

FILMES DE FEPT PARA DISPOSITIVOS DA SPINTRÔNICA

Maira Rievers Nogueira Alvares

Dissertação de Mestrado apresentada ao Programa de Pós-graduação em Engenharia Metalúrgica e de Materiais, COPPE, da Universidade Federal do Rio de Janeiro, como parte dos requisitos necessários à obtenção do título de Mestre em Engenharia Metalúrgica e de Materiais.

Orientadores: Renata Antoun Simão
Vitória Maria Tupinambá
Barthem

Rio de Janeiro
Setembro de 2017

FILMES DE FEPT PARA DISPOSITIVOS DA SPINTRÔNICA

Maira Rievers Nogueira Alvares

DISSERTAÇÃO SUBMETIDA AO CORPO DOCENTE DO INSTITUTO ALBERTO LUIZ COIMBRA DE PÓS-GRADUAÇÃO E PESQUISA DE ENGENHARIA (COPPE) DA UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO DE JANEIRO COMO PARTE DOS REQUISITOS NECESSÁRIOS PARA A OBTENÇÃO DO GRAU DE MESTRE EM CIÊNCIAS EM ENGENHARIA METALÚRGICA E DE MATERIAIS.

Examinada por:

Prof. Renata Antoun Simão, D.Sc

Prof. Vitória Maria Tupinambá Barthem, Ph.D.

Prof. Rodrigo Barbosa Capaz, Ph.D.

Prof. Dilson Silva Santos, D.Sc

RIO DE JANEIRO, RJ – BRASIL
SETEMBRO DE 2017

Alvares, Maira Rievers Nogueira

Filmes de FePt para dispositivos da spintrônica/Maira Rievers Nogueira Alvares. – Rio de Janeiro: UFRJ/COPPE, 2017.

XIII, 58 p.: il.; 29, 7cm.

Orientadores: Renata Antoun Simão

Vitória Maria Tupinambá Barthem

Dissertação (mestrado) – UFRJ/COPPE/Programa de Engenharia Metalúrgica e de Materiais, 2017.

Referências Bibliográficas: p. 56 – 58.

1. FePt. 2. Filmes Finos. 3. spintrônica. 4. TAMR.
I. Simão, Renata Antoun *et al.* II. Universidade Federal do Rio de Janeiro, COPPE, Programa de Engenharia Metalúrgica e de Materiais. III. Título.

*“As investigações científicas
revelarão novos caminhos nos
quais Deus opera e nos traz
revelações mais profundas do
inteiramente desconhecido.”*

*Maria Mitchell- primeira
astrônoma americana e primeira
mulher nomeada a Academia
Americana de Artes e Ciência*

Agradecimentos

Agradeço a Deus, pois Ele que me dá o fôlego de vida e me permitiu chegar até aqui.

Ao meu esposo Diego por ter passado todos os momentos ao meu lado me apoiando, me incentivando, acreditando em mim e me fazendo confiar cada vez mais no meu potencial.

Agradeço aos meus pais, Mara Rubia e Luiz, e a minha irmã Débora, por todo o incentivo e apoio dado aos meus estudos e sempre me encorajando e acreditando em mim desde quando criança quando falei que seria cientista.

As minhas orientadoras Renata Simão e Vitória Barthem, pela amizade, incentivo, por confiarem esse projeto a mim e por todo o conhecimento que me foi transmitido. Além do professor Dominique Givord que vem colaborando com o projeto e me ajudando com todo seu conhecimento.

Agradeço a toda equipe do laboratório de Nanomateriais Magnético, em especial a Isabelle e ao laboratório de Superfícies e Filmes Finos. À equipe do laboratório de baixas temperaturas, em especial o professor Ângelo Gomes por toda ajuda no PPMS. À equipe do Laboratório de Nanomateriais (CBPF), em especial a Lesslie. À equipe do Laboratório de Semicondutores (LabSem-Puc-Rio), em especial ao Rudy. À equipe do Laboratório de Raio-X (CBPF), em especial ao Pablo. Agradeço a todos pela utilização dos equipamentos e por toda ajuda dada.

Aos meus amigos e familiares que sempre me apoiou em todas as minhas decisões.

Ao Capes pelo apoio financeiro.

Resumo da Dissertação apresentada à COPPE/UFRJ como parte dos requisitos necessários para a obtenção do grau de Mestre em Ciências (M.Sc.)

FILMES DE FEPT PARA DISPOSITIVOS DA SPINTRÔNICA

Maira Rievers Nogueira Alvares

Setembro/2017

Orientadores: Renata Antoun Simão

Vitória Maria Tupinambá Barthem

Programa: Engenharia Metalúrgica e de Materiais

O presente estudo aborda as propriedades magnéticas e de transporte no composto de FePt $L1_0$. O composto tem estrutura tetragonal e forte anisotropia magnetocristalina. Os filmes foram preparados por sputtering. Para medir a Magnetorresistência Anisotrópica de Tunelamento (TAMR) foram preparadas tricamadas FePt/ AlO_x /Au.

Todas as ligas preparadas apresentaram coercividade significativa. Em alguns deles, campos coercivos, $\mu_0 H_c > 1,6$, a 300 K foram obtidos.

As observações da Microscopia de Força Magnética foram analisadas considerando a interação existente entre propriedades estruturais e magnéticas.

Nos filmes de FePt, a diminuição da resistência observada com o aumento do campo aplicado, foi relacionada à redução na dispersão de elétron-magnon, devido ao fato que o campo aplicado induz ordem magnética adicional nas ligas.

A magnetorresistência anisotrópica (AMR) e a TAMR revelaram comportamento similares de forma qualitativa. Isso pode ser entendido quando se considera que o parâmetro físico, que determina esses comportamentos, é a direção da magnetização em relação à corrente.

O sinal AMR calculado para a camada de FePt é de $\sim 10\%$ a baixa temperatura. Entretanto, devido a forte anisotropia magnetocristalina do FePt, apenas 2% foi encontrado. Ao contrário, o sinal TAMR é muito fraco, de apenas 1% a baixa temperatura.

Sugeriu-se que a TAMR poderia oferecer uma das perspectivas mais promissoras para o desenvolvimento de novos objetos spintrônicos. São necessários mais estudos para entender quais são os fatores que limitam os valores de TAMR alcançados até hoje.

Abstract of Dissertation presented to COPPE/UFRJ as a partial fulfillment of the requirements for the degree of Master of Science (M.Sc.)

FEPT FILMES FOR SPINTRONICS DEVICES

Maira Rievers Nogueira Alvares

September/2017

Advisors: Renata Antoun Simão

Vitória Maria Tupinambá Barthem

Department: Metallurgical and Materials Engineering

The present study deals with magnetic and transport properties in the $L1_0$ FePt compound. The compound has tetragonal structure and strong magnetocrystalline anisotropy. Films were prepared by sputtering. For measuring Tunnel Anisotropic Magnetoresistance (TAMR), FePt/ AlO_x /Au trilayers were prepared.

All prepared alloys exhibited significant coercivity. In some of them, coercive fields $\mu_0 H_c > 1,6$ T at 300 K were obtained.

Magnetic Force Microscopy observations were analyzed considering the interplay existing between structural and magnetic properties. In FePt films, the resistance decrease observed as the strength of the applied field increased has been related to the reduction in electron-magnon scattering, due to the fact that the applied field induces additional magnetic order in the alloys.

The magnetoresistance anisotropy (AMR) and the TAMR were found to reveal similar behavior qualitatively. This may be understood when one considers that the physical parameter, which determines these behaviors is the direction of the magnetization with respect to the current.

The AMR signal calculated for the layer of in FePt is $\sim 10\%$ at low temperature. However, due to the strong magnetocrystalline anisotropy of the FePt, only 2% was found. On the opposite, the TAMR signal is very weak, of only 1% at low temperature.

It had been suggested that TAMR could offer one of the most promising perspective for the development of new objects in spintronics. Further studies are needed aiming at understanding which are the factors limiting TAMR values reached until today.

Sumário

Lista de Figuras	x
Lista de Tabelas	xiii
1 Introdução	1
1.1 Motivação	1
1.2 Objetivo	2
1.3 Organização do trabalho	2
2 Fundamentação teórica	3
2.1 Magnetismo da Matéria	3
2.1.1 Fundamentos	3
2.1.2 Ordem Magnética	4
2.1.3 Anisotropia Magnetocristalina	5
2.1.4 Anisotropia de forma	7
2.2 Fenômeno de transporte	8
2.2.1 Magnetorresistência	8
2.2.2 Magnetorresistência Anisotrópica – AMR	8
2.2.3 Magnetorresistência de Tunelamento –TMR	9
2.2.4 Magnetorresistência Anisotrópica de Tunelamento - TAMR	10
2.3 Propriedades das Ligas FePt	12
2.4 Sputtering	13
2.4.1 Sputtering DC e RF	14
2.4.2 Magnetron Sputtering	15
2.5 Revisão bibliográfica	15
3 Metodologia experimental	19
3.1 Deposição de Filmes Finos	19
3.1.1 Magnetron Sputtering	19
3.2 Caracterização dos filmes finos	20
3.2.1 Difração de Raio-X	20
3.2.2 Reflectometria (XRR)	21

3.2.3	Microscópio de Força Atômica	22
3.2.4	Magneto-ótica Efeito Kerr Polar (MOKE)	24
3.2.5	Microscópio eletrônico de varredura	24
3.3	Preparação do dispositivo TAMR	25
3.3.1	Elaboração da barreira túnel	25
3.3.2	Litografia a laser	26
3.3.3	Contatos	27
3.4	Medidas de transporte	28
4	Resultados e discussão	29
4.1	Deposição dos filmes de FePt	29
4.2	Caracterização estrutural e estequiométrica	30
4.3	Análise das propriedades magnéticas	37
4.4	Elaboração da Barreira Túnel	39
4.5	Fabricação dos dispositivos AMR e TAMR	40
4.6	Medida de transporte	41
4.7	Análise qualitativa das medidas de MR, AMR e TAMR	44
4.7.1	Magnetorresistência (MR) na camada metálica	45
4.7.2	Magnetoresistência Anisotrópica (AMR) na camada metálica .	45
4.7.3	Magnetoresistência (MR) através da barreira isolante	49
4.7.4	Magnetoresistência Anisotrópica de Tunelamento (TAMR) através da barreira isolante	50
5	Conclusões	53
5.1	Projetos Futuros	54
	Referências Bibliográficas	56

Lista de Figuras

2.1	Superfície de energia de anisotropia para a simetria cúbica. Adaptado de [12]	6
2.2	Variação de $K_{eff}.d$ em função de d para determinar a direção da magnetização em função da espessura. Adaptado de [12]	7
2.3	Esquema ilustrativo da determinação da Magnetização de saturação em um filme fino sem anisotropia magnetocristalina, quando o campo é aplicado perpendicularmente à superfície do filme. A saturação ocorre quando o campo magnético aplicado atinge o valor da magnetização espontânea: $H_{sat} = M_s$	7
2.4	Representação esquemática do AMR [12].	8
2.5	Representação esquemática mostrando a orientação entre o campo e a corrente em campo magnético externo. Adaptado [18].	9
2.6	Esquema do fenômeno da TMR. Adaptado [3].	10
2.7	Esquema da configuração TAMR.	11
2.8	Diagrama de fases do sistema Fe-Pt. Adaptado [21]	12
2.9	Variação do parâmetro de rede das ligas do sistema Fe-Pt em função da concentração de Pt. Adaptado de [24].	13
2.10	Ilustração das estruturas cristalinas dos sistemas Fe-Pt [24].	13
2.11	Forma esquemática do magnetron sputtering.	15
3.1	Magnetron sputtering do Laboratório Nanomateriais Magnéticos. . .	19
3.2	(a) Suporte para amostras de 1 cm^2 e (b) suporte para as amostras $0,5\text{ cm}^2$	20
3.3	Configuração da lei de Bragg.	21
3.4	Reflectometria da amostra de FePt com 20nm de espessura de FePt e 10nm de Au.	22
3.5	Degrau da camada isolante de alumínio com 38 nm de espessura. . . .	23
3.6	Montagem MOKE.	24
3.7	Esquema do dispositivo.	25
3.8	Equipamento de litografia a laser utilizado (LABNANO/CBPF). . . .	26
3.9	Figura esquemática da litografia.	27

3.10	(a) Amostra litografada com a tracamda de FePt/Al-O/ Au, (b) amostra litografada vista pelo microscópio.	27
3.11	Amostra de FePt com contato no chip para medida de AMR.	28
3.12	Imagem ilustrativa de como é feito o contato para medida de TAMR em a) visão lateral e em b)visão de cima.	28
4.1	Difratogramas de raio-X dos filmes de FePt depositados sobre substrato de Si em diferentes temperaturas e diferentes taxas de deposição de Fe. (Tabela 4.1)	31
4.2	Grafico de MOKE polar: a) Amostra E, b) Amostra D, c) Amostra C	32
4.3	Difratograma de raio-X da liga de FePt depositada sobre substrato de MgO, amostra F. A linha em preto é antes do tratamento térmico e em vermelho depois do tratamento térmico. (Tabela 4.2)	33
4.4	Difratogramas de raio-X dos filmes de FePt depositados em substrato de MgO em diferentes temperaturas, as linhas em vermelho são as linhas das amostras depois do tratamento térmico. Todas as amostras com $Fe_{52}Pt_{48}$ (at.%). (tabela4.2)	34
4.5	Difratograma de raio-X da amostra J do filme de FePt depositado sobre MgO na fase $L1_0$.(Tabela 4.2)	35
4.6	Imagem de MEV da amostra I.	35
4.7	Análise de EDS dos filmes de FePt. a) amostra H, b) amostra I.	36
4.8	a)Topografia por AFM da amostra I, b) Topografia por AFM da amostra J.	36
4.9	Gráfico de MOKE polar: a)Amostra C, b)Amostra I.	37
4.10	Imagem MFM com aplicação de campo magnético de +0,36 T, -0,36 T e +4 T , -4 T em filme de $Fe_{52}Pt_{48}$, na amostra I ($B_c=1,6$ T), e J($B_c= 0,4$ T) respectivamente.	38
4.11	Curva I-V das amostras com tracamada contendo 1 nm, 2 nm e 3 nm de espessura nominal de AlO_x e suas resistências com variação de $10^2 \Omega$ a $10^9 \Omega$	39
4.12	Curva I-V das amostras com tracamada contendo 2 nm, 3 nm e 4 nm de espessura nominal de MgO e suas resistências com variação de $10^2 \Omega$ a $10^7 \Omega$	40
4.13	Difratograma de raio-X da amostra L de $Fe_{52}Pt_{48}$, fase $L1_0$, para TAMR.	41
4.14	Curvas I-V da amostra L, fase $L1_0$, e 4 nm de espessura nominal de AlO_x	41

4.15	Varição da resistência da amostra J, $L1_0$ em função do ângulo entre o campo magnético, 9 T, e a corrente aplicada na temperatura de 10 K.	42
4.16	Magnetorresistência da amostra J a 10 K e a 300 K.	42
4.17	Varição da resistência em função do ângulo entre o campo magnético, 9 T, e a corrente aplicada da amostra L.	43
4.18	Magnetorresistência da amostra L a 10 K, 100 K e a 300 K.	44
4.19	Configuração experimental para as medidas de AMR. ϑ é o ângulo entre a corrente, I e o campo magnético aplicado, B_{app} , ϑ' é o ângulo entre a corrente e a magnetização M, a direção (001) é perpendicular ao plano do filme e é a direção de fácil magnetização.	47
4.20	Ângulo de equilíbrio da magnetização, ϑ' , em função do ângulo do campo magnético, ϑ (ângulos com relação a direção da corrente) quando da realização das medidas de AMR.	47
4.21	Esquema ilustrando a mudança da direção da magnetização quando o campo magnético aplicado passa na direção da corrente elétrica ($\vartheta = 0^\circ$) quando da medida de AMR.	48
4.22	Varição de $\cos^2(\vartheta'(\vartheta))$ deduzida do modelo descrito.	48
4.23	$R(\vartheta'(\vartheta))$ medido à 10 K com campo magnético aplicado de 9 T, sobre um filme de FePt. Pontos pretos : dados experimentais, linha vermelha : curva calculada (vide texto).	49
4.24	$R(\vartheta)$ medido à 300 K com campo aplicado de 9T, sobre filme de FePt. Pontos pretos : dados experimentais, linha vermelha : curva calculada (vide texto).	49
4.25	Configuração experimental quando das medidas de TAMR. ϑ é o ângulo entre a corrente I e o campo aplicado B_{app} , ϑ' é o ângulo entre a corrente e a magnetização M, a direção (001) é perpendicular ao plano do filme e é a direção de fácil magnetização.	50
4.26	$R(\vartheta)$ medido à 10K sob campo aplicado de 9T, na tricamada de FePt/ AlO_x /Au em configuração TAMR. Pontos pretos : dados experimentais, linha vermelha : curva calculada (vide texto)	51
4.27	$R(\vartheta)$ medido à 100 K sob campo aplicado de 9T, na tricamada de FePt/ AlO_x /Au em configuração TAMR. Pontos pretos : dados experimentais, linha vermelha : curva calculada (vide texto)	52
4.28	$R(\vartheta)$ medido à 300 K sob campo aplicado de 9T, na tricamada de FePt/ AlO_x /Au em configuração TAMR. Pontos pretos : dados experimentais, linha vermelha : curva calculada (vide texto).	52

Lista de Tabelas

4.1	Informações dos depósitos de FePt em Substrato de Si. Nas colunas 2 e 3 são colocadas as potência sobre os magnetrons de Fe e de Pt utilizadas nos depósitos. Nas colunas 4 e 5 são apresentadas as taxas para cada elemento. Na última coluna são listadas as temperaturas nas quais os depósitos forma realizados.	
	30
4.2	Informações dos depósitos de FePt em Substrato de MgO.	
	30
4.3	Informações das estequiometrias de FePt encontrada.	32
4.4	Estequiometria dos filmes de FePt obtidas por EDS e DRX.	
	36

Capítulo 1

Introdução

1.1 Motivação

A descoberta da magnetorresistência gigante, GMR, em 1988, foi responsável pelo nascimento de uma nova ciência e uma nova área tecnológica, a da spintrônica [1], [2] nela a resistência não depende apenas da carga do elétron, mas também de seu spin. A spintrônica tem alto potencial de aplicação em tecnologias da informação e telecomunicações, levando a descoberta de vários outros fenômenos físicos, como por exemplo, a Magnetorresistência Túnel (TMR) ou o efeito de Torque por Transferência de Spin (STT) [3–6]. Esses novos fenômenos abriram novas perspectivas para o desenvolvimento de memórias que associam a velocidade da RAM com a densidade de informação possível das memórias de discos rígidos. Eles poderão abrir o caminho para o desenvolvimento de circuitos re-configuráveis que irão transformar a arquitetura dos nossos computadores dentro de uma década [7].

Entre os novos fenômenos spintrônicos está a Magnetorresistência Anisotrópica de Tunelamento, TAMR [8]. Este fenômeno envolve o fenômeno da AMR e uma barreira túnel. O fenômeno da AMR envolve a modificação da estrutura eletrônica como consequência da variação da direção dos momentos, gerando assim uma diferença significativa na resistência em cada uma das configurações. Para uma AMR significativa o material magnético deve ter uma forte interação Spin-Orbita, SO. Nos dispositivos, esperamos uma TAMR importante uma vez que adicionaremos o efeito da barreira isolante, depositando uma camada isolante de ~ 1 nm, sobre a camada magnética (de forte interação SO). Os dispositivos TAMR apresentam a priori várias propriedades específicas muito atrativas. Entre elas, a de que um dispositivo TAMR pode incorporar apenas uma camada magnética. Assim, é possível escolher o substrato adequado, bem como as condições mais apropriadas para o crescimento da camada magnética, fonte da AMR, quando que o crescimento da segunda camada metálica, que funciona como um simples contato, não é crítica.

1.2 Objetivo

O objetivo do presente trabalho é de produzir dispositivos apresentando o efeito TAMR, otimizar o protocolo de elaboração, indo da escolha do material magnético ideal passando pela otimização das condições crescimento do filme e estabelecer o protocolo de litografia para elaboração do dispositivo.

1.3 Organização do trabalho

Esse trabalho foi organizado da seguinte maneira: Um capítulo de Fundamentação Teórica onde são apresentados os conceitos básicos e necessários para a compreensão dos efeitos de transporte. Um capítulo de Metodologia Experimental em que são descritos os equipamentos utilizados para a caracterização estrutural e magnética da amostra e os utilizados para deposição dos filmes e para a fabricação do dispositivo TAMR. Um capítulo de Resultados e Discussão no qual, são apresentados e discutidos os resultados das medidas magnéticas das ligas e de transporte dos dispositivos , AMR e TAMR.

