

TESE DE DOUTORADO

**PROPRIEDADES ESTRUTURAIS, MAGNÉTICAS E DE
TRANSPORTE DE MULTICAMADAS Co/Cu e Py/X, (X=Cu,
Zr e WTi)**

ARMANDO BIONDO FILHO

CENTRO BRASILEIRO DE PESQUISAS FÍSICAS

RIO DE JANEIRO

2002

Dados Internacionais de catalogação-na-publicação (CIP)
(Biblioteca do Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, RJ, Brasil)

Biondo, Armando,

“ PROPRIEDADES ESTRUTURAIIS, MAGNÉTICAS E DE TRANSPORTE DAS MULTICAMADAS Co/Cu e Py/X (X=Cu, Zr e WTi), CRESCIDAS POR MAGNETRON SPUTTERING ”/ Armando Biondo filho.-2002. i-xxiv, 1-121 f.,

ORIENTADORA: Elisa Maria Baggio-Saitivitch

Tese de Doutorado - Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, RJ

1. Filmes Finos. 2. Multicamadas Magnéticas. 3. Magnetorresistência. 4. Ressonância Ferromagnética. 4. Magnetismo.

I. Baggio-Saitovitch Elisa Maria. II. Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas. Laboratório de Filmes Finos. III. Título.

530.417 5

B 615

DEDICATÓRIA

In memoriam de meus queridos pai e mãe.

Às minhas queridas filhas Amanda, Andressa e Adriana.

Aos meus familiares.

E a você, **meu amorzinho**, que durante esses anos de convivência me deu inspiração.

AGRADECIMENTOS

Em primeiro lugar, sou grato a Deus, pela minha existência e poder trilhar o caminho do bem e da sabedoria.

Sou inteiramente grato à minha orientadora e amiga, Profª. Elisa Maria Baggio-Saitovitch. Sem a oportunidade de trabalhar no *Magnetron Sputtering* e pela sua enorme contribuição, através de seu conhecimento na área, por sua paciência e constante dedicação, este trabalho não teria sido realizado.

Agradeço especialmente ao Prof. Luiz Carlos Camargo Miranda Nagamine pela sua amizade e imprecindível orientação e parceria no desenvolvimento deste trabalho.

Agradeço ao Prof. Edson Passamani Caetano, pela sua amizade e toda a colaboração.

Agradeço também aos Profs. Aníbal O. Caride e Susana I. Zanette, Ademarlaudo F. Barbosa, Armando Y. Takeuchi, Alexandre M. Rossi e Magda B. Fontes, pelas medidas experimentais de MFA, DRX, MAV, RFM e R (a baixas temperaturas) e Antonio Alberto R. Fernandes e Ronaldo S. de Biasi, pela utilização do equipamento e medidas de RFM, no IME, e da cortadora automática de substrato no CTE_x, respectivamente.

Quero agradecer em especial ao meu amigo Alexandre Mello pela sua paciência, dedicação e ensinamentos na operacionalização e no desenvolvido do Sistema *Magnetron Sputtering* sem o qual este trabalho não poderia ser realizado.

Quero também agradecer aos amigos, Valberto Pedruzzi, Wilson Vanoni, André França, João Carlos Câncio, Eduardo Shigueo, Marcos Morales, Ana Paula Alvarenga, Myrian Simões, Valéria Morais e Valéria Numes, que contribuíram de alguma forma para o sucesso deste trabalho.

Agradeço a todos aqueles que participaram deste trabalho, direta ou indiretamente.

Em especial agradeço a todos os professores do Departamento de Física-CCE/UFES, a confiança que em mim depositaram, durante realização deste trabalho.

Finalmente agradeço ao **CBPF** e à **CAPES-PICD/UFES** pelo suporte e apoio financeiro, pois sem estes não seria possível a realização deste trabalho.

RESUMO

Neste trabalho foram crescidas multicamadas de [Co/Cu] e [Py/X] (Py = Fe₁₉Ni₈₁, X=Cu, Zr e WTi) sobre substratos orientados de Si(100), no *Magnetron Sputtering* do Laboratório de Filmes Finos do CBPF. Suas propriedades estruturais, magnéticas e de transporte foram caracterizadas através das seguintes técnicas de análise *ex-situ*: difração de raios X (DRX), em baixos e altos ângulos, microscopia de força atômica (MFA), magnetometria de amostra vibrante (MAV), ressonância ferromagnética (RFM), espectroscopia Mössbauer de elétrons de conversão (CEMS) e magnetorresistência (MR).

Os resultados de DRX mostram que as multicamadas apresentam um crescimento periódico artificial, com uma estrutura modulada e com períodos bem definidos.

Entre as multicamadas de Cr/[Co/Cu]₂₅ crescidas com diferentes pressões de trabalho (P_t), as obtidas a 2 mTorr possuem uma baixa rugosidade, conforme observado por MFA tendo o máximo valor na curva de MR de 53,6 %. Nas multicamadas de Cr/[Co+⁵⁷Fe/Cu]₂₅/Cr, as preparadas a 2 mTorr possuem baixa rugosidade e MR de 40%, enquanto que as preparadas sob 10 mTorr possuem uma alta rugosidade (observada por MFA) e ausência de um valor significativo de MR. Neste sistema, para as multicamadas crescidas a 2 e 5 mTorr, as medidas de Mössbauer-CEMS revelaram que os momentos magnéticos do Co se encontram orientados paralelamente ao plano dos filmes.

Nas multicamadas de Py/Cu foi observado que o valor da MR aumenta de 12 % para 41,1 %, com a introdução de Co nas interfaces entre Py e Cu, diminuindo drasticamente para 5,1 %, com a introdução de Fe as mesmas interfaces.

As multicamadas de Py/Zr apresentam três fases: fase nanocristalina de Zr (n-Zr); fase cfc de Py (cfc-Py) e fase amorfa da liga PyZr (a-PyZr). Tanto nas multicamadas de Py/WTi como nas multicamadas Py/Zr aparecem picos de superestruturas em torno da

reflexão (111) da fase cfc do Py. A existência de picos satélites indica que as camadas apresentam um empilhamento coerente e uma baixa rugosidade interfacial.

Os espectros de RFM das multicamadas **Py(40Å)/Zr(15Å)** e **Py(100Å)/WTi(20Å)**, apresentam ondas de spin com 11 e 12 modos de ressonância volumétrica, respectivamente. A presença de modos de ressonância pares e ímpares indica que o *pinning* dos *spins* é assimétrico nas duas superfícies da camada de Py. Isto é consistente com a presença do modo de ressonância superficial, que garante o *unpinning* dos *spins* em pelo menos uma das superfícies da camada de Py. Os valores negativos da constante de anisotropia de superfície $K_S=(-0,28 \pm 0,01)$ erg/cm² para Py/Zr, e $K_S=(-0,17 \pm 0,01)$ erg/cm² para Py/WTi sugerem que os momentos magnéticos da fase cfc-Py orientam-se paralelamente ao plano do filme.

ABSTRACT

In this work, [Co/Cu] and [Py/X] multilayers (Py=Fe₁₉Ni₈₁, X=Cu, Zr and WTi) were grown onto a Si (100) substrate in the Magnetron Sputtering system of the Thin Films Laboratory at CBPF.

The structural, magnetic and transport properties of these multilayers were characterized by the following *ex-situ* analysis techniques: low and high-angle X-ray diffraction (LHXRD), atomic force microscopy (AFM), vibrating sample magnetometry (VSM), ferromagnetic resonance (FRM), conversion electron Mössbauer spectroscopy (CEMS) and magnetoresistance (MR).

The LHXRD results show that the multilayers have an artificial periodic growth with a well-modulated structure.

Multilayers were grown under different working pressures, and their results were compared. The Cr/[Co/Cu]₂₅ multilayers grown at 2 mTorr present low roughness, as observed by AFM, and the largest value of MR is 53,6 %. The Cr/[Co+⁵⁷Fe/Cu]₂₅/Cr multilayers grown at 2 mTorr present low roughness and MR of 40%, whereas the ones grown at 10 mTorr present high roughness and absence of a significant MR value.

Measurements of Mössbauer-CEMS show that the Co moments are aligned parallel to the plane of the films, in the Cr/[Co+⁵⁷Fe/Cu]₂₅/Cr multilayers grown at 2 and 5 mtorr.

In the **Py/Cu** system, one can observe that the MR value, of 12 %, increases to 41,1% when Co is introduced at the interface between Py e Cu, and is drastically reduced to 5,1 % with the introduction of Fe at the same interface.

The Py/Zr multilayers present three phases: nanocrystalline Zr phase (n-Zr); cfc Py phase (cfc-Py) and amorphous PyZr alloy phase (a-PyZr). The HXRD results of Py/WTi multilayers present superstructures peaks around the (111) reflection of the cfc Py phase. The existence of the satellite peaks indicates that the layers prove a coherent piling up.

The RFM spectra of the Py (40Å)/Zr (15Å) and Py (100Å)/WTi (20Å) multilayers present spin waves with 11 and 12 volumetric resonance modes respectively. The presence of even and odd resonance modes indicates that the pinning of spins is non-symmetrical in

the two Py layer surfaces. Moreover, surface modes appear for resonance fields higher than the main mode one, indicating unpinning of spins in the two surfaces of the Py layer. This is consistent with the presence of the superficial resonance mode, which guarantees that the spins unpinning at least in one of the Py layer surfaces. The negative values of the surface anisotropy constant $K_S = (-0,28 \pm 0.01) \text{ erg/cm}^2$ for Py/Zr, and $K_S = (-0,17 \pm 0.01) \text{ erg/cm}^2$ for Py/Wti, indicate that the magnetic moments of the cfc-Py phase are oriented parallel to the plane of the film.

SUMÁRIO

DEDICATÓRIA	iii
AGRADECIMENTOS	iv
RESUMO	v
ABSTRACT	vii
SUMÁRIO	ix
ÍNDICE DE FIGURAS	xii
ÍNDICE DE TABELAS	xxiii
CAPÍTULO 1	1
INTRODUÇÃO	
CAPÍTULO 2	6
MAGNETISMO EM FILMES FINOS	
2.1 - Acoplamento Magnético em Sistemas de Multicamadas	7
2.1.1 - Origem do Acoplamento: Mecanismo RKKY	8
2.1.2 - Constante de Acoplamento Magnético	10
2.2 - Magnetorresistência Gigante	12
2.2.1 - Modelo de Duas Correntes	13
2.3 - Ressonância Ferromagnética em Filmes Magnéticos	16
2-3.1 - Condição de Ressonância em Filmes Finos	21
2.3.2 - Anisotropia Magnética Em Filmes Finos Magnéticos	25
2.3.3 - Ressonância de Ondas de <i>Spin</i>	29

2.3.4 - Modos Superficiais de Ondas de <i>Spin</i>	32
CAPÍTULO 3	34
PARTE EXPERIMENTAL	
3.1- Método de Produção das Multicamadas Magnéticas	34
3.1.1- Sistema <i>Magnetron Sputtering</i>	34
3.1.2- Procedimentos de Preparação e Limpeza	37
3.1.3- Preparação dos filmes finos	39
3.1.3.1- Monocamadas e taxas de deposição	40
3.1.3.2- Multicamadas	41
3.2- Caracterização das Multicamadas Magnéticas.	44
3.2.1- <u>Caracterização Estrutural</u>	45
3.2.1.1- Difração de raios-X (DR)	45
3.2.1.2- Microscopia de Força Atômica (MFA)	47
3.2.2- <u>Caracterização Magnéticas:</u>	47
3.2.2.1- Magnetização (M) por MAV	48
3.2.2.2- Ressonância Ferromagnética (RFM)	48
3.2.2.3- Espectroscopia Mössbauer (CEMS)	49
3.2.3- <u>Caracterização das Propriedades de Transporte</u>	50
3.2.3.1- Resistividade Elétrica (R) e Magnetorresistência(MR)	50
CAPÍTULO 4	53
CARACTERIZAÇÃO E OTIMIZAÇÃO DO SISTEMA DE MAGNETRON SPUTTERING	
4.1 - Determinação da melhor pressão de base	53
4.2 - Teste de reprodutibilidade das amostras	54
4.3 - Série Si/Fe(82Å)/[Co(18Å)/Cu(t_{Cu} Å)] ₁₅ /Co(18Å)	54
4.4 - Série Si/Fe(82Å)/[Co(t_{Co} Å)/Cu(19Å)] ₁₅ /Co(18Å)	59
4.5 – Série Si/Cr(80Å)/[Co(16Å)/Cu(t_{Cu} Å)] ₂₅	61
4.5.1 – Filmes preparados com uma pressão de trabalho de 2 mTorr	61
4.5.2 – Filmes preparados com uma pressão de trabalho de 5 mTorr	63
4.6 – Série Si/Cr(200 Å)/[(Co+ ⁵⁷ Fe) (16 Å)/Cu (t_{Cu})] ₂₅ /Cr(50 Å)	65
4.6.1 – Filmes preparados sob uma pressão de trabalho de 2 mTorr	65

4.6.2 – Filmes preparados com uma pressão de trabalho de 5 mTorr	69
4.6.3 – Filmes preparados com uma pressão de trabalho de 10 mTorr	71
CAPÍTULO 5	78
APRESENTAÇÃO E DISCUSSÃO DOS RESULTADOS	
5.1 - Multicamadas de Py/X, onde X=Cu, Zr e WTi	78
5.1.1 - Multicamadas de Py/Cu	78
5.1.1.1 - Série Si/Py(54Å)/Cu(9Å)/[Py(t_{py} Å)/Cu(9Å)] ₂₀ /Py(16Å)	78
5.1.1.2 – Série Si/Py(54Å)/Cu(9Å)/[Co(3Å)/Py(t_{py} Å)Co(3Å)/Cu(9Å)] ₂₀ / Co(3Å)/Py(16Å)	83
5.1.1.3 – Série Si/Py(54Å)/Cu(9Å)/[Co(t_{Co})/Py(16Å)/Co(t_{Co})/Cu(9Å)] ₂₀ / Co(t_{Co})/Py(16Å)	87
5.1.1.4 – Série Si/Py(54Å)/Cu(9Å)/[Fe(3Å)/Py(t_{py} Å)/Fe(3Å)/Cu(9Å)] ₂₀ /Py(16Å)	91
5.1.2- Multicamadas de Py/Zr	93
5.2.1.1 – Série Si/Zr(100Å)/[Py(30Å)Zr(t_{Zr} Å)] ₁₅ /Zr(50Å)	92
5.2.2.2 – Série Si/Zr(100Å)/[Py(t_{py} Å)Zr(15Å)] _n /Zr(50Å)	95
5.3.3-Multicamadas de Py/WTi	101
5.3.3.1 – Série Si/WTi(100Å)/[Py(40Å)/WTi(t_{WTi} Å)] _n /WTi(50Å)	101
5.3.3.2 – Série Si/WTi(100Å)/[Py(t_{py} Å)/WTi(20Å)] _n /WTi(50Å)	104
CAPÍTULO 6	110
CONCLUSÕES	110
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	114

ÍNDICE DE FIGURAS

- Figura 2.1 Curva das oscilações da constante de troca $J(L)$. A linha cheia 9 representa a função J calculada para um metal monovalente e a linha tracejada a função real medida experimentalmente.
- Figura 2.2 Acoplamento do tipo AFM entre camadas magnéticas adjacentes: 11
(a) e (b) (a) sem campo magnético e (b) com campo magnético aplicado.
- Figura 2.3 Curva de magnetização para uma multicamada com acoplamento de 12
troca AF intercaladas
- Figura 2.4 Diagrama das estruturas de banda nos metais de transição Fe, Co e 14
Ni.
- Figura 2.5 Mecanismo da MRG nos sistemas acoplados. 15
- Figura 2.6 Material ferromagnético na presença de um campo magnético 17
externo estático H_0 e de um campo oscilante $h(t)$.
- Figura 2.7 Precessão do vetor magnetização em torno do campo estático 18
aplicado H_0 e do campo magnético de alta frequência $h(t)$.
- Figura 2.8 Esquema representativo das transições de níveis em um sistema de 19
spin $1/2$. O fóton de energia necessário deve corresponder a $g\mu_B H_{ef}$
- Figura 2.9 Sistema de configuração especificando a magnetização e as 21
componentes do campo efetivo em sistema de coordenada esféricas

Figura 2.10	Sistema de coordenadas de um filme magnético disposto no plano xy	22
Figura 2.11	Gráfico do produto $K_{ef}t$ versus t	29
Figura 2.12	Excitação do modo de precessão uniforme dos <i>spins</i> ($\lambda=\infty$, $k=0$), em torno de \mathbf{H}_0 , na presença do campo de alta frequência $\mathbf{h}(t)$ (a) e excitação de ondas de <i>spins</i> estacionárias ($L=3\lambda/2$, $k=3\pi/L$) (b) [79].	30
Figura 3.1	Esquema do sistema <i>Magnetron Sputtering</i> do laboratório de filmes finos do CBPF.	35
Figura 3.2	Esquema do processo de preparação de filmes finos através da técnica de <i>sputtering</i> . As linhas tracejadas, em vermelho, referem-se às linhas de campo magnético gerado pelos ímãs colocados na base da fonte.	39
Figura 3.3	Esquema de monocamada para calibração das taxas de deposições.	41
Figura 3.4	Esquema de deposição de multicamadas magnéticas.	42
Figura 3.5	Difratograma de raios X mostrando as franjas de Kiessig, para a determinação da taxa de deposição.	46
Figura 3.6	Diagrama do Magnetômetro de Amostra Vibrante.	48
Figura 3.7	Diagrama de um sistema Mössbauer que trabalha na geometria de espalhamento (reflexão), o método chamado de CEMS.	50
Figura 3.8	Esquema do sistema de Resistividade e Magnetorresistência (AC).	52

- Figura 4.1 valores da MR com a pressão de base, das multicamadas 54 $\text{Si/Fe}(82\text{\AA})/[\text{Co}(26\text{\AA})/\text{Cu}(9\text{\AA})]_{15}/\text{Co}(18\text{\AA})$ preparadas à pressão de 2 mTorr
- Figura 4.2 Curvas de reflectividade das multicamadas da série 55 $\text{Si/Fe}(82\text{\AA})/[\text{Co}(18\text{\AA})/\text{Cu}(t_{\text{Cu}}\text{\AA})]_{15}/\text{Co}(18\text{\AA})$, onde $t_{\text{Cu}}(\text{\AA})=17, 18, 19, 20, 21$ e 23 .
- Figura 4.3 Curvas de MR da série $\text{Si/Fe}(82\text{\AA})/[\text{Co}(18\text{\AA})/\text{Cu}(t_{\text{Cu}}\text{\AA})]_{15}/\text{Co}(18\text{\AA})$, 56 onde $t_{\text{Cu}}(\text{\AA})=17, 18, 19, 20$, e 21 .
- Figura 4.4 Valores 7a MR, para $t_{\text{Cu}}(\text{\AA})=15, 17, 18, 19, 20, 21$ e 23 , das 57 multicamadas da série $\text{Si/Fe}(82\text{\AA})/[\text{Co}(18\text{\AA})/\text{Cu}(t_{\text{Cu}}\text{\AA})]_{15}/\text{Co}(18\text{\AA})$.
- Figura 4.5(a) Curva de reflectividade da amostra 1 (a) e Difratoograma de raios-X 57 e (b) em altos ângulos da amostra 1(b).
- Figura 4.6 Curva de MR das multicamadas 58 $\text{Si/Fe}(82\text{\AA})/[\text{Co}(18\text{\AA})/\text{Cu}(19\text{\AA})]_{15}/\text{Co}(18\text{\AA})$, da amostras 1
- Figura 4.7 Curvas de reflectividades, para $t_{\text{Co}}(\text{\AA})=9, 11, 20$, e 26 , das 59 multicamadas $\text{Si/Fe}(2\text{\AA})/[\text{Co}(t_{\text{Co}}\text{\AA})/\text{Cu}(19\text{\AA})]_{15}/\text{Co}(18\text{\AA})$.
- Figura 4.8 Curvas de MR, para $t_{\text{Co}}(\text{\AA})=9, 11, 20$, e 26 , das multicamadas da 60 série $\text{Si/Fe}(82\text{\AA})/[\text{Co}(t_{\text{Co}}\text{\AA})/\text{Cu}(19\text{\AA})]_{15}/\text{Co}(18\text{\AA})$
- Figura 4.9 valores da MR, para $t_{\text{Co}}(\text{\AA})=9, 11, 20$, e 26 , nas multicamadas da 60 série $\text{Si/Fe}(82\text{\AA})/[\text{Co}(t_{\text{Co}}\text{\AA})/\text{Cu}(19\text{\AA})]_{15}/\text{Co}(18\text{\AA})$.
- Figura 4.10 Curvas de MR das multicamadas $\text{Si/Cr}(80\text{\AA})/[\text{Co}(16\text{\AA})/\text{Cu}(t_{\text{Cu}}\text{\AA})]_{25}$ 62 preparadas à pressão de 2 mTorr, sendo $t_{\text{Cu}}(\text{\AA})= 8, 8,5, 9, 10$ e 11 .

