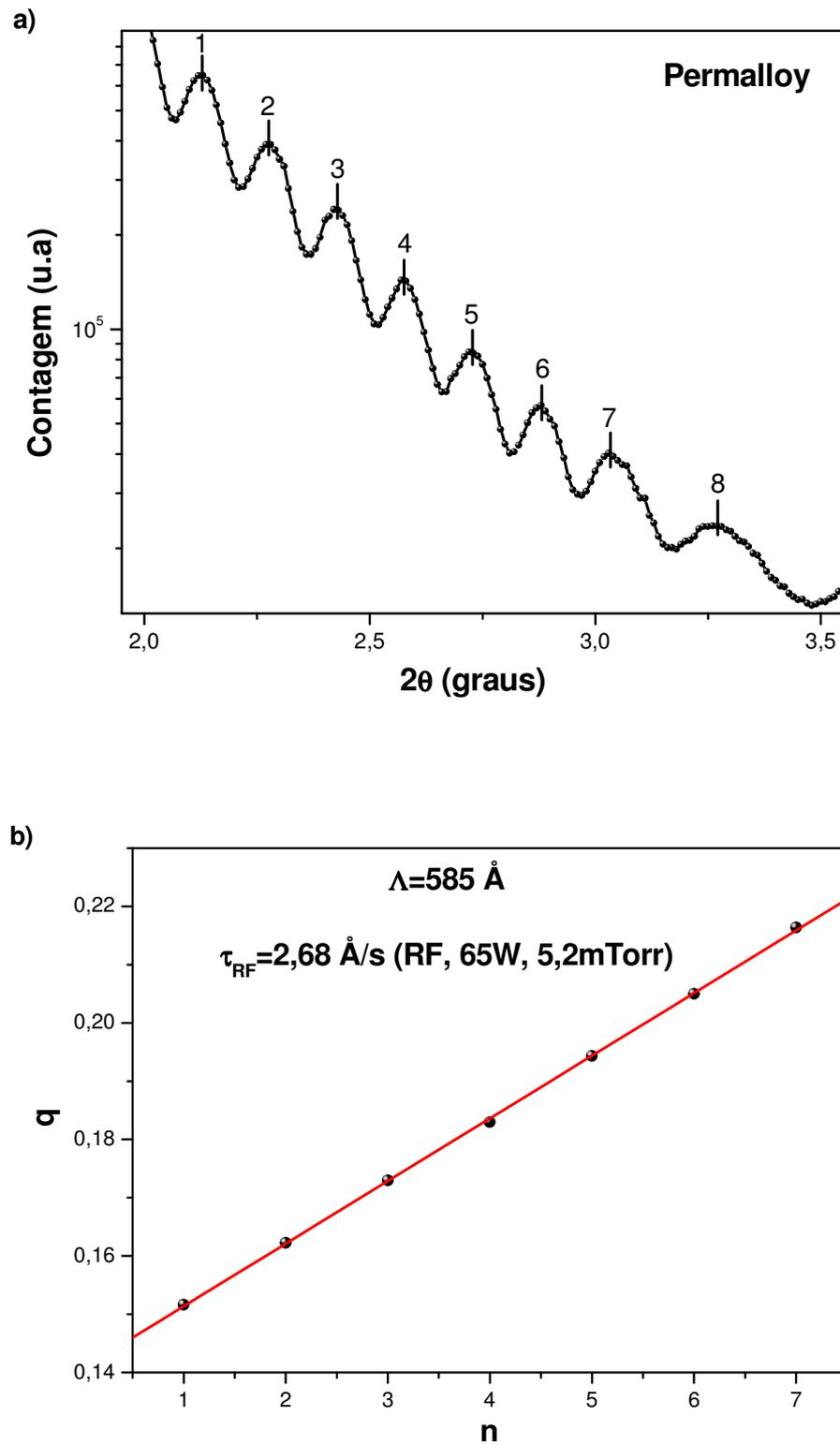


Figura 3-5. a) Espectro de raios-X de um filme de NiFe (Permalloy) e b) cálculo de sua espessura.