Capítulo 2

Fundamentação teórica

2.1 Magnetismo da Matéria

2.1.1 Fundamentos

O magnetismo da matéria vem do elétron em seu interior. O termo mais importante para o ordenamento magnético é o spin de origem quântica, que esta associada ao momento de spin, m_s . Além disso, o movimento dos elétrons em torno do núcleo gera o momento angular orbital, l . No caso de elétrons localizados, a contribuição de l e de s de cada elétron em uma camada eletrônica gera o momento orbital total L , e o momento de spin total, S . No caso de nossos estudos, de sistemas magnéticos de elétrons itinerantes, os elétrons são distribuídos dentro de bandas eletrônicas. Os momentos magnéticos são devidos aos elétrons da banda de condução d . Em tais sistemas, o momento magnético total é essencialmente dado pelo momento de spin.

$$\vec{\mu}_S = -g_e \mu_B \vec{S} \quad (2.1)$$

Onde $g_e = 2$ e μ_B o magnéton de Bohr:

$$\mu_B = \frac{\hbar e}{2m} \quad (2.2)$$

O momento orbital, embora muito inferior ao momento de spin, não é desprezível. Ele se manifesta nos acoplamentos spin-órbita, fundamentais para os fenômenos, AMR e TAMR.

As interações eletrostáticas que geram as interações spin-órbita podem ser descritas por um potencial central gerado pelo núcleo do átomo a uma distância r , como a relação a seguir [9],

$$V = -\frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r} \quad (2.3)$$

Logo, o campo elétrico é $\vec{E} = \frac{1}{e} \frac{dV}{dr} \frac{\vec{r}}{r}$ e o campo magnético gerado é $B = -\frac{1}{c^2} \vec{v} \times \vec{E} = \frac{1}{em^2rc^2} \frac{dV}{dr} \vec{L}$.

A interação de um campo B , com um momento magnético, μ_S é dada pelo Hamiltoniano:

$$H = \vec{B} \cdot \mu_S \quad (2.4)$$

Logo o hamiltoniano da interação spin-órbita pode ser escrito como [10, 11]

$$H_{LS} = \frac{g_e}{4m^2rc^2} \frac{dV}{dr} \vec{L} \cdot \vec{S} = \frac{g_e Z_4 e^2}{(4\pi\epsilon_0)4m^2r^3c^2} \vec{L} \cdot \vec{S} \quad (2.5)$$

Que pode ser também descrito como:

$$H_{LS} = \lambda \vec{L} \cdot \vec{S} \quad (2.6)$$

O fator λ caracteriza a intensidade da interação spin-órbita. A intensidade desta interação é proporcional a Z^4 e é proporcional ao raio atômico. Pela equação (2.3) temos que quanto maior é o Z , mais forte é a interação spin-órbita [11].

2.1.2 Ordem Magnética

Os momentos magnéticos atômicos interagem através de interações eletrostáticas, chamadas de “Interações de Troca”, elas são as responsáveis pela ordem magnética. Os diferentes acoplamentos desses momentos geram diferentes ordenamentos magnéticos. Os mais conhecidas são:

- Ferromagnetismo: os momentos são alinhados paralelamente na mesma direção, apresentando assim uma magnetização espontânea.

- Antiferromagnetismo: o arranjo dos momentos é alternadamente paralelo e antiparalelo, de maneira que a magnetização espontânea seja zero.

- Ferrimagnetismo: possui duas sub-redes ferromagnéticas com os momentos em direções opostas e com diferente magnetização de maneira que a magnetização espontânea é diferente de zero.

Os materiais de interesse nesse trabalho são do tipo ferromagnético ou ferromagnético com a magnetização expressa como:

$$\vec{M} = n\mu_{at} \quad (2.7)$$

Onde M é a magnetização por unidade de volume, em A/m , μ_{at} é o momento magnético de cada átomo em $A.m^2$ e n é o número de momentos magnéticos por unidade de volume. O alinhamento total dos momentos ocorre à 0 K. O aumento da temperatura inicia um processo de desacoplamento dos momentos paralelos resul-

tando em uma diminuição da magnetização espontânea. A magnetização se anula na temperatura de Curie, T_C , no material ferromagnético ou ferrimagnético e na Temperatura de Néel, T_N , no material antiferromagnético. Em temperaturas superiores o material fica paramagnético, configuração magnética em que seus momentos ficam orientados em direções aleatórias não possuindo, portanto magnetização espontânea.

2.1.3 Anisotropia Magnetocristalina

A Anisotropia magnetocristalina é causada pela interação entre o momento orbital do átomo e a distribuição das cargas dos átomos vizinhos. Por causa das interações eletrostáticas, os orbitais são fortemente ligados aos átomos da rede, se tem um acoplamento spin-órbita, o momento do spin também ficam ligado aos átomos da rede. Essa interação resulta em direções onde os momentos magnéticos se alinham facilmente na direção do campo magnético aplicado, chamada de direção ou eixo de fácil magnetização, e outras em que os momentos giram dificilmente na direção do campo, chamada de direção ou eixo de difícil magnetização [12].

A energia de anisotropia pode ser expressa em função dos cossenos diretores α_i do angulo da direção de magnetização com relação aos eixos do cristal, isto é, α_1 , α_2 e α_3 os cossenos dos ângulos que a magnetização faz com os eixos x,y e z. Sendo θ e ϕ os ângulos definidos em coordenadas polares e o eixo z definido como paralelo a direção [001], as densidades de energia para um sistema cúbico e tetragonal são:

$$E_{cub} = K_1 \sin^4 \theta + K_2 \sin^6 \theta + \dots \quad (2.8)$$

$$E_{tetra} = K_1 \sin^2 \theta + K_2 \sin^4 \theta + K_3 \sin^4 \theta \cos^4 \phi \dots \quad (2.9)$$

Onde K_i são as constantes de anisotropia. A anisotropia depende do tipo de material e da temperatura. O sinal e as relações entre as constantes indicam quais direções cristalográficas são de fácil ou de difícil magnetização. Como exemplo na Figura 2.1 é apresentado a energia de anisotropia com respeito às direções cristalográficas principais da simetria cúbica, considerando apenas os termos de primeira ordem.

Para $K_1 > 0$, a energia é mínima quando os momentos são orientados na direção de um eixo quaternário $\langle 100 \rangle$ ([100],[010],[001]), pois todas essas direções são equivalentes. Porém quando $K_1 < 0$ são os eixos ternários $\langle 111 \rangle$ que são de fácil magnetização. As constantes de anisotropia dependem da temperatura através de sua dependência com a magnetização. Se considerarmos apenas os termos de segunda ordem da anisotropia: $K \propto M^3$, porém se considerarmos os termos de ordem quatro: $K \propto M^{10}$, logo K varia muito mais rapidamente com a temperatura do que a

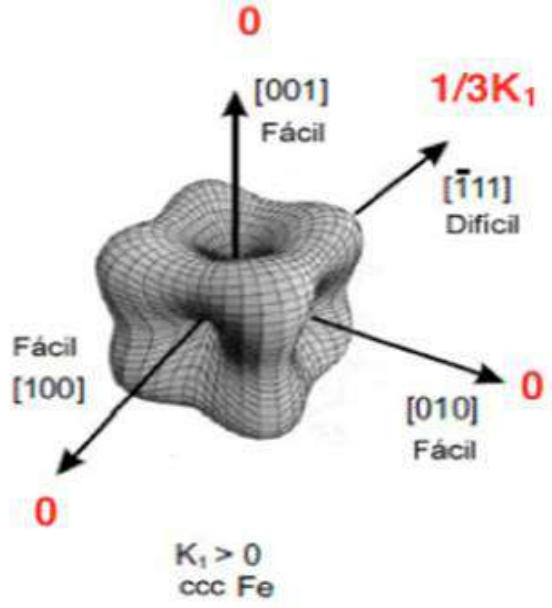


Figura 2.1: Superfície de energia de anisotropia para a simetria cúbica. Adaptado de [12]

magnetização [9].

A quebra de simetria na superfície de uma camada fina ou na interface entre duas camadas finas pode ser a fonte de uma contribuição importante para a anisotropia magnetocristalina. De uma maneira fenomenológica, esse efeito pode ser apresentado considerando uma constante de anisotropia de segunda ordem, $2K_s/d$, onde K_s é a constante de anisotropia interfacial ou de superfície e d representa a espessura da camada [12–14]. A anisotropia efetiva, K_{eff} , pode ser escrita como:

$$K_{eff} = K_v + 2K_s/d \quad (2.10)$$

Onde K_v é a constante de anisotropia por unidade de volume que inclui principalmente a anisotropia magnetocristalina e a anisotropia de forma. No caso particular em que K_v negativo favorece uma orientação da magnetização dentro do plano e K_s favorece uma direção perpendicular. Fazendo o gráfico de $(K_{eff}.d)$ em função da espessura d , pode se obter K_v pela inclinação da curva, e K_s pela intercepção com eixo de ordenadas (figura 2.2). Para uma dada espessura crítica d_c a anisotropia muda de perpendicular ao plano para paralela ao plano.

Essa abordagem permite descrever as propriedades de camadas finas, bicamadas ou multicamadas a base de metais 3d como Fe, Co e Ni. Nos sistemas do tipo multicamadas contendo metal 4d (Pd) e 5d (Pt) a anisotropia devido ao fenômeno da quebra de simetria pode ser muito forte devido a forte interação spin-órbita dos metais 4d e 5d. Assim por meio de hibridizações dos orbitais das duas superfícies é possível aumentar a anisotropia. Isso explica porque filmes a base de multica-

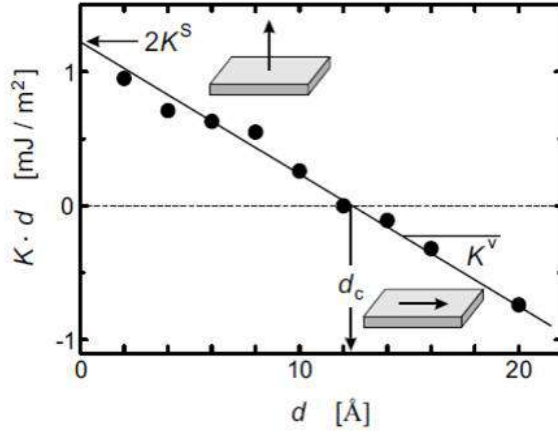


Figura 2.2: Variação de $K_{eff} \cdot d$ em função de d para determinar a direção da magnetização em função da espessura. Adaptado de [12]

madras Pd/Co e Pt/Co possuem forte anisotropia perpendicular [14, 15]. Estudos recentes mostraram também a presença de uma forte anisotropia perpendicular em $Pt/Co/AlO_x$ ou MgO, oriunda da barreira isolante na interface Co/AlO_x ou MgO, superando a contribuição da anisotropia da bicamada Pt/Co [16]

2.1.4 Anisotropia de forma

Em uma abordagem simplificada a magnetização de um filme fino magnético sem anisotropia magnetocristalina, quando submetido a um campo magnético aplicado perpendicularmente a sua superfície, cresce linearmente com o campo até um valor de saturação. O campo responsável pela saturação é igual ao campo desmagnetizante (Figura 2.3).

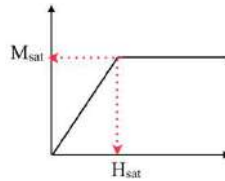


Figura 2.3: Esquema ilustrativo da determinação da Magnetização de saturação em um filme fino sem anisotropia magnetocristalina, quando o campo é aplicado perpendicularmente à superfície do filme. A saturação ocorre quando o campo magnético aplicado atinge o valor da magnetização espontânea: $H_{sat} = M_s$.

O fato que o coeficiente de campo desmagnetizante de um filme na direção perpendicular ao plano é igual a um, faz com que o campo de saturação seja uma medida da magnetização espontânea da amostra. No caso da fase desordenada do $Fe_{52}Pt_{48}$ esse valor é 0.94T à temperatura ambiente. Portanto valor de campo de saturação

maior ou menor significa que temos uma estequiometria mais rica ou menos rica em ferro respectivamente.

2.2 Fenômeno de transporte

2.2.1 Magnetorresistência

A magnetorresistência resulta da dependência da resistência com o campo magnético aplicado [11, 17]. Sua medida quantitativa é dada em função das resistências com ou sem campo magnético aplicado, definido como:

$$\frac{\Delta R}{R} = \left(\frac{R_h - R_0}{R_0} \right) \quad (2.11)$$

Onde R_h é a resistência com o campo aplicado, R_0 é a resistência sem o campo aplicado, ΔR variação da resistência.

2.2.2 Magnetorresistência Anisotrópica – AMR

A magnetorresistência anisotrópica está relacionada com a interação spin-órbita do material. Para entender esse fenômeno de maneira esquemática, podemos considerar um campo magnético aplicado na direção perpendicular a direção da corrente e ao mesmo tempo perpendicular a direção de fácil magnetização (direita da figura 2.4). Ocorrerá então uma rotação dos momentos para ficarem paralelos ao campo magnético aplicado. Devido a forte interação spin-órbita a órbita eletrônica também gira, resultando em um valor de resistência diferente da obtida antes do campo girar.

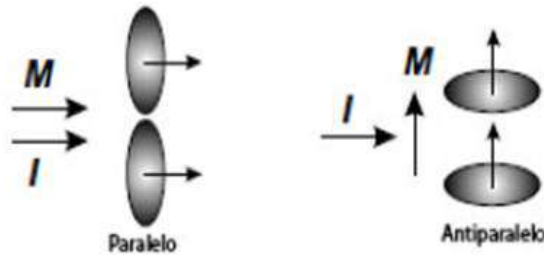


Figura 2.4: Representação esquemática do AMR [12].

De maneira mais geral, a resistividade é uma função de ângulo formado entre a magnetização, M , e a corrente, I . Nos materiais magneticamente moles assumimos que $M \parallel H$. A figura 2.5 mostra as orientações relativas do campo com a corrente elétrica (I) e o campo magnético externo. A dependência angular da resistividade é definida como:

$$\rho(\theta) = \rho_{\perp} + (\rho_{\parallel} - \rho_{\perp})\cos^2\theta \quad (2.12)$$

Onde θ é o ângulo entre o campo e a direção da corrente, ρ_{\perp} resistência quando o campo é perpendicular a corrente e ρ_{\parallel} resistência quando o campo é paralela a corrente.

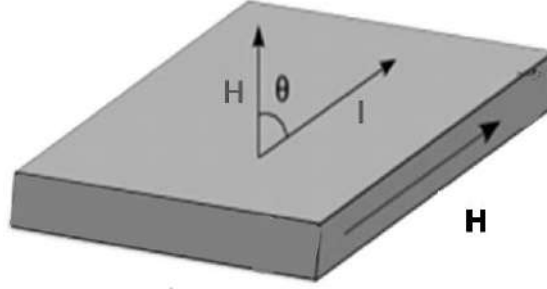


Figura 2.5: Representação esquemática mostrando a orientação entre o campo e a corrente em campo magnético externo. Adaptado [18].

A magnetorresistência anisotrópica é dada por:

$$AMR = \frac{\Delta\rho}{\rho_{\perp}} = \frac{\rho_{\parallel} - \rho_{\perp}}{\rho_{\perp}} \quad (2.13)$$

2.2.3 Magnetorresistência de Tunelamento –TMR

Um dispositivo TMR consiste de uma fina camada isolante (barreira túnel) entre duas camadas metálicas ferromagnéticas. A resistência desse dispositivo depende de como estão alinhados seus momentos (paralelos ou antiparalelos) como mostrados na figura 2.6. A resistência será muito menor quando os momentos são paralelos do que quando os momentos são antiparalelos.

O efeito TMR foi observado pela primeira vez por M. Julliere em 1975 através da tracamada Fe/Ge/Co. Os valores de TMR relatados por ele eram pequenos na temperatura ambiente. Em 1995 Miyazaki e Tezuka [19] e independentemente Moodera et. al [4] demonstraram a possibilidade de grandes valores de TMR com camadas isolantes em temperatura ambiente.

Assumindo que o spin é preservado durante a difusão, não deve ocorrer spin flip. Nesse caso a magnitude da magnetorresistência é expressa por:

$$MR = 2 \frac{P_1 P_2}{1 - P_1 P_2} \quad (2.14)$$

Onde P_1 e P_2 são as polarizações de spin das camadas ferromagnéticas. A polarização depende da densidade de estados do spin na camada magnética:

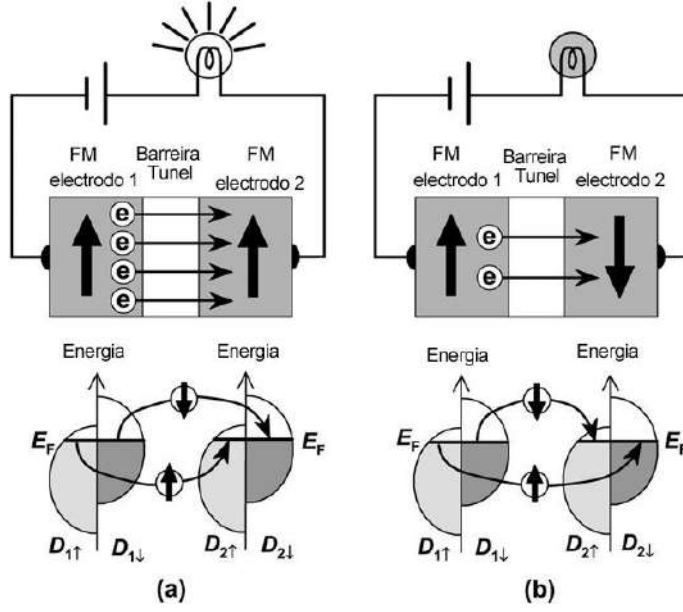


Figura 2.6: Esquema do fenômeno da TMR. Adaptado [3].

$$P_{\alpha} = \frac{D_{\alpha\uparrow}(E_F) - D_{\alpha\downarrow}(E_F)}{D_{\alpha\uparrow}(E_F) + D_{\alpha\downarrow}(E_F)} \quad (2.15)$$

Onde $D_{\alpha\uparrow}(E_F)$ e $D_{\alpha\downarrow}(E_F)$ é a densidade de estado para os elétrons majoritários e minoritário respectivamente na camada ferromagnética α .

Na Figura 2.6 é demonstrado o mecanismo do TMR e é observado que os elétrons dos spins UP passam pela barreira isolante e vão para o estado de spin UP de mesma simetria. Isso é uma configuração favorável. Quando um campo é aplicado os elétrons da banda de energia majoritária mudam de spin up para spin down. Como consequência os elétrons de spin majoritário vão para a banda de spin minoritário. Como possuem diferente simetria aumenta a resistência.

2.2.4 Magnetorresistência Anisotrópica de Tunelamento - TAMR

O efeito TAMR representa uma combinação do efeito AMR com o TMR. O TAMR consiste em uma camada isolante entre uma camada com forte interação spin-órbita e uma outra camada não magnética. Na Figura 2.7 temos a representação esquemática do TAMR, na Figura 2.7-a haverá passagem de corrente através da barreira túnel por hibridização dos orbitais, quando o campo magnético é girado em 90° (Fig 2.7-b) no caso de uma camada de forte interação Spin-órbita, a reorientação acarretará em uma reorientação dos orbitais como consequência. As naturezas diferentes dos orbitais levam a uma mudança na hibridização entre as camadas sucessivas, o que pode facilitar ou dificultar a passagem da corrente.

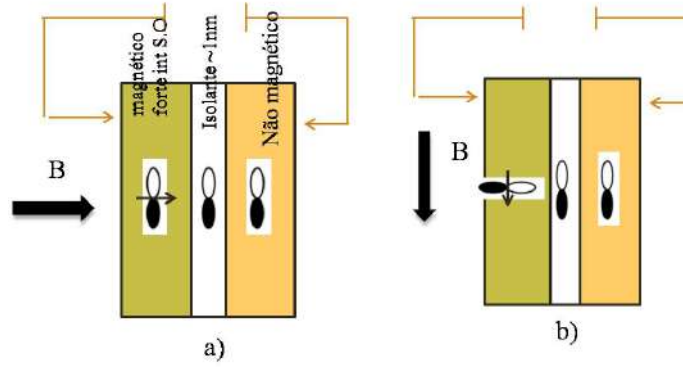


Figura 2.7: Esquema da configuração TAMR.

Portanto, a resistência, quando o campo magnético aplicado está perpendicular a corrente será diferente de quando está paralelo a corrente.

Nos dispositivos TAMR, a camada isolante tem um papel ativo. A corrente passa pela tricatada já descrita. A qualidade da barreira, de uma espessura da ordem de 1-2 nm, é fundamental. No caso de uma camada 3d ferromagnética, os estados de Bloch com simetria Δ_1 (estado hibridizado spd) e momento perpendicular a superfície, tem uma polarização de spin positiva no nível de Fermi enquanto que, os estados de simetria Δ_2 (estados d) tem uma polarização negativa. Além disso, deve ser levado em conta que o estado Δ_1 tem a maior polarização. Quando os estados Δ_2 têm a mesma possibilidade de passar na barreira, a polarização média ficará menor que a maior polarização. Isso é o caso para uma barreira amorfa, Al_2O_3 . Porém quando apenas os estados de mais alta polarização Δ_1 , podem tunelar pela barreira, como é o caso da barreira cristalina de MgO, a barreira atua como um filtro, e teremos uma maior magnetorresistência.