- Figura 4.11 Valores da MR, para t_{Cu} (Å)= 8, 8,5, 9, 10, e 11, nas multicamadas 62
 $Si/Cr(80\text{Å})/[Co(16\text{Å})/Cu(t_{Cu}\text{Å})]_{25}$ preparadas à pressão de 2 mTorr.
- Figura 4.12 Figuras 4.12 - Curvas de MR, para t_{Cu} (Å)=9, 10, 11, 12, 13 e 16, 63
das multicamadas $Si/Cr(80\text{Å})/[Co(16\text{Å})/Cu(t_{Cu}\text{Å})]_{25}$ produzidas à
pressão de 5 mTorr.
- Figura 4.13 Valores da MR, para t_{Cu} (Å)=9, 10, 11, 12, 13 e 16, nas 63
multicamadas $Si/Cr(80\text{Å})/[Co(16\text{Å})/Cu(t_{Cu}\text{Å})]_{25}$ preparadas à
pressão de 5 mTorr.
- Figura 4.14 Imagens obtidas com MFA que mostram rugosidades nas 64
superfícies das multicamadas $Si/Cr(80\text{Å})/[Co(16\text{Å})/Cu(t_{Cu}\text{Å})]_{25}$,
para t_{Cu} (Å)=10 e 11, preparadas com P_t de 2mTorr e 10 mTorr.
- Figura 4.15 Curvas de refletividade das multicamadas 66
 $Si/Cr(200\text{Å})/[Co+^{57}Fe)(16\text{Å})/Cu(t_{Cu}\text{Å})]_{25}/Cr(50\text{Å})$ para t_{Cu} (Å) = 7,
9, 14, 16, 19, 20 e 21, preparadas à pressão de 2 mTorr.
- Figura 4.16 Difratogramas de raios X das multicamadas 67
 $Si/Cr(200\text{Å})/[Co+^{57}Fe)(16\text{Å})/Cu(t_{Cu}\text{Å})]_{25}/Cr(50\text{Å})$ para t_{Cu} (Å) =
7, 9, 12, 19, 21, preparadas à pressão de 2 mTorr.
- Figura 4.17 Curvas de MR das multicamadas 68
 $Si/Cr(200\text{Å})/[Co+^{57}Fe)(16\text{Å})/Cu(t_{Cu}\text{Å})]_{25}/Cr(50\text{Å})$, sendo
 t_{Cu} (Å) = 9, 14, 16, 19 e 20, preparadas à pressão de 2 mTorr.
- Figura 4.18 Valores da MR, para t_{Cu} (Å) = 4, 7, 8, 9, 10, 12, 14, 16, 17, 18, 19, 68
20 e 21, das multicamadas
 $Si/Cr(200\text{Å})/[Co+^{57}Fe)(16\text{Å})/Cu(t_{Cu}\text{Å})]_{25}/Cr(50\text{Å})$, preparadas à
pressão de 2 mTorr.

- Figura 4.19 Curvas de refletividade das multicamadas 69
 $\text{Si/Cr}(200\text{\AA})/[(\text{Co}+^{57}\text{Fe})(16\text{\AA})/\text{Cu}(t_{\text{Cu}}\text{\AA})]_{25}/\text{Cr}(50\text{\AA})$, sendo
 $t_{\text{Cu}}(\text{\AA}) = 10, 11$ e 12 , produzidas à pressão de 5 mTorr.
- Figura 4.20 Difrátogramas de raios X das multicamadas 70
 $\text{Si/Cr}(200\text{\AA})/[(\text{Co}+^{57}\text{Fe})(16\text{\AA})/\text{Cu}(t_{\text{Cu}}\text{\AA})]_{25}/\text{Cr}(50\text{\AA})$, para $t_{\text{Cu}}(\text{\AA}) =$
 $10, 11, 12$ e 14 , preparadas à pressão de 5 mTorr.
- Figura 4.21 Curvas de MR, para $t_{\text{Cu}}(\text{\AA}) = 9, 11$ e 13 , nas multicamadas 70
 $\text{Si/Cr}(200\text{\AA})/[(\text{Co}+^{57}\text{Fe})(16\text{\AA})/\text{Cu}(t_{\text{Cu}}\text{\AA})]_{25}/\text{Cr}(50\text{\AA})$ preparadas à
pressão de 5 mTorr.
- Figura 4.22 Valores da MR, para $t_{\text{Cu}}(\text{\AA}) = 9, 11, 13$ e 14 , das multicamadas 71
 $\text{Si/Cr}(200\text{\AA})/[(\text{Co}+^{57}\text{Fe})(16\text{\AA})/\text{Cu}(t_{\text{Cu}}\text{\AA})]_{25}/\text{Cr}(50\text{\AA})$, produzidas à
pressão de 5 mTorr.
- Figura 4.23 Curvas de refletividades das multicamadas 72
 $\text{Si/Cr}(200\text{\AA})/[(\text{Co}+^{57}\text{Fe})(16\text{\AA})/\text{Cu}(t_{\text{Cu}}\text{\AA})]_{25}/\text{Cr}(50\text{\AA})$ para $t_{\text{Cu}}(\text{\AA}) =$
 $10, 11$ e 12 , produzidas à pressão de 10 mTorr
- Figura 4.24 Difrátogramas de raios X das multicamadas 72
 $\text{Si/Cr}(200\text{\AA})/[(\text{Co}+^{57}\text{Fe})(16\text{\AA})/\text{Cu}(t_{\text{Cu}}\text{\AA})]_{25}/\text{Cr}(50\text{\AA})$ para $t_{\text{Cu}}(\text{\AA}) =$
 $8, 10, 11, 12$ e 14 , preparadas à pressão de 10 mTorr.
- Figura 4.25 Curvas de MR, para $t_{\text{Cu}}(\text{\AA}) = 10, 11$ e 13 , nas multicamadas 73
 $\text{Si/Cr}(200\text{\AA})/[(\text{Co}+^{57}\text{Fe})(16\text{\AA})/\text{Cu}(t_{\text{Cu}}\text{\AA})]_{25}/\text{Cr}(50\text{\AA})$ preparadas à
pressão de 10 mTorr..
- Figura 4.26 - Imagens obtidas com MFA que mostram rugosidades nas 74
superfícies das multicamadas
 $\text{Si/Cr}(200\text{\AA})/[(\text{Co}+^{57}\text{Fe})(16\text{\AA})/\text{Cu}(t_{\text{Cu}}\text{\AA})]_{25}/\text{Cr}(50\text{\AA})$, para $t_{\text{Cu}}(\text{\AA})=9$ e
 13 , preparadas com P_t de 2 mTorr e 10 mTorr.

- Figura 4.27 Espectro Mössbauer da multicamada 75
(a) e (b) Si/Cr(200Å)/[(Co+57Fe)(16Å)/Cu(tCu)]25/Cr(50Å): (a) tCu (Å)=9, preparada à pressão de 2 mTorr e (b) tCu (Å)=13, preparada à pressão de 5 mTorr.
- Figura 5.1 Curvas de reflectividade, para $t_{Py}(\text{Å})=11, 16, 21, 27$ e 54 , nas 79 multicamadas Si/Py(54Å)/Cu(9Å)/[Py(t_{Py} Å)/Cu(9Å)]₂₀/Py(16Å).
- Figura 5.2 DRX em altos ângulos, para $t_{Py}(\text{Å})=11, 16, 21, 27, 54$ e 86 , nas 79 multicamadas Si/Py(54Å)/Cu(9Å)/[Py(t_{Py} Å)/Cu(9Å)]₂₀/Py(16Å).
- Figura 5.3 Curvas de MR, para $t_{Py}(\text{Å}) = 11, 16, 21, 27, 54$ e 86 , nas 80 multicamadas Si/Py(54Å)/Cu(9Å)/[Py(t_{Py} Å)/Cu(9Å)]₂₀/Py(16Å).
- Figura 5.4 Valores da MR, para $t_{Py}(\text{Å}) = 11, 16, 21, 27, 54$ e 86 , das 80 multicamadas Si/Py(54Å)/Cu(9Å)/[Py(t_{Py} Å)/Cu(9Å)]₂₀/Py(16Å).
- Figura 5.5 Dependência da MR com a temperatura nas multicamadas: círculos 81 referem-se a Si/Py(54Å)/Cu(9Å)/[Py(27Å)/Cu(9Å)]₂₀/Py(16Å) enquanto os triângulos referem-se a Si/Py(54Å)/Cu(9Å)/[Py(27Å)/Cu(9Å)]₂₀/Py(16Å).
- Figura 5.6 Curva da sensibilidade magnética (S) em função das espessuras de 81 Py, das multicamadas Si/Py(54Å)/Cu(9Å)[Py(t_{Py} Å)/Cu(9Å)]₂₀/Py(16Å) para $t_{Py}(\text{Å}) = 11, 16, 21, 27, 54$ e 86 .
- Figura 5.7 Curva de Magnetização versus campo aplicado paralelo à superfície 82 do filme (H) das multicamadas Si/Py(54Å)/Cu(9Å)[Py(t_{Py} Å)/Cu(9Å)]₂₀/Py(16Å) sendo $t_{Py}(\text{Å}) = 11, 16, 21, 27, 54$ e 86 .

- Figura 5.8 Curva do campo de saturação (H_S) em função da espessura do Py. 83
 Inserido o gráfico de H_S versus $1/t_{Py}$ das multicamadas
 $Si/Py(54\text{\AA})/Cu(9\text{\AA})[Py(t_{Py}\text{\AA})/Cu(9\text{\AA})]_{20}/Py(16\text{\AA})$ para $t_{Py}(\text{\AA}) = 11,$
 $16, 21, 27, 54$ e 86 .
- Figura 5.9 Curvas de reflectividade das multicamadas 84
 $Si/Py(54\text{\AA})/Cu(9\text{\AA})/[Co(3\text{\AA})/Py(t_{Py}\text{\AA})Co(3\text{\AA})/Cu(9\text{\AA})]_{20}/Co(3\text{\AA})/$
 $Py(16\text{\AA})$ para $t_{Py}(\text{\AA}) = 11, 16, 27$ e 54 .
- Figura 5.10 DRX em altos ângulos, para $t_{Py}(\text{\AA}) = 11, 16, 27, 54$ e 86 , das 84
 multicamadas
 $Si/Py(54\text{\AA})/Cu(9\text{\AA})/[Co(3\text{\AA})/Py(t_{Py}\text{\AA})Co(3\text{\AA})/Cu(9\text{\AA})]_{20}/Co(3\text{\AA})/P$
 $y(16\text{\AA})$.
- Figura 5.11 Curvas de MR das multicamadas 85
 $Si/Py(54\text{\AA})/Cu(9\text{\AA})/[Co(3\text{\AA})/Py(t_{Py}\text{\AA})/Co(3\text{\AA})/Cu(9\text{\AA})]_{20}/Py(16\text{\AA})$,
 para $t_{Py}(\text{\AA})=11, 16, 27, 54$ e 86 .
- Figura 5.12 Valores da MR, para $t_{Py}(\text{\AA}) = 11, 16, 27, 54$ e 86 , das multicamadas 86
 $Si/Py(54\text{\AA})/Cu(9\text{\AA})/[Co(3\text{\AA})/Py(t_{Py}\text{\AA})/Co(3\text{\AA})/Cu(9\text{\AA})]_{20}/Co(3\text{\AA})/P$
 $y(16\text{\AA})$
- Figura 5.13 Dependência da MR com a temperatura, nas multicamadas 86
 $Si/Py(54\text{\AA})/Cu(9\text{\AA})/[Co(3\text{\AA})/Py(27\text{\AA})/Co(3\text{\AA})/Cu(9\text{\AA})]_{20}/Co(3\text{\AA})/P$
 $y(16\text{\AA})$ (circulo).
 $Si/Py(54\text{\AA})/Cu(9\text{\AA})/[Co(3\text{\AA})/Py(54\text{\AA})/Co(3\text{\AA})/Cu(9\text{\AA})]_{20}/Co(3\text{\AA})/P$
 $y(16\text{\AA})$ (triângulo).
- Figura 5.14 Curva da sensibilidade magnética (S), para $t_{Py}(\text{\AA}) = 11, 16, 27, 54$ e
 86 , das multicamadas
 $Si/Py(54\text{\AA})/Cu(9\text{\AA})[Co(3\text{\AA})/Py(t_{Py}\text{\AA})/Co(3\text{\AA})/Cu(9\text{\AA})]_{20}/Co(3\text{\AA})/Py$
 (16\AA)

- Figura 5.15 Curvas de MR das multicamadas 88
 $\text{Si/Py}(54\text{\AA})/\text{Cu}(9\text{\AA})/[\text{Co}(t_{\text{Co}})/\text{Py}(16\text{\AA})/\text{Co}(t_{\text{Co}})/\text{Cu}(9\text{\AA})]_{20}/\text{Co}(t_{\text{Co}})/\text{Py}(16\text{\AA})$, para $t_{\text{Cu}}(\text{\AA}) = 10, 1, 2, 3, 4, 5, 6,5$ e $7,5$.
- Figura 5.16 Dependência da MR com a espessura do Co, das multicamadas 88
 $\text{Si/Py}(54\text{\AA})/\text{Cu}(9\text{\AA})/[\text{Co}(t_{\text{Co}})/\text{Py}(16\text{\AA})/\text{Co}(t_{\text{Co}})/\text{Cu}(9\text{\AA})]_{20}/\text{Co}(t_{\text{Co}})/\text{Py}(16\text{\AA})$ para $t_{\text{Cu}}(\text{\AA}) = 0, 1, 2, 3, 4, 5, 6,5$ e $7,5$.
- Figura 5.17 Curvas de magnetização versus campo magnético aplicado, em 89
 $\text{Si/Py}(54\text{\AA})/\text{Cu}(9\text{\AA})/[\text{Co}(t_{\text{Co}})/\text{Py}(t_{\text{Py}}\text{\AA})/\text{Co}(t_{\text{Co}})/\text{Cu}(9\text{\AA})]_{20}/\text{Co}(t_{\text{Co}})/\text{Py}(16\text{\AA})$ para $t_{\text{Cu}}(\text{\AA}) = 0, 5, 6,5$ e $7,5$, obtidos com campos aplicados paralelo à superfície do filme.
- Figura 5.18 Espectro Mössbauer das multicamadas (a) 90
 $\text{Si/Py}(54\text{\AA})/\text{Cu}(9\text{\AA})/[\text{Py}(50\text{\AA})/\text{Cu}(9\text{\AA})]_{20}/\text{Py}(16\text{\AA})$ e (b)
 $\text{Si/Py}(54\text{\AA})/\text{Cu}(9\text{\AA})/[(\text{Co}(3\text{\AA})/\text{Py}(20\text{\AA}))(\text{Co}(3\text{\AA})/\text{Cu}(9\text{\AA}))]_{20}/\text{Co}(3\text{\AA})/\text{Py}(16\text{\AA})$.
- Figura 5.19 DRX, em altos ângulos, das multicamadas para $t_{\text{Py}}(\text{\AA}) = 16$ e 54 , 91
 $\text{Si/Py}(54\text{\AA})/\text{Cu}(9\text{\AA})/[\text{Fe}(3\text{\AA})/\text{Py}(t_{\text{Py}}\text{\AA})/\text{Fe}(3\text{\AA})/\text{Cu}(9\text{\AA})]_{20}/\text{Py}(16\text{\AA})$.
- Figura 5.20 Curvas de MR em função da t_{Py} nas multicamadas 92
 $\text{Si/Py}(54\text{\AA})/\text{Cu}(9\text{\AA})/[\text{Fe}(3\text{\AA})/\text{Py}(16\text{\AA})/\text{Fe}(3\text{\AA})/\text{Cu}(9\text{\AA})]_{20}/\text{Py}(16\text{\AA})$ e
 $\text{Si/Py}(54\text{\AA})/\text{Cu}(9\text{\AA})/[\text{Fe}(3\text{\AA})/\text{Py}(54\text{\AA})/\text{Fe}(3\text{\AA})/\text{Cu}(9\text{\AA})]_{20}/\text{Py}(16\text{\AA})$.
- Figura 5.21 Curvas de reflectividade, para $t_{\text{Zr}}(\text{\AA}) = 8, 15, 21$ e 24 , das 93
multicamadas $\text{Si/Zr}(100\text{\AA})/[\text{Py}(30\text{\AA})\text{Zr}(t_{\text{Zr}}\text{\AA})]_{15}/\text{Zr}(50\text{\AA})$.
- Figura 5.22 Difractogramas de raios X em altos ângulos das multicamadas 94
 $\text{Si/Zr}(100\text{\AA})/[\text{Py}(30\text{\AA})\text{Zr}(t_{\text{Zr}}\text{\AA})]_{15}/\text{Zr}(50\text{\AA})$, para $t_{\text{Zr}}(\text{\AA}) = 3, 5, 7, 8, 9, 10, 15, 16$ e 20 .