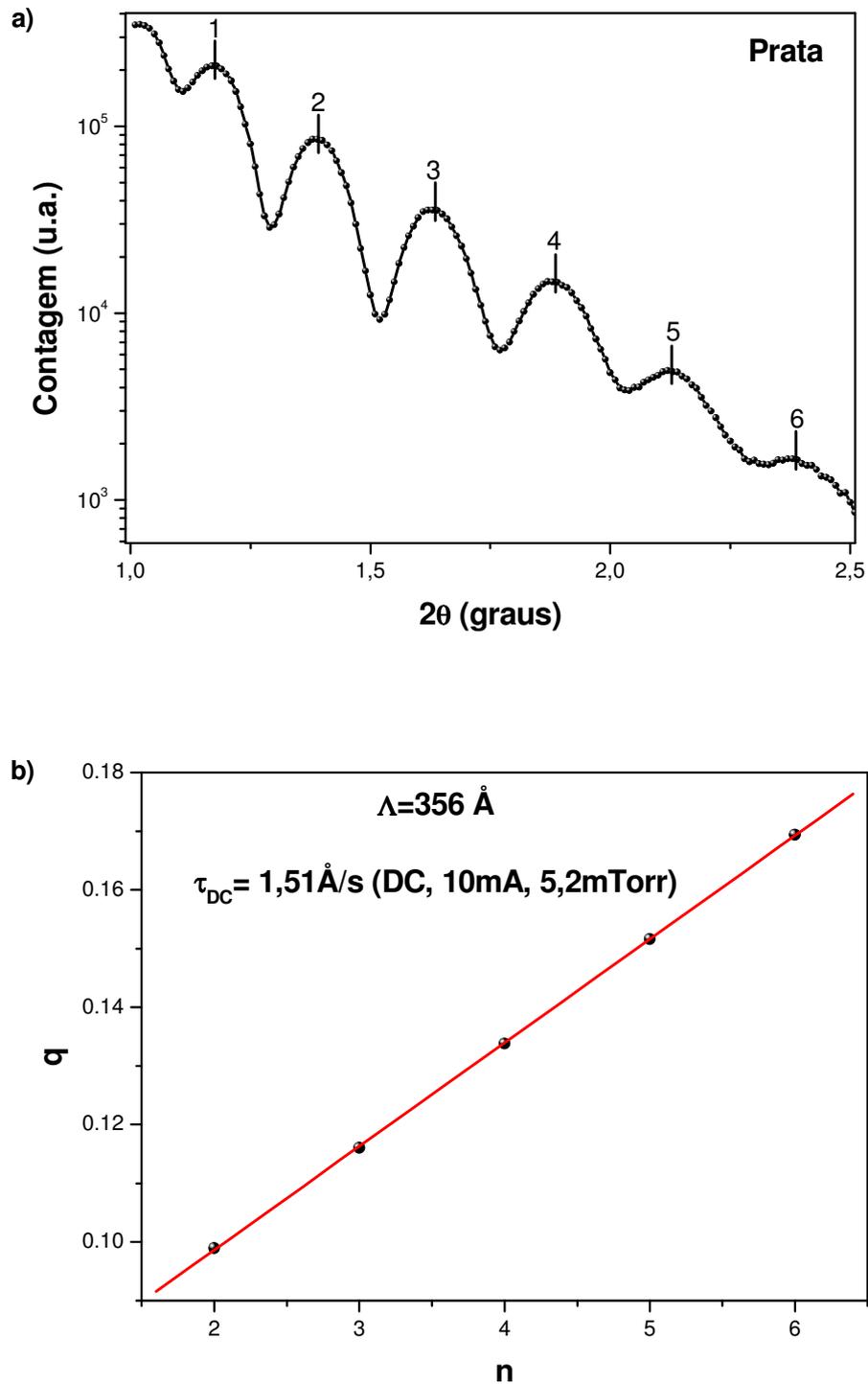


Figura 3-6. a) Espectro de raios-X de um filme de Ag (prata) e b) cálculo de sua espessura.