Para verificar a qualidade da barreira túnel será analisada a derivada da curva $I(V)$, isto é a condutância, do dispositivo TAMR [20]:

$$\frac{dI}{dV} = \frac{2\pi e^2}{h} |t^2| D_1(E_F) D_2(E_F + eV) \quad (2.16)$$

Onde $|t_1|$ é a probabilidade de passar a barreira túnel, D_1 e D_2 as densidades de estados dos dois eletrodos (camada não magnética e camada magnética), V é a voltagem bias.

A variação da segunda derivada da condutância $\frac{d^2I}{dV^2}$ permite analisar a estrutura da densidade de estados, DOS.

2.3 Propriedades das Ligas FePt

A liga escolhida para esse trabalho foi a liga a base de Fe e Pt. O magnetismo dessas ligas é dominado pelos elétrons 3d. As interações 3d-5d levam a uma polarização magnética sobre os sítios da Pt; fonte potencial da anisotropia magnetocristalina pois Pt tem forte interação spin-órbita.

Na Figura 2.8 temos o diagrama de fases da liga FePt, onde é observado que a estrutura cristalina depende da composição química e da temperatura. Na temperatura ambiente temos a fase desordenada chamada A1, ou seja, o Fe e a Pt estão distribuídos de forma aleatória na estrutura cristalina cúbica de fase centrada. Com o tratamento térmico da estrutura desordenada A1 podemos obter três fases que dependem da composição química (figura 2.9).

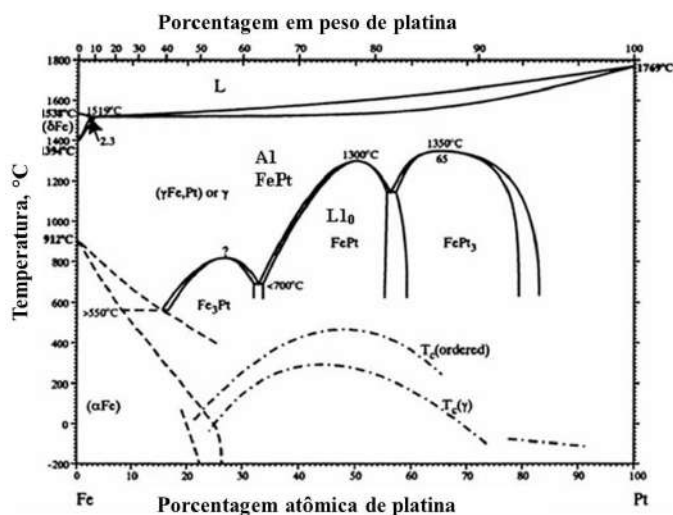


Figura 2.8: Diagrama de fases do sistema Fe-Pt. Adaptado [21]

Com o tratamento térmico ou deposição em temperatura da estrutura A1 a partir de $600^{\circ}C$ até $1300^{\circ}C$ com composição química de 35% a 55% de Pt, obtemos a estrutura tetragonal de FePt chamada de $L1_0$. A simetria cúbica é quebrada devido ao empilhamento dos planos alternado de Fe (3d) e da Pt (5d) ao longo da direção c (Figura 2.10), esse ordenamento causa uma distorção na estrutura [22].

Apesar da estrutura $L1_0$ ser termodinamicamente estável na temperatura ambiente, o processo de ordenamento só ocorre em altas temperaturas [23].

Alterando a estequiometria obtém-se as estruturas cúbicas de face centrada do Fe_3Pt e $FePt_3$ chamadas de $L1_2$. Na estrutura Fe_3Pt ordenada os átomos de Pt ocupam as arestas do cubo e os átomos de Fe as faces do cubo, já na concentração de $FePt_3$ os átomos de Fe ocupam as arestas do cubo e os átomos de Pt as faces do cubo (Figura 2.10).

As ligas FePt são ferromagnéticas tanto na sua forma desordenada quanto na sua forma ordenada, mas na sua forma ordenada possui estrutura tetragonal e com

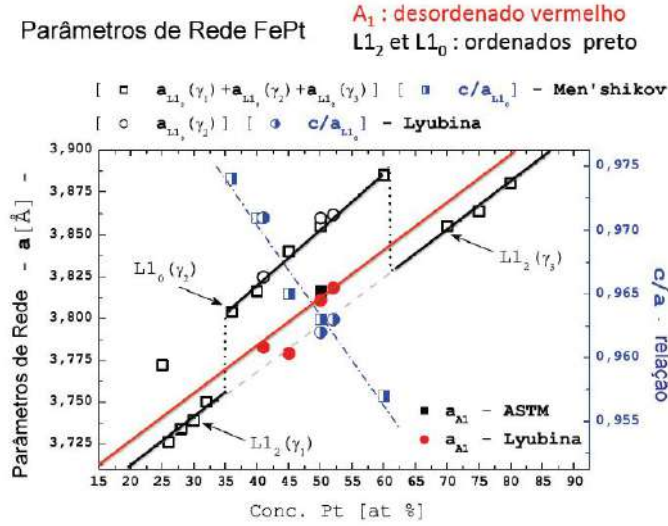


Figura 2.9: Variação do parâmetro de rede das ligas do sistema Fe-Pt em função da concentração de Pt. Adaptado de [24].

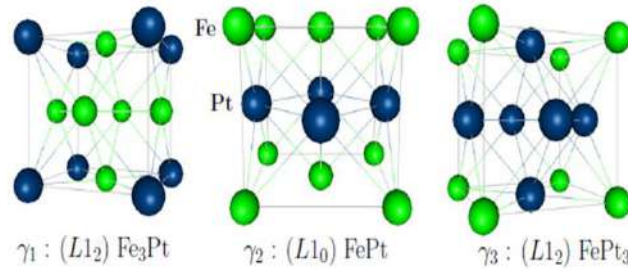


Figura 2.10: Ilustração das estruturas cristalinas dos sistemas Fe-Pt [24].

isso possui uma forte anisotropia na temperatura ambiente. ($K_u=7,0 \cdot 10^7 \text{ erg/cm}^3$) [25] e o elevado peso molecular da platina resulta em um acoplamento spin-órbita forte.

Nas fases ordenadas, as ligas Fe_3Pt são ferromagnéticas e as ligas FePt_3 são antiferromagnéticas.

2.4 Sputtering

O sputtering é um processo de deposição física a vapor utilizada para formação de filmes finos. O método consiste em depositar sobre um substrato uma camada de átomos ejetados do alvo pelo bombardeamento do alvo por íons acelerados.

Para ocorrer sputtering gases inertes ionizados, que formam um plasma, são acelerados em direção ao alvo e penetram causando sucessivas colisões, com isso há uma transferência de momento que depende da energia dos íons, da massa e do ângulo de incidência. Como consequência dessas colisões átomos são ejetados e vão

em direção ao alvo [26].

Os íons acelerados na direção do alvo devem ser constituídos de elemento inerte de modo a reduzir a possibilidade de reação com o alvo e com outros íons do plasma. Adicionalmente esses íons devem ser pesados para terem um grande momento linear no instante de impacto com o alvo. Por essa razão o gás mais utilizado é o argônio.

Quando uma diferença de potencial é aplicada entre o cátodo (alvo) e o anodo, os elétrons livres atingem uma energia cinética suficientemente alta para colidirem com as moléculas do gás promovendo a ionização das mesmas, ocorrendo assim a formação do plasma que é o gás ionizado. O plasma também contém átomos neutros, íons e elétrons de maneira geral [27].

O processo de sputtering se inicia a partir de um elétron livre perto do catodo que é acelerado em direção ao anodo e colide com uma partícula neutra de um gás, podendo convertê-la em um íon positivamente carregado. Os dois elétrons resultantes podem colidir com outros átomos do gás e ionizá-los, criando um processo em cascata até haver uma tensão de ruptura. Uma vez iniciado o processo de sputtering os íons Ar^+ produzem elétrons adicionais a partir do alvo, são estes elétrons secundários que ajudam a manter o plasma ao colidirem com os átomos neutros.

Para um dado alvo, a taxa de sputtering está relacionada à pressão e existe uma condição ótima associada, pois quanto menor a pressão maior a taxa de sputtering, mas quanto menor a pressão menos íons terá o plasma, com isso a uma região intermediária em que a taxa de sputtering é máxima [26].

2.4.1 Sputtering DC e RF

Existem dois tipos fundamentais de fontes, utilizadas na câmara de sputtering, uma é com corrente contínua (DC) e a outro com corrente alternada (RF). A escolha da fonte está relacionada ao tipo de alvo.

Para alvos condutores usa-se a corrente contínua, DC, em que os íons positivos gerados no plasma são acelerados contra o alvo, consequentemente ocorrerá ejeção de partículas do alvo que vão de maneira unidirecional se depositar no substrato.

Para alvos isolantes usa-se a corrente alternada, RF, pois a chegada dos íons ao alvo gera um potencial de blindagem que interrompe a aceleração, com isso não se tem mais a emissão de elétrons secundários, acabando com a auto sustentação do plasma. Assim ao aplicar um potencial alternado ao cátodo, o alvo atrai íons no ciclo negativo e atrai elétrons no ciclo positivo. Como a mobilidade dos elétrons é maior do que dos íons, ocorrerá um acúmulo de carga negativa no alvo, isso fará com que o alvo tenha um potencial médio negativo, chamado de potencial de autopolarização ou self bias.

2.4.2 Magnetron Sputtering

Sputtering que empregam ímãs permanentes atrás do catodo são chamados de magnetron sputtering. Esses ímãs formam um campo magnético que aprisionam os elétrons, consequentemente confinam o plasma, aumentam a ionização e a taxa de deposição.

Com um plasma mais intenso, as deposições podem ser feitas em pressões mais baixas diminuindo assim as contaminações e melhorando a qualidade do filme. Na figura 2.11 temos a forma esquemática do magnetron sputtering.

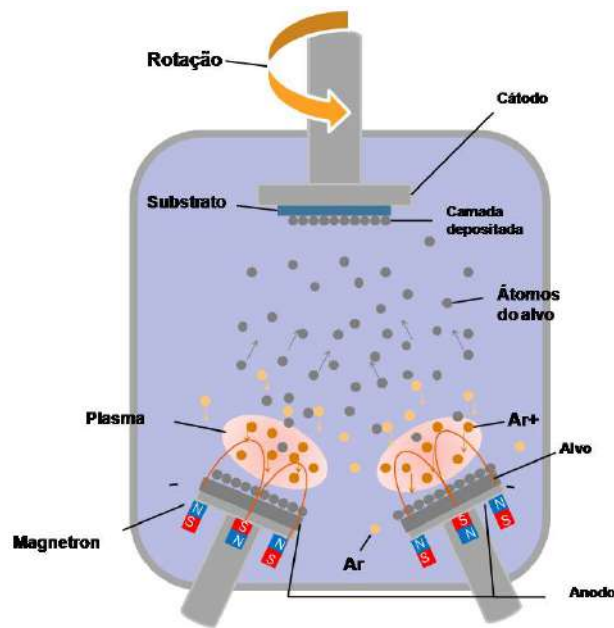


Figura 2.11: Forma esquemática do magnetron sputtering.

2.5 Revisão bibliográfica

Takahashi, Ohnuma, e Hono (2003) [28] investigaram o processo de ordenação dos filmes de FePt depositados via sputtering aquecendo o substrato a 300°C . A espessura dos filmes variou de 10nm a 500 nm, a liga foi depositada por magnetron sputtering DC com uma pressão de trabalho de 10mTorr. Os filmes passaram por tratamento térmico sob vácuo durante 1h a 400°C e 600°C . Antes do tratamento térmico a coercividade era nula no filme de 10nm e chega a 7 kOe nos filmes de 300 e 500 nm. Os tamanhos de grãos e a estrutura cristalina foram analisados por microscópio eletrônico de transmissão. Observou que os filmes com espessura de 10 nm apresentavam grãos finos e sua fase era desordenada e os filmes a partir de 100 nm tinham grãos maiores e sua fase era ordenada. Com o tratamento térmico do filme com espessura de 10 nm, os grãos se recristalizam, tornando-se maiores e a fase ficou ordenada e a sua coercividade aumentou com a temperatura de recristalização.

Todos os filmes foram depositados nas mesmas condições e tinham a fase equiatômica de FePt, com isso o artigo sugeriu que existe uma dependência do tamanho de grão para a ordenação do filme de FePt, pois os filmes de 10nm (fase desordenada) tinham grãos pequenos e os filmes com 300nm (fase ordenada) tinham grãos maiores .

Sekiet, et al.(2003) [23] investigaram o efeito da composição dos filmes de $Fe_xPt(100 - x)$ sobre a estrutura e as propriedades magnéticas depositados a baixa temperatura. Os filmes foram depositados no substrato de MgO(001) via sputtering, foi feita uma camada buffer de 1nm de Fe e uma camada epitaxial de Pt(001) com 40nm a temperatura ambiente. Fe e Pt foram codepositados a $300^\circ C$ sobre a camada buffer de Pt(001). A composição de Fe no filme variou de 19 a 68%. A espessura da camada de FePt foi fixada em 18nm. A taxa de crescimento foi de 0,01 nm/s.

A composição foi determinada por difração de elétrons, a caracterização estrutural foi determinada por difração de raio-X e as propriedades magnéticas por magnetômetro SQUID.

Pela DRX apenas os picos (00n) são observados, os filmes são fortemente texturizado na direção (001), pois foram crescidos em substrato de MgO.

Com a composição de 68 a 52% de Fe os picos da superrede 001 e 003 ficaram muito difusos. Quando a quantidade de ferro decresce para 45% a intensidade desses picos cresce e tem sua intensidade máxima na composição com 38%. Com a diminuição de Fe a intensidade dos picos diminui novamente e as posições dos picos fundamentais mudam para ângulos menores.

A diminuição das intensidades dos picos da superrede indica que houve uma degradação do ordenamento da fase $L1_0$ e, a mudança da posição dos picos indica que os sítios atômicos de Fe, na estrutura $L1_0$, foram parcialmente substituídos por átomos de Pt com a diminuição da concentração de Fe, resultando em um maior espaçamento na rede cristalina. Nenhum pico da superrede é observado na composição estequiométrica, o que indica que a temperatura de $300^\circ C$ é muito baixa para a formação da estrutura $L1_0$ ordenada. No entanto ao diminuir x a partir da composição estequiométrica, a ordenação $L1_0$ acontece a partir de uma temperatura igual a $300^\circ C$. Pelas curvas de magnetização observou que o eixo de fácil magnetização para filmes quase estequiométricos ($x=52$) está no plano do filme e quando diminui x a partir da composição estequiométrica o eixo de fácil magnetização muda para perpendicular ao filme. A maior anisotropia magnética foi observada para filmes com $x=38$. Para $x=19$ o eixo de fácil magnetização fica na direção do plano novamente. Estes resultados indicam que filmes de FePt ordenados e com elevada anisotropia magnética podem ser obtidos a baixa temperatura ($300^\circ C$) , se o material for ligeiramente rico em Pt.

Shima et.al.(2002) [25] estudou as propriedades dos filmes de FePt (001) ordenados. Ele co-depositou FePt por sputtering em substrato de MgO(001) com

aquecimento de 700°C . Variou a espessura de 10 a 100nm. Pela DRX ele observou que todos os filmes de FePt obtidos, de co-deposição da ordem de $\text{Fe}_{52}\text{Pt}_{48}$ (at.%) estavam ordenados na direção (001). Por microscopia eletrônica de transmissão ele viu que os filmes até 50nm são particulados e a partir dessa espessura começa a formar filme contínuo. Por medida de SQUID ele observou que a coercividade em filmes particulados é muito maior do que em filmes contínuos. Os filmes de 10nm possuíam uma coercividade de 4T, com o aumento da espessura até 50nm a coercividade diminui lentamente chegando em 2,5T. Depois dessa espessura ocorre uma mudança drástica na curva de magnetização, passando a coercividade para 0,5T na espessura de 60nm. Essa região crítica corresponde à região onde ocorre a mudança da morfologia de filme de particulado para contínuo.

Park et al. (2008) [29] relatou a magneto resistência anisotrópica de tunelamento (TAMR) em dispositivos túnel vertical com um eletrodo de multicamada ferromagnética (Co/Pt) e um contra eletrodo não magnético de Pt separados por uma barreira túnel de AlO_x . Os dispositivos de tunelamento foram depositados por magnetron sputtering sobre Si termicamente oxidado. Foi feito uma camada de Ta/Pt para formar um crescimento texturizado do filme ferromagnético Pt(111)/Co com uma forte anisotropia magnetocristalina fora do plano. A barreira túnel foi fabricada por oxidação do plasma com 1,6 nm de camada de Al e o dispositivo foi finalizado com a deposição da Pt por sputtering.

Dois tipos de multicamadas foram investigadas: A amostra do tipo A possui uma sequência alternada de Co/Pt/Co terminando com uma camada de 0,5nm de Pt antes da camada de AlO_x , já a amostra B não tem essa camada de Pt em cima da eletrodo ferromagnético.

Foi comparada a característica de magnetização e de magnetotransporte. Ambos os dispositivos tem uma curva de histerese larga, confirmando uma forte anisotropia magnética. Em ambas amostras o TAMR tem simetria uniaxial, mas a magnitude é 2 ordem maior na amostra A do que na amostra B. A presença da Pt na camada de interface com a barreira poderia explicar a forte magnetorresistência observada.

Observou uma grande dependência do TAMR entre o campo aplicado, a voltagem e da temperatura na amostra A, na amostra B essa dependência é fraca.

O cálculo da densidade de estados (DOS) foi feita em função da energia de Fermi com orientação no plano e fora do plano. A diferença da DOS para magnetização no plano e fora do plano com a energia na amostra A apresenta um comportamento oscilatório e uma magnitude de até 20%, já a amostra B a magnitude e a dependência energia são muito fraca.

Esse trabalho demonstra uma perspectiva para a realização de dispositivos TAMR altamente sensíveis. Estratégias para pesquisas futuras de sistemas de tipo TAMR deve incluir o ajuste fino da escolha dos metais de transição, otimização

da espessura e composição da camada com forte acoplamento SO. A melhoria da qualidade cristalina da barreira túnel e das interfaces de barreira /eletrodos deverão também conduzir a melhoria da magnitude do TAMR.

Capítulo 3

Metodologia experimental

Nesse capítulo descreveremos as técnicas experimentais utilizadas para a elaboração do filme fino e da fabricação do dispositivo, assim como os métodos de caracterização e análises das propriedades magnéticas e de transportes.

3.1 Deposição de Filmes Finos

3.1.1 Magnetron Sputtering

Para a preparação dos filmes finos foi utilizado o equipamento de magnetron sputtering disponível no Laboratório de Nanomateriais Magnéticos no Instituto de Física da UFRJ (Figura 3.1).



Figura 3.1: Magnetron sputtering do Laboratório Nanomateriais Magnéticos.

O equipamento é constituído por duas câmaras que são conectadas entre si, as duas são mantidas por sistema de vácuo. A primeira câmara é usada para inserir a

amostra, por ela ser menor o vácuo é feito em aproximadamente 1hr, ao atingir o vácuo de aproximadamente $2,0 \cdot 10^{-7}$ Torr a amostra é inserida na segunda câmara, com ajuda de um braço mecânico, onde é realizado os depósitos. A segunda câmara é mantida em vácuo de aproximadamente $8,0 \cdot 10^{-8}$ Torr e nela ficam 5 alvos, 3 DC e 2 RF. O sistema de vácuo é composto por uma bomba mecânica que faz o vácuo primário ($3,0 \cdot 10^{-3}$ Torr) e a uma bomba turbo molecular em que o vácuo chega até $2,0 \cdot 10^{-8}$ Torr.

Os parâmetros controlados na deposição foram: temperatura, fluxo de argônio, pressão de argônio, tempo de deposição e potência dos alvos.

Foi confeccionado um suporte em que as amostras pudessem receber o calor diretamente sobre elas e com isso obter o ordenamento dos filmes (Figura 3.2). As amostras podem girar a fim de obter um filme homogêneo.

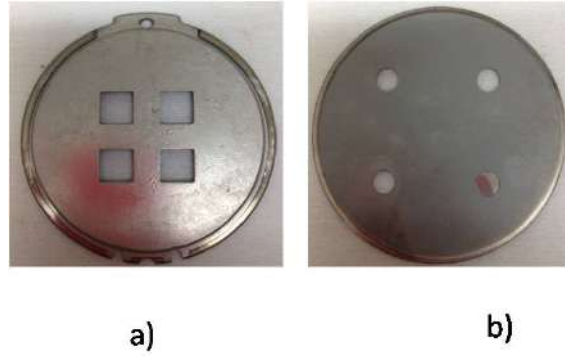


Figura 3.2: (a) Suporte para amostras de 1 cm^2 e (b) suporte para as amostras $0,5 \text{ cm}^2$.