- Figura 5.23 Valores da amplitude da MR, para $t_{Zr}(\text{\AA}) = 3, 5, 7, 9, 10, 15, 16$ e 20 , 95 das multicamadas $\text{Si/Zr}(100\text{\AA})/[\text{Py}(30\text{\AA})\text{Zr}(t_{Zr}\text{\AA})]_{15}/\text{Zr}(50\text{\AA})$.
- Figura 5.24 Curvas de refletividade das multicamadas 95 $\text{Si/Zr}(100\text{\AA})/[\text{Py}(t_{Py}\text{\AA})\text{Zr}(15\text{\AA})]_n/\text{Zr}(50\text{\AA})$, para $t_{Py}(\text{\AA}) = 30, 40, 60$, e 150 .
- Figura 5.25 Difratoograma de raios X em altos ângulos, da multicamada 96 $\text{Si/Zr}(100\text{\AA})/[\text{Py}(t_{Py}\text{\AA})\text{Zr}(15\text{\AA})]_n/\text{Zr}(50\text{\AA})$, para $t_{Py}(\text{\AA}) = 20, 30, 40, 60, 80$ e 150 .
- Figura 5.26 Valores da MR, para $t_{Py}(\text{\AA}) = 20, 30, 40, 60, 80$ e 150 , nas 97 multicamadas $\text{Si/Zr}(100\text{\AA})/[\text{Py}(t_{Py}\text{\AA})\text{Zr}(15\text{\AA})]_n/\text{Zr}(50\text{\AA})$.
- Figura 5.27 Espectros típicos de RFM com campo de ressonância ferromagnética 98 (H_{res}) perpendicular (H_{\perp}) e paralelo (H_{\parallel}) ao plano do filme das multicamadas $\text{Si/Zr}(100\text{\AA})/[\text{Py}(t_{Py}\text{\AA})\text{Zr}(15\text{\AA})]_{15}/\text{Zr}(50\text{\AA})$, para $t_{Py}(\text{\AA}) = 20, 40$ e 80 .
- Figura 5.28 Dependência do campo de ressonância de onda de spin (H_{res}) com o 99 quadrado do número de onda de spin (n^2) nas multicamadas $\text{Si/Zr}(100\text{\AA})/[\text{Py}(t_{Py}\text{\AA})\text{Zr}(15\text{\AA})]_{15}/\text{Zr}(50\text{\AA})$, para $t_{Py}(\text{\AA}) = 40$.
- Figura 5.29 Campo de anisotropia perpendicular (H_K) em função do inverso da 100 espessura do Py ($1/t_{Py}$) para as multicamadas $\text{Si/Zr}(100\text{\AA})/[\text{Py}(t_{Py}\text{\AA})\text{Zr}(15\text{\AA})]_{15}/\text{Zr}(50\text{\AA})$, para $t_{Py}(\text{\AA}) = 40, 60, 80$ e 150 .
- Figura 5.30 Curvas de reflectividade das multicamadas 102 $\text{Si/WTi}(100\text{\AA})/[\text{Py}(40\text{\AA})/\text{WTi}(t_{WTi}\text{\AA})]_{15}/\text{WTi}(50\text{\AA})$, para $t_{WTi}(\text{\AA}) = 12, 13, 14, 15, 23$ e 25 .

- Figura 5.31 Difratogramas de raios X em altos ângulos, da multicamada 103
(a) e (b) $\text{Si/WTi}(100\text{Å})/[\text{Py}(40)\text{WTi}(t_{\text{WTi}})]_{15}/\text{WTi}(50\text{Å})$, para $t_{\text{WTi}}(\text{Å}) = 3, 4, 5, 7, 8, 9, 11, 13, 15, 17, 20, 23, 25, 30$ e 35 .
- Figura 5.32 Valores da amplitude da MR, para $t_{\text{WTi}}(\text{Å}) = 3, 4, 5, 8, 9, 11, 13, 15, 17, 20, 23, 25, 30, 33$ e 35 . nas multicamadas $\text{Si/WTi}(100\text{Å})/[\text{Py}(40\text{Å})/\text{Wti}(t_{\text{WTi}} \text{ Å})]_n/\text{WTi}(50\text{Å})$.
- Figura 5.33 Curvas de reflectividade das multicamadas 104
 $\text{Si/Wti}(100\text{Å})/[\text{Py}(t_{\text{Py}}\text{Å})/\text{WTi}(20\text{Å})]_n/\text{WTi}(50\text{Å})$, para $t_{\text{Py}}(\text{Å}) = 40, 50$ e 60 .
- Figura 5.34 Difratogramas de raios X em altos ângulos, das multicamadas 105
 $\text{Si/Wti}(100\text{Å})/[\text{Py}(t_{\text{Py}}\text{Å})\text{WTi}(20\text{Å})]_n/\text{WTi}(50\text{Å})$, para $t_{\text{Py}}(\text{Å}) = 40, 50$ e 60 .
- Figura 5.35 Valor da MR, para $t_{\text{Py}}(\text{Å}) = 20, 40, 50, 60, 80$ e 100 , nas 105 multicamadas $\text{Si/WTi}(100\text{Å})/[\text{Py}(t_{\text{Py}}\text{Å})/\text{WTi}(20\text{Å})]_n/\text{WTi}(50\text{Å})$.
- Figura 5.36 Espetros de RFM com campo de ressonância ferromagnético (H_{res}) 106 perpendicular (H_{\perp}) e paralelo (H_{\parallel}) ao plano do filme nas $\text{Si/WTi}(100\text{Å})/[\text{Py}(t_{\text{Py}}\text{Å})/\text{WTi}(20\text{Å})]_n/\text{WTi}(50\text{Å})$ para $t_{\text{Py}}(\text{Å}) = 40, 50, 60$ e 100 .
- Figura 5.37 Campo de ressonância de onda de spin (H_{es}) em função do quadrado 107 do número de onda de spin (n^2), das multicamadas $\text{Si/WTi}(100\text{Å})/[\text{Py}(t_{\text{Py}}\text{Å})/\text{WTi}(20\text{Å})]_n/\text{WTi}(50\text{Å})$, para $t_{\text{Py}}(\text{Å}) = 100$.
- Figura 5.38 Determinação da camada magnética morta através do produto $M_s \cdot t_{\text{Py}}$ 108 em função da t_{Py} das multicamadas $\text{Si/WTi}(100\text{Å})/[\text{Py}(t_{\text{Py}}\text{Å})/\text{WTi}(20\text{Å})]_n/\text{WTi}(50\text{Å})$, para $t_{\text{Py}}(\text{Å}) = 20, 40, 50, 60, 80$ e 100 .

Figura 5.39 Campo de anisotropia perpendicular (H_K) em função do inverso da 109
espessura do t_{Py} ($1/t_{Py}$), para $t_{Py}(\text{Å}) = 40, 50, 60, 80$ e 100 , nas
multicamadas $\text{Si/Wti}(100\text{Å})/[\text{Py}(t_{Py}\text{Å})/\text{WTi}(20\text{Å})]_n/\text{WTi}(50\text{Å})$.

ÍNDICE DE TABELAS

Tabela 3.1	Dados de produção do sistema [Co/Cu] _n	42
Tabela 3.2	Dados de produção do sistema [Co/Cu] _n .	43
Tabela 3.3	Dados de produção do sistema [Py/Cu] _n .	43
Tabela 3.4	Dados de produção do sistema [Py/Cu] _n .	43
Tabela 3.5	Dados de produção do sistema [Py/Zr] _n .	44
Tabela 3.6	Dados de produção do sistema [Py/WTi] _n	44
Tabela 3.7	Elementos com respectivas taxas de deposição, estimadas através do método de DRX em baixos ângulos, com uma pressão de trabalho de (2, 5 e 10) mTorr.	47
Tabela 4.1	Rugosidade média quadrática (RMQ) das multicamadas Si/Cr(80Å)/[Co(16 Å)/Cu(t _{Cu} Å)] ₂₅ , preparadas à pressão de 2 e 5 mTorr, sendo t _{Cu} (Å)=10 e 11.	65
Tabela 4.2	Rugosidade média quadrática (RMQ) das multicamadas Si/Cr(200 Å)/[(Co+ ⁵⁷ Fe)(16 Å)/Cu(t _{Cu} Å)] ₂₅ /Cr(50 Å), sendo t _{Cu} (Å)=8, 9 e 13, preparadas à pressão de 2, 5 e 10 mTorr.	74

Tabela 5.1 Valores de magnetorresistência (MR) e campo de saturação (H_S), 92 para $t_{Py}(\text{Å})=16$ e 54, das multicamadas $\text{Si/Py}(54\text{Å})/\text{Cu}(9\text{Å})[\text{Py}(t_{Py}\text{Å})/\text{Cu}(9\text{Å})]_{20}/\text{Py}(16\text{Å})$ $\text{Si/Py}(54\text{Å})/\text{Cu}(9\text{Å})/[(\text{Co}(3\text{Å})/\text{Py}(t_{Py}\text{Å})/(\text{Co}(3\text{Å})/\text{Cu}(9\text{Å}))_{20}/\text{Co}(3\text{Å})/\text{Py}(16\text{Å})$ e $\text{Si/Py}(54\text{Å})/\text{Cu}(9\text{Å})/[\text{Fe}(3\text{Å})/\text{Py}(t_{Py}\text{Å})/\text{Fe}(3\text{Å})/\text{Cu}(9\text{Å})]_{20}/\text{Py}(16\text{Å})$.

Tabela 5.2 Resultados das análises: valores da magnetização de saturação (M_S), 100 valores da magnetização efetiva (M_{ef}), valores do campo de anisotropia perpendicular (H_k) e valores do fator giromagnético (g), para $t_{Py}(\text{Å}) = 40, 60, 80$ e 150, das multicamadas $\text{Si/Zr}(100\text{Å})/[\text{Py}(t_{Py}\text{Å})/\text{Zr}(20\text{Å})]_n/\text{Zr}(50\text{Å})$.

Tabela 5.3 Resultados das análises: valores da magnetização de saturação (M_S), 107 valores da magnetização efetiva (M_{ef}), valores do campo de anisotropia perpendicular (H_k) e valores do fator giromagnético (g), para $t_{Py}(\text{Å}) = 20, 40, 50, 60, 80$ e 100, das multicamadas $\text{Si/WTi}(100\text{Å})/[\text{Py}(t_{Py}\text{Å})/\text{WTi}(20\text{Å})]_n/\text{WTi}(50\text{Å})$.

Capítulo 1

INTRODUÇÃO

Os físicos experimentais da matéria condensada e os engenheiros de materiais empenharam-se, nos últimos 30 anos, no estudo de sistemas de baixa dimensionalidade preparados por técnicas de filmes finos. Os avanços no estudo desses novos materiais deus-se após as melhorias obtidas nos sistemas de ultra alto vácuo. Com isso é possível crescer materiais com dimensões de alguns *Angstroms* (Å), em uma atmosfera extremamente pura (vácuos de ordens menores do que 10^{-8} mbar ou em atmosfera inerte), permitindo reduzir o principal problema que é a grande razão superfície/volume dos filmes, sem permitir a oxidação do material.

O estudo dos filmes finos sob a forma de multicamadas destaca-se a partir de meados da década de 80, com a descoberta do acoplamento ferromagnético (FM) e antiferromagnético (AF) entre as camadas de Fe nas multicamadas de Cr [1]. A produção das multicamadas baseia-se no empilhamento alternado de dois ou mais elementos diferentes, gerando materiais com estruturas periódicas artificiais. Geralmente, as dimensões das camadas individuais, nas multicamadas, são da ordem de alguns Å, o que leva a uma quebra da simetria cristalina de longo alcance. Essa quebra de simetria, que ocorre na região das interfaces entre camadas adjacentes, gera novas propriedades físicas. Assim foram estudadas multicamadas com diversos tipos de materiais: (1) - metálicos magnéticos e/ou não magnéticos Fe/Cr [2]; Co/Cu [3]; Py/Cu (Py = Fe₁₉Ni₈₁ ou *permalloy*) [4] e Py/Zr [5]; (2) - materiais supercondutores Ag/Mn-Pb [6]; (3) - materiais semicondutores GaAs/AlAs [7]; Fe/FeSi [8] e Mo/V e Si/Ge [9]; e (4) - materiais orgânicos e/ou inorgânicos Alq-MgF₂ [10]; (5) - materiais inorgânicos e/ou metálicos CuPc/X, onde X= Au, Ag, Cu e Cr [11] e (6) ou até mesmo através da combinação destes materiais EuS-PbS [12].

Em particular, as multicamadas compostas de materiais metálicos magnéticos e não magnéticos apresentam propriedades bastante interessantes, tais como: (a) reorientação dos momentos magnéticos dos átomos das camadas magnéticas, no caso das multicamadas de Fe/Terras-raras [13], (b) magnetismo dos átomos das interfaces diferentes daqueles que compõem os centros das camadas de Eu-TM [14], (c) acoplamento FM e AF das camadas

magnéticas, dependendo da espessura da camada de material não magnético Fe/Cr/Fe [1] e Fe/Mo/Fe e Co/Cu/Co [15], (d) efeito de magnetorresistência gigante (MRG) em Fe/Cr [2].

Após a descoberta do efeito de MRG, nas multicamadas de Fe/Cr, foi publicado um número muito grande de trabalhos em diferentes sistemas tais como: Co/Ru e Co/Cr [16], Co/Cu [3, 17], CoFe/Cu [18], Co/Ag [18], Ag/Ni [20], Ni-Fe/Cu [21] e Py/Cu [4]. Entretanto, existem dois sistemas que são focos de uma maior atenção, por apresentarem propriedades físicas interessantes e um grande potencial nas aplicações tecnológicas para construção de sensores, de leitores magnéticos. São esses os sistemas: Co/Cu [22] e Py/X [23].

As multicamadas de Co/Cu talvez estejam entre as mais estudadas, devido ao seu alto valor de MRG, em torno de 65 %, à temperatura ambiente [22]. Seus valores de MRG dependem fortemente das condições de preparação, quando produzidas pela técnica de *sputtering* [24, 15]. Devido à existência de um grande número de resultados relatados na literatura sobre as multicamadas Co/Cu, este é um bom sistema para testar a confiabilidade e reprodutibilidade do *Magnetron Sputtering* instalado no CBPF, no início do ano de 1998. Existe uma controvérsia na literatura em relação à oscilação da amplitude da MRG em função da espessura da camada de Co (t_{Co}): Barnas e Qui [25, 15], mostraram que a MRG varia com t_{Co} , enquanto que Marrows [24] não encontrou oscilação da MRG com t_{Co} .

Também, na literatura estão relatados os efeitos das condições de preparação e crescimento nas propriedades das multicamadas em função do aumento da pressão de trabalho. Isto porque Fullerton (1992) [26] para o sistema Fe/Cr, e Kingetsu (1994) [27] para o sistema Co/Cu, mostraram que o aumento da pressão de trabalho gera o aumento da rugosidade, o que por sua vez leva ao crescimento da magnetorresistência e do acoplamento. Esses resultados diferem dos relatados por Ueda (1994) [28], Tsunoda (1993)[29] e Highmore (1992) [30], que mostraram que a amplitude da MR diminuiu com o aumento da pressão de trabalho.

A pressão de trabalho (P_t), é levada em conta na preparação deste sistema pois à medida que esta grandeza aumenta, há uma variação na energia cinética dos átomos arrancados (*sputtered*). Assim, a mudança na P_t leva, no caso das multicamadas, a uma modificação da região de interface e a um aumento no processo de interdifusão atômica, conseqüentemente destruindo o empilhamento artificial. Além do processo de interdifusão causado pelos valores da P_t , conforme relatado por Parkin [3], os valores de MRG no sistema Co/Cu são dependentes do material usado como *buffer* (primeira camada crescida sobre o substrato), ou seja, os autores mostraram que os valores das amplitudes de MRG

diminuem quando se passa do *buffer* de Fe, para o de Cr, para o de Cu e para o de Ru, pois a rugosidade superficial entre as camadas aumenta nesta seqüência. No nosso caso foi descartado o *buffer* de Fe, pois poderia perturbar a medida de Mössbauer. Como o Cr é considerado um dos melhores protetores contra a oxidação [31], foi feita a opção pelo uso deste material como *buffer e capping layers* (camada protetora).

O outro sistema focalizado neste estudo envolve multicamadas à base de Py, por apresentarem: (a) boa sensibilidade (altos valores de MRG e baixo campo de saturação (H_s), em torno de 200 Oe, [3, 4, 25], (b) efeitos de superfícies (anisotropia e rugosidade) [3, 21, 32, 33, 34]. Neste contexto, os filmes de *permalloy* (Py) são candidatos à construção de dispositivos eletrônicos [23].

As multicamadas Py/Cu, como todas as multicamadas, também possuem suas propriedades estruturais e de rugosidade das interfaces dependentes das condições de preparação. Nestas multicamadas, os valores da magnetorresistência (MR) são também dependentes da camada de *buffer*. Para o sistema Py/Cu Nakatani [21] encontrou três picos de acoplamento AF na curva da MR, com amplitudes, em torno de 19 %, 8 % e 2 %, utilizando *buffer* de Fe. Posteriormente, Parkin [3] não observou o segundo pico para o mesmo sistema, utilizando o *buffer* de Ru. Entretanto, Parkin [35] mostrou que a introdução de Co nas interfaces e uso *buffer* de Ru induz um valor significativo da MRG, com amplitude em torno de 23 %, (no segundo pico). Não fica claro se a melhora da MRG é devido somente à introdução da camada de Co nas interfaces, ou também da qualidade estrutural proporcionada pela utilização de Ru como *buffer*.

Na literatura não existe informação a respeito do sistema Py/WTi e PyZr, muito menos sobre o que acontece nas interfaces. Para o sistema Py/Zr é sabido que Py e Zr podem formar fases amorfas (a-PyZr), com propriedades magnéticas moles que apresentam um alto valor de resistividade, podendo ser usada como camada adjacente mole em cabeças de leitoras magnetorresistivas [5, 31].

Assim, este trabalho tem como objetivo realizar um estudo sistemático das propriedades estruturais, magnéticas e de transporte (magnetorresistiva) de quatro diferentes sistemas físicos de filmes finos: multicamadas de Co/Cu e Py/X, (X= Cu, Zr e WTi), crescidas por *Magnetron Sputtering*.

Como o início do trabalho de Tese coincidiu com a instalação do sistema de sputtering foram realizados vários testes de confiabilidade e reprodutibilidade do sistema. Além disso foi necessário estabelecer procedimentos padronizados visando a melhor qualidade dos filmes. Assim podemos considerar que os filmes de Co/Cu foram preparados

em diferentes condições, não apresentando caracter de novidade. Enquanto que os sistemas Py/Zr e Py/WTi foram estudados pela primeira vez pois não existem relatos na literatura sobre eles.