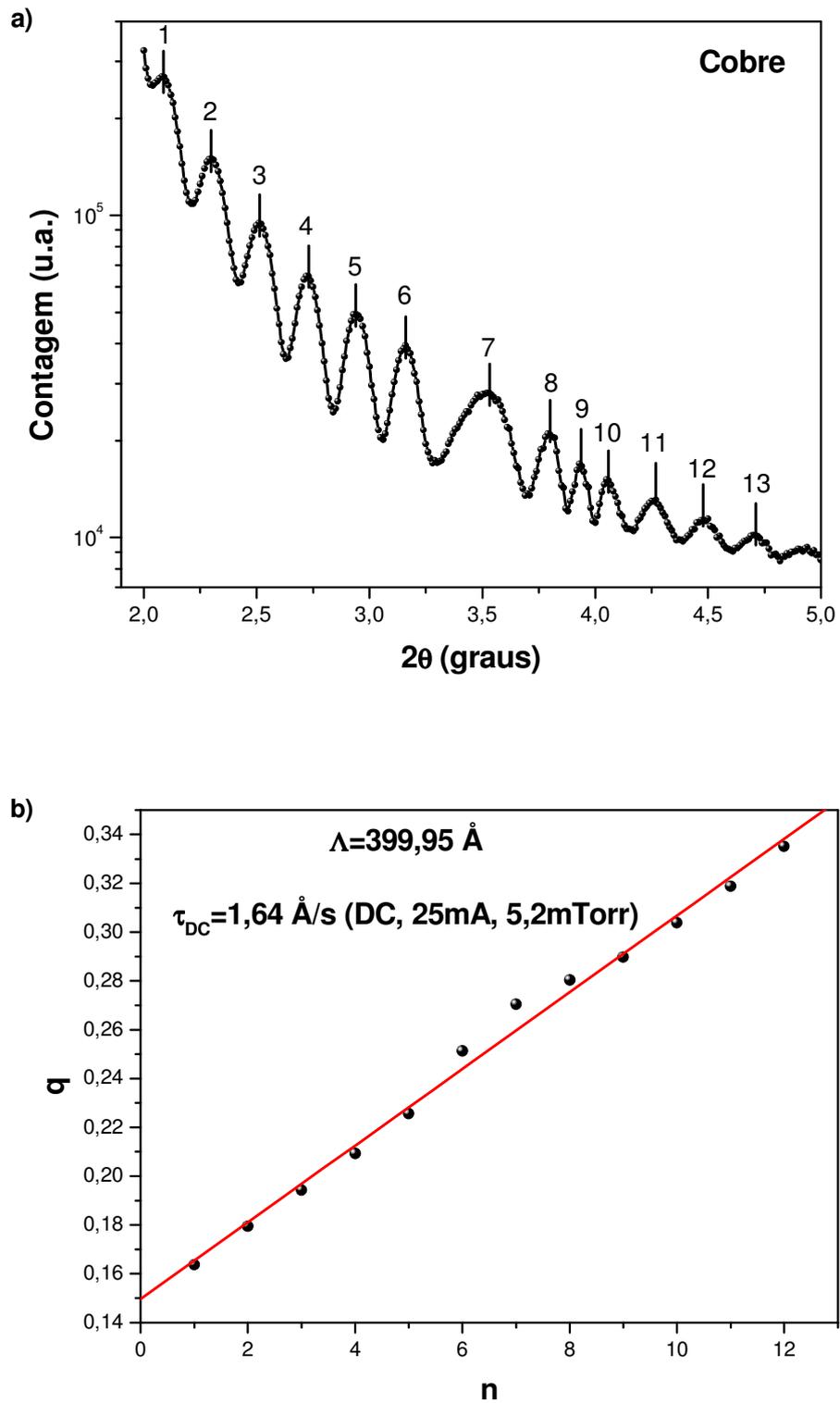


Figura 3-7. a) Espectro de raios-X de um filme de Cu (cobre) e b) cálculo de sua espessura.