3.2 Caracterização dos filmes finos

3.2.1 Difração de Raio-X

A Difração de raio-X (DRX) é uma técnica usada para análise cristalográfica das amostras. Nessa técnica um feixe de raio-X incide na amostra e é difratado segundo a lei de Bragg:

$$2d \sin \theta = n\lambda \quad (3.1)$$

Sendo λ o comprimento de onda da radiação incidente, d é a distância entre planos atômicos e θ é o ângulo de incidência em relação ao plano.

O feixe difratado passa por um detector e retoma a intensidade do feixe difratado em função do ângulo 2θ . Medindo o ângulo θ podemos calcular a distâncias entre os planos atômicos e identificar a estrutura cristalina.

Para análise dos filmes de FePt foi utilizado o difratômetro X D2 phaser Bruker do Laboratório de Baixas Temperaturas do Instituto de Física. A amostra fica em um suporte horizontal e o tubo de raios X e o detector fazem um ângulo de 2θ entre si (Figura 3.3).

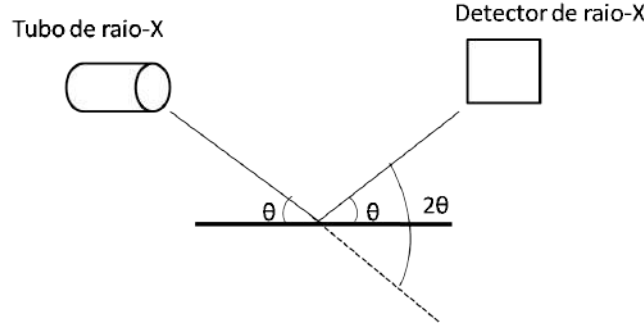


Figura 3.3: Configuração da lei de Bragg.

3.2.2 Reflectometria (XRR)

Para ângulos entre zero e o valor do ângulo crítico de reflexão externa total (θ_c) a reflexão total irá ocorrer. Com o aumento do ângulo, a profundidade até a qual a radiação irá penetrar aumenta rapidamente, ocorrendo um aumento na absorção e, conseqüentemente, uma diminuição da intensidade da radiação refletida. A interferência entre os raios refletidos a partir da parte superior e da parte inferior da superfície do filme resulta em franjas de interferência que dependem do ângulo. A partir dessa interferência podemos calcular a espessura do material. Esse tipo de medida é chamado de reflectometria.

As ligas de Fe_xPt_y com maior coercividade, estão na estequiometria em torno de 50%. Portanto para termos a quantidade x e y desejada calculamos quais a espessuras de Fe e Pt que precisamos co-depositar. Considerando que o número de átomos depositados, N_{at} pode ser escrita como:

$$N_{at} = \frac{\rho e n_A A}{mol} \quad (3.2)$$

Onde, ρ a densidade, e espessura, A a superfície do filme, n_A numero de Avogadro. A relação entre as espessuras a ser depositadas é dada por:

$$\frac{e^{Fe}}{e^{Pt}} = \frac{x \rho^{Pt} mol^{Fe}}{y \rho^{Fe} mol^{Pt}} \quad (3.3)$$

Para fazer a deposição nas espessuras calculadas devemos saber a taxa de deposição de cada material. Para isso fazemos um depósito em que calculamos sua

espessura pela reflectometria e com a espessura e o tempo de depósito obtemos a taxa de depósito do material.

A reflectometria foi feita no difratômetro de alta resolução Difratômetro X'Pert PRO (Philips, Panalytical) do Laboratório de Raio-X do Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas (CBPF) no modo incidência rasante. A análise das franjas de interferência foi feita no programa Gen-X que através de um método computacional, ajusta os parâmetros de densidade, espessura, rugosidade e difusão com um padrão. As franjas de interferência podem ser observadas na Figura 3.4.

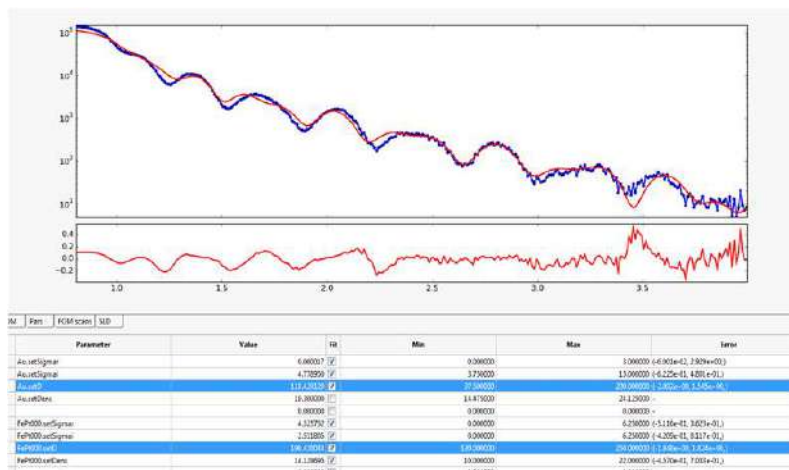


Figura 3.4: Reflectometria da amostra de FePt com 20nm de espessura de FePt e 10nm de Au.

3.2.3 Microscópio de Força Atômica

O Microscópio de Força Atômica (AFM) é uma técnica de análise com resolução de alguns angstroms. O Microscópio é composto por uma sonda que possui uma haste (cantilever) e, em sua extremidade, uma ponta fina. Essa haste faz a varredura de toda amostra mantendo constante a força entre o átomo da ponta de prova e os átomos da amostra.

Sobre o cantilever é incidido um laser que é refletido para um fotodetector. O fotodetector detecta qualquer movimento da haste causado pela interação da ponta e a amostra. O sinal lido pelo fotodetector passa por um sistema de realimentação que gera uma voltagem adicional a ser aplicada nas cerâmicas piezoelétricas. Essa cerâmica tem a capacidade de se expandir ou se contrair, controlando assim a distância entre a ponta e a amostra, mantendo-a constante.

As variações do laser no fotodetector são transmitidas e processadas por um computador e convertido em imagens topográficas, bi ou tridimensionais.

O AFM tem diferentes modos de operação, o modo utilizado no nosso material foi o modo de contato intermitente em que a haste oscila próxima a sua frequência

de ressonância, o sinal obtido dos fotodetectores mede a amplitude de oscilação, que deve ser mantida constante. Neste caso, a ponta toca periodicamente a superfície da amostra, e minimiza a força de atrito presente no modo contato.

As análises acarretam em menores danos à amostra quando comparado ao Modo Contato, pois minimiza as forças laterais e de fricção. Este método é capaz de fornecer imagem de contraste de fase, onde é possível obter informações sobre a heterogeneidade da amostra.

Outra variante desse microscópio é a Microscopia de Força Magnética (MFM), o modo também utilizado é o de contato intermitente, com ele temos a interação magnética da ponteira com a amostra dependendo da distância. Assim, podemos obter varias imagens que fornece informação das propriedades magnética da superfície, como em particular sobre os domínios magnéticos.

Foi utilizado o AFM do Laboratório de Análise de Superfícies do Departamento de Engenharia de Metalúrgicas e Materiais da UFRJ para fazer analise topográfica e magnética. Para os filmes de FePt foi feita imagens topográficas e magnética.

A fim de calcular a taxa de depósito da camada isolante, foi feito um depósito em que obtivemos um degrau entre o substrato e o filme e através da imagem topográfica é calculada a altura entre o filme e o substrato, com isso se tem a espessura do filme (figura 3.5).

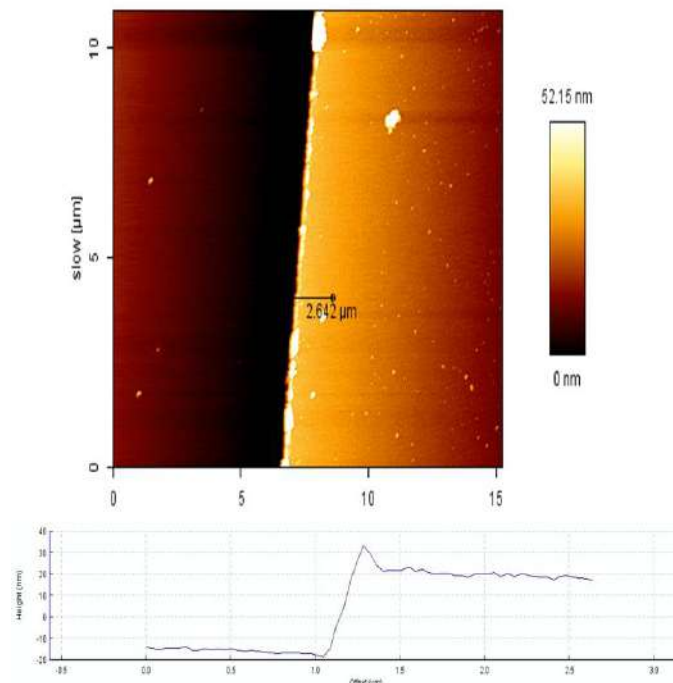


Figura 3.5: Degrau da camada isolante de alumínio com 38 nm de espessura.

3.2.4 Magneto-ótica Efeito Kerr Polar (MOKE)

Essa técnica permite a caracterização magnética dos filmes. O feixe de luz polarizado que incide sobre o filme tem a sua polarização rotacionada devido a sua interação com a magnetização do filme, através da interação Spin-orbita. O feixe refletido sairá com a polarização rodada de um ângulo, θ_k (ângulo de Kerr), proporcional a magnetização do filme. As medidas MOKE permitem a determinação da magnetização da superfície do filme, pois a luz só penetra em uma espessura característica de 10 a 20 nm.

A montagem utilizada foi desenvolvida no laboratório de Nanomateriais Magnéticos do Instituto de Física da UFRJ. O Esquema é mostrado na figura 3.6. O feixe de luz polarizada, Laser, incide na amostra que está no meio de uma bobina de Helmholtz e é refletido, para um espelho convergente. A luz refletida por esse espelho passa por um prisma de Wollaston que divide o feixe em dois, seguindo em seguida em direção a dois fotodetectores. Os sinais elétricos dos dois fotodiodos são enviados a um circuito eletrônico que faz a soma e a diferença deles. A diferença normalizada pela soma é proporcional a magnetização da superfície.

As duas bobinas de Helmholtz são alimentadas por um circuito RLC que gera um campo magnético pulsado. Com uma voltagem de 100 V e pulso de 250 μs o campo gerado chega a 4T.

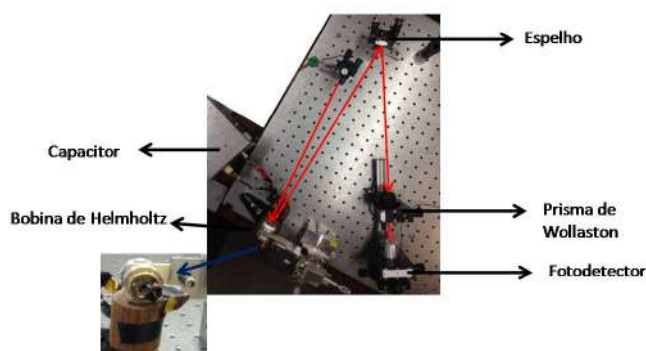


Figura 3.6: Montagem MOKE.

3.2.5 Microscópio eletrônico de varredura

O Microscópio eletrônico de varredura (MEV) é um microscópio eletrônico de alta resolução podendo chegar até 1nm. Nessa técnica um feixe de elétrons é focado na amostra e ocorre uma interação dos elétrons com a amostra. O feixe varre a amostra formando uma imagem ponto a ponto que é detectada por um detector.

A interação dos elétrons com a amostra resulta na emissão de elétrons retroespalhados, elétrons secundários, raios-X característicos, raios-X contínuos, elétrons

Auger e luz visível. No MEV basicamente dois tipos de elétrons são utilizados para fazer imagens que são os elétrons retro-espalhados e os elétrons secundários.

Os elétrons secundários originam imagens topográficas e os elétrons retroespalhados originam imagem menos topográfica e fornecem contraste de composição.

O MEV pode ser acoplado ao sistema de EDS que através da emissão dos raios-X característico, determina a composição qualitativa e semi quantitativa das amostras.

Foi utilizado o Microscópio Eletrônico de Varredura de Alta Resolução Jeol 100FT do Laboratório Multiusuário de Nanociência e Nanotecnologia do Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas (CBPF) para determinar a estequiometria das amostras.

3.3 Preparação do dispositivo TAMR

Os dispositivos TAMR são constituídos de três camadas, uma camada magnética, uma camada isolante e uma camada não magnética, todas são depositadas via sputtering em substrato de MgO (figura 3.7). A camada magnética é o filme de FePt, a camada isolante será de AlO_x ou de MgO e a camada metálica não magnética é um filme de Au.

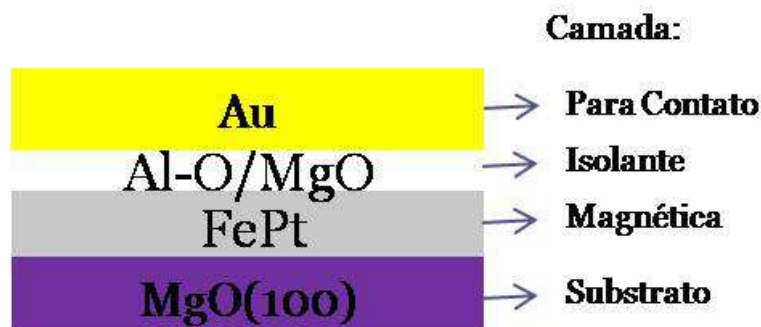


Figura 3.7: Esquema do dispositivo.

3.3.1 Elaboração da barreira túnel

Para a elaboração da barreira túnel por sputtering temos um primeiro problema associado a falta de precisão para realizar o depósito da ordem de 1 nm, Optamos então por fazer o depósito onde nos forçamos a não homogeneidade do depósito, isto é, depositamos com o substrato parado. Como o alvo está posicionado assimetricamente com relação ao substrato, o depósito terá a forma de uma cunha. Assim poderemos testar qual a região que terá a espessura de barreira ideal. Uma segunda dificuldade nos depósitos por sputtering de espessuras inferiores a 5nm, é que estes resultam na formação de ilhas, portanto um depósito sem continuidade, mortal para

as medidas de transporte. Por esta razão após o depósito da camada isolante, é feito a litografia ótica na sua superfície. Uma vez com as ilhas micrométricas (criadas com a litografia) , a camada de ouro é depositada. Cada uma dessas ilhas será testada para verificação de quais estão com a barreira na boa espessura (que dará uma resistência da ordem $\sim 10^8 \Omega$).

Para depósito da barreira de MgO foi usado um alvo de MgO e para a formação da barreira de AlO_x foi utilizado um alvo de Al. Depositamos Al metálico e deixamos oxidar naturalmente.

3.3.2 Litografia a laser

A litografia ótica foi feita com a técnica de litografia a laser. Nesse caso a máscara ótica é desenhada, pelo Laser (com resolução micrométrica), na resina colocada sobre a amostra. A máscara adequada a nosso estudo foi desenhada usando um arquivo .dxf.

O equipamento usado é o $\mu pg101$ da Heidelberg (figura 3.8), Laboratório Multiusuário de Nanociências e Nanotecnologia (LABNANO/CBPF). O Software de controle, alinha o substrato e lê o arquivo .dxf que comanda o deslocamento do Laser sobre a resina para a elaboração da máscara desejada



Figura 3.8: Equipamento de litografia a laser utilizado (LABNANO/CBPF).

A amostra é limpa e desumidificada e depois recebe uma camada de resina chamada fotoresiste. O fotoresiste é colocado através de um spin coating, que aplica uniformemente a resina em toda a superfície da amostra. Nesse processo o resiste AZ1505 é colocado sobre o substrato, e este é rotacionado com velocidade de 4000 rpm por 60 segundos. Depois a amostra é colocada na placa aquecedora a por 1 min para substrato de Silício e 4 min para substrato de MgO promovendo a secagem e o endurecimento do mesmo.

Quando o laser incide na amostra, de acordo com o padrão enviado, ele enfraquece as ligações expostas que pode ser reveladas com um revelador (Figura 3.9). O padrão utilizado possui quadrados de $200 \mu m$ separados a uma distância de $300 \mu m$.

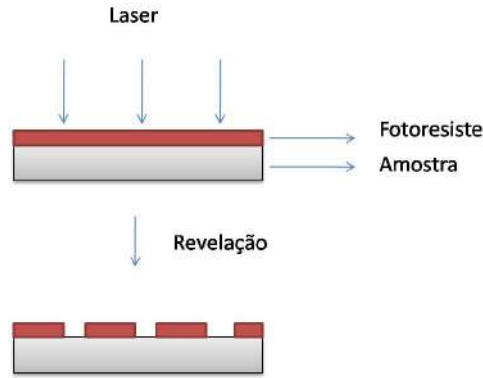


Figura 3.9: Figura esquemática da litografia.

Depois da amostra revelada é feito depósito de Au, que preenche as “ilhas” abertas pelo Laser bem como a superfície da resina. Em seguida é feito o “ lift-off “, isto é a retirada da resina que ficou. O fotoressiste sai junto com o Au depositado sobre ela, deixando apenas as “ilhas” micrométricas que contem as tricamadas. (figura 3.10).

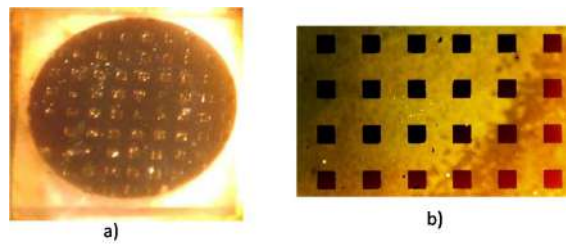


Figura 3.10: (a) Amostra litografada com a tricamda de FePt/Al-O/ Au, (b) amostra litografada vista pelo microscópio.

3.3.3 Contatos

Para medidas de AMR os contatos são realizados de modo bem simples, pois as medidas são feitas na superfície do filme de FePt. São feitos pelo método de 4 pontos (dois para as medidas de corrente e dois para a voltagem). Os pontos devem ser colineares (Figura 3.11).

A verificação desses contatos é feita através de um multímetro de $0,01 \Omega$ de precisão.

Para as medidas de TAMR, o contato é feito entre o ouro e o material magnético. Para isso um fio de ouro sai da superfície do ouro para o chip e outro fio de ouro da superfície de FePt (terra) para o chip (Figura 3.12).

Os contatos para medida de TAMR foram realizados na microsoldadora Thermo-sonic Gold Ball Bonder (Laboratório de Semicondutores (LabSem), PUC-Rio) . Quando sobre a microsoldadora, a amostra é mantida a $100^{\circ}C$, e a ponta do fio

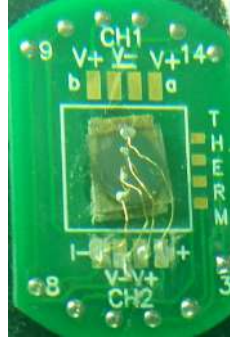


Figura 3.11: Amostra de FePt com contato no chip para medida de AMR.

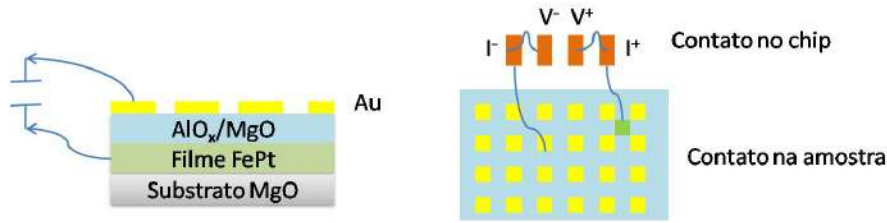


Figura 3.12: Imagem ilustrativa de como é feito o contato para medida de TAMR em a) visão lateral e em b)visão de cima.

de ouro é fundida antes do contato, formando uma bola. Em seguida, a ponta é pressionada na amostra e através de um pulso ultrasônico o fio adere a amostra.

A verificação e análise das barreiras túneis obtidas é feita através das curvas IV, e suas derivadas. As resistências esperadas da ordem de $10^8 \Omega$, nos levam a utilização de nano-amperímetros.

3.4 Medidas de transporte

No PPMS (Physical Properties Measurement System) do Laboratório de Baixas Temperaturas do Instituto de Física, foram feitas as medidas de transporte. O sistema permite medidas em temperaturas entre 2K-400K, em campos magnéticos de até 9T.

Este equipamento possui uma bobina supercondutora no interior de um criostato, onde são feitas as medidas. A amostra pode ser girada de 0° à 360° com relação a direção do campo magnético aplicado, com isso podemos medir a resistência em função do ângulo que o momento faz com o campo aplicado.