Com objetivo de testar o sistema de *Sputtering* foi escolhido o sistema de multicamada Co/Cu no qual foram feitas as seguintes investigações:

- i) os efeitos das condições de preparação e crescimento nas propriedades das multicamadas tais como: rugosidade, MR e acoplamento AF, em função da variação do aumento da pressão de base e de trabalho;
- ii) o efeito da oscilação da amplitude da MRG em função da espessura da camada de Co (t_{Co});
- iii) o acoplamento FM e AF entre as camadas de Co, com a variação da espessura;
- iv) a mudança do material utilizado como *buffer e capping layers* para crescimento das multicamadas;
- v) o magnetismo das camadas de Co, utilizando uma lâmina de ^{57}Fe sobre o alvo de Co.

Outro sistema produzido nesta fase de teste do sistema de *Sputtering* foi a multicamada de Py/Cu na qual foram feitas as seguintes investigações:

- i) influência da espessura da camada do Cu como espaçador não magnético;
- ii) o efeito dos *buffer* de Fe e Py;
- iii) influência da espessura da camada magnética de Py;
- iv) influência das espessuras das camadas de Co introduzidas na interface de Py/Co/Cu;
- v) influência das espessuras das camadas de Fe introduzidas na interface Py/Fe/Cu.

Como parte central da Tese, foi estudado o sistema de multicamadas Py/Zr e Py/WTi nos quais foram investigados:

- i) a amplitude da MR, com a variação das espessuras das camadas espaçadores de WTi e Zr;
- ii) a amplitude da MR, com a variação da espessura da camada magnética de Py;
- iii) a constante de acoplamento FM e AF entre as camadas de Py;
- iv) a anisotropia magnética fora do plano e os efeitos de ondas de *spin*.

Para a caracterização e análise das propriedades estruturais, magnéticas e de transporte desses sistemas foram utilizadas as seguintes técnicas experimentais:

- 1) Reflectividade em baixos ângulos e Difração de raios X (DRX) em altos ângulos;
- 2) Microscopia de força atômica (AFM);
- 3) Espectroscopia Mössbauer utilizando elétrons de conversão (CEMS);
- 4) Magnetização (MAV e AGM);
- 5) Ressonância ferromagnética (RFM);
- 6) Resistividade elétrica (R) e Magnetorresistência (MR).

No presente Capítulo apresentou-se um histórico do desenvolvimento do estudo de filmes finos, uma pequena revisão da literatura dos sistemas a serem estudados e os principais objetivos a serem alcançados. No Capítulo 2 serão apresentadas considerações sobre o magnetismo dos filmes finos. A produção e as técnicas de caracterização das multicamadas magnéticas serão apresentadas no Capítulo 3. A caracterização e a otimização do *magnetron sputtering* serão apresentadas no Capítulo 4. No Capítulo 5, serão apresentados os resultados experimentais e as discussões. No Capítulo 6, serão apresentadas as conclusões.

Capítulo 2

MAGNETISMO EM FILMES FINOS

O magnetismo em filmes finos é um tema extremamente abrangente, fascinante que vem sendo investigado tanto pelos cientistas experimentais quanto pelos teóricos. Em parte, estes pesquisadores são motivados pelo desenvolvimento de materiais artificialmente nanoestruturados, em forma de filmes finos, devido a sua importância na aplicação em tecnologia de informação (indústria de gravação magnética).

A investigação de algumas das principais propriedades e fenômenos observados em superfícies e filmes finos constituídos por metais de transição ferromagnéticos (FM) e suas ligas (momentos magnéticos associados aos elétrons d , cujo caráter é bem menos localizado e mais sensível aos efeitos de vizinhanças) levam à abordagem das propriedades magnéticas do ponto de vista de:

- i) filmes finos simples (monocamada) depositados sobre um substrato ou entre metais não-magnéticos (sanduíches).
- ii) camadas magnéticas isoladas, o que inclui as multicamadas com camadas espaçadores não-magnéticas suficientemente espessas para evitar acoplamentos magnéticos.
- iii) multicamadas magnéticas situadas no interior de nanoestruturas magnéticas acopladas magneticamente.

Os fenômenos magnéticos originados pelo comportamento magnético próximo às superfícies, ou interfaces, ou a poucos planos atômicos abaixo dela, de um sólido magneticamente ordenado, diferem em muitos aspectos de seu interior. Isto é decorrente da redução da simetria, redução do número de coordenação e sensibilidade dos estados eletrônicos que constituem o magnetismo de superfícies (MS) [36]. No entanto, a existência de uma superfície ou interface pode gerar perturbações que se propagam por várias centenas de nanômetros, afetando as propriedades no interior do material, como: anisotropia magnética (AM) [37, 38]; estruturas de domínios magnéticos (EDM) [39], fenômenos críticos (FC) tais como a dependência da magnetização $M(T_C)$ [40]; o

acoplamento magnético $J(T)$ [31, 32]; transporte eletrônico (TE) [41, 42, 43] e magnetorresistência gigante (MRG) [5], *Spin-valve* (SV) [32], magnetorresistência colossal (MRC) [44, 45], magnetorresistência por tunelamento (MRT) [46, 47], magnetoimpedância gigante (MI) [48], polarização de troca (exchange bias - EB) [49] e efeito termoelétrico (ET) [50-52].

A teoria do magnetismo de filmes finos e nanoestruturas de metais de transição e suas ligas pode ser dividida atualmente em dois segmentos. O primeiro é a teoria de banda com polarização de *spin*, na aproximação de densidade de *spin* local [53], que é uma evolução do modelo de Stoner para o magnetismo itinerante, descrevendo adequadamente o estado fundamental magnético de sistemas tri- (3D) e bidimensionais (2D). O outro inclui os modelos de *spin* clássico tipo Heisenberg (3D), e tipo Ising (2D) ou tipo modelo XY com anisotropia axial e planar, que descrevem adequadamente transições de fase entre paramagnetismo (PM) e ferromagnetismo (FM) [47]. No limiar entre esses dois segmentos existem diversos modelos teóricos que visam descrever as propriedades magnéticas de sistemas 3D e 2D, levando em conta o mecanismo de acoplamento da interação de troca entre pares de momentos magnéticos de *spins* originados de propriedades intrínsecas da estrutura de banda eletrônica [37]. A grande dificuldade para a aplicação e teste desses modelos teóricos é que arranjos perfeitamente ordenados espacialmente de átomos metálicos são raramente obtidos experimentalmente.

O campo do magnetismo de filmes e superfícies, apesar de todos os avanços experimentais e teóricos, ainda apresenta grande interesse científico, tecnológico, sendo fonte de muitas novidades. Os avanços tecnológicos vão certamente direcionar a atenção para os materiais com dimensões reduzidas, muito especialmente os magnéticos, seja como cabeçote de leitura, armazenamento de dados ou como memória não-volátil. Muitas dessas aplicações tecnológicas dependem de um melhor entendimento dos fenômenos físicos envolvidos, e tanto os cientistas experimentais quanto os teóricos da área serão mais e mais solicitados pela sociedade a colaborar com o avanço desta ciência, hoje intimamente ligada à tecnologia [54].

2.1 - Acoplamento Magnético em Sistemas de Multicamadas

O fenômeno do acoplamento magnético entre as camadas ferromagnéticas magnéticas (FM) separadas por um espaçador não-magnético (NM) se constitui num dos principais campos de atividade no magnetismo. O grande interesse tem origem não

somente na riqueza de possibilidades de ordem mesoscópica, mas também porque ela está associada ao transporte eletrônico nessas estruturas, dando origem a magnetorresistência gigante (MRG) [42, 43], e efeitos similares tais como magnetorresistência colossal (MRC) [44, 45] ou magnetorresistência por tunelamento (MRT) [47]

Os primeiros estudos em multicamadas à base de metais de terras raras (MTR) feito em Gd/Y [55] estabeleceram as bases para a busca de sistemas que apresentassem alinhamento das camadas magnéticas, através dos elétrons de condução, por interação RKKY (Rudermann-Kittel-Kasuya-Yosida), [56].

Posteriormente, as multicamadas a base de metais de transição (MT), separada por um espaçador NM, como de Fe/Cr crescidas epitaxialmente [1, 57, 58], mostraram que, para pequenas espessuras de Cr, as camadas de Fe, FM em seu interior, estavam dispostas em alinhamento antiparalelo entre as camadas de Fe vizinhas, formando uma espécie de antiferromagneto mesoscópico. As primeiras tentativas de explicar esse fenômeno, o mesmo ocorrido no Gd/Y, são baseadas na interação de troca RKKY no Cr, o que levaria ao acoplamento AF das camadas de Fe adjacentes [1]. Entretanto, diversas questões ainda estavam pendentes como:

- i) para ter o acoplamento AF, seria sempre necessário um número ímpar de camadas de Cr, já que o número par levaria o momento a ser paralelo à orientação da camada de Fe anterior (o que era observado).
- ii) não era claro como aconteceria este acoplamento AF para o Cr, que em volume (*bulk*) é um antiferromagneto não-comensurável [59], e o modelo supunha perfeito antiparalelismo a cada monocamada de Cr.

2.1.1 - Origem do Acoplamento: Mecanismo RKKY

Uma das abordagens teóricas do fenômeno de acoplamento magnético baseou-se na teoria de Rudermann-Kittel-Kasuya-Yosida (RKKY). É sabido que uma impureza magnética imersa num gás de elétrons polariza o gás. A amplitude da polarização induzida decresce de forma oscilatória em função da distância à impureza. Essas oscilações têm a mesma origem das oscilações de carga de Friedel, e foram introduzidas para explicar a interação entre os momentos magnéticos localizados, dentro de uma matriz condutora. A interação entre os momentos ocorre então pela polarização dos elétrons de condução. O primeiro momento polariza os elétrons s ; o segundo interage diretamente com os elétrons de condução e então indiretamente com o primeiro momento. O cálculo mostra que a

polarização do gás de elétrons é oscilante com um período $\lambda = \lambda_F / 2 = \pi / k_F$ onde λ_F e k_F são respectivamente os comprimentos de onda e os vetores de onda da superfície de Fermi do material condutor [60].

Este modelo estava sendo adaptado para o caso de multicamadas feitas com um material magnético (M) e um metal nobre (MN):

- i) os átomos próximos de uma camada de material FM estão supostamente acoplados entre si por uma interação de troca direta, como em um material massivo.
- ii) somente os átomos próximos à interface entre o material magnético e o material não-magnético estão supostamente acoplados aos átomos da camada ferromagnética seguinte.

O sistema é então equivalente a dois planos atômicos paralelos de material FM, separados por um material não-magnético. O primeiro plano atômico de material magnético age como o primeiro momento e polariza o gás de elétrons e o segundo plano interage com o gás polarizado. Esta aproximação condiz bem com a existência de um acoplamento oscilante amortecido (pelo inverso do quadrado da distância) com a espessura d do material não-magnético (NM). No entanto, os resultados experimentais indicam períodos muito maiores que π / k_F : para o cobre, $\pi / k_F = 2,31 \text{ \AA}$, enquanto que o período medido para o sistema Co/Cu (111) é próximo a $12,15 \text{ \AA}$. Em uma super-rede perfeita, ou pelo menos texturizada, a camada através da qual ocorre o acoplamento magnético conserva sua periodicidade cristalina. O mais importante não é o valor da polarização do gás de elétrons em todos os pontos do espaço, mas apenas próximo ao metal não-magnético.

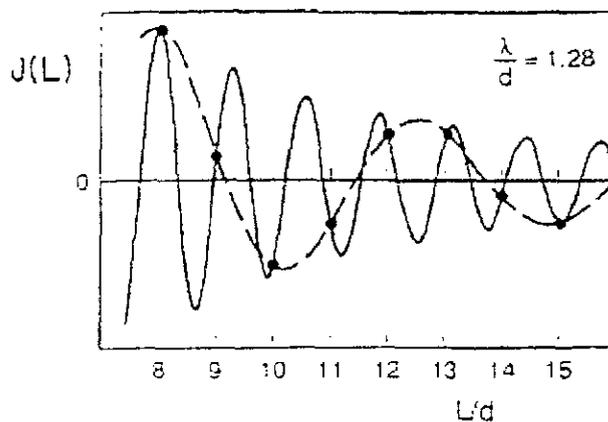


Figura 2.1 – Curva das oscilações da constante de troca $J(L)$. A linha cheia representa a função J calculada para um metal monovalente e a linha tracejada representa a função real medida experimentalmente.[61].

Na Figura 2.1 mostra-se a curva das oscilações da constante de troca $J(L)$. Não é necessário obter toda a curva RKKY da camada condutora, mas apenas seus valores para os átomos de material NM (ou seja, para as espessuras $L = nd$, onde d é a distância entre os planos atômicos paralelos às interfaces e n é um inteiro). Não podemos mais distinguir a oscilação de curto alcance λ da oscilação de duração de períodos longos Λ .

A teoria de Coehoorn [61], propõe uma relação entre λ e os períodos Λ através a seguinte expressão:

$$\Lambda = 1 / |(1/\lambda - 1/d)| \quad (2.3)$$

Os períodos de oscilação Λ para estruturas cristalográficas e direções de crescimento diferentes são calculados. O modelo supõe superfícies de Fermi esféricas e não leva em conta a rugosidade das interfaces, e que a distância d provavelmente apresenta algum desvio. Portanto, dadas as imprecisões experimentais e as aproximações feitas, pode-se constatar que o mecanismo RKKY apresenta uma descrição razoável dos fenômenos observados no acoplamento magnéticos.

2.1.2 - Constante de Acoplamento Magnético

Depois da descoberta do acoplamento oscilante amortecido nos sistemas Fe/Cr, Co/Cr e Co/Ru [16], também foi possível observar tal comportamento nos sistemas Fe/Cu e Co/Cu. Este fenômeno se assemelha qualitativamente ao mecanismo de acoplamento indireto de RKKY.

Os resultados experimentais parecem indicar a existência de um acoplamento magnético entre as camadas magnéticas (M) através da não-magnética (NM). O que pode ser caracterizado pela constante de troca por unidade de superfície (J), que é positiva se o acoplamento é FM e negativa se for AF. Uma avaliação da ordem de grandeza do acoplamento entre as camadas pode ser obtida a partir de um modelo simples [62], através de uma análise simples da curva de histerese desses materiais.

Esse modelo supõe que as camadas magnéticas (M) possuem uma magnetização uniforme $M_i = M_i \mu_i$, cuja direção é definida por um vetor unitário μ_i . Considerando também que os momentos de cada camada magnética estejam alinhados perfeitamente antiparalelos aos vizinhos quando o campo magnético externo é zero, conforme representado na Figura 2.2 (a). Assim, quando um campo magnético externo (H) é aplicado, as magnetizações giram, em relação à posição de equilíbrio a campo nulo, em direção ao campo aplicado, conforme representado na Figura 2.2 (b).

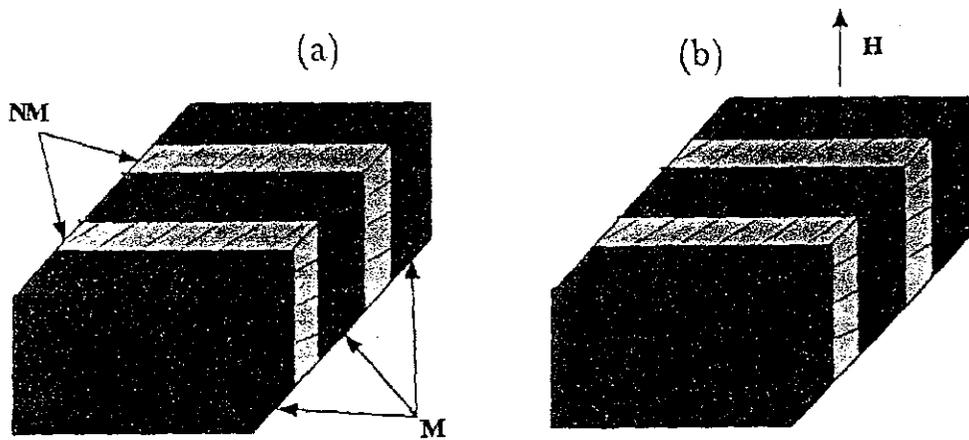


Figura 2.2 (a) (b) – Acoplamento do tipo AFM entre camadas magnéticas adjacentes: (a) sem campo magnético e (b) com campo magnético aplicado.

Neste modelo simples, a energia do acoplamento entre duas camadas magnéticas vizinhas por unidade de área é dada por:

$$J u_1 u_2 = - J \cos 2\delta \quad (2.1)$$

Adicionando-se a essa energia o termo de interação Zeeman entre os momentos magnéticos das camadas magnéticas e o campo externo, é obtida a energia total do sistema por período químico elementar e por unidade de superfície, dada pela seguinte expressão:

$$E = J u_1 u_2 - t M_s H \sin \delta = - J \cos 2\delta - t M_s H \sin \delta \quad (2.2)$$

A minimização dessa energia em relação ao ângulo de rotação fornece a posição de equilíbrio do sistema, da qual resulta a expressão para a magnetização M na direção do campo aplicado:

$$\sin \delta_{eq} = M/M_s = M_s H t / 4J \quad (2.3)$$

$$M = M_s^2 H t / 4J \quad (2.4)$$

Sendo o campo de saturação dado por:

$$H_s = 4J / t M_s \quad (2.5)$$

onde t é a espessura das camadas magnéticas, M_s a magnetização de saturação e J é a constante de acoplamento.

A Figura 2.3 mostra a variação prevista pelo modelo para o processo de magnetização de uma multicamada com acoplamento de troca AF intercalada.

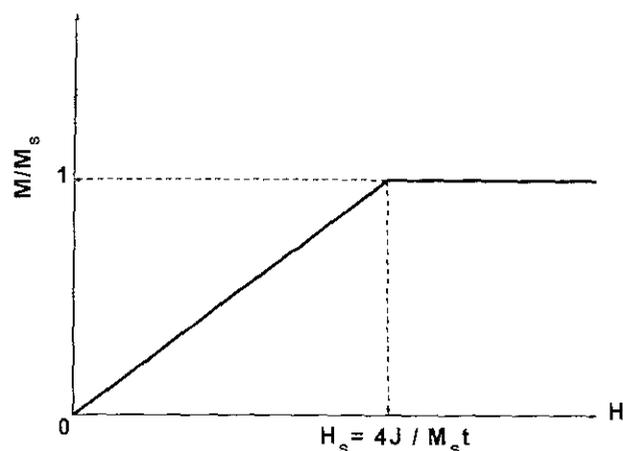


Figura 2.3 - Curva de magnetização para uma multicamada com acoplamento de troca AF intercaladas.