3.2.1. Cálculo da espessura dos filmes

Através dos espectros de difração de raios-X (XRD) a baixo ângulo, obtemos os picos de Bragg relativos às interferências construtivas das ondas refletidas nas interfaces ar – filme e filme – vidro. Obtendo a localização desses picos, podemos construir um gráfico do vetor espalhamento q vs. seu índice n , como mostrado na Figura 3-5, Figura 3-6 e Figura 3-7. O módulo do vetor espalhamento é calculado pela expressão:

$$q = \frac{4\pi \operatorname{sen}\theta}{\lambda} \quad (3-2)$$

onde θ é o ângulo de cada pico de Bragg e λ é o comprimento de onda dos raios-X emitidos pelo tubo do difratômetro. No difratômetro do LMMM-UFSM, o tubo é de cobre (Cu) e o comprimento de onda característico dos raios-X emitidos por ele é de $1,54056\text{\AA}$.

A inclinação da reta ($Y = a X + b$), do gráfico de q vs. n (Figura 3-8), nos fornece seu coeficiente angular a que é usado na equação do cálculo da espessura Λ , a qual é dada, em \AA , por:

$$\Lambda = \frac{2\pi}{a} \quad (3-3)$$

Para o filme de prata da Figura 3-8, o coeficiente angular a obtido foi de $0,01765$, logo, podemos calcular a espessura dessa amostra pela equação (3-3):