O PPMS não mede resistência alta, pois ele é limitado em corrente. A corrente mínima que ele aplica é de $200 \mu A$. Portanto para amostras com resistências superiores a $10^4 \Omega$, foi acoplado ao PPMS um electrometer. Ele aplica correntes na ordem de nA.

Capítulo 4

Resultados e discussão

4.1 Deposição dos filmes de FePt

Os filmes foram depositados por magnetron sputtering como descrito no capítulo anterior. Para identificação da temperatura de co-deposição e da estequiometria de maior coercividade os depósitos foram realizados em substrato de Si.

Inicialmente foram feitos depósitos em concentrações próximas a 50%, para identificar a temperatura da co-deposição para obtermos a fase ordenada, $L1_0$. Uma vez determinada a temperatura, procuramos a concentração de Fe-Pt de maior coercividade. A etapa seguinte foi a realização de depósitos epitaxiais, isto é, codeposição da liga ordenada $L1_0$, na direção $[001]$, que é a sua direção de fácil magnetização. Para isto os depósitos foram então realizados em substrato de MgO (100).

No depósito sobre MgO, devido ao fato que o substrato é transparente as radiações emitidas pelo forno, não pudemos utilizar o protocolo de depósito definida para o depósito em Si. Tivemos que determinar o novo protocolo para o depósito em MgO.

Para co-depositar o filme de FePt calculamos as espessuras a ser depositadas pela equação (3.3) porém, o aquecimento do substrato, afeta a taxa de aderência no substrato, das espécies evaporadas e portanto a estequiometria do filme.

Por este motivo, variamos a temperatura e taxa de deposição. Os demais parâmetros de depósitos não foram alterados, isto é, as pressões de Ar e de vácuo foram em todos os depósitos de $5,0 \cdot 10^{-3}$ Torr e de $6,0 \cdot 10^{-8}$ Torr a $1,0 \cdot 10^{-7}$ Torr respectivamente e o tempo de depósito foi de 8 min e 20 s. Para depósito em silício foi depositado uma camada buffer de 30 nm de Ta. A tabela 4.1 são apresentadas os parâmetros associados de deposição dos filmes de FePt em substrato de Silício.

Na tabela 4.2 são apresentados os parâmetros de deposição dos filmes de FePt em substrato de MgO. Todas foram depositadas com potência 59 W de Fe e de 46 W de Pt, com taxas de deposição de 0,62 Å/s de Fe e de 0,48 Å/s de Pt em um

Tabela 4.1: Informações dos depósitos de FePt em Substrato de Si. Nas colunas 2 e 3 são colocadas as potência sobre os magnetrons de Fe e de Pt utilizadas nos depósitos. Nas colunas 4 e 5 são apresentadas as taxas para cada elemento. Na última coluna são listadas as temperaturas nas quais os depósitos forma realizados.

Amostra	Potência Fe (W)	Potência Pt (W)	Taxa Fe (A/s)	Taxa Pt (A/s)	Temperatura (°C)
A	40	46	0,42	0,48	300
B	59	46	0,62	0,48	Ambiente
C	59	46	0,62	0,48	400
D	74	46	0,78	0,48	400
E	74	46	0,78	0,48	Ambiente

tempo de 8 min e 20 seg.

Tabela 4.2: Informações dos depósitos de FePt em Substrato de MgO.

Amostra	Temperatura (°C)	Tratamento térmico (°C)
F	400	600 por 1h
G	700	700 por 1h
H	700	750 por 1h
I	750	Sem tratamento
J	780	Sem tratamento

4.2 Caracterização estrutural e estequiométrica

Nosso objetivo é depositar ligas de FePt perto da estequiometria equiatômica, com isso, depois das amostras depositadas é feita uma análise estequiométrica e estrutural pela difração de raio-X. A figura 4.1 mostra os difratogramas das amostras depositadas em substrato de Si. Com a posição angular 2θ da raia , podemos determinar os parâmetros de rede da estrutura e pela figura 2.9 que relacione esses parâmetros com a concentração de Fe-Pt , podemos determinar a estequiometria do filme.

Os filmes depositados sobre Si apresentam uma textura do tipo (111) , como podemos ver nos diagramas de raio X , configuração $\theta/2\theta$. A posição desta raia depende da composição química dos filmes depositados. Ela se desloca de $41,2^\circ$ a $41,9^\circ$ quando a composição varia de $Fe_{55}Pt_{45}$ a $Fe_{72}Pt_{28}$ (cálculo pelo parâmetro de rede dado pelo DRX) . Entretanto a posição desta raia permanece praticamente na mesma posição quando passamos da fase fcc desordenada para a fase $L1_0$ ordenada.

A amostra A está desordenada e a direção [111] da liga FePt está em $41,2^\circ$ que dá uma estequiometria de 55% de Fe e 45% de Pt. Se a potência de depósito de Fe aumenta (amostras B-E) vemos que a linha [111] se desloca para ângulos maiores,

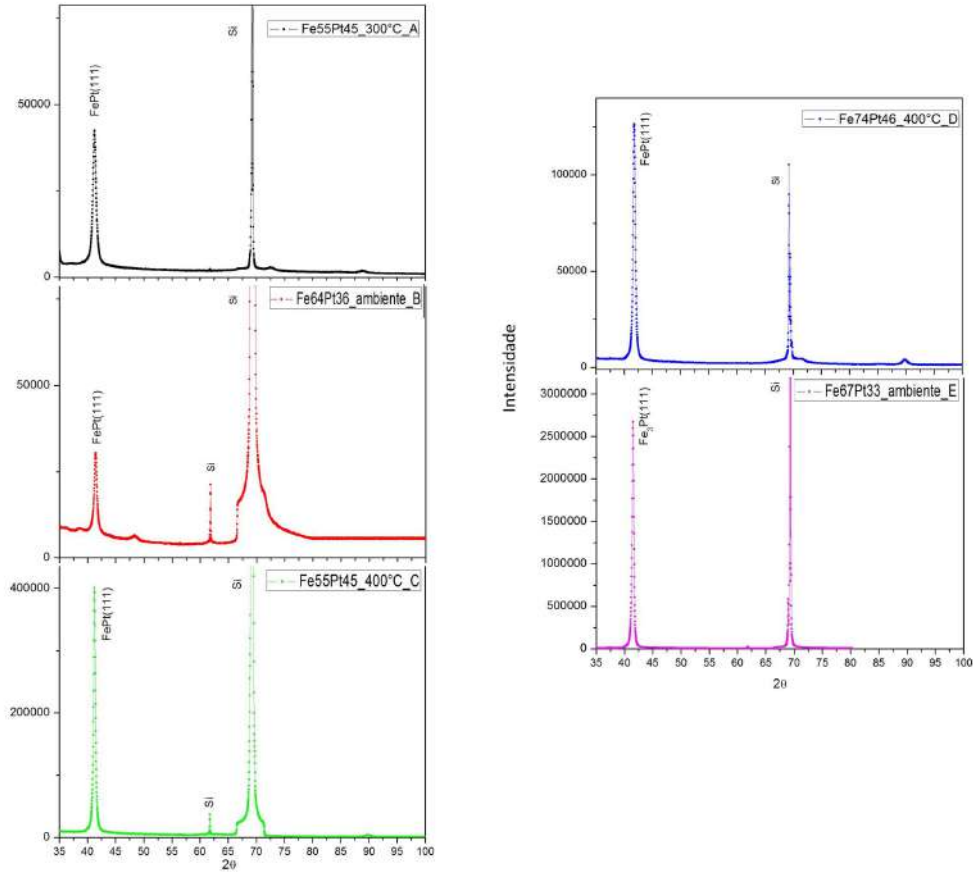


Figura 4.1: Difratoigramas de raio-X dos filmes de FePt depositados sobre substrato de Si em diferentes temperaturas e diferentes taxas de deposição de Fe. (Tabela 4.1)

o que é coerente com o aumento da quantidade de Fe (átomo de Fe é menor que o de Pt, um aumento de Ferro reduz d e portanto aumenta o ângulo de Bragg).

As amostras B e C foram co-depositadas nas mesmas condições, mas em temperaturas diferentes; a ambiente e a 400°C respectivamente (4.1). E observamos que nas amostras co-depositadas em temperatura ambiente (na verdade até 300°C como demonstrado pela estequiometria da amostra A) a estequiometria do material calculada (equação 3.3) e bem próxima da estequiometria do filme preparado, derivada dos parâmetros de rede dados pela DRX. Entretanto as amostras co-depositadas em 400°C há uma perda na quantidade de Fe dentro do filme em relação a quantidade calculada. Aumentando a potência do Fe (amostra D e E) essa perda de Fe diminui. Isso é justificado pelo fato de que os átomos de ferro estão com uma maior energia e com isso ocorre uma maior aderência ao substrato.

A tabela 4.3 apresenta um resumo da estequiometria dos vários filmes preparados e a sua comparação com a estequiometria prevista pela aplicação da equação 3.3. Para os filmes cujas propriedades de transportes foram analisadas o protocolo de depósito escolhido foi o da amostra C (ver 4.1), graças ao depósito a 400°C a

composição química corresponde a 45% de Pt e 55% de Fe , o filme apresenta a fase tetragonal, $L1_0$.

Tabela 4.3: Informações das estequiometrias de FePt encontrada.

Amostra	Quantidade de Fe pelo DRX (%)	Quantidade de Pt pelo DRX (%)	Quantidade de Pt calculada	Estrutura
A	55	45	47	desordenada
B	64	36	38	desordenada
C	55	45	38	ordenada
D	72	28	32	ordenada
E	67	33	32	desordenada

A priori os filmes de FePt na fase cúbica fcc, devem apresentar propriedades magnéticas mole, enquanto que os que cristalizam na fase tetragonal anisotrópica devem apresentar propriedades de material magnético duro. Para fazer a correlação entre estrutura e propriedades magnéticas nós caracterizamos os processos de magnetização com medidas magneto ótica, MOKE. Na figura 4.2 nos podemos observar que quando a amostra está desordenada ela é um magneto mole, não tem coercividade, então ao aplicar o campo magnético e reduzir o campo magnetizante, depois do material atingir a saturação, a curva de magnetização retorna passando pela origem, densidade de fluxo (B)=0. Isso pode ser visto na figura 4.2-a em que mostra o gráfico do sinal magneto-ótico da amostra E que está desordenada. Na fase ordenada tetragonal o FePt é um magneto duro. Nesse caso a variação da magnetização com o campo apresenta uma histerese. Particularmente a liga ordenada FePt , tem uma histerese bem acentuada marca de uma forte coercividade [30]. A figura 4.2, mostra a curva de histerese das amostra C e D que estão ordenadas. Então pelas curvas de magnetização podemos identificar se a amostra está ordenada.

O ordenamento da liga de FePt foi alcançado nos depósitos feitos a $400^{\circ}C$, como podemos ver na figura 4.2 pois a amostra depositada até $300^{\circ}C$ (amostra E) está desordenada e as amostras depositadas a $400^{\circ}C$ (Amostras C e D) estão ordenadas.

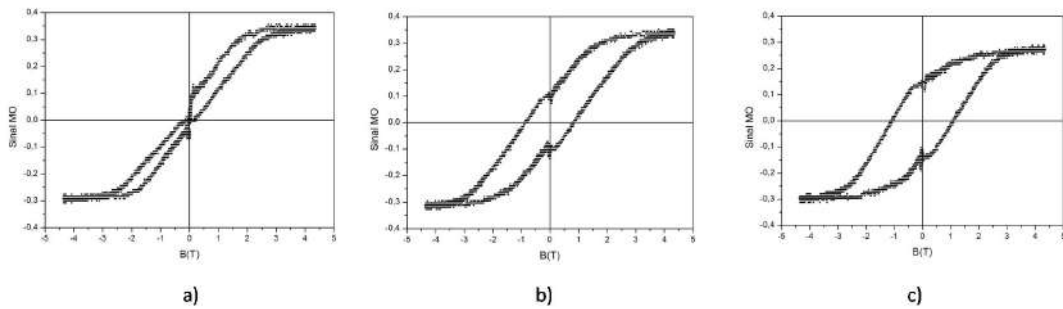


Figura 4.2: Grafico de MOKE polar: a) Amostra E, b) Amostra D, c) Amostra C

Uma vez identificada a concentração e a temperatura iniciamos o procedimento para o depósito epitaxial sobre substrato de MgO. O que nos levou ao protocolo utilizado para a preparação da amostra C. A amostra F foi feita seguindo também esse protocolo e foi visto que a perda de Fe em substrato de MgO é maior e a amostra não ordenou e ficou texturizada na direção (200) ao invés da (002) desejada. Mesmo após um tratamento térmico de 1h a 600°C , a amostra não ordenou (figura 4.3).

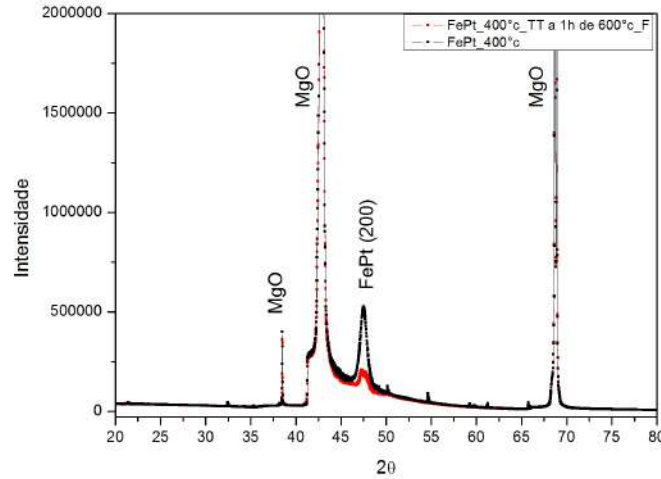


Figura 4.3: Difratoograma de raio-X da liga de FePt depositada sobre substrato de MgO, amostra F. A linha em preto é antes do tratamento térmico e em vermelho depois do tratamento térmico. (Tabela 4.2)

Como já discutido anteriormente como o MgO é transparente a radiação infravermelho, a temperatura no depósito só acontece após alguns nanômetros de depósito, pois essa camada que irá aquecer as camadas subsequentes. Concluímos portanto que o parâmetro que precisava ser redefinido era a temperatura. Decidimos então, manter as potências nos alvos de Fe e Pt bem como o tempo de depósito, pois pelo DRX a estequiometria é de 52% de Fe e 48% de Pt, e mudamos a temperatura de depósito, segundo o protocolo proposto por T. Shima T. e Takahashia Y.K. (2002 e 2003) [25, 31]. Esses autores fizeram co-deposição em substrato de MgO e observaram que a maior coercividade ocorre na espessura de 10nm e a maior texturização ocorre para temperatura de deposição de 700°C . Entretanto em 10 nm observações por TEM mostraram que os filmes são de tipo particulados, só a partir de 50 nm que começa a ter filmes contínuos. Em uma segunda etapa Shima e Takahashi depositaram filmes de espessura fixa, 10 nm, e variaram a temperatura de deposição. Até 400°C eles obtiveram a fase desordenada 200. A partir de 450°C o filme se ordenou e a máxima texturização ocorreu em 700°C .

Com base nas análises acima, fizemos uma co-deposição com os mesmos parâmetros de deposição já feito na amostra F (4.2), mas co-depositadas em tem-

peratura maiores.

A amostra G foi co-depositada a 700°C , mas ficou na sua fase desordenada. Depois do tratamento térmico a 700°C por 1 hora a amostra começou a ordenar, apareceram os picos de estrutura (001) e (003) ao mesmo tempo que uma separação entre as raiais (h00) e (00h) começaram a aparecer. A observação das raiais (002) e (200) tanto quanto a (004) e (400) mostram que a textura está incompleta. Então foi feito a amostra H, co-depositada a 700°C , mas com tratamento térmico a 750°C por 1 hora. Essa amostra ficou melhor do que a amostra G, mas o pico (200) ainda está maior do que o pico (002) (figura 4.4). Concluimos que depois que a amostra é depositada na direção (200) é difícil conseguir todos os grãos ordenados na direção (002).

Finalmente foi feita a amostra I em que a co-deposição foi feita a temperatura de 750°C , a amostra texturizou na direção (002), observamos claramente os picos (001), (002), (003) e (004). Ainda obtivemos uma contribuição pequena do pico (200). Essa contribuição pode ser devida a não homogeneidade do substrato uma vez que o MgO é transparente a radiação, com isso ele não aquece, portanto os primeiros nanômetros de depósito são feitos sem aquecimento. Uma vez que uma camada continua é depositada, ela aquece e as camadas posteriores são depositadas com aquecimento.

Usaremos esse protocolo para co-deposição de FePt em MgO para fabricação dos dispositivos AMR e TAMR.

Na figura (4.4) temos a comparação dos difratogramas dos depósitos mostrando a texturização.

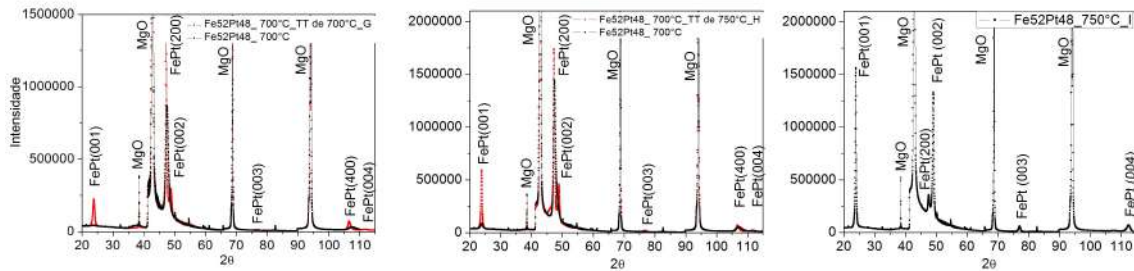


Figura 4.4: Difratogramas de raio-X dos filmes de FePt depositados em substrato de MgO em diferentes temperaturas, as linhas em vermelho são as linhas das amostras depois do tratamento térmico. Todas as amostras com $\text{Fe}_{52}\text{Pt}_{48}$ (at.%). (tabela 4.2)

Depois de encontrado o protocolo para depósito de FePt em MgO, foi feito um depósito com 780°C para ver se aumentava a texturização do filme de FePt (amostra J). Pelo difratograma da amostra J apresentado na figura 4.5 podemos observar que essa amostra está mais texturizada do que a amostra I (figura 4.4) e apresenta a mesma estequiometria ($\text{Fe}_{52}\text{Pt}_{48}$).

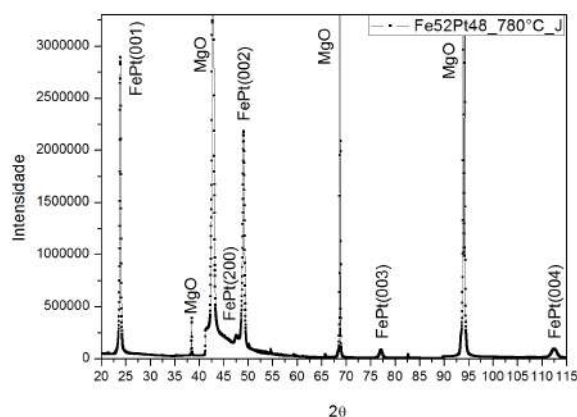


Figura 4.5: Difratoograma de raio-X da amostra J do filme de FePt depositado sobre MgO na fase $L1_0$. (Tabela 4.2)

Foi feito o MEV com EDS das amostras a fim de obter uma imagem topográfica e a estequiometria do material para comparação da estequiometria obtida pela difração de raio-X junto com a curva parâmetro vs % Pt . Na (figura 4.6) é a imagem da superfície do filme feita por microscopia eletrônica, MEV. Ela é constituída de grãos da ordem de alguns nanômetros a 900 nm.

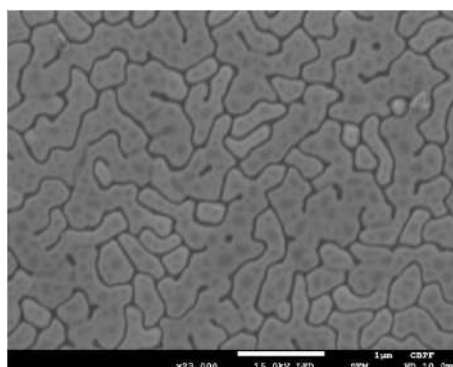


Figura 4.6: Imagem de MEV da amostra I.

A estequiometria das amostras foi calculada a partir do gráfico de identificação dos elementos. Foi feito EDS na amostra H e na amostra I. Os gráficos de identificação dos elementos podem ser observados na figura 4.7.

A tabela 4.4 apresenta as estequiometrias obtidas por EDS e por DRX. Na amostra H constatamos que a diferença da estequiometria em relação à observada na difração de raio-X foi de 2% e na amostra I a diferença foi de 3%.