Esse modelo prevê um processo de magnetização que aumenta linearmente com o campo aplicado até à saturação em campo de saturação H_s , o qual é proporcional à intensidade do acoplamento.

2.2 - Magnetorresistência Gigante

O transporte eletrônico em filmes finos é um tema que renasceu recentemente incorporando novas direções de investigação como: efeitos quânticos [63], inter-relacionamento com propriedades magnéticas [64, 65], fenômenos de localização fraca [66]. Uma das áreas de maior atividade no momento é a que trata do efeito magnetorresistivo gigante, onde a resistência elétrica de certas multicamadas, nas quais as camadas magnéticas estão acopladas AF, apresentam drástica redução mediante a aplicação de um campo magnético (efeito descoberto por Baibich, em 1988, em multicamadas de Fe/Cr).

Todos os metais de transição FM (Fe, Co e Ni) e suas ligas apresentam uma certa mudança na resistência com a aplicação de campo magnético (efeito intrínseco). Todavia este efeito é relativamente pequeno ($< 3\%$, à temperatura ambiente). Existem diversos dispositivos magnéticos de filmes finos baseados nessas multicamadas [67]. Em geral, esses dispositivos utilizam a chamada anisotropia espontânea da resistividade elétrica (AER), definida como a diferença das resistividades elétricas quando medidas com o campo magnético aplicado paralelo ou perpendicular à direção da corrente elétrica (6% à temperatura ambiente com campo de saturação entre 150 e 300 Oe) [68, 69].

O efeito de MRG pode ser interpretado pelo modelo de duas correntes [50], originalmente desenvolvido para explicar as propriedades de transporte de metais de transição e suas ligas, que é a base dos inúmeros modelos semiclássicos (baseados na equação de Boltzmann) e modelos quânticos (baseados no formalismo da resposta linear de Kubo) desenvolvidos nessas últimas décadas [63-65]. Nestes modelos, o transporte eletrônico nos metais de transição é descrito como a soma de contribuições separadas para elétrons de *spin-up* e *spin-down* relativos à direção do eixo de quantização estabelecido pela magnetização (local) interna. Uma grande quantidade de estudos experimentais e teóricos sobre o efeito MRG é hoje disponível focalizados em sanduíches, multicamadas, matrizes metálicas não-magnéticas contendo grânulos ferromagnéticos dispersos, nanofios nanoestruturados e sistemas nanofabricados [63-65].

2.2.1 -Modelo de Duas Correntes

Nos resultados experimentais aparecem claramente uma correlação entre a MRG e a estrutura antiferromagnética. Este efeito pode ser interpretado pelo modelo de duas correntes $j_{\text{total}} = j_{\text{up}} + j_{\text{down}}$ [70].

Este modelo baseia-se na hipótese de que a corrente é o resultado do movimento de dois tipos de elétrons de condução supostamente independentes: os de *spin up* e os de *spin down*. A resistividade elétrica de um metal de transição é devida em parte ao espalhamento dos elétrons s_{up} (transições $s_{up} \rightarrow d_{up}$) e também em parte aos espalhamentos dos elétrons s_{down} (transições $s_{down} \rightarrow d_{down}$). O efeito de espalhamento é dominante, pois à temperatura ambiente menos de 1% dos eventos de espalhamento causam um “*spin-flip*” (o efeito dos *magnons* é desprezível).

Para temperaturas inferiores à temperatura de Curie, existe um deslocamento entre as bandas d_{up} e d_{down} , conforme mostrado na Figura 2.4, sendo que as transições $s_{down} \rightarrow d_{down}$ e $s_{up} \rightarrow d_{up}$ não têm as mesmas probabilidades de ocorrer, porque as estruturas de bandas não têm densidade de estado fechada no nível de energia de Fermi (E_F).

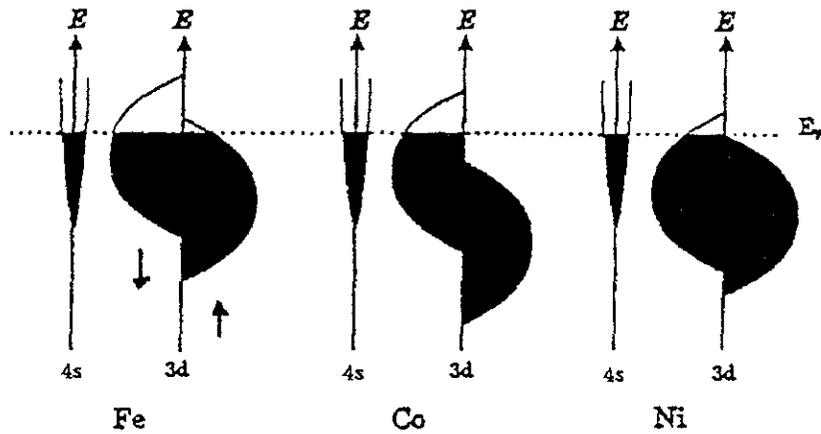


Figura 2.4 – Diagrama das estruturas de banda nos metais de transição Fe, Co e Ni [71].

Na situação representada no diagrama de energia da Figura. 2.4, é mostrado que os estados de energia da banda d correspondente ao *spin up* do Co e Ni, ferromagnetos fortes, estão ocupados e não podem então receber elétrons s_{up} espalhados: somente os elétrons de *spin down* podem sofrer as transições $s \rightarrow d$ e contribuir com a resistividade. Deste modo, Co e Ni são melhores candidatos com maior probabilidade de apresentar um forte efeito de MRG.

Abaixo da temperatura de ordenamento magnético o espalhamento dos elétrons depende das orientações relativas do *spin* e da magnetização da camada magnética. Os espalhamentos são assimétricos e as resistividades devidas aos elétrons *up* e *down* podem ser bastante diferentes. No caso de Py ($\text{Ni}_{20}\text{Fe}_{80}$), à temperatura ambiente, o livre caminho médio dos elétrons $\lambda_{up} = 100 \text{ \AA}$ e $\lambda_{down} = 10 \text{ \AA}$, apresenta uma diferença que é atribuída ao espalhamento dependente de *spin*.

Na Figura 2.5, é mostrada a situação de um sistema de multicamadas FM/NM/FM, quando o acoplamento entre as camadas FM é AF, a orientação dos momentos se alterna de uma camada FM a outra. Os elétrons de condução, quaisquer que sejam seus *spins*, estão fortemente espalhados por uma das camadas FM. Quando um campo magnético é aplicado, os momentos tendem a se alinhar paralelamente à direção do campo: dessa forma um tipo de elétron é fortemente espalhado, enquanto que o outro é muito pouco. Este último tipo de elétron provoca um curto-circuito e a resistividade vai diminuindo à medida que os momentos se alinham paralelamente com aumento do campo aplicado, até que o campo de saturação é atingido e a resistividade se estabiliza num valor menor.

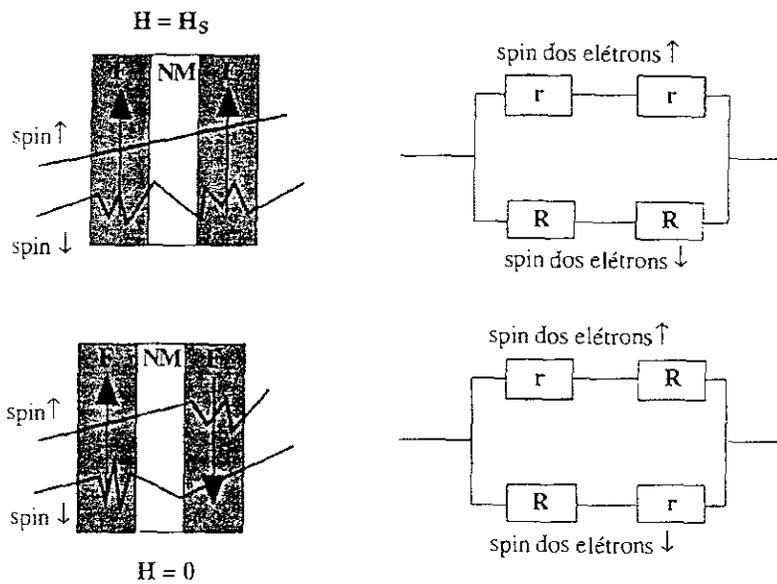


Figura 2.5- Mecanismo da MRG nos sistemas acoplados [71].

O espalhamento não é limitado à superfície e pode ser estendido a todo o volume do material FM. É um fenômeno de espalhamento dependente do *spin*, superficial e massivo, responsável pela MRG. Todos os parâmetros que levem a aumentar ou diminuir essa característica seletiva influenciam na MRG.

A magnetorresistência (MR) é definida em termos da magnitude máxima da variação da resistência elétrica sob a influência de campo magnético externo como:

$$MR(\%) = (R_0 - R_s)/R_s \quad (2.6)$$

onde R_0 - resistência elétrica a campo magnético zero e R_s - resistência elétrica a um campo magnético de 12 kOe (este é o nosso valor máximo de campo magnético).

Os modelos teóricos semiclássicos são baseados na solução da equação de transporte elétrico de Boltzmann na geometria de filmes finos, com condições de contorno nos limites de reflexão ou espalhamento nas superfícies externas. O transporte dos elétrons em um filme fino é descrito por coeficientes de reflexão especular, de transmissão e de espalhamento difuso dos elétrons nas interfaces; estes coeficientes dependem dos estados de *spin* (orientações relativas do *spin* eletrônico e do momento da camada magnética). Como o espalhamento não ocorre unicamente nas interfaces, os modelos têm que considerar a contribuição massiva e os livres caminhos médios eletrônicos dependentes do *spin* no interior da camada magnética. Essa abordagem conduz ao estudo da influência dos diferentes parâmetros:

i) Espessura do material não-magnético - a MRG diminui notavelmente quando a espessura das camadas não-magnéticas é aumentada (mesmo num domínio de espessura tal que o acoplamento AF entre as camadas seja mantido). Esta variação é facilmente compreendida se a espessura da camada não-magnética (NM) for superior ao livre caminho médio dos elétrons. Assim, os elétrons não chegam mais a transpor os espaçadores NM e a sofrerem o efeito do depósito coerente das camadas magnéticas sucessivas. A resistividade não depende mais das orientações relativas dos momentos das camadas magnéticas, e a MRG desaparece.

ii) Espessura do material magnético - a MRG diminui quando a espessura das camadas magnéticas ultrapassa um valor chamado de ativo para a MRG. Para tais espessuras, os dois tipos de elétrons são fortemente espalhados porque seus livres caminhos médios são inferiores à espessura da camada (FM).

iii) Temperatura - a MRG diminui quando a temperatura aumenta. A temperatura influencia a MRG por intermédio do livre caminho médio dos elétrons (LCM). Mas há um tipo de problema de superposição de bandas devido a rotação dos spins (*spin-flip*) criado pela difusão por mágnons (a influência dos mágnons deve aumentar quando a temperatura aumenta).

2.3 - Ressonância Ferromagnética em Filmes Magnéticos

O fenômeno de ressonância ferromagnética (RFM) foi primeiramente observado em fio de Ni e Fe [72, 73] e depois em ligas de Ni-Fe [74, 75]. A explicação do fenômeno se baseia nas transições do efeito Zeeman [706 e na teoria do comportamento de um material ferromagnético na presença de microondas [77]. A teoria da ressonância ferromagnética no estudo de materiais magnéticos foi consolidada por sucessivos trabalhos relatados na literatura [78-84].

O fenômeno de RFM é a absorção de radiação eletromagnética por um material ferromagnético na presença de um campo magnético externo estático (\mathbf{H}_0), em torno do qual o momento magnético (μ) total do material precessiona. A absorção ressonante ocorre quando a frequência de microondas do campo oscilante $\mathbf{h}(t)$ da radiação eletromagnética

coincide com a frequência de Larmor (ω_0) desta precessão, conforme mostrado na Figura 2.6.

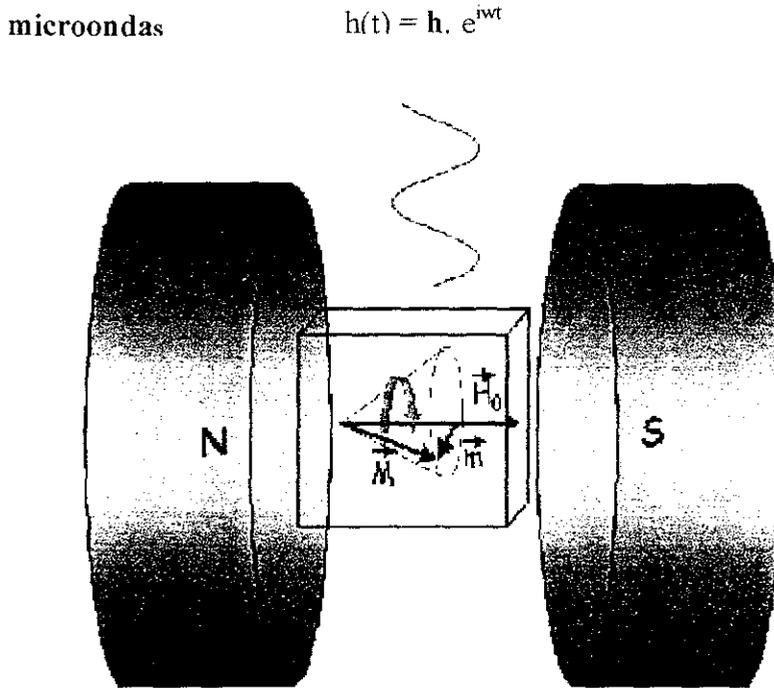


Figura 2.6 - Material ferromagnético na presença de um campo magnético externo estático H_0 e de um campo oscilante $h(t)$.

Os momentos magnéticos (μ) sofrem um torque (τ) devido à presença de H_0 e passam a precessionar em torno dele de acordo com a expressão:

$$\frac{d\bar{\mu}}{dt} = -\gamma [\bar{\mu} \times H_0] \quad (2.7)$$

onde $\gamma = \frac{g\mu_B}{\hbar}$ é a razão giromagnética, g é o fator de *splitting* espectroscópico e μ_B é o magneton de Bohr (da ordem de 10^{-24} e.m.u.). Em primeira aproximação, esta expressão pode ser tratada classicamente, chegando à frequência de precessão de Larmor [85].

$$\omega_0 = \gamma H_0 = \frac{g\mu_B}{\hbar} H_0 \quad (2.8)$$

O campo H_0 magnetiza o material até à saturação, onde a estrutura de domínios é quebrada, logo todo o material se comporta como um monodomínio. A precessão da magnetização é então tratada como a soma de todos os momentos magnéticos dos elétrons no material, por

unidade de volume dado por: $\vec{M} = \sum_i \frac{\vec{\mu}}{V}$

Em um material ferromagnético o elétron pode assumir uma órbita preferencial devido à sua interação com a rede cristalina, gerando assim uma direção preferencial para seu momento magnético. Se esta direção for perturbada, um torque age no elétron de forma a trazê-lo à sua posição original de energia mínima. Da mesma maneira que o campo magnético externo, este torque produz um movimento de precessão do momento magnético. A equação do movimento é dado por:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma[\vec{M} \times \vec{H}_{ext}] \quad (2.9)$$

Para calcular a resposta do material na presença de um campo oscilante fraco $\mathbf{h}(t)$, de alta frequência, tal que este seja menor que o campo externo aplicado, considera-se que a magnetização está sujeita apenas aos campos, estático externo e RF, e terá então uma componente oscilante podendo ser expressa por $\mathbf{M} = \mathbf{M}_0 + \mathbf{m}(t)$, com $|\mathbf{m}(t)| \ll M_0$, sendo o campo total dado por: $\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{h}(t)$, conforme Figura 2.7.

μ sobre ação de $\mathbf{H}_{ext} + \mathbf{h}(t)$

Material homogeneamente magnetizado até um estado de saturação magnética

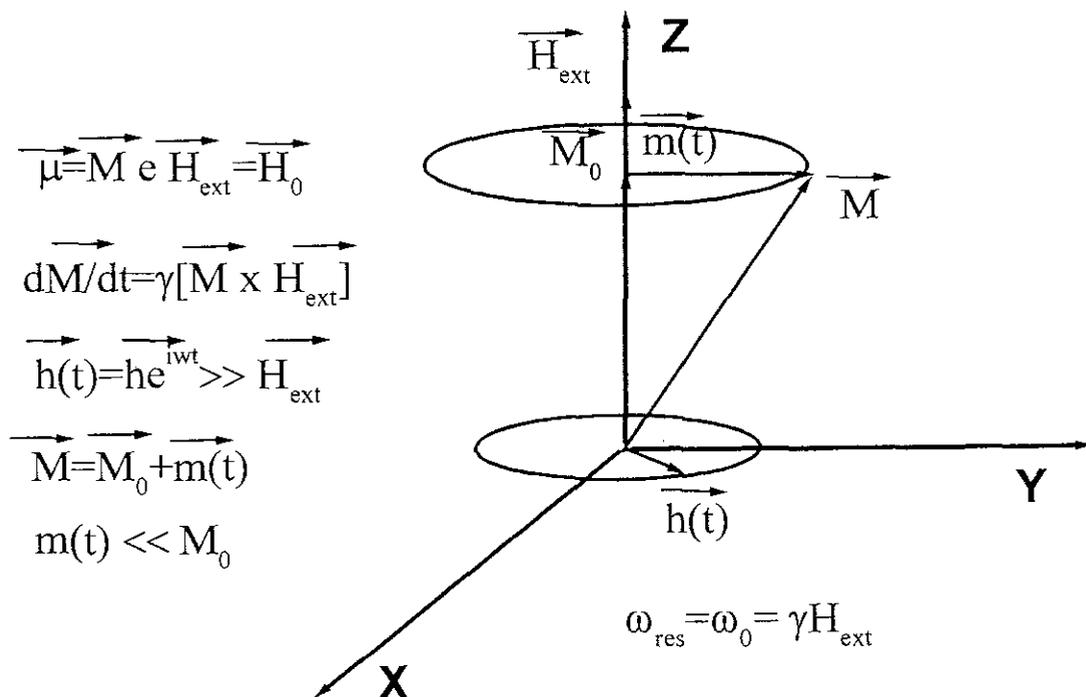


Figura 2.7 – Precessão do vetor magnetização em torno do campo estático aplicado \mathbf{H}_0 e do campo magnético de alta frequência $\mathbf{h}(t)$.