$$\Lambda = \frac{2 \times 3,1416}{0,01765} \cong 356\text{\AA} \quad (3-4)$$

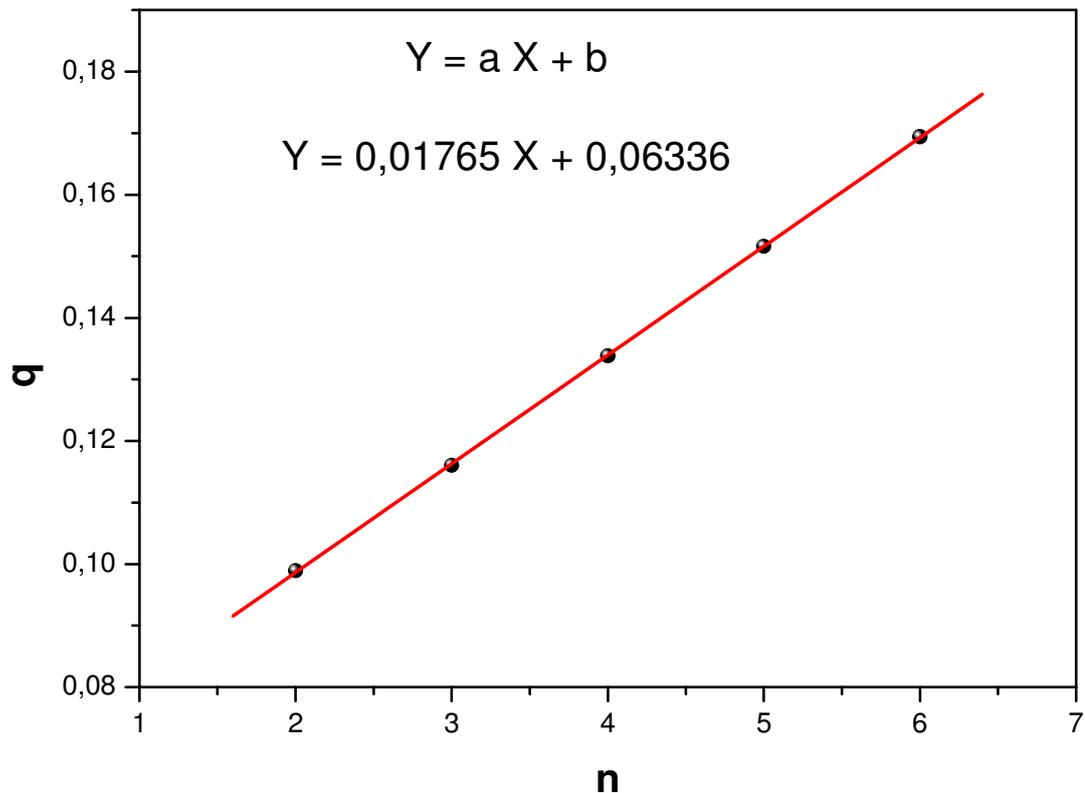


Figura 3-8. Cálculo do coeficiente angular da reta do gráfico de q vs. n de um filme de prata.

Sabendo a espessura da amostra e as condições em que ela foi crescida, podemos fazer um cálculo para obter a taxa de deposição desse alvo, nessas condições. É o que veremos na seção a seguir.

3.2.2. Cálculo da taxa de deposição

O controle da espessura dos filmes é um dos parâmetros mais importantes para que aconteça reprodutividade dos mesmos. Sabendo a espessura do filme e usando a técnica da seção anterior, onde ele foi fabricado com controle de certos parâmetros, tais como: pressão de argônio na câmara, tipo de fonte que alimenta o canhão (*ac* ou *dc*), intensidades da potência (na *ac*) e corrente (na *dc*), consegue-se estimar a taxa de deposição τ em Å/s e, assim, definir a velocidade com que o substrato terá de passar por cima do canhão. Para esse cálculo, usamos a seguinte expressão:

$$\tau = \frac{\Lambda \cdot v}{3050} \quad (3-5)$$

onde Λ é a espessura desejada (em Å), v é a velocidade com que o substrato passa por cima do canhão (em passos por segundo) e 3050 é o tamanho da janela, em passos, do motor que gira o porta-substrato, referente às duas polegadas do diâmetro dos canhões e do “shutter”.

Em todo o processo de fabricação de um filme, para posteriores cálculos de espessura e taxas de deposição, temos que utilizar uma “suposta” taxa de deposição, a qual acarretará em certa velocidade de passagem do substrato sobre o canhão. Após atribuir um valor para a taxa de deposição, crescemos esse filme e o submetemos a XRD para calcularmos a espessura do mesmo. Para a amostra da Figura 3-8 foi atribuído o valor de 3Å/s, o qual, para um filme de 400Å, segundo a Equação (3-5), a velocidade com que o substrato teria de passar por cima do canhão seria de 23p/s (p/s – passos por segundo). Então, na deposição desse filme foi usada essa velocidade. Após a difração de raios-X e cálculo da espessura do filme (356Å), conforme Figura 3-8 e Equação (3-4), calculamos a taxa de deposição “real”, em Å, pela Equação (3-5):

$$\tau = \frac{356 \times 23}{3050} \cong 2,68 \text{ Å} / s \quad (3-6)$$

Com essa taxa de deposição real, podemos recalcular a velocidade de passagem do substrato sobre o canhão para a obtenção da espessura, desejada anteriormente, de 400Å usando a mesma Equação (3-5):

$$v = \frac{3050 \times 2,68}{400} \cong 21 \text{ p} / s \quad (3-7)$$

Após todos esses procedimentos e cálculos, pode-se concluir que a velocidade de passagem do substrato sobre o canhão tinha que ter sido menor para obter-se a espessura desejada de 400Å. Já que tínhamos atribuído um valor de 3Å/s para a taxa de deposição e, na verdade, ela era um pouco menor, 2,68Å/s.

Na Tabela 3-1, são mostradas a taxa de deposição, o tipo de fonte, a potência ou a corrente e a pressão para cada alvo utilizado em nossas amostras.

Alvo utilizado	Taxa de deposição	Fonte de alimentação	Potência ou Corrente	Pressão na câmara
Permalloy (Py)	2,68Å/s	ac (RF)	65W	5,2mTorr
Prata (Ag)	1,51Å/s	dc	10mA	5,2mTorr
Cobre (Cu)	1,64Å/s	dc	25mA	5,2mTorr

Tabela 3-1. Taxa de deposição para os alvos utilizados no crescimento dos filmes.