Foram feitas imagens topográficas por AFM das amostras, I e J co-depositadas a 750°C e 780°C respectivamente. Como já observada na imagem MEV, a superfície do filme da amostra I é constituída de grão da ordem de alguns nanômetros a 900nm. Já a amostra J apresentou grãos da ordem de 300 nm a 1 μm . Essa

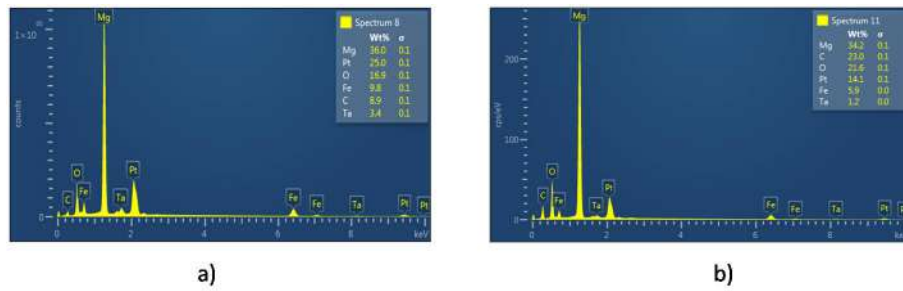


Figura 4.7: Análise de EDS dos filmes de FePt. a) amostra H, b) amostra I.

Tabela 4.4: Estequiometria dos filmes de FePt obtidas por EDS e DRX.

Amostra	EDS	DRX
H	$Fe_{54}Pt_{46}$	$Fe_{52}Pt_{48}$
I	$Fe_{55}Pt_{45}$	$Fe_{52}Pt_{48}$

alteração no tamanho de grãos se deve ao fato de que a amostra J foi co-depositada a uma temperatura maior. O aumento da temperatura em filmes de FePt favorece o aumento do tamanho de grãos e consequentemente uma diminuição na coercividade da amostra. Confirmando assim que o melhor protocolo para deposição em substrato de MgO é o da amostra I.

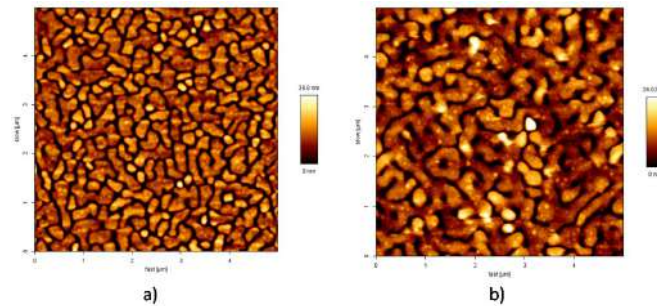


Figura 4.8: a) Topografia por AFM da amostra I, b) Topografia por AFM da amostra J.

Para verificação da coercividade do material foi feito MOKE polar na amostra ordenada sobre substrato Si (amostra C) e na amostra ordenada em MgO (amostra I). Na figura 4.9 podemos ver a partir dos gráficos magnético-ótico das amostras C e I, que essas amostras possuem ciclos de histerese com uma coercividade de 1,2 T (amostra C) e 1,6 T (amostra I) respectivamente.

Podemos ver claramente que a coercividade da amostra depositada em MgO é maior do que a amostra depositada em Si, isso ocorre porque a amostra I possui uma forte textura na direção (002). Tal valor de campo coercitivo de 1.6 T é muito alta para um filme a base de FePt $L1_0$.

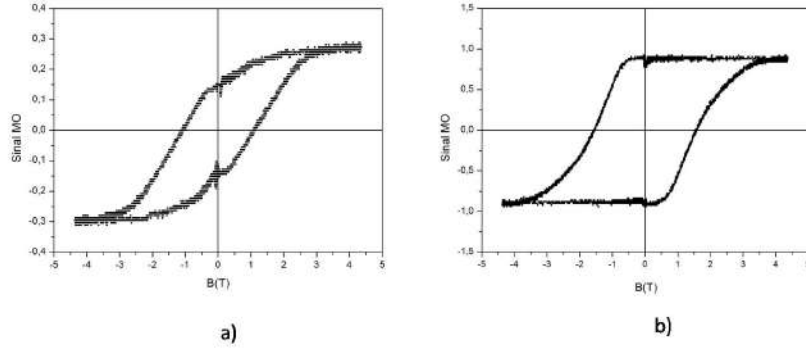


Figura 4.9: Gráfico de MOKE polar: a) Amostra C, b) Amostra I.

4.3 Análise das propriedades magnéticas

Foi feita análise de MFM da amostra I ($B_c=1,6$ T), $Fe_{52}Pt_{48}$ e da amostra J ($B_c=0,4$ T) $Fe_{52}Pt_{48}$. Para analisar a configuração dos domínios magnéticos na superfície do filme, antes de cada análise MFM, foi aplicado um campo magnético perpendicular a superfície da amostra, nas duas direções perpendiculares. Na figura (4.10) vemos as configurações após as aplicações dos seguintes campos magnético: $+0,36$ T e $-0,36$ T na amostra I e de $+4$ T e -4 T na amostra J. O filme utilizado para essas observações não tinha sido submetido a nenhum campo magnético anteriormente. Na análise da amostra com $1,4$ T de coercividade quando da aplicação de $+0,36$ T e $-0,36$ T as observações MFM revelam um estado magnético constituído de alternâncias preto/branco bastante contrastante, o que indica uma inversão das direções da magnetização de uma região a outra, isto é a presença de domínios magnéticos. A dimensão desses domínios após a aplicação de um campo da ordem $\pm 0,36$ T é da mesma ordem dos grãos revelados por AFM, $0,3 \mu m$, e ela forma uma estrutura em labirinto, ela mesma remanescente da que caracteriza a topografia do filme. Pode-se também notar que as duas imagens após a aplicação dos campos positivo e negativo, são praticamente idênticas. Portanto elas não foram definidas pelo campo magnético aplicado, (confirmando a existência de uma coercividade superior a $0,4$ T), mas já estavam previamente presentes antes da aplicação do mesmo. Isto nos conduz à imagem de grãos monodomínios de direções de magnetização alternadas de maneira a minimizar os efeitos do campo desmagnetizante. Segundo o modelo de Kittel, o raio crítico, R_c de grãos monodomínios é dado pela expressão :

$$R_c \simeq \frac{36\sqrt{AK}}{\mu_0 M_S^2} \quad (4.1)$$

onde A é a constante da interação de troca que nas ligas FePt é da ordem de $13 \cdot 10^{-12}$ J/m, K é a constante de anisotropia, $8 \cdot 10^6$ J/m³, e $\mu_0 M_S=1,6$ T na temperatura ambiente no FePt $L1_0$. A partir desses valores o raio crítico pode ser avaliado

a $R_c \simeq 0,23 \mu m$. Do fato que a estrutura labiríntica conduz a uma minimização adicional das interações dipolares, a configuração observada é compatível com a nossa interpretação.

Na análise da imagem MFM (figura 4.10) da amostra com 0.4 T de coercividade, a configuração em domínio observada após a aplicação de um campo de 4 T é de natureza bem diferente. Quando sobre 4 T a magnetização deve se saturar, mas assim que o campo volta a zero o filme é submetido a seu próprio campo desmagnetizante, igual a sua magnetização, portanto , 0.4 T, valor da ordem de grandeza do seu campo coercivo.

Assim os domínios de magnetização inversa devem se nuclear para minimizar o efeito do campo magnetizante. A estrutura se desenvolve por nucleação sucessiva . Logo que o campo desmagnetizante torna-se inferior ao campo coercivo a nucleação fica congelada, não se propaga, daí a estrutura obtida feita de domínios de tamanhos bem superiores, da ordem de alguns microns. As imagens obtidas após a aplicação de ± 4 T são qualitativamente similares mas quantitativamente diferentes. Na realidade elas são obtidas a partir de duas configurações com direções de magnetização opostas.

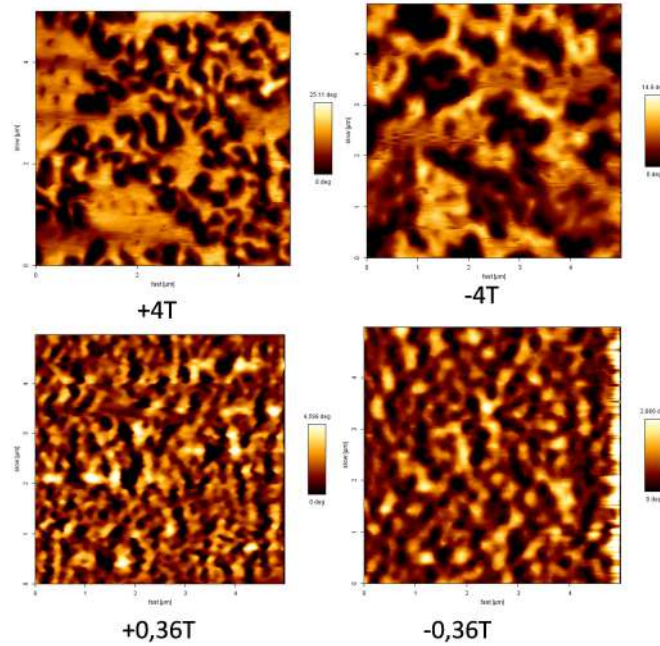


Figura 4.10: Imagem MFM com aplicação de campo magnético de +0,36 T, -0,36 T e +4 T , -4 T em filme de $Fe_{52}Pt_{48}$, na amostra I ($B_c=1,6$ T), e $J(B_c= 0,4$ T) respectivamente.

4.4 Elaboração da Barreira Túnel

Para determinar o protocolo de depósito; óxido ideal, espessura ideal, para a preparação da camada isolante, foram feitas amostras com barreira túnel de AlO_x em filme de Fe depositadas em Si e barreira túnel de MgO em filme de FePt depositados em Si. Nosso objetivo é obter resistência túnel da ordem de $10^7 \Omega$. Para barreiras a base de óxido de alumínio, usamos alvo de Al metálico e o deixamos oxidando naturalmente para obter AlO_x . Devido à dificuldade de determinar espessuras menores que 5 nm, depositamos, em cunha (substrato sem rodar), nominalmente nas espessuras de 1 nm, 2 nm e 3 nm de Al e de 2 nm, 3 nm, 4 nm e 5 nm de MgO. Depois de depositado a camada isolante foi feito a litografia e o depósito de 100 nm de Au para fazer os contatos. Com a litografia criamos “ilhas” de alguns micrômetros quadrado de área, pois nelas teremos uma maior probabilidade ter uma camada contínua de ~ 1 nm de óxido.

Na figura (4.11) são apresentadas as curvas I-V dos filmes das tricamadas com AlO_x . Com 1 nm e 2 nm de camada isolante temos uma resistência ôhmica, portanto, esta ocorrendo contato entre as camadas metálicas o que significa que o filme de óxido depositado não forma uma camada contínua. As curvas com as tricamadas com 3 nm de espessura nominal, têm resistências de $10^7 \Omega$ a $10^9 \Omega$. Dos gráficos com resistência de $10^8 \Omega$ e $10^9 \Omega$ vemos um ponto de inflexão que seria um máximo na curva da diferencial de I em função de V. Essa inflexão que esta em torno de 40 mV, está associado a um máximo de densidade de estados polarizados (vide expressão 2.16), indicando assim a voltagem a ser aplicada na realização das medidas TAMR. Visamos então depósito nominal de 3 nm do óxido, que nas superfícies de $\sim 1 \text{ cm}^2$ nos darão nas regiões litografadas de \sim alguns microns a espessura ~ 1 nm.

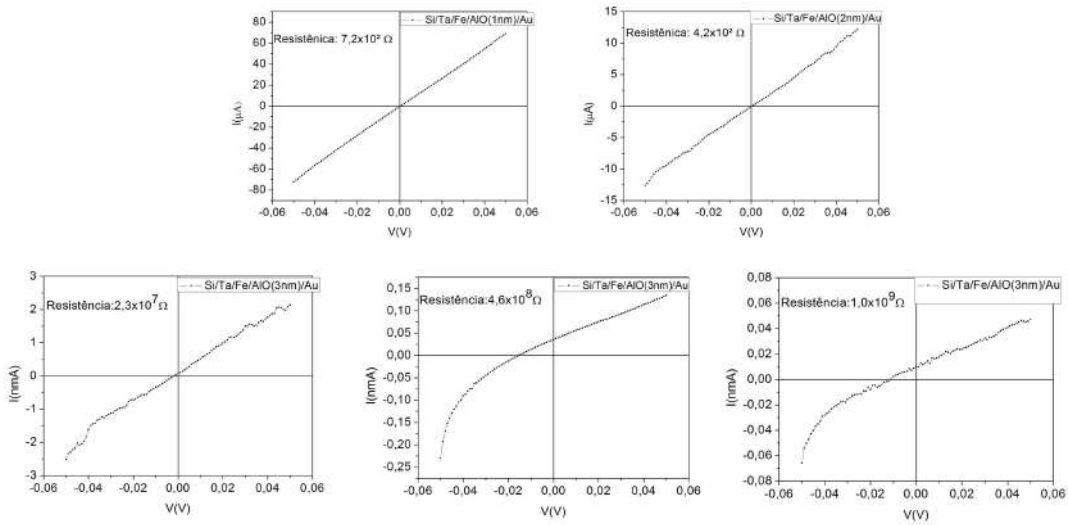


Figura 4.11: Curva I-V das amostras com tricamada contendo 1 nm, 2 nm e 3 nm de espessura nominal de AlO_x e suas resistências com variação de $10^2 \Omega$ a $10^9 \Omega$.

No caso das tricamadas com barreira de MgO, as amostras com 2 nm e 3 nm estavam em curto entre as camadas metálicas, a amostra com 4 nm apresentou resistência de $10^7 \Omega$ (figura 4.12) e a amostra com 5 nm deu uma resistência infinita (barreira espessa). Portanto a espessura nominal factível de MgO é a de 4 nm de espessura.

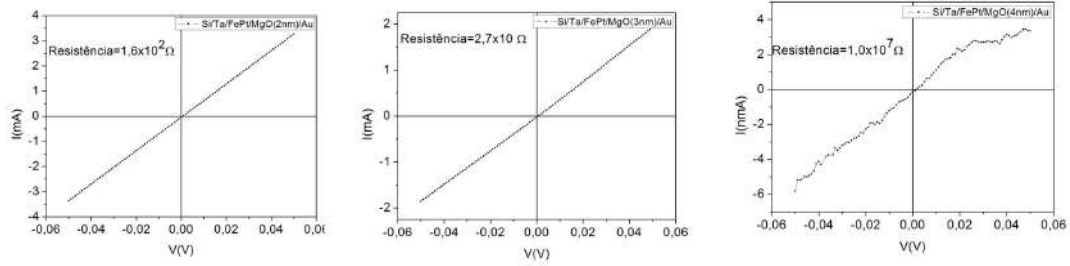


Figura 4.12: Curva I-V das amostras com tricamada contendo 2 nm, 3 nm e 4 nm de espessura nominal de MgO e suas resistências com variação de $10^2 \Omega$ a $10^7 \Omega$.

Para o término da dissertação de mestrado, focamos na fabricação dos dispositivos TAMR com barreira túnel de AlO_x , pois este apresentou uma maior resistência na barreira túnel.

4.5 Fabricação dos dispositivos AMR e TAMR

O dispositivo AMR só precisa do depósito de FePt. A medida é feita na superfície da amostra pelo método dos 4 pontos. Foram então feito os contatos na amostra J, que apresentou a fase $L1_0$ com maior texturização.

Para o dispositivo de TAMR, foi feito a amostra L, filme de FePt depositada sobre substrato de MgO com a barreira túnel de AlO_x de 4 nm de espessura nominal. O filme de FePt está na fase $L1_0$ com estequiometria pelo DRX de 52% de Fe e 48% de Pt (figura 4.13).

A figura 4.14 é apresentada a curvas I-V da amostra L, ela apresentou resistência de $10^5 \Omega$, sendo esta a que será usada para a medida de transporte, pois está com a resistência de barreira túnel.

Da figura 4.14 vemos que, o depósito sobre MgO, fez com que, de alguma forma, a densidade de estados máxima, está em voltagens mais intensas, superiores a 60 mV, uma vez que, não observamos ponto de inflexão na curva I-V (máximo da curva dI/dV), associado ao máximo da densidade de estados e portanto máximo de TAMR.

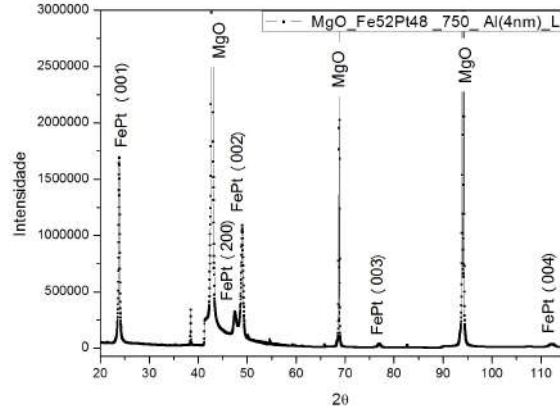


Figura 4.13: Difratoograma de raio-X da amostra L de $Fe_{52}Pt_{48}$, fase $L1_0$, para TAMR.

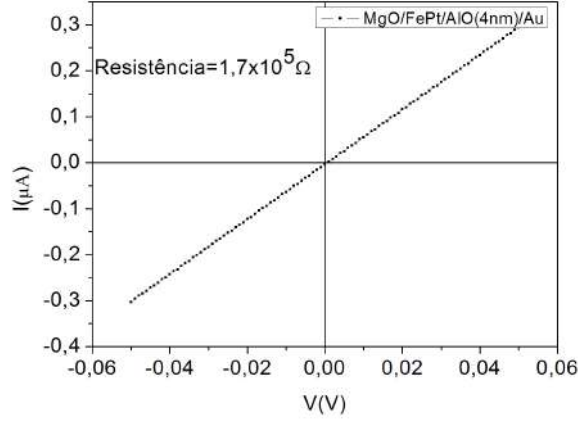


Figura 4.14: Curvas I-V da amostra L, fase $L1_0$, e 4 nm de espessura nominal de AlO_x .

4.6 Medida de transporte

As medidas de AMR e TAMR foram realizadas no PPMS.

As medidas de transporte foram feitas em função do ângulo entre o campo magnético aplicado e a corrente de medida (0° a 360°). Em função do campo magnético aplicado (máximo de 9 T), e a temperaturas entre 10 K e 300 K. A intensidade de corrente aplicada foi de $0,1\mu A$, gerando voltagem de 0,1V. Lembrando que o AMR e o TAMR é definido como: $\frac{R_{max}-R_{min}}{R_{min}}$.

Na figura 4.15 é apresentado a variação da resistência em função do ângulo entre o campo magnético aplicado, de 9 T, e a direção da corrente aplicada, plano da amostra para a amostra J, $L1_0$. A direção de fácil magnetização é perpendicular ao plano da amostra. Portanto em teta 0° e 180° temos o campo paralelo ao plano da amostra e perpendicular a direção de fácil magnetização.

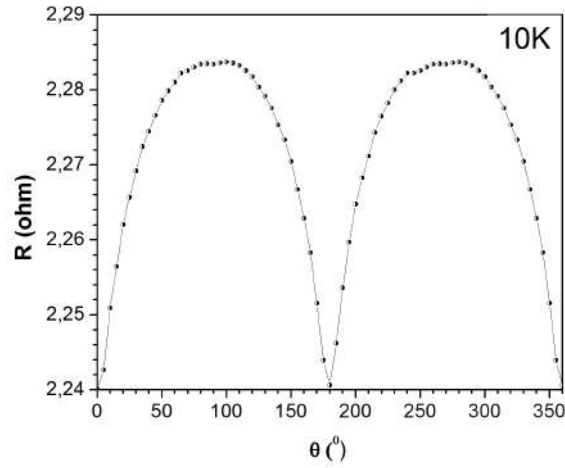


Figura 4.15: Variação da resistência da amostra J, $L1_0$ em função do ângulo entre o campo magnético, 9 T, e a corrente aplicada na temperatura de 10 K.

A resistência varia de maneira periódica em função do ângulo entre o campo aplicado e a superfície da amostra. Com máximos em 0° e 180° correspondente a quando o campo, B , é paralelo a superfície da amostra, e no caso de FePt $L1_0$, com o momento, M , perpendicular a superfície, teremos M perpendicular a B . E os mínimos em 90° e 270° quando o campo, B , é perpendicular a superfície da amostra e no caso do FePt $L1_0$, nessa configuração, o momento, M , é paralelo a B . Essa periodicidade, geralmente observada em medidas de transporte significa simplesmente que ela não depende de uma inversão da orientação dos momentos magnéticos. Em geral isto conduz a uma variação da resistência segunda uma lei em \cos^2 do angulo entre a direção do campo aplicado e a direção da corrente elétrica. A variação observada no caso dos filmes de FePt é bem diferente e nos voltaremos a essa discussão na próxima secção.

O AMR máximo obtido, $dR/R = 2\%$, está bem razoável, está na ordem de grandeza dos valores encontrados na literatura.