Assim, as diferentes interações no material ferromagnético podem ser tratadas assumindo-se que os *spins*, responsáveis pelo ferromagnetismo, precessionam com frequência ω_0 não em torno do campo externo \mathbf{H}_0 , mas sim em torno de um campo efetivo \mathbf{H}_{ef} , conforme mostrado por D. Landau e E. M. Lifshitz [77]. A equação do movimento é dados por:

$$\frac{d\bar{M}}{dt} = -\gamma[\bar{M} \times \bar{H}_{ef}] \quad (2.10)$$

sendo \mathbf{H}_{ef} o campo magnético efetivo que atua sobre os *spins*. Este campo contém, além dos campos externos aplicado \mathbf{H}_0 ao material, campos efetivos que representam os torques internos que atuam sobre os *spins*. A ressonância poderá ocorrer quando a frequência deste campo oscilante for igual à frequência de precessão de Larmor ω_0 . Neste caso, o campo oscilante causará transições entre os níveis Zeeman adjacentes separados pela energia $g\mu_B H_{ef}$ conforme esquematizado na Figura 2.8.

o elétron sofre ação de \mathbf{H}_{ef} :

$$\bar{H}_{ef} = \bar{H}_{ext} + \bar{H}_{int}$$

$$\text{Supondo } \hbar(t) \ll \bar{H}_{ef} \text{ e } \bar{H}_{ef} = H_{ef} \vec{k}$$

$$E = -\vec{\mu} \cdot \bar{H}_{ef} = \gamma \bar{S} \cdot \bar{H}_{ef} = \frac{g\mu_B}{\hbar} S_z H_{ef} = \frac{g\mu_B}{\hbar} (m_s \hbar) H_{ef} = g\mu_B m_s H_{ef}$$

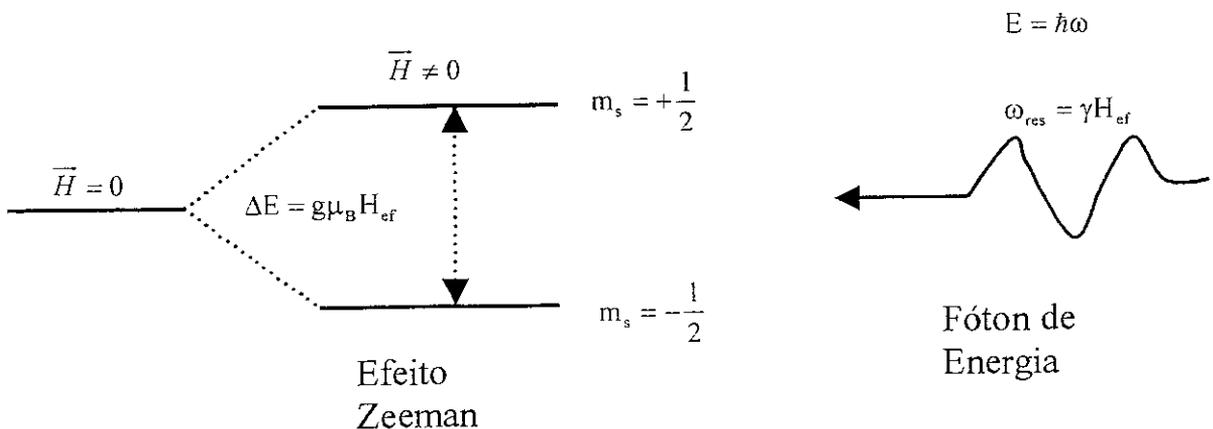


Figura 2.8 – Esquema representativo das transições de níveis em um sistema de spin $1/2$. O fóton de energia necessário deve corresponder a $g\mu_B H_{ef}$.

Devido a interações intrínsecas ao sistema de *spins* no material ferromagnético, por exemplo, interações entre os próprios *spins* (interação dipolar), interações dos *spins* com os elétrons de condução ou ainda, interações dos *spins* com a rede cristalina, deve-se incluir

na equação de movimento um termo de relaxação (R), que descreva um amortecimento na precessão da magnetização, e substituir $\vec{\mu}$ pela magnetização total \vec{M} . Obtém-se assim a expressão:

$$\frac{d\vec{\mu}}{dt} = -\gamma [\vec{\mu} \times H_0] \text{ para } \frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma [\vec{M} \times \vec{H}_{ef}] + R \quad (2.11)$$

onde R é um termo de amortecimento que pode ser definido como:

$$i) \alpha \frac{\gamma}{M} [\vec{M} \times (\vec{M} \times \vec{H}_{ef})], \text{ onde } \alpha = \frac{\lambda}{\gamma M} \text{ é um parâmetro de amortecimento} \quad (2.12)$$

adimensional, Landau e Lifshitz [77];

$$ii) \frac{\alpha}{M} [\vec{M} \times \frac{d\vec{M}}{dt}], \text{ Gilbert [86-89];} \quad (2.13)$$

$$iii) \lambda (\vec{M} - \chi_0 \vec{H}), \text{ onde } \chi_0 = \frac{M_s}{H} \text{ é a suscetibilidade estática, Kittel [78]} \quad (2.14)$$

Considerando o caso dos campos oscilantes fracos de microondas, as três equações são equivalentes e a forma da linha do espectro de RFM da absorção ressonante é uma Lorentziana.

Para determinar a expressão geral de frequência de ressonância supõe-se que a magnetização se encontra em regime de saturação, e que a potência de microondas seja fraca o suficiente para que as condições de pequenas oscilações sejam satisfeitas.

A expressão geral da frequência de ressonância ω_{res} foi sugerida por Smit e Wijin [83], em 1954. Considere o sistema mostrado na Figura 2.9, onde o campo efetivo está representando em coordenadas esféricas:

$$\vec{H}_{ef} = H_M \hat{r} + H_\phi \hat{\phi} + H_\theta \hat{\theta}, \quad (2.15)$$

sendo H_M , H_θ e H_ϕ as componentes do campo efetivo que são dadas por:

$$\vec{H}_{ef} = H_M \hat{M} \text{ e } H_M = -\frac{\partial E}{\partial M} \quad (2.16)$$

$$H_\theta = -\frac{1}{M} \frac{\partial E}{\partial \theta} \text{ e } H_\phi = -\frac{1}{M \sin \theta_0} \frac{\partial E}{\partial \phi} \quad (2.17)$$

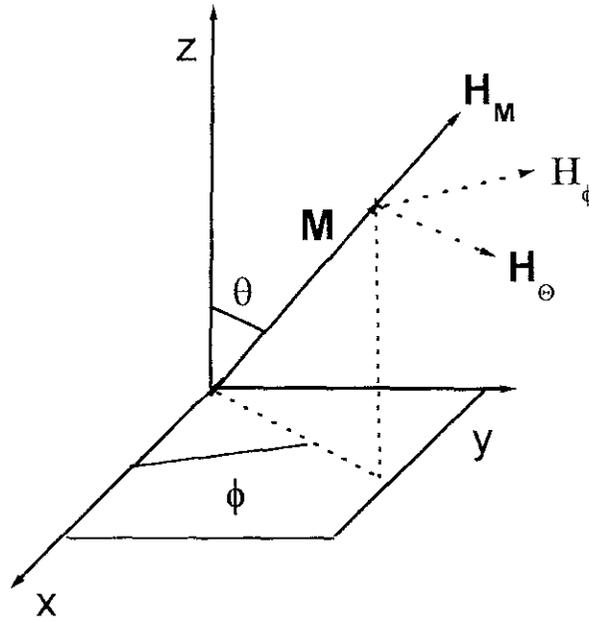


Figura 2.9 – Sistema de configuração especificando a magnetização e as componentes do campo efetivo em sistema de coordenada esféricas

Utilizando a equação da precessão amortecida da magnetização proposta por Landau e Lifshitz (Eq. 2.12) e as equações de movimento desenvolvidas por Skrotskii e Kurbatov [90], em 1958, obtém-se a expressão geral para a frequência de ressonância em função da energia livre do sistema:

$$\omega_{res} = \gamma H_{ef} = \frac{\gamma}{M \sin \theta_0} \left[\frac{\partial^2 E}{\partial \theta^2} \frac{\partial^2 E}{\partial \phi^2} - \left(\frac{\partial^2 E}{\partial \theta \partial \phi} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2.18)$$

A largura da linha de absorção por sua vez vale:

$$\Delta\omega \equiv \left(\frac{d\omega}{dH} \right) \Delta H = \frac{\alpha\gamma}{M} \left[\frac{\partial^2 E}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial \phi^2} \frac{1}{\sin^2 \theta_0} \right] \quad (2.19)$$

Para determinar a frequência de ressonância será necessário conhecer a forma da energia livre do sistema, com seus termos e suas dependências com relação à orientação da magnetização. A propriedade que expressa a dependência da energia interna do sistema com relação à direção da magnetização do material ferromagnético é definida como anisotropia magnética (AM)

2-3.1 - Condição de Ressonância em Filmes Finos

São apresentadas as equações básicas de RFM que relacionam os campos de ressonância e as anisotropias com a frequência de ressonância, para o caso de um filme fino magnético, no qual o filme está disposto no plano xy . O campo magnético externo é aplicado paralelo ao plano do filme, e perpendicular ao campo de rádio frequência $\mathbf{h}(t)$.

No sistema de coordenadas da Figura 2.10, está mostrada a posição do vetor magnetização, que é dada pelos ângulos θ e ϕ , a posição do campo externo \mathbf{H}_0 , que é definida pelos ângulos θ_H e ϕ_H , e o eixo de anisotropia uniaxial \mathbf{k} no plano xz , formando um ângulo α com a direção Z .

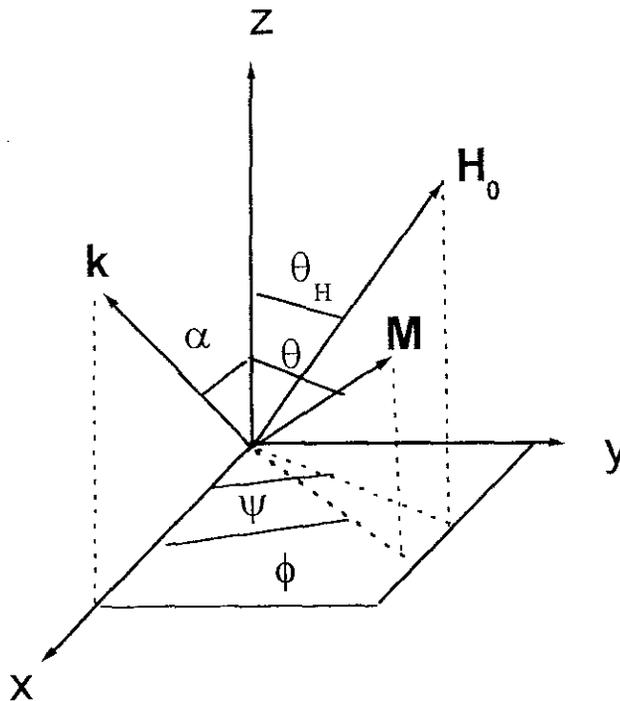


Figura 2.10 – Sistema de coordenadas de um filme magnético disposto no plano xy .

Considerando que o filme esteja magneticamente saturado, a densidade de energia livre pode ser atribuída às seguintes contribuições:

- i) energia Zeeman devida à interação da magnetização com o campo magnético estático é dada por:

$$E_{Zeeman} = -\vec{\mathbf{H}} \cdot \vec{\mathbf{M}} \quad (2.20)$$

- ii) energia de desmagnetização se a magnetização está levemente fora do plano do filme, gerará uma densidade de “carga” magnética superficial. Pode ser expressa por:

$$E_{anisotropia}^{forma} = (N_X M_{SX}^2 + N_Y M_{SY}^2 + N_Z M_{SZ}^2)^{1/2} \quad (2.21)$$

onde N_X , N_Y e N_Z são os fatores desmagnetizantes (N_d). No caso de filmes magnéticos, $N_d=0$ no plano do filme e $N_d=4\pi$ na direção perpendicular ao plano do filme,

$$E_{anisotropia}^{forma} = -2\pi M_S^2 \cos^2 \theta \quad (2.22)$$

onde $M\cos\theta$ é a componente da magnetização perpendicular ao plano do filme e 2π é o coeficiente de demagnetização.

iii) energia de anisotropia magnética uniaxial é dada por:

$$E = -K \cos^2 \theta \quad (2.23)$$

onde K é a constante de anisotropia uniaxial.

Logo a densidade de energia livre devido a estas contribuições é dada por:

$$E = -\vec{M} \cdot \vec{H} + 2\pi M^2 \cos^2 \theta - K \cos^2 \theta \quad (2.24)$$

Energia total livre para este sistema, por unidade de volume no equilíbrio estático da magnetização, é dada pela seguinte equação:

$$E = K \left\{ \sin^2 \theta [\cos 2\alpha + \sin^2 \alpha \sin^2 \phi] - \frac{1}{2} \sin 2\theta \sin 2\alpha \cos \phi \right\} - MH [\cos \theta \cos \theta_H + \sin \theta \sin \theta_H \cos(\phi - \psi)] - 2\pi M^2 \sin^2 \theta \quad (2.25)$$

Desenvolvendo as derivadas parciais de segunda ordem em relação as coordenadas angulares θ e ϕ , usando a condição de equilíbrio estático:

$$\frac{\partial E}{\partial \theta} = \frac{\partial E}{\partial \phi} = 0 \quad \text{e } \phi = \pi/2 \quad (2.26)$$

Obtém-se a equação de equilíbrio da magnetização:

$$MH \sin(\theta - \theta_H) = (2\pi M^2 - K) \sin 2\theta \quad (2.27)$$

Substituindo o valor da energia total na Eq.2.18 da frequência de ressonância encontrada por Smit and Beljers[91], chega-se à condição de ressonância no plano do filme, dada pelas coordenadas da Figura 2.10 usando $\theta=\pi/2$ e $\Psi=\phi$, isto é:

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = \left[\left(\frac{2K}{M}\right) \cos 2\psi \sin^2 \alpha + H \right] \times \left[H - \left(\frac{2K}{M}\right) (\cos 2\alpha + \sin^2 \alpha \cdot \sin^2 \psi) + 4\pi M \right] - \left(\frac{2K}{M}\right)^2 \frac{\sin^2(2\alpha) \sin^2 \psi}{4} \quad (2.28)$$

Para a geometria paralela

Obtém-se a frequência de ressonância no caso em que campo magnético aplicado é paralelo ao plano do filme. Se o campo magnético aplicado é paralelo o plano do filme então a magnetização também deve estar sobre o plano do filme, dessa forma:

$$\theta = \theta_H = \frac{\pi}{2}, \psi = \frac{\pi}{2} \quad e \quad \alpha = 0 \Rightarrow H = H_{\parallel} \quad (2.29)$$

Tem-se:

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = H_{\parallel} \left[H_{\parallel} + 4\pi M - \frac{2K}{M} \right] \quad (2.30)$$

Substituindo os valores da anisotropia perpendicular H_K e da magnetização efetiva M_{ef} :

$$H_K = 2K / M \quad e \quad 4\pi M_{ef} = 4\pi M - H_K \quad (2.31)$$

Obtém-se

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = H_{\parallel} \left[H_{\parallel} + 4\pi M_{ef} \right] \quad (2.32)$$

Embora a expressão de Smit and Beljers[91] seja muito útil para encontrar a frequência de ressonância quando o campo magnético aplicado \mathbf{H}_0 é paralelo ao plano do filme, esta relação não é apropriada quando \mathbf{H}_0 é perpendicular ao filme, já que a relação fica indeterminada quando $\theta=0$.

Num trabalho posterior feito por Baselgia [92] foi encontrada uma expressão que facilmente é reduzida à de Smit and Beljers para o caso de \mathbf{H}_0 paralela. Esta expressão é dada por:

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = \frac{1}{M^2} \left[E_{\theta\theta} \left(\frac{E_{\phi\phi}}{\sin^2 \theta} + \frac{\cos \theta}{\sin \theta} E_{\theta} \right) - \left(\frac{E_{\theta\phi}}{\sin \theta} - \frac{\cos \theta}{\sin \theta} \frac{E_{\phi}}{\sin \theta} \right)^2 \right] \quad (2.33)$$

Utilizando-se esta relação, pode-se obter a condição de ressonância correspondente, no caso do campo magnético aplicado \mathbf{H}_0 perpendicular ao plano do filme:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = & \left[\left(\frac{2K}{M} \right) \cos 2(\theta - \alpha) + H \cos(\theta_H - \theta) - 4\pi M \cos 2\theta \right] \times \\ & \times \left[\left(\frac{2K}{M} \right) (\sin^2 \alpha + \cos \theta \cos(\theta - \alpha)) + H \cos(\theta_H - \theta) - 4\pi M \cos^2 \theta \right] \end{aligned} \quad (2.34)$$

Para a geometria perpendicular

Obtém-se a frequência de ressonância no caso em que campo magnético aplicado é perpendicular ao plano do filme, dessa forma :

$$\theta = \theta_H = 0, \psi = \frac{\pi}{2} \quad e \quad \alpha = 0 \Rightarrow H = H_{\perp} \quad (2.35)$$

Tem-se:

$$\frac{\omega}{\gamma} = H_{\perp} + \frac{2K}{M} - 4\pi M \quad (2.36)$$

Substituindo os valores da anisotropia perpendicular H_k e da magnetização efetiva M_{ef} , obtém-se:

$$\frac{\omega}{\gamma} = H_{\perp} - 4\pi M_{ef} \quad (2.37)$$

As relações 2.32 e 2.37 são básicas na teoria da ressonância ferromagnética [93-95].

As medidas dos campos de ressonância ferromagnética nas geometrias paralela e perpendicular permitem determinar $4\pi M_{ef}$, igualando ambas as equações de $\frac{\omega}{\gamma}$:

$$4\pi M_{ef} = H_{\perp} + \frac{1}{2} H_{\parallel} - \left[H_{\parallel} \left(H_{\perp} + \frac{5}{4} H_{\parallel} \right) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2.38)$$

2.3.2 --Anisotropia Magnética em Filmes Finos Magnéticos

A anisotropia magnética (AM) é um dos fenômenos básicos presente em todos os materiais ferromagnéticos. Esta propriedade é a mais importante nos filmes magnéticos, quando se discute sua aplicação tecnológica. A anisotropia magnética tem sua origem na interação de spins (interação dipolar) e no movimento dos elétrons (interação *spin*-órbita). A energia necessária para vencer o acoplamento spin-órbita, girando o sistema de *spins* de um domínio fora da direção fácil de magnetização é chamada de energia de anisotropia magnética. Para o caso de filmes a anisotropia magnética é representada em uma descrição uniaxial, definida a partir do ângulo do vetor magnetização com a direção de fácil magnetização, dada pela equação da energia livre:

$$E = -K \cos^2 \theta \quad (2.39)$$

onde K é uma constante que determina a intensidade da anisotropia e θ é o ângulo entre a magnetização e a normal ao plano do filme. A constante de anisotropia K inclui todas as contribuições de várias fontes e é algumas vezes considerada como a constante de anisotropia efetiva (K_{ef}).