De posse das taxas de deposição para cada alvo, começamos o crescimento das multicamadas de Py/Ag e Py/Cu para nosso estudo. Na Figura 3-9, temos um espectro de difração de raios-X para bicamadas de 100Å de permalloy e 7Å de prata, repetidas 15 vezes. A clareza com que os picos de Bragg são observados é um indício de que a amostra possui interfaces, ou seja, camadas bem definidas compostas por materiais diferentes.

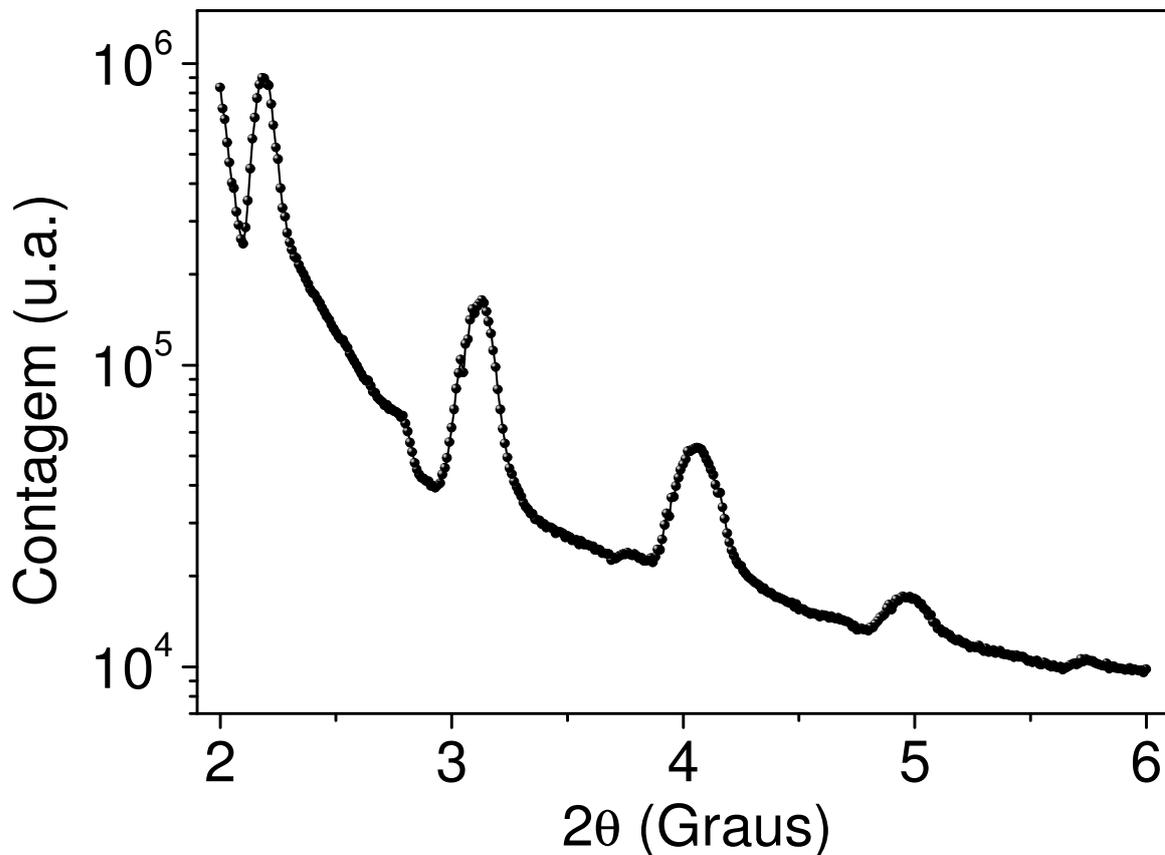


Figura 3-9. Espectro de XRD de uma amostra na forma de multicamadas [Py(100Å)/Ag(7Å)]x15.