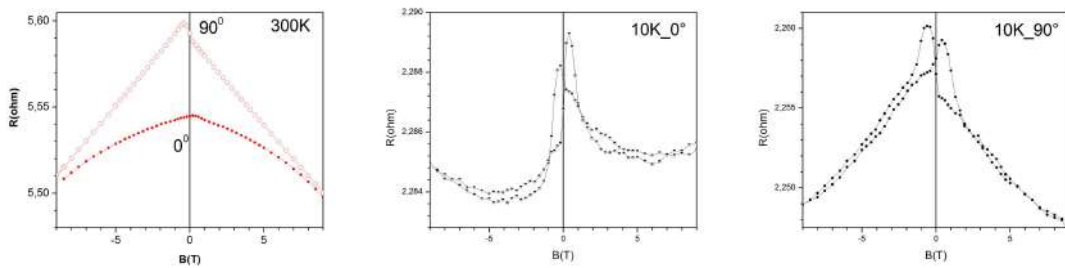


Figura 4.16: Magnetorresistência da amostra J a 10 K e a 300 K.

Na figura 4.16 vemos a magnetorresistência da amostra J a 10 K e a 300 K para teta 0° e 90° . A 10 K a magnetorresistência apresenta uma histerese com um

pequeno campo coercivo e a curva a 300 K não apresenta histerese. A magnetorresistência normalmente aumenta com a redução do campo, como é o caso das curvas da figura 4.16 com exceção da curva a 10 K a 0° . Uma possível causa do aumento da resistência, uma vez que estamos na condição desfavorável de M perpendicular ao campo, é que temos a contribuição da resistência de Lorentz.

A seguir são apresentados os resultados das medidas de TAMR. Na figura 4.17 é apresentada a variação angular com a resistência no dispositivo de TAMR. A medida foi realizada a 100 K e 9 T.

Como pode ser observado na figura 4.17 os máximos e mínimos estão trocados com relação a curva de AMR vs θ , isto, pois as configurações de corrente são defasadas de 90° .

Na TAMR em 90° e 270° temos a configuração desfavorável do momento, e a corrente perpendiculares ao campo, enquanto que a 0° e 180° , o momento e a corrente são paralelas ao campo.

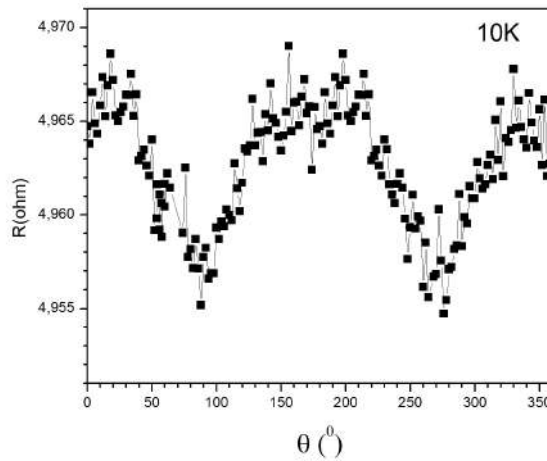


Figura 4.17: Variação da resistência em função do ângulo entre o campo magnético, 9 T, e a corrente aplicada da amostra L.

O sinal com mais ruídos com relação a medida de AMR, se deve ao fato de termos uma corrente da ordem de microampère, consequência da alta resistência.

Nas figuras 4.18 são apresentadas a magnetorresistência em função do campo magnético aplicado, a diferentes temperaturas e paralela e perpendicularmente a direção do campo aplicado.

Na figura 4.18 vemos que na direção de fácil magnetização, 0° todas as curvas apresentam uma forte coercividade. Sendo de 1,6 T na temperatura ambiente. Vemos também uma anomalia, ~ 5 T, nas curvas, na direção de difícil magnetização e essa anomalia aparece em campos mais baixo na temperatura ambiente. Discutiremos sobre isto no capítulo de análise.

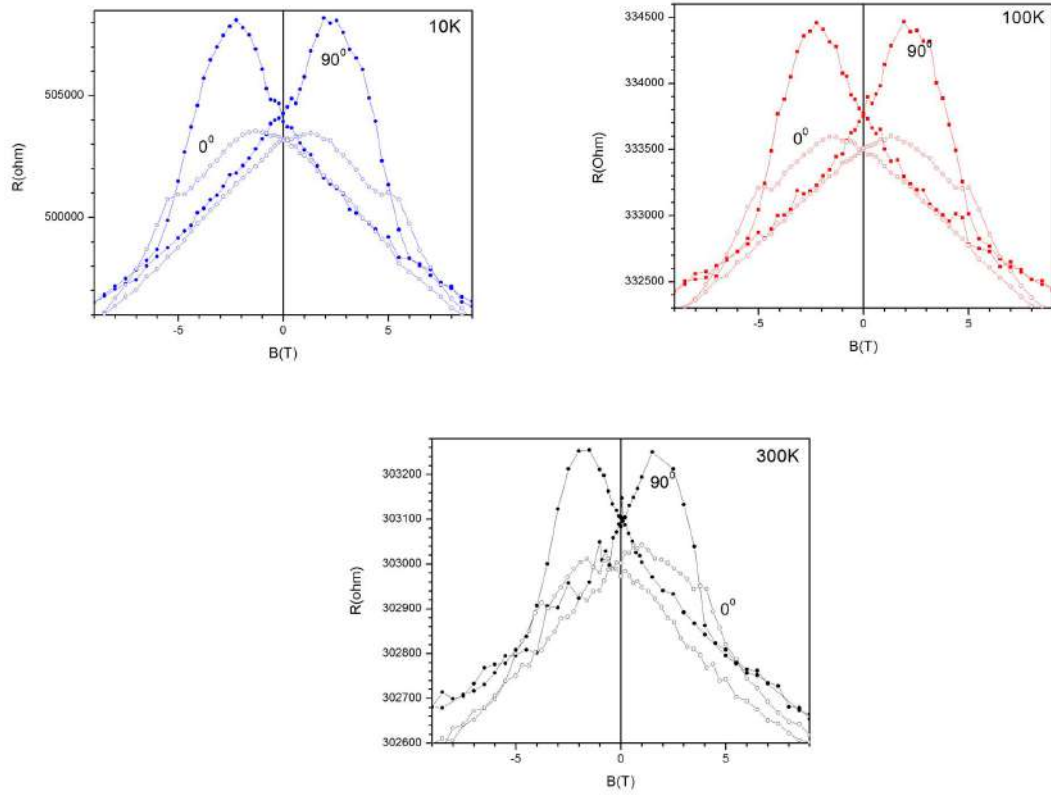


Figura 4.18: Magnetorresistência da amostra L a 10 K, 100 K e a 300 K.

Observa-se também que a magnetorresistência na direção de fácil magnetização além da forte histerese é também significativamente superior a da direção de difícil magnetização.

4.7 Análise qualitativa das medidas de MR, AMR e TAMR

Os comportamentos observados, em relação as medidas das propriedades de transportes (AMR e TAMR), descritas no parágrafo anterior dependem diretamente da estrutura eletrônica dos diferentes elementos presentes na amostra e de suas interações, uma análise quantitativa requer o conhecimento da estrutura eletrônica da própria amostra (e não somente de cada camada que constitua a amostra, independente uma das outras). Tal análise vai muito além do objetivo desta tese de mestrado. Nós propomos a seguir discussões qualitativas dos resultados obtidos. As medidas de AMR foram feitas na amostra J, e as de TAMR na amostra L, ambas com estequiometria $Fe_{52}Pt_{48}$ e apresentando a fase $L1_0$, e cujas propriedades estruturais foram descritas anteriormente. Primeiramente vamos analisar as medidas de transporte que concerne a camada metálica, a Magnetorresistência (MR), isto é,

a variação da resistência em função do campo magnético aplicado e a magnetorresistência Anisotrópica, AMR, que concerne a anisotropia da resistência em função da orientação do campo magnético com relação a corrente [32].

4.7.1 Magnetorresistência (MR) na camada metálica

Quando um campo magnético é aplicado na direção de fácil magnetização a resistência diminui com o aumento do campo magnético. Este efeito é ilustrado pelas curvas de MR (Figuras 4.16 e 4.18). Este fato foi interpretado por Raquet et al. [32] e por Mihai et al. [33]. Em um campo aplicado e em uma temperatura finita, a ordem magnética aumenta com a intensidade do campo.

Consequentemente a densidade de magnons diminui e, portanto a difusão elétron-magnon, leva a uma diminuição da resistividade. A densidade de magnons é muito mais importante a alta temperatura. É por isto que a variação relativa da resistência entre 0 T e 9 T é três vezes superior a 300 K, onde ela chega a ser 1,4% maior que a 10 K onde ela não é 0,5%. Nas figuras apresentando a variação de MR com um campo magnético (Fig. 4.16) observa-se um aumento adicional da resistência para campos próximos ao campo coercitivo ($\sim \pm 1$ T). As regiões onde a inversão da magnetização ocorre são separadas daquelas onde não foram ainda produzidas por paredes magnéticas (dos domínios magnéticos). Nessas paredes a configuração dos momentos magnéticos é não colinear o que acarreta uma alteração na propagação dos elétrons, e portanto a uma contribuição adicional a magnetorresistência devida a essas paredes. A resistência aumenta portanto, quando várias paredes são nucleadas e diminui no momento onde elas são aniquiladas.

Mihai e al. [33] mostraram que a densidade de magnons intervém também, nem que seja minimamente, na anomalia da resistência que ocorre em campos aplicados próximos ao campo coercivo. Um pouco antes da inversão da magnetização, o campo aplicado é antiparalelo à magnetização do material, ele trabalha contra a ordem magnética. Logo que o campo ultrapassa o campo coercivo, é o inverso que se produz, o campo aplicado contribui para a ordem magnética. Portanto no primeiro caso, o campo aplicado leva a um aumento da densidade de magnons e, portanto a um aumento da resistividade, enquanto que no segundo caso, o campo leva a uma diminuição da densidade de magnons e, portanto uma diminuição da resistividade.

4.7.2 Magnetoresistência Anisotrópica (AMR) na camada metálica

As medidas AMR foram realizadas à 10 K após a amostra ter sido resfriada, de 300 K a 10 K, com um campo magnético de 9 T (ou -9 T) aplicado. As medidas

AMR a 10K apresentam uma pequena dissimetria (Fig. 4.16) que nós atribuímos ao fato de que o campo magnético não consegue inverter a magnetização de todos os grãos a baixa temperatura (a coercividade de alguns grãos é superior a 9 T) . Se negligenciarmos este efeito secundário, a variação angular clássica da resistividade se exprime geralmente como uma função do ângulo teta entre a direção do campo aplicado e a da corrente:

$$\frac{\rho(\vartheta)}{\rho_{\parallel}} = \frac{\rho_{\perp}}{\rho_{\parallel}} + \left(1 - \frac{\rho_{\perp}}{\rho_{\parallel}}\right) \cos^2 \vartheta \quad (4.2)$$

onde $\rho(\vartheta)$ representa a variação angular da resistividade, ρ_{\parallel} é a resistividade quando o campo magnético é paralelo a direção da corrente e ρ_{\perp} é a resistividade quando o campo magnético é perpendicular a corrente. Uma observação qualitativa (fig. 4.16) revela imediatamente que a variação angular obtida experimentalmente da resistência não segue a lei da variação em $\cos^2 \vartheta$. O que é respeitado na variação experimental é a periodicidade da variação igual à 180° . Na realidade, o parâmetro físico que governa a variação da resistividade é a magnetização e não o campo aplicado. A expressão 4.2 supõe de maneira implícita que a magnetização está sempre paralela à direção do campo aplicado. A forte anisotropia magnetocristalina do FePt $L1_0$ faz com que essa condição não seja satisfeita. Portanto, a variação da resistividade deve obedecer a expressão:

$$\frac{\rho(\vartheta')}{\rho_{\parallel}} = \frac{\rho_{\perp}}{\rho_{\parallel}} + \left(1 - \frac{\rho_{\perp}}{\rho_{\parallel}}\right) \cos^2 \vartheta' \quad (4.3)$$

A expressão 4.3 é idêntica a 4.2 exceto que o ângulo ϑ , entre o campo e a corrente foi substituído por ϑ' , ângulo entre a magnetização e a corrente. Nas condições experimentais para as medidas de AMR, as direções respectivas da corrente, do campo aplicado e da magnetização são indicadas na figura 4.19. Embora o parâmetro ϑ não seja um parâmetro físico relevante, ele é importante para a representação dos resultados, pois seu valor experimental é conhecido ao contrario do ângulo ϑ' que não é diretamente acessível. Nós calculamos o valor de ϑ' para cada ϑ utilizando a energia total, E_T :

$$E_T = K \cos^2 \vartheta' - MB_{app} \cos(\vartheta - \vartheta') \quad (4.4)$$

onde o primeiro termo do segundo membro da equação representa a energia de anisotropia (nula quando os momentos estão na direção de fácil magnetização (001), ela mesma perpendicular a superfície do filme figura 4.19) . O segundo termo representa a energia Zeeman ($\vartheta = 90^\circ$ quando o campo é aplicado na direção (001)). Para cada valor de ϑ , o ângulo ϑ' foi obtido pela minimização da energia (eq. 4.4) utilizando o programa numérico escrito por D.Givord. A variação de $\vartheta'(\vartheta)$ é repre-

sentado na Fig. 4.20. Pode-se notar que para $\vartheta = 90^\circ$, a magnetização se alinha com o campo, $\vartheta' = \vartheta$, que é quando o campo está na direção de fácil magnetização.

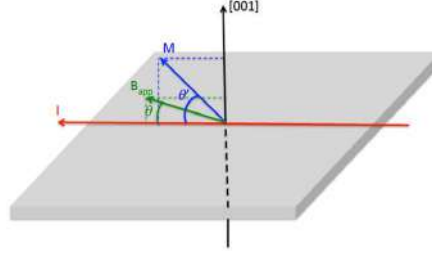


Figura 4.19: Configuração experimental para as medidas de AMR. ϑ é o ângulo entre a corrente, I e o campo magnético aplicado, B_{app} , ϑ' é o ângulo entre a corrente e a magnetização M , a direção (001) é perpendicular ao plano do filme e é a direção de fácil magnetização.

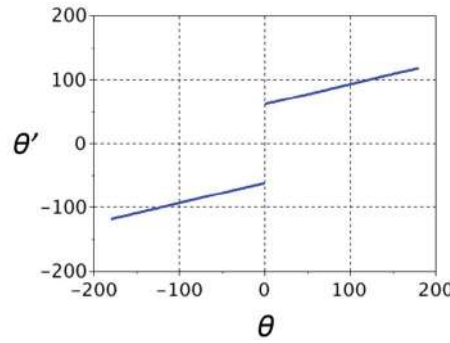


Figura 4.20: Ângulo de equilíbrio da magnetização, ϑ' , em função do ângulo do campo magnético, ϑ (ângulos com relação a direção da corrente) quando da realização das medidas de AMR.

Por outro lado, para $\vartheta = 0^\circ$ temos que $\vartheta' = \pm 60^\circ$. Devido a forte anisotropia do FePt $L1_0$, a magnetização está ainda longe da direção do campo aplicado. Uma descontinuidade de $+60^\circ$ à -60° , ocorre na orientação dos momentos quando a direção do campo, negativa, inicialmente, passa por 0° e depois se torna positivo. Esse comportamento vem do fato que apenas o módulo da projeção dos momentos segunda a direção da anisotropia determina o valor da energia de anisotropia. Isto é ilustrado na Figura 4.21.

A partir dos valores de $\vartheta'(\vartheta)$ calculados obtivemos a variação $\cos^2(\vartheta'(\vartheta))$ representada na Fig. 4.22. A variação de $\cos^2(\vartheta')$ em função de ϑ , muito rápida em torno de $\vartheta = 0^\circ$ e $\vartheta = 180^\circ$, explica assim o pico característico que aparece para esses valores de ϑ .

Nós analisamos a variação das resistências de medidas de AMR, utilizando a expressão 4.3, e substituindo a resistividade pela resistência que lhe é proporcional.

$$\frac{R(\vartheta')}{R_{\parallel}} = \frac{R_{\perp}}{R_{\parallel}} + \left(1 - \frac{R_{\perp}}{R_{\parallel}}\right) \cos^2 \vartheta' \quad (4.5)$$

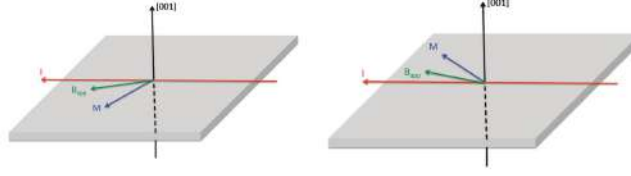


Figura 4.21: Esquema ilustrando a mudança da direção da magnetização quando o campo magnético aplicado passa na direção da corrente elétrica ($\vartheta = 0^\circ$) quando da medida de AMR.

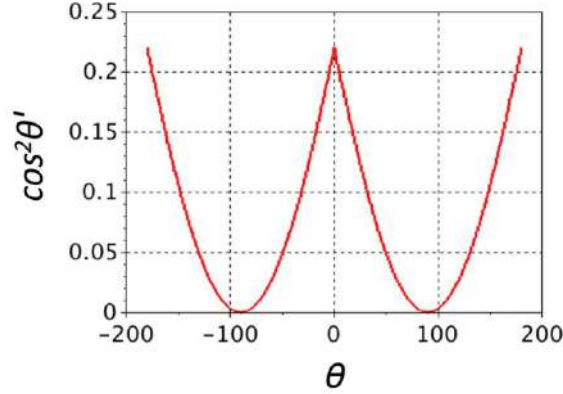


Figura 4.22: Variação de $\cos^2(\vartheta'(\vartheta))$ deduzida do modelo descrito.

Quando $\vartheta = \pm 90^\circ$, a magnetização se alinha na direção do campo, podemos ter o R_\perp experimental quando da aplicação de um campo de 9 T; 2.284 Ω à 10 K e 5,50 Ω à 300 K. R_\parallel porém, é um parâmetro de análise, pois mesmo sob 9 T, o campo não é capaz de alinhar os momentos na direção da corrente. A 10 K, o melhor acordo obtido foi $R_\parallel = 2.08 \Omega$. A variação da resistência calculada é comparada com a variação experimental na Figura 4.23. O valor da AMR, $((R_\perp - R_\parallel)/R_\parallel)$, deduzida desta análise é de 9.6 %. Este valor importante de AMR, pode estar relacionado à forte anisotropia magnetocristalina do FePt $L1_0$. Ao mesmo tempo, nosso estudo ilustra a dificuldade de explorar tal valor de AMR, posto que o AMR experimental, mesmo sobre um campo de 9 T, chega no máximo a 2%.

Nós analisamos também a variação angular da resistividade à 300 K (Figura 4.24). Nessa temperatura, a resistência é mínima para $\vartheta = 90^\circ$ e máxima para $\vartheta = 0^\circ$. Nós não temos meios de analisar e compreender este efeito, nesse momento nós consideramos este resultado como um fato experimental, impondo $R_\parallel/R_\perp > 1$. A análise nos leva à $R_\parallel = 5.59 \Omega$. A esta temperatura, a anisotropia da resistência atinge 2% , é menor de um fator 4-5 com relação ao seu valor a 10 K, mas ela continua sendo ainda importante.

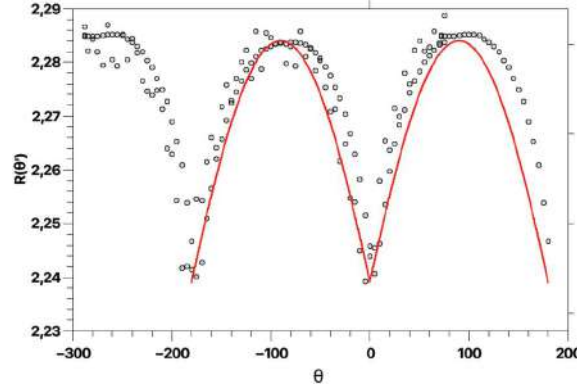


Figura 4.23: $R(\vartheta)$ medido à 10 K com campo magnético aplicado de 9 T, sobre um filme de FePt. Pontos pretos : dados experimentais, linha vermelha : curva calculada (vide texto).

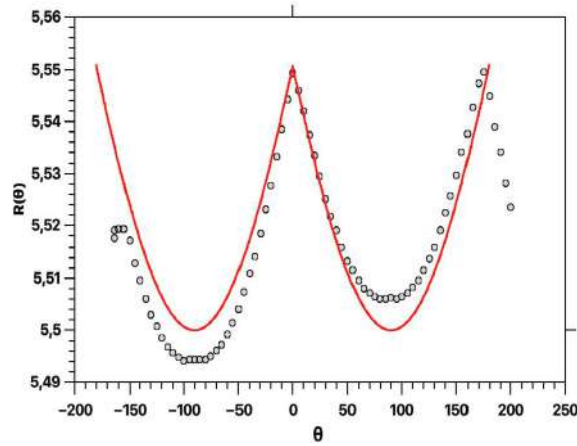


Figura 4.24: $R(\vartheta)$ medido à 300 K com campo aplicado de 9T, sobre filme de FePt. Pontos pretos : dados experimentais, linha vermelha : curva calculada (vide texto).