A energia livre total do sistema é obtida considerando-se a interação do material com o campo externo aplicado (\mathbf{H}_0), energia de Zeeman, a qual depende da direção da magnetização em relação a \mathbf{H}_0 , e a energia de anisotropia que depende da orientação da magnetização em relação a um sistema de coordenadas escolhido no material.

Em filmes finos, as contribuições para a anisotropia total vêm de vários tipos de anisotropia magnética, a saber:

i) Anisotropia de Forma, também conhecida como Energia Desmagnetizante ou ainda, Energia Magnetostática;

A forma da amostra dá origem a uma anisotropia magnética, chamada anisotropia de forma. A magnetização será mais fácil ao longo do eixo maior. Esta propriedade está diretamente relacionada ao campo desmagnetizante anisotrópico ($H_d = N_d M$, onde N_d é o fator de desmagnetização) da amostra, que é maior ao longo do eixo mais curto. No caso de filmes magnéticos, tem-se $N_d = 0$ no plano do filme, e $N_d = 4\pi$ na direção perpendicular ao plano do filme [96]. A presença de alguma anisotropia magnética perpendicular pode ser determinada fenomenologicamente pela seguinte equação:

$$H_K = 4\pi M_S - 4\pi M_{ef} \quad (2.40)$$

onde $4\pi M_{ef}$ é o campo de desmagnetização efetivo e M_S a magnetização de saturação.

ii) Anisotropia Magnetocristalina;

Os momentos magnéticos de *spin* sentem a simetria da rede cristalina, conhecida também como anisotropia cristalina. Uma descrição fenomenológica desta propriedade permite encontrar o valor das constantes de anisotropia. Para um cristal uniaxial, temos a seguinte expressão:

$$H_{Kef} = \frac{2K_{ef}}{M} = -4\pi M_{ef} \quad (2.41)$$

onde H_{Kef} é o campo efetivo de anisotropia magnética.

iii) Anisotropia Magnetoelástica ou Magnetostricção.

Ao se aplicar uma tensão mecânica sobre um material ferromagnético, as paredes de domínio se movimentam e modificam a direção da magnetização, criando um eixo fácil. Assim a anisotropia magnética é alterada, fenômeno chamado de anisotropia magnetoelástica [97]. Pode também ocorrer quando as dimensões do material ferromagnético são alteradas em decorrência da ação de um campo magnético externo aplicado, o qual também muda a direção da magnetização, fenômeno chamado de

magnetostricção.

A energia por unidade de volume associada a este efeito em um meio elasticamente isotrópico é dada pela equação:

$$E_{me} = \frac{3}{2} \lambda_s \sigma \cos^2 \theta \quad (2.42)$$

onde $\sigma = Y\varepsilon$ é a tensão isotrópica no plano do filme, Y é o módulo elástico, λ_s é a constante isotrópica de magnetostricção de saturação e θ é o ângulo entre a magnetização e a direção da tensão uniforme. O eixo ao longo do qual a tensão está atuando será um eixo de fácil magnetização se $\lambda_s \sigma > 0$ (o eixo fácil é definido com sendo a direção na qual os momentos magnéticos (μ) se alinham mesmo na ausência de campo magnético externo aplicado), e de difícil magnetização se $\lambda_s \sigma < 0$. O plano normal à tensão é o de fácil magnetização.

iv) Anisotropia Induzida

Um processo físico atuando sobre a amostra induz uma anisotropia. Um campo magnético aplicado durante o crescimento, por exemplo, faz com que os domínios magnéticos sejam orientados na mesma direção do campo aplicado.

Em filmes finos há ainda que se considerar a anisotropia magnética de superfície, também conhecida como anisotropia magnética de interface no caso de multicamadas magnéticas. A anisotropia magnética de superfície foi proposta por Néel [98] utilizando o modelo de interação de pares de van Vleck [99], para determinar a anisotropia magnetocristalina de um material massivo, e a anisotropia de átomos na superfície desse material. Considerando as interações dipolar e spin-órbitas de um átomo com seu vizinhos, quando localizado internamente ou na superfície do material, Néel encontrou uma diferença de energia nos dois casos, devido à diferença de simetria local, a qual chamou de anisotropia de superfície.

A anisotropia magnética superficial das multicamadas é deduzida através da dependência da anisotropia perpendicular com as espessuras das camadas magnéticas, de acordo com estudos anteriores realizados por Zhang [100], Gradmann [34] e Rado [101]. Neste caso, a anisotropia superficial deverá realçar essencialmente a energia de primeira-ordem da anisotropia K_1 . Então, o campo de anisotropia perpendicular (excluindo o termo de desmagnetização) [100, 101] pode ser escrito como:

$$H_k = H_U + 2H_S / t_{py} \quad (2.43)$$

ou

$$H_k = 4\pi M_S - 4\pi M_{ef} = H_U + 2H_S / t_{py} \quad (2.44)$$

O campo de anisotropia perpendicular $H_K = 2K_1 / M_S$ inclui dois termos: uma anisotropia de volume $H_U = 2K_U / M_S$ e uma anisotropia superficial-induzida $H_S = 2K_S / M_S$.

Quando a energia de desmagnetização é incluída [102], a Equação 2.44 pode ser escrita como:

$$K_{ef} = K_V + \frac{2K_S}{t} \text{ ou } K_{ef} \cdot t = t K_V + 2 K_S \quad (2.45)$$

onde

$$K_V = K_U - 2\pi M_S^2, \quad K_{ef} = K_1 - 2\pi M_S^2 \quad (2.46)$$

K_{ef} , K_V e K_S são respectivamente as energias de anisotropia perpendicular efetiva, de volume (contém as contribuições: volumétrica, da energia desmagnetizante devida a forma do filme; anisotropia magnetocristalina; anisotropia magnetoelástica ou stress) e de superfície. Sendo t a espessura da camada magnética separada por duas interfaces iguais. O fator 2 deve-se à existência duas superfícies por camada magnética.

Em multicamadas magnéticas, $K_V < 0$ favorece um eixo fácil para a magnetização no plano do filme, porque a energia desmagnetizante predomina sobre as energias magnetocristalina e magnetoelástica. $K_V > 0$ implica em um eixo fácil de magnetização perpendicular ao plano do filme.

Na Figura 2.11 é mostrado o produto de $K_{ef} \cdot t$ versus t , de onde se obtêm os valores experimentais de K_V e K_S . Do ajuste linear é obtido o coeficiente angular da reta que fornece a contribuição de volume K_V , e do coeficiente linear, a contribuição de superfície ou interface. Observa-se que a contribuição da interface aumenta à medida que a espessura da camada magnética diminui. Abaixo de uma espessura crítica (t_c), pode ocorrer uma mudança no sinal de K_{ef} e, conseqüentemente, na direção do eixo fácil de magnetização. Esta descoberta estimulou diversos estudos em anisotropia perpendicular de filmes finos [103-107] indispensável em gravações magneto-ópticas.

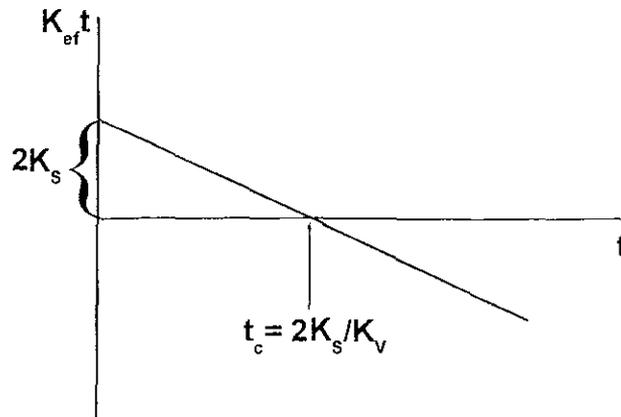


Figura 2.11: - Gráfico do produto $K_{ef}t$ versus t

A Eq. 2.43, embora seja freqüentemente usada para a análise da anisotropia magnética em filmes finos, só é válida dentro de certos limites, quando a espessura da camada magnética comporta-se como uma única entidade magnética, de forma que os seus momentos magnéticos estejam alinhados. Isto é válido quando a camada for mais fina que o comprimento de troca (*exchange*).

A anisotropia magnética efetiva pode ser obtida utilizando-se as técnicas de medidas magnética que discriminam as direções paralela e perpendicular ao plano do filme como: ressonância ferromagnética (RFM), magnetometria de amostra vibrante (MAV), magnetometria de força de gradiente alternado (AGM), e magnetometria de dispositivo supercondutor de interferência quântica (SQUID), magnetometria de pêndulo e balança de Faraday, magnetometria de torque, efeito Kerr magneto-óptico (MOKE), e espalhamento de luz Brillouin.

Todas as contribuições relatadas anteriormente fornecem uma descrição detalhada dos efeitos da anisotropia magnética em filmes magnéticos e sua relação com outros fenômenos, por exemplo, o surgimento de ondas de *spin* de modo volumétrico e superficial.

2.3.3 - Ressonância de Ondas de *Spin*

Ondas de *spin* são excitações no sistema de *spins* que ocorrem quando os *spins* eletrônicos precessionam em torno da direção de um campo magnético externo aplicado, defasados entre si de um certo ângulo, ou seja, a direção dos *spins* varia, implicando em uma dependência espacial da magnetização [108].

Nos materiais ferromagnéticos, a excitação dos *spins* ocasiona um movimento de precessão uniforme, onde todos os *spins* estão paralelamente orientados e desenvolvendo

uma precessão em fase, conforme representado na Figura-2.12 (a). É possível também, em determinadas condições, excitações do sistema de *spins* de forma que o movimento de precessão de *spins* vizinhos sejam descritos por uma diferença de fase constante, conforme representado na Figura-2.12 (b). Estas excitações são chamadas de ondas de *spin* e em filmes finos ferromagnéticos, as ondas de *spin* podem propagar-se na forma de ondas estacionárias perpendiculares ao plano do filme. Os momentos dos *spins* vizinhos oscilam com diferentes inclinações transversais, de modo que o *spins* não estão mais orientados paralelamente.

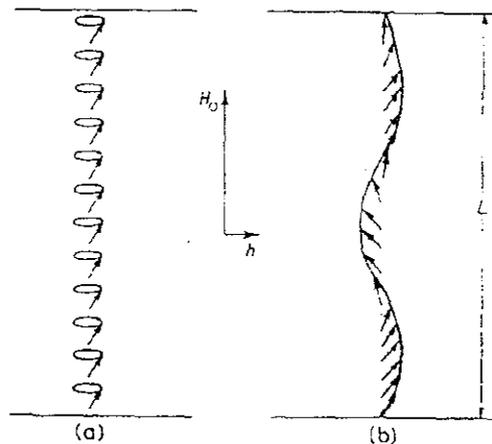


Figura 2.12– Excitação do modo de precessão uniforme dos spins ($\lambda=\infty$, $k=0$), em torno de \mathbf{H}_0 , (a) na presença do campo de alta frequência $\mathbf{h}(t)$ e (b) excitação de ondas de spins estacionárias ($L=3\lambda/2$, $k=3\pi/L$) [85].

As ondas de *spin* podem ser excitadas de duas maneiras diferentes: i) quando a distribuição de campo de alta frequência $\mathbf{h}(t)$ não é uniforme em todo material, devido ao efeito de *skin depth* (profundidade de penetração dos elétrons [109], implicando que a espessura do filme deve ser maior que a espessura de penetração de microondas e ii) quando forças causadas por uma forte anisotropia de superfície age sobre a magnetização na superfície da amostra causando um travamento na direção da magnetização dos *spins* dos elétrons da superfície (efeito conhecido como *pinning* nos *spins*) de forma que a amplitude de oscilação da magnetização neste ponto seja nula [93, 110].

Nos dois casos, a onda de *spin* é causada pela interação de troca entre os *spins* e a energia desta interação, que é dada pelo modelo de Heisenberg:

$$E = - 2J \mathbf{S}_1 \bullet \mathbf{S}_2 \quad (2.47)$$

onde J é a integral de troca, e S são os *spins* eletrônicos.

A equação de movimento da magnetização deve incluir um campo de troca dependente da variação espacial da magnetização, dado por [111, 112]:

$$\bar{H} = \frac{2A}{M^2} \nabla^2 \bar{M} \quad (2.48)$$

onde $A = 2JS^2/a$ é a constante de troca, J é a integral de troca, S é o *spin* eletrônico e a é a constante de rede.

É possível excitar modos de ondas de *spin* por meio de um campo de rádio frequência uniforme em um filme fino, dependendo do grau de *pinning* dos *spins*. A noção de *pinning* foi primeiramente introduzida por Kittel e descreve a tendência dos *spins* em acompanhar a direção da magnetização [113]

A situação de *pinning* (travamento na direção da magnetização) ou *unpinning* (o não travamento na direção da magnetização) pode ser extraído de um espectro de FMR nos casos em que ocorre:

- i) somente modos volumétricos ímpares: ondas simétricas indicando *pinning* completo nas duas superfícies[93];
- ii) somente modos volumétricos pares: ondas anti-simétricas indicando *pinning* completo nas duas superfícies [114];
- iii) modos pares e ímpares: *pinning* assimétrico [115, 116]:
 - a) modos ímpares maiores que os pares indicando *pinning* ou *unpinning* nas duas superfícies;
 - b) modos pares maiores que os ímpares indicando *unpinning* em ambas as superfícies.

Várias informações em ferromagnetismo podem ser obtidas observando-se o espectro de ressonância de ondas de *spin* (SWR- Spin Wave Resonance) em filmes finos, por exemplo a constante de troca, a magnetização e o tempo de relaxação de ondas de *spin*.

A relação de dispersão para ondas de *spin* em um filme fino é dada pela condição de ressonância incluindo os modos de onda de *spin*, a partir da equação de movimento da magnetização (Eq. 2.12), dada por [117]:

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = \left[H_n \cos(\theta - \beta) - 4\pi M_s \cos^2 \theta + \frac{2A}{M} k_n^2 \right] \times \left[H_n \cos(\theta - \beta) + 4\pi M_s \cos 2\theta + \frac{2A}{M} k_n^2 \right] \quad (2.59)$$

onde:

β é o ângulo entre a direção do campo magnético externo e a normal ao plano do filme.

θ é o ângulo entre a magnetização e a normal ao plano do filme

k é a constante de propagação da onda de *spin* (vetor de onda) e

A é a constante de troca.

O espectro observado de ressonância de ondas de *spin* permite a determinação do valor da constante de troca A do filme. Para um campo magnético externo estático e perpendicular ao plano do filme ($\theta = \beta = 0$), quando os *spins* estão completamente *pinned* [118], a relação de dispersão das ondas de *spin* é dada por:

$$\frac{\omega}{\gamma} = H_{\perp} - 4\pi M_S + \frac{2A}{M} k^2 \quad (2.50)$$

sendo $k = n\pi/t$, onde n é o número inteiro ímpar e t a espessura do filme.

A uma frequência fixa ω , a separação entre os modos de ressonância de ondas de *spin* $i(n_i)$ e $j(n_j)$, observados no espectro de ressonância, é dada por:

$$H_i - H_j = \frac{2A}{M} \left(\frac{\pi}{t} \right)^2 (n_j^2 - n_i^2) \quad (2.51)$$

Esta equação só pode ser usada se os *spins* eletrônicos da superfície estiverem completamente *pinned*. O gráfico de H_{res} versus n^2 permite determinar a constante de troca A , desde que o valor de n correspondente a cada modo de ressonância de onda de *spin* [119], seja conhecido. Os modos de ressonância de ondas de *spin* devem ser numerados de maneira que A tenha um valor constante.

Um espectro de ressonância de ondas de spins também fornece informações sobre o *pinning* dos *spins* eletrônicos na superfície da camada magnética, podendo ajudar a caracterizar as interfaces em um filme de multicamadas magnética [118]. A presença de modos volumétricos de ondas de *spins*, pares e ímpares, em filmes finos implica que o *pinning* dos *spins* eletrônicos das duas superfícies são assimétricos. A diferença de intensidade relativa entre os modos pares e ímpares indica que há *pinning* em uma superfície e *unpinning* na outra.

2.3.4 - Modos Superficiais de Ondas de Spin

A excitação do modo de ressonância superficial de ondas de *spin* aparece em valores de campo de ressonância superiores aos valores de campo do modo principal de ressonância. Isto ocorre quando o quadrado da constante de onda de *spin* k^2 , que aparece na relação de dispersão, apresenta valores negativos, correspondendo ao modo de superfície [120].

A relação entre campo de ressonância do modo uniforme H , campo de ressonância do modo de ressonância de ondas de *spin* de superfície H_S , magnetização de saturação M_S ,

constante de troca A , anisotropia de superfície K_s , variação da magnetização de saturação ao longo da normal ao plano do filme $\partial_n M_s$, e em função da orientação β do campo magnético externo e da orientação θ da magnetização, é dada por:

$$(H_s - H) \cos(\theta - \beta)^{1/2} = \left(\frac{2}{AM_s} \right)^{1/2} |K_s| \left(\cos 2\theta - \frac{A}{K_s} \frac{\partial_n M_s}{M_s} \right) \quad (2.52)$$

Baseando no modelo da inhomogeneidade da superfície da camada magnética [Portis 118] com energia de anisotropia de superfície uniaxial, pode-se considerar a dependência linear de $(H_s - H) \cos(\theta - \beta)^{1/2}$ versus $\cos 2\theta$. Da declividade da reta obtém-se o valor da constante de anisotropia superficial K_s e pode-se calcular a constante de troca A , e a magnetização saturação M_s [121].

A situação de *unpinning* (o não travamento na direção da magnetização) pode ser extraída de um espectro de FMR nos seguintes casos [116, 118]:

- i) onda superficial indicando *unpinning* em pelo menos uma superfície;
- ii) ondas superficiais indicando *unpinning* nas duas superfícies.

CAPÍTULO 3

PARTE EXPERIMENTAL

3.1- Método de Produção das Multicamadas Magnéticas

No Laboratório de Filmes Finos do CBPF-RJ, foram produzidas multicamadas magnéticas, através da técnica de *Magnetron Sputtering DC e RF*. O sistema de produção de filmes por sputtering foi desenvolvido pelo Eng^o Alexandre Mello, com base no equipamento do laboratório do prof. Ivan Schüller em parceria com a empresa *AJA International – USA*, que construiu a câmara de vácuo e montou o sistema.

Para a instalação do sistema de *Magnetron Sputtering*, foi necessário projetar e montar um novo laboratório com infraestrutura elétrica, hidráulica, gases especiais, controle da qualidade do ar, piso antiestático e capelas de fluxo laminar [122].