4.7.3 Magnetoresistência (MR) através da barreira isolante

Na configuração de medidas de TAMR (fig. 2.7), com a corrente passando perpendicularmente a amostra através da barreira isolante, o aumento da resistência, em campo magnético constante, com a diminuição da temperatura, ilustra diretamente um comportamento de transporte dominado pela barreira túnel cuja transparência diminui com a redução da temperatura. O aumento relativo da resistência, da ordem de 60% entre 250 K e 10 K, é da ordem de grandeza do que é habitualmente observado. Para uma determinada temperatura, as variações da resistência em função do campo são qualitativamente similares qualquer que seja a temperatura entre 10 K e 300 K (Fig. 4.18). Elas parecem igualmente à variação da resistência metálica descrita anteriormente. Entre 0 e 9 T, a diminuição relativa da resistência chega a 0.15 % à 300 K, 0.6 % à 100 K e à 2% à 10 K. O forte aumento e a variação relativa da resistência entre 100 K e 10 K são remanescente da variação da resistência nesse intervalo de temperatura e indica também que as variações observadas devem

ser atribuídas ao efeito do campo sob a transparência da barreira. Apesar da semelhança qualitativa dos comportamentos sob campo observado entre as medidas em sistema metálicos e através da barreira isolante, nós concluímos que a fonte fundamental dos efeitos observados são diferentes nesses dois casos. Sabemos que a transparência da barreira é fortemente associado ao efeito de correspondência entre estados eletrônicos nas camadas metálicas, barreira isolante e camada de contato. Esta correspondência deverá ser revelada pelos cálculos de estrutura eletrônica que deverão ser feitos na continuação desse projeto (tese de doutorado).

4.7.4 Magnetoresistência Anisotrópica de Tunelamento (TAMR) através da barreira isolante

Nas medidas de TAMR, a corrente passa perpendicularmente ao plano da camada. A variação angular da resistência através da barreira se expressa em função do ângulo ϑ entre o campo aplicado e a corrente. Diferentemente das condições experimentais quando das medidas de AMR, para $\vartheta = 0^\circ$, o campo está na direção de fácil magnetização (001) (ver Figura 4.25).

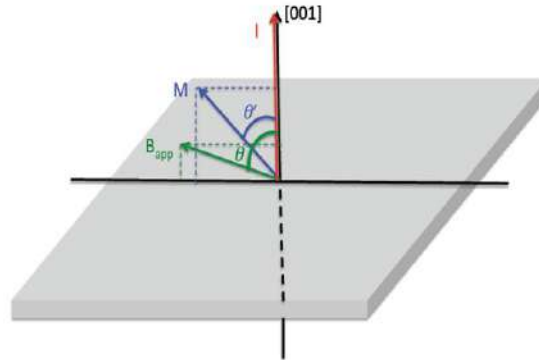


Figura 4.25: Configuração experimental quando das medidas de TAMR. ϑ é o ângulo entre a corrente I e o campo aplicado B_{app} , ϑ' é o ângulo entre a corrente e a magnetização M , a direção (001) é perpendicular ao plano do filme e é a direção de fácil magnetização.

A expressão da energia que permite obter o ângulo ϑ' à cada ϑ é dada por:

$$E_T = K \sin^2 \vartheta' - M B_{app} \cos(\vartheta - \vartheta') \quad (4.6)$$

Onde os parâmetros já foram previamente identificados. As medidas foram efetuadas a 10 K, 100 K e 300 K e as variações angulares da resistência foram analisadas utilizando a relação (equação 4.6). Para essas condições experimentais, agora é o R_{\parallel} que é conhecido experimentalmente e R_{\perp} que é um parâmetro de análise. A 10K, o valor de R_{\parallel} medido vale 496,5 k Ω e o valor de R_{\perp} =491,3 k Ω . A curva calculada

é comparada a curva experimental na figura 4.26. A TAMR chega a 1%, é bem menor que a AMR medida na mesma temperatura. Naturalmente que sem explicar os valores quantitativos das resistências, esse modelo simples consegue descrever de maneira muito satisfatória a variação angular da TAMR. A mesma análise foi aplicada para as medidas a 100 K e 300 K (Fig. 4.27 e 4.28). A TAMR chega a 0.28 % a 100 K e 0.15 % a 300 K.

A TAMR obtida neste estudo é quase de uma ordem de grandeza menor que a AMR. Este resultado é contrário a predição de que os valores de TAMR seriam bem superiores aos da AMR. Estudos suplementares seriam necessários para permitir identificar se o fraco valor de TAMR pode ser ligado a qualidade da barreira amorfa em alumínio. Pensamos também na possibilidade de melhorar a barreira com a melhoria dos parâmetros de depósito notadamente a quantidade de oxigênio presente no plasma (mistura de Ar e O_2) bem como a potência de depósito. É conhecido também da literatura [34] que crescimentos em determinadas direções reduzem vacâncias nas barreiras melhorando em muito a qualidade das barreiras

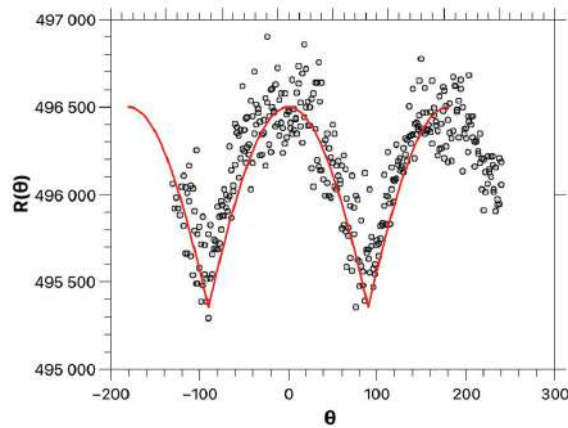


Figura 4.26: $R(\vartheta)$ medido à 10K sob campo aplicado de 9T, na tricamada de FePt/ AlO_x /Au em configuração TAMR. Pontos pretos : dados experimentais, linha vermelha : curva calculada (vide texto) .

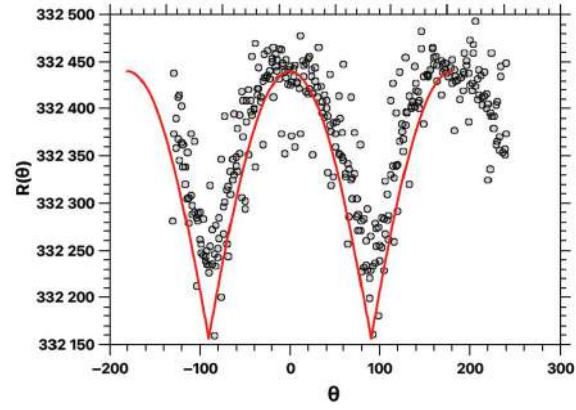


Figura 4.27: $R(\vartheta)$ medido à 100 K sob campo aplicado de 9T, na tricamada de FePt/ AlO_x /Au em configuração TAMR. Pontos pretos : dados experimentais, linha vermelha : curva calculada (vide texto)

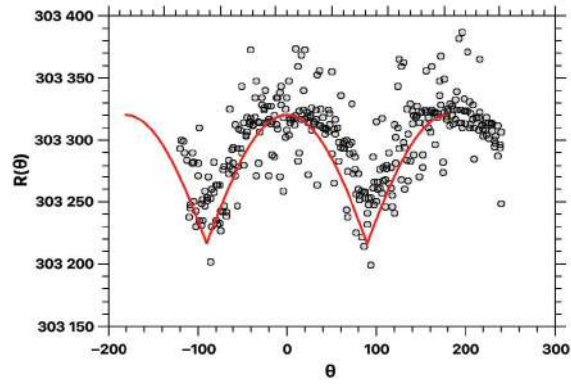


Figura 4.28: $R(\vartheta)$ medido à 300 K sob campo aplicado de 9T, na tricamada de FePt/ AlO_x /Au em configuração TAMR. Pontos pretos : dados experimentais, linha vermelha : curva calculada (vide texto).

Capítulo 5

Conclusões

O presente trabalho confeccionou o dispositivo de AMR com camada magnética de FePt e TAMR com a tracamadas de FePt/ AlO_x /Au, ambos depositados sobre substrato de MgO via sputtering. Para isso, primeiramente foi feito a caracterização da camada metálica de FePt e da camada isolante de AlO_x .

Os filmes de FePt de textura (111) foram depositados no Si(100) e filmes de textura (001) sobre substrato de MgO. Os filmes foram eventualmente depositados em temperaturas (de $300^\circ C$ a $780^\circ C$) e/ou submetidos a tratamento térmico pós-deposição (de $600^\circ C$ a $750^\circ C$) de maneira a desenvolver a ordem entre os átomos de Fe e de Pt dando origem a estrutura tetragonal do tipo $L1_0$. A composição química dos filmes foi analisada por EDS e sua morfologia por MEV bem como por AFM. Suas estruturas cristalográficas foram determinadas por difração de raios X. As espessuras foram caracterizadas por reflectometria de raio X, elas variam em torno de 50 nm.

As observações com MFM de filmes previamente submetidos a campos magnéticos de intensidade de 0.36 T e de 4 T puderam ser analisados considerando a interação existente entre as propriedades estruturais e magnéticas. Nas amostras submetidas a campos de ± 0.36 T, a estrutura em domínios segue de perto a microestrutura do material, feita de grãos mais ou menos alongados, cuja menor dimensão é da ordem de 20 nm e a maior dimensão é aproximadamente 900 nm. Nestas muito pequenas dimensões, os grãos estão na configuração magnética chamada de monodomínio. Abaixo de uma certa dimensão crítica de grãos, a energia magnética ganha após a formação das paredes magnéticas é superior a energia de campo desmagnetizante em monodomínio. No caso presente nós mostramos que os tamanhos de grãos de FePt correspondia aqueles para os quais um arranjo monodomínio era esperado. No caso dos filmes onde um campo de 4 T foi aplicado, a estrutura em domínios observada é determinada pela nucleação de domínios invertidos, que permitem reduzir a intensidade do campo desmagnetizante.

Os estudos magnéticos em campos pulsados nos permitiram revelar que as ligas

de estrutura $L1_0$ apresentavam sistematicamente uma coercividade significativa. Em certas ligas nós conseguimos obter valores recordes em termos de campos coercivos (1,6 T).

Os resultados mais importantes de nosso trabalho concerne as medidas de magnetorresistência nos filmes de FePt, em particular medidas de AMR e TAMR realizadas pela primeira vez nesse sistema. De acordo com estudos precedentes [33] a diminuição da resistência de uma camada de FePt observada em campos magnéticos indo até 9 T está associada a redução da difusão elétrons-magnons do fato que o campo magnético induz um aumento da ordem ferromagnética das ligas.

Próximo ao campo coercivo uma anomalia adicional da magnetorresistência é observada que foi atribuída principalmente a magnetorresistência das paredes de domínio.

As variações angulares de resistências, AMR e TAMR, apresentam comportamentos qualitativos similares. O período da variação é de 180° , ela é caracterizada por dois extremos, um arredondado e outro apresentando uma ponta angulosa. Durante as medidas de AMR, o extremo arredondado é observado quando o campo é perpendicular a corrente enquanto que nas medidas de TAMR ele é observado quando o campo é paralelo a corrente. Esses comportamentos podem ser explicados se consideramos que os parâmetros físicos que governam a variação da resistência estão na direção da magnetização com relação a corrente. Em todos os casos, o ponto anguloso é observado quando o campo é aplicado no plano da camada e arredondado quando o campo é perpendicular ao plano da camada, segunda a direção (001) de fácil magnetização.

O sinal AMR derivado na camada FePt é importante, chegando a 10% à baixa temperatura. Tal resultado pode naturalmente ser associado ao forte acoplamento spin-órbita associada a presença dos átomos de platina. Entretanto, ele é dificilmente explorável devido ao fato da forte anisotropia magnetocristalina do composto FePt, haja vista o valor de 2% encontrado. O sinal TAMR observado é ao contrário, muito fraco. Porém está é uma pesquisa que esta em seu início e o dispositivo TAMR, tem na qualidade da barreira sua peça fundamental.

5.1 Projetos Futuros

O procedimento que fizemos e o resultado encontrado servem de guia para o que fazer para melhorar o sinal TAMR. Pensamos na elaboração de depósitos de AlO_x , texturado na direção que tem menor defeito por vacâncias. Para determinar esta condição pensamos em fazer depósitos do AlO_x e MgO, a diferentes temperaturas, taxas de depósitos e plasmas com diferentes misturas de O_2 . Paralelamente um estudo mais aprofundado desses fenômenos necessitará do desenvolvimento de cálculos

de estrutura eletrônicas do sistema FePt para a análise do fenômeno de AMR e de cálculo de estrutura eletrônica de objetos formados por empilhamento de camadas, para medidas de TAMR.

Nosso trabalho se insere nos estudos em spintrônica. Já fazem alguns anos que o fenômeno TAMR apareceu como uma perspectiva promissora para o desenvolvimento de novos dispositivos para a spintrônica (facilidade de fabricação, pois precisamos de apenas uma camada magnética, diversidade de materiais e forte probabilidade de para ter sinais maiores que a TMR). Com raras exceções, os valores de TAMR observados experimentalmente são inferiores ao que seria esperado. O sistema FePt que acabamos de analisar não é diferente. Porém é importante continuar nessa linha para entender quais fatores que estão impedindo a esperada resposta.

A compreensão aprofundada do fenômeno poderá abrir o caminho para procedimentos que contornem as dificuldades encontradas atualmente. Por esta razão, a sequência desta tese envolve medidas de magnetorresistência em outras ligas a base de FePt, também como novos sistemas, tais como ligas a base de terras raras nas quais nós esperamos nos beneficiarmos do forte acoplamento spin-órbita inerente aos elétrons itinerante 5d, bem como materiais antiferromagnéticos que apresentam uma enorme vantagem para aplicações, pois não geram campos magnéticos “parasitas” no seu entorno.

Referências Bibliográficas

- [1] BAIBICH, M. N., BROTO, J. M., FERT, A., et al. “Giant magnetoresistance of (001) Fe/(001) Cr magnetic superlattices”, *Physical review letters*, v. 61, n. 21, pp. 2472, 1988.
- [2] BINASCH, G., GRÜNBURG, P., SAURENBACH, F., et al. “Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange”, *Physical review B*, v. 39, n. 7, pp. 4828, 1989.
- [3] YUASA, S., DJAYAPRAWIRA, D. “Giant tunnel magnetoresistance in magnetic tunnel junctions with a crystalline MgO (0 0 1) barrier”, *Journal of Physics D: Applied Physics*, v. 40, n. 21, pp. R337, 2007.
- [4] MOODERA, J. S., KINDER, L. R., WONG, T. M., et al. “Large magnetoresistance at room temperature in ferromagnetic thin film tunnel junctions”, *Physical review letters*, v. 74, n. 16, pp. 3273, 1995.
- [5] BERGER, L. “Emission of spin waves by a magnetic multilayer traversed by a current”, *Physical Review B*, v. 54, n. 13, pp. 9353, 1996.
- [6] SLONCZEWSKI, J. C. “Current-driven excitation of magnetic multilayers”, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, v. 159, n. 1-2, pp. L1–L7, 1996.
- [7] MITTAL, S., VETTER, J. S., LI, D. “A survey of architectural approaches for managing embedded DRAM and non-volatile on-chip caches”, *IEEE Transactions on Parallel and Distributed Systems*, v. 26, n. 6, pp. 1524–1537, 2015.
- [8] MCGUIRE, T., POTTER, R. “Anisotropic magnetoresistance in ferromagnetic 3d alloys”, *IEEE Transactions on Magnetics*, v. 11, n. 4, pp. 1018–1038, 1975.
- [9] COEY, J. M. *Magnetism and magnetic materials*. Cambridge University Press, 2010.

- [10] DERESK, C. *Magnetism, principles and applications*. wiley, 1997.
- [11] BLUNDELL, S. *Magnetism and Condensed Matter*. Oxford University Press, 2001.
- [12] GETZLA, M. *Fundamentals of Magnetism*. Springer, 2007.
- [13] GIVORD, D E MCGRATH, O. E. M. C. E. R. J. “Interface Magnetic Anisotropy”, *Journal of magnetism and magnetic materials*, v. 157, pp. 245–249, 1996.
- [14] JOHNSON, M., BLOEMEN, P., DEN BROEDER, F., et al. “Magnetic anisotropy in metallic multilayers”, *Reports on Progress in Physics*, v. 59, n. 11, pp. 1409, 1996.
- [15] NAKAJIMA, N., KOIDE, T., SHIDARA, T., et al. “Perpendicular magnetic anisotropy caused by interfacial hybridization via enhanced orbital moment in Co/Pt multilayers: Magnetic circular x-ray dichroism study”, *Physical Review Letters*, v. 81, n. 23, pp. 5229, 1998.
- [16] RODMACQ, B., MANCHON, A., DUCRUET, C., et al. “Influence of thermal annealing on the perpendicular magnetic anisotropy of Pt/Co/AlOx trilayers”, *Physical Review B*, v. 79, n. 2, pp. 024423, 2009.
- [17] SKOMSKI, R. *Simple Models of Magnetism*. Oxford University Press, 2008.
- [18] JAEGER, H., HAVILAND, D., ORR, B., et al. “Onset of superconductivity in ultrathin granular metal films”, *Physical Review B*, v. 40, n. 1, pp. 182, 1989.
- [19] MIYAZAKI, T., TEZUKA, N. “Giant magnetic tunneling effect in Fe/Al₂O₃/Fe junction”, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, v. 139, n. 3, pp. L231–L234, 1995.
- [20] WEISS, P. S. “Scanning Probe Microscopy and Spectroscopy. Theory, Techniques, and Applications.” *Journal of the American Chemical Society*, v. 123, n. 39, pp. 9725–9725, 2001. doi: 10.1021/ja015224b. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1021/ja015224b>>.
- [21] MASSALSKI, T. B. “Binary alloy phase diagrams”, *ASM International*, 1996.
- [22] LYUBINA, J., RELLINGHAUS, B., GUTFLEISCH, O., et al. “Structure and magnetic properties of L10-ordered Fe–Pt alloys and nanoparticles”, *Handbook of magnetic materials*, v. 19, pp. 291–395, 2011.

- [23] SEKI, T., SHIMA, T., TAKANASHI, K., et al. “L1 0 ordering of off-stoichiometric FePt (001) thin films at reduced temperature”, *Applied Physics Letters*, v. 82, n. 15, pp. 2461–2463, 2003.
- [24] NDAO, C. B. *Matériaux magnétiques en couches. Etudes des systèmes FePt et FeRh*. Tese de Doutorado, Grenoble, 2011.
- [25] SHIMA, T., TAKANASHI, K., TAKAHASHI, Y., et al. “Preparation and magnetic properties of highly coercive FePt films”, *Applied physics letters*, v. 81, n. 6, pp. 1050–1052, 2002.
- [26] OHRING, M. *Materials science of thin films*. Academic press, 2001.
- [27] CHAPMAN, B. N. *Glow discharge processes: sputtering and plasma etching*. Wiley, 1980.
- [28] TAKAHASHI, Y., OHNUMA, M., HONO, K. “Ordering process of sputtered FePt films”, *Journal of applied physics*, v. 93, n. 10, pp. 7580–7582, 2003.
- [29] PARK, B., WUNDERLICH, J., WILLIAMS, D., et al. “Tunneling anisotropic magnetoresistance in multilayer-(Co/Pt)/AlO_x/Pt structures”, *Physical review letters*, v. 100, n. 8, pp. 087204, 2008.
- [30] JILES, D. *Introduction to magnetism and magnetic materials*. CRC press, 2015.
- [31] TAKAHASHI, Y., HONO, K., SHIMA, T., et al. “Microstructure and magnetic properties of FePt thin films epitaxially grown on MgO (001) substrates”, *Journal of magnetism and magnetic materials*, v. 267, n. 2, pp. 248–255, 2003.
- [32] RAQUET, B., VIRET, M., SONDERGARD, E., et al. “Electron-magnon scattering and magnetic resistivity in 3 d ferromagnets”, *Physical Review B*, v. 66, n. 2, pp. 024433, 2002.
- [33] MIHAI, A., ATTANÉ, J., MARTY, A., et al. “Electron-magnon diffusion and magnetization reversal detection in FePt thin films”, *Physical Review B*, v. 77, n. 6, pp. 060401, 2008.
- [34] CHEN, H.-L., YANG, Y.-S. “Effect of crystallographic orientations on electrical properties of sputter-deposited nickel oxide thin films”, *Thin Solid Films*, v. 516, n. 16, pp. 5590–5596, 2008.