3.1.1- Sistema *Magnetron Sputtering*

O sistema modular de deposição ATC-2400 da AJA, esquematizado na Figura 4.1, é extremamente versátil, permitindo diversas configurações de operação para atender às mais variadas aplicações de preparação de filmes finos em forma de multicamadas e ligas. Este equipamento utiliza a técnica de pulverização catódica conhecida como *Magnetron Sputtering*. Existem dois modos de operação: *DC (direct current)* e *RF (radio frequency)*. A operação no modo *DC* é geralmente usada para materiais metálicos, enquanto a *RF* é, basicamente, para materiais isolantes. Em sua câmara principal cilíndrica (*Main Chamber*), de 75 cm de diâmetro por 35 cm de altura, encontram-se dispostas circularmente quatro fontes *Magnetron*. Duas destas fontes são para alvos de materiais metálicos magnéticos (MMM), com 5 cm de diâmetro, e as outras duas são para alvos de materiais metálicos não magnéticos (MNM) ou isolantes, com 3 cm de diâmetro. A operação pode ser feita seqüencialmente com até quatro alvos ou simultaneamente com dois alvos (co-deposição).

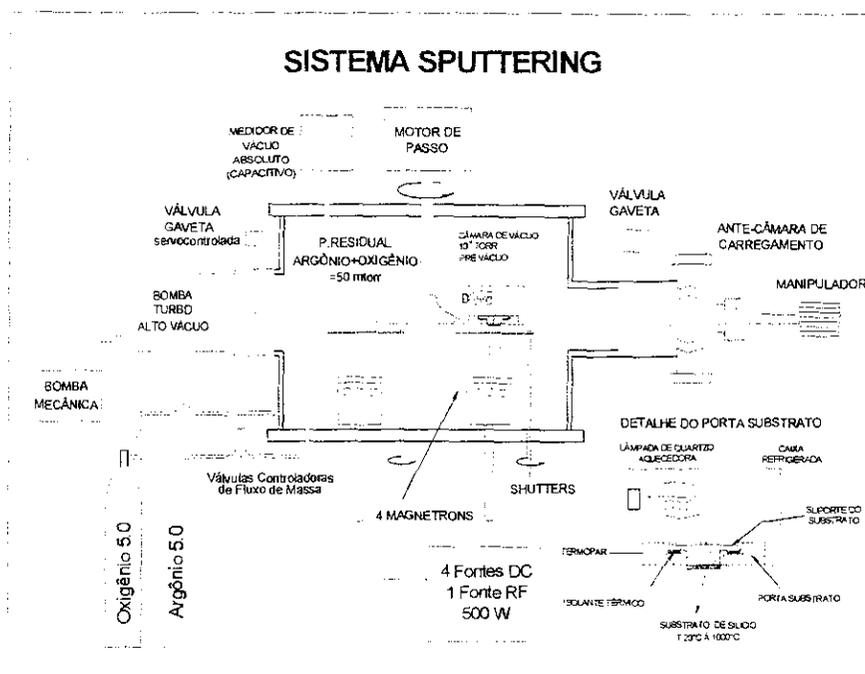


Figura 3.1 - Esquema do sistema Magnetron Sputtering do laboratório de filmes finos do CBPF.

As fontes foram projetadas para permitir diversos arranjos dos ímãs da base do *Magnetron*, produzindo várias configurações de linhas de campos magnéticos e gerando, de acordo com o tipo, tamanho e espessura do alvo, diferentes perfis de erosão. A consequência principal desta versatilidade é o confinamento diferenciado do plasma, otimizando o consumo do alvo com o aumento de vida útil. O sistema *Sputtering* do CBPF, por ser do tipo *Magnetron* e ter o substrato fixo durante a deposição, leva à produção de camadas magnéticas que apresentam certa anisotropia magnética, oriunda do processo de deposição. Os campos, criados pelos ímãs dos *magnetrons* são relativamente baixos, da ordem de 5 Oe, a uma distância entre o topo da fonte e a face do substrato (onde ocorre a deposição) de 10,3 cm (distância usada para a deposição dos nossos filmes), mas geram uma certa anisotropia conforme constatado em algumas amostras (por exemplo amostras com efeito de *exchange bias*).

Uma das características mais importantes deste sistema é a possibilidade de operar em regime de pressões mais baixas do que aquelas normalmente utilizadas nos sistemas do tipo diodo ou triodo. Este procedimento favorece um crescimento dos filmes com uma menor densidade de defeitos e impurezas, provenientes do gás residual utilizado para manter o plasma e fazer a pulverização catódica. Além disso, o plasma fica confinado próximo ao alvo, permitindo taxas de deposição de 0,6 Å/s a 3,0 Å/s.

O sistema *Magnetron Sputtering* possui uma antecâmara (*Loadlock*) acoplada à câmara principal (*Main Chamber*) por uma válvula manual de ultra alto vácuo. A função da antecâmara é permitir a colocação ou a retirada dos porta-substratos na câmara principal sem quebrar o vácuo, aumentando ainda mais a versatilidade deste sistema.

Dois manipuladores são utilizados para a movimentação dos substratos. O primeiro serve para transferir o porta-substrato da antecâmara para a câmara principal e vice-versa. O segundo tem a função de movimentar o porta-substrato dentro da câmara principal, possibilitando a deposição de até seis filmes com as mesmas condições de preparação.

Os porta-substratos encontram-se apoiados sobre uma base rotatória movida por um motor de passo *SLO-SYN*, modelo M091-PD-8109, controlado por computador. O substrato sobre o qual ocorre a deposição fica na caixa de deposição, enquanto que os outros cinco ficam fora da caixa, dentro dos encaixes da base rotatória (total de seis) com as faces para cima, de modo a evitar a contaminação durante a evaporação. Uma das posições fica sempre vazia para a troca dos filmes. A caixa onde se coloca o porta-substrato para a deposição possui um sistema de refrigeração com água gelada. Existem duas lâmpadas de quartzo conectadas a uma fonte, para deposição a altas temperaturas, de modo que a temperatura do substrato pode ser variada de 5 °C a 1000 °C. Através de um controlador, a temperatura do substrato pode ser fixada para eventuais tratamentos térmicos, depósitos ou limpeza de substratos.

No momento da deposição, para manter isolados entre si os plasmas que envolvem cada alvo, são utilizadas chaminés metálicas com obturadores circulares (*shutters*) nos seus topos. Os obturadores servem para bloquear, quando desejado, a passagem do fluxo de partículas atômicas provenientes dos alvos, em direção à caixa contendo o substrato.

Um programa de computador, elaborado pelo Eng^o Eduardo Shigueo, controla simultaneamente o posicionamento dos porta-substratos, a seqüência de deposições, o tempo de deposição e o acionamento de abertura e fechamento dos obturadores do *magnetron*. As seqüências de crescimento das camadas podem ser programadas conhecendo-se as taxas de deposição de cada alvo.

O controle da pressão de trabalho de argônio (P_t) e o acionamento do plasma ainda são manuais. Obtém-se o controle da pressão do gás através de um controlador de pressão da VAT, modelo PM5, o qual regula a abertura de uma válvula tipo gaveta servo modelo GV-4000M, que estabiliza a pressão pré-fixada P_t (pressão de trabalho). Este controlador possui um sistema de realimentação (*feedback*) para variar continuamente a abertura da válvula gaveta, o que evita variações de pressão. O sensor de pressão é do tipo capacitivo, da MKS

Instruments Inc, Modelo 127AA-00001C. O fluxo de massa de gás é regulado através de um controlador de fluxo, modelo MKS 247C. A admissão dos gases é feita por duas vias: diretamente nos alvos através da entrada que passa por baixo da fonte, ou pela entrada lateral da câmara de deposição. O sistema possui dois desses controladores, permitindo o controle simultâneo do fluxo de dois gases diferentes, como o argônio ultrapuro (Ar) e o oxigênio (O₂), que podem ser misturados ao entrar na câmara principal, tanto no centro da câmara como na posição dos alvos. Uma das possibilidades do uso deste acessório é o *sputtering* reativo, ou seja, *sputtering* com uma pressão parcial de argônio e oxigênio, que permite obter diferentes estequiometrias de óxidos, a partir de alvos de elementos puros. No caso dos controladores de fluxo apresentarem problemas, o sistema permite também trabalhar com válvulas manuais Granville Phillips, do tipo agulha para o controle dos fluxos dos gases.

A câmara principal possui uma bomba primária ALCATEL e uma bomba Turbo-Drag Molecular da Balzers, modelo TMU 520, com capacidade de bombeamento de 520 l/s. O sensor de alto vácuo é um tubo de ionização, modelo 274 da Granville-Phillip. Após aquecimento da câmara (*baking*) pode-se alcançar um vácuo da ordem de 2.0×10^{-8} Torr.

A antecâmara possui uma bomba primária ALCATEL e uma turbo-Drag Molecular, modelo TMU 065, com capacidade de 56 l/s. O sensor de vácuo é do tipo Pirani da Balzers, modelo PKR 250 e o vácuo alcançado é de 1.5×10^{-7} Torr. A antecâmara também possui uma janela de berílio e um flange para a instalação de um detector, o que futuramente permitirá a instalação da técnica de espectroscopia de elétrons de conversão (CEMS) *in situ*.

Além das fontes de *sputtering*, o sistema contém uma célula de Knudsen, com uma fonte Sorensen DCS 60-18, com 1100 W de potência e um controlador de temperatura Eurotherm 902, possibilitando a deposição de materiais específicos, como por exemplo, ferro enriquecido com o isótopo ⁵⁷Fe para análise por Espectroscopia Mössbauer.

3.1.2- Procedimentos de Preparação e Limpeza

Para a manipulação dos substratos, dos portas-substratos e das peças do magnetron, existem no Laboratório de Filmes Finos os seguintes equipamentos: dois compartimentos especiais da TROX (modelo FLV, com ventilação, iluminação e lâmpadas germicidas), dois equipamentos de ultra-som (sendo um da UNIQUE, modelo USC-700 e outro da INPEC, modelo Ga 450), uma capela com exaustor para tratamento químico, duas estufas para esterilização da FAMO (modelo FIC) e um injetor de ar ionizado para secagem, da EXAJR (modelo 7901-H).

I- Dos substratos:

São utilizados substratos com superfícies polidas, em dupla face, de silício em óxido nativo (SiO_2), com as seguintes especificações: marca-KDB-75, tipo de condutividade-p, resistividade - 7,5 Ohm-cm, superfície orientada - SiO_2 (100), espessura - 460 μm e diâmetro - 10cm. Os substratos são cortados com serra de diamante, em tamanhos pré-determinados de 10 x 12 mm. Para a limpeza dos substratos foi utilizada uma rotina desenvolvida no próprio laboratório.

II- Das peças internas à câmara principal (*Main Chamber*):

Utiliza-se o seguinte procedimento para efetuar a limpeza dos porta-substratos, limpeza de chaminés e obturadores:

Primeira etapa:

- 1) Porta-substrato: após um determinado tempo de uso, há necessidade de remoção dos resíduos depositados na superfície dos porta-substratos. Realiza-se a limpeza com o auxílio de uma lixa d'água nº 500;
- 2) Chaminés e obturadores: estas peças necessitam limpeza mais freqüente do que os porta-substratos, pois o depósito do material nas paredes pode gerar resíduos, que ao se desprenderem das bordas podem causar curto-circuito nas fontes (*magnetron*). A limpeza destas partes deve ser cuidadosa e feita através do jateamento com microesferas de silício, até que suas superfícies fiquem livres dos resíduos dos materiais depositados. Este processo é realizado na oficina mecânica do CBPF. Na impossibilidade do processo de jateamento, os resíduos são removidos pelo mesmo procedimento utilizado nos porta-substratos, mas agora com a ajuda de um torno mecânico, na oficina dos laboratórios.

Segunda etapa:

O material abrasivo utilizado na primeira etapa deve ser removido, colocando-se as peças dentro de um recipiente grande contendo água e detergente e submetendo ao ultrassom por 90 minutos. Após esta etapa, as peças são limpas com o auxílio de uma esponja (*Scott-Bright*) embebida em sabão Extran. Neste momento, faz-se a rinsagem com água deionizada e secagem das peças com jatos de ar ionizado comprimido. Manipulam-se as peças com o uso de luvas, e todo o resíduo é retirado com auxílio de papel-toalha, embebido em álcool isopropílico e em acetona (P. A). Finalmente, as peças são colocadas

Após a introdução de todos os substratos e o posicionamento da caixa no ponto zero (o zero do sistema giratório dos porta-substratos), o sistema automático do controlador do motor de passo é acionado. Também por controle automático fixa-se a distância de 10,3 cm entre o porta-substrato e topo da chaminé dos alvos (parte mais alta da Figura 3.2). Esta distância foi determinada em função da performance da fonte do *Magnetron* (Homogeneidade versus Taxa de Deposição-manual da AJA Internacional, 1997).

Para proceder à deposição é necessário injetar e controlar o gás de trabalho no interior da câmara principal. A pressão de trabalho é mantida constante no interior da câmara principal durante a deposição, através do controlador de pressão da VAT. Um outro fator relevante a ser considerado é a pressão de base (antes da injeção de Argônio-UP): dependendo do tipo de material do alvo, pode-se gerar uma mudança significativa da rugosidade nas interfaces, influenciando na qualidade do empilhamento artificial das multicamadas produzidas. Esta rugosidade deve estar relacionada à presença de uma grande quantidade de gás residual antes do bombeamento.

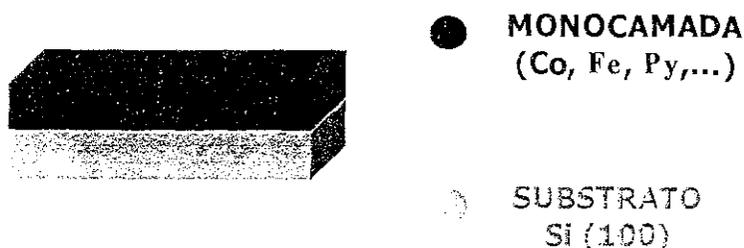
As fontes (*Magnetron*) são acionadas por DC ou RF, com as respectivas potências, mantendo-se o fluxo de corrente fixo. Neste caso, é aplicado um potencial negativo sobre os alvos. O modo DC foi utilizado para quase todos os alvos, com exceção do alvo de $Ni_{81}Fe_{19}$ (*permalloy* (Py)), que foi operado em RF para obter uma baixa taxa de deposição, visando uma redução da rugosidade na interface [123].

Através do computador são programadas as especificações das acelerações angulares, as velocidades de rotação, a abertura e o fechamento dos obturadores, o tempo de deposição, a definição de ciclos de deposição, a camada inicial (*buffer*) e a camada de revestimento e proteção (*capping layer*) desejados para cada sistema. Durante a deposição a temperatura dos substratos foi mantida em 300 K.

3.1.3.1- Monocamadas e taxas de deposição

Com o intuito de determinar a taxa de deposição de cada alvo utilizado na preparação dos sistemas estudados, são preparadas monocamadas dos elementos dos alvos, conforme esquema da Figura 3.3. As taxas de deposição são determinadas através da análise do espaçamento das franjas de Kiessig [124], obtidas através das medidas de reflectividade de raios X (em baixos ângulos) dos filmes finos sob a forma de monocamadas. É bom ressaltar que a cada vinte amostras preparadas no *Magnetron*

Sputtering com um dado alvo, é feita uma nova calibração para a verificação da constância no valor da taxa de deposição de cada alvo utilizado.



Calibração

• **Determinação das taxas de deposição dos alvos :**

{Cu, Fe, Co, (Co +⁵⁷ Fe), Py (NiFe), Zr , WTi e Cr}

• **Tempo de deposição pré-estabelecido.**

• **Cálculo da espessura (t) por reflectividade (DRX, em baixos ângulos), espaçamento das franjas de Kiessig.**

Figura 3.3 – Esquema de monocamada para calibração das taxas de deposições.

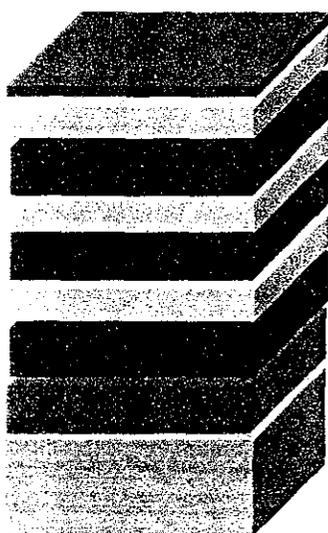
3.1.3.2- Multicamadas

Os filmes finos foram depositados em forma de multicamadas com um período de composição bem determinado, dando origem a uma estrutura artificial, que lembra um sanduíche, conforme esquema da Figura 3.4. Durante a realização deste trabalho de tese foram produzidas 797 amostras, incluindo as calibrações. Abaixo, é apresentada uma relação dos principais sistemas produzidos neste trabalho, envolvendo metais puros de Cu, Co, Fe, Cr, Zr e as ligas de WTi (W₉₀Ti₁₀) e Py (Ni₈₁Fe₁₉):

1) [Co/Cu]_n, 2) [Py/Cu]_n, 3) [Py/Zr]_n e 4) [Py/WTi]_n

As séries das multicamadas são representadas de acordo com a nomenclatura:

substrato / camada inicial (espessura) / [primeiro elemento da multicamada (espessura) / segundo elemento da multicamada (espessura)] número de repetições / camada protetora (espessura).



- **CAPPING LAYER**
(Co, Cr, Py, Zr e WTi)
- **CAMADA NÃO-MAGNÉTICA**
(Cu, Zr e WTi)
- **CAMADA MAGNÉTICA**
(Co, Fe, Py, ..)
- **BUFFER LAYER**
(Fe, Cr, Py / Cu, Zr e WTi)
- **SUBSTRATO**
(Si, GaAs, SiO₂, MgO)

Figura 3.4 – Esquema de deposição de multicamadas magnéticas.

Em todos os sistemas as camadas foram depositadas à temperatura ambiente, sobre substratos de silício monocristalino com orientação preferencial (100) e cobertura de óxido nativo (SiO₂). Da Tabela 3.1 à Tabela 3.5 estão apresentados as informações importantes sobre a produção dos principais sistemas de multicamadas:

Tabela 3.1- Dados de produção do sistema [Co/Cu]_n-A

Sistema Co/Cu			
Série	[Co(26Å)/Cu(9Å)] ₁₅	[Co(18 Å)/Cu(t _{Cu} Å)] ₁₅	[Co(t _{Co} Å)/Cu(19 Å)] ₁₅
Buffer layer	Fe(82 Å)	Fe(82 Å)	Fe(82 Å)
Capping layer	Co(18 Å)	Co(18 Å)	Co(18 Å)
número de repetições	15	15	15
t (Å) espessura	-	15, 17, 18, 19, 20, 21 e 23	9, 11, 20 e 26
Pressão de base	(4, 5, 6, 7, 9,4, 10, 15, 16 e 54) x 10 ⁻⁸ Torr	1,6 x 10 ⁻⁷ Torr	1,6 x 10 ⁻⁷ Torr
Pressão de trabalho	2 mTorr	2 mTorr	2 mTorr
Potências	P _{Cu} = 20 W, P _{Co} = 69 W e P _{Fe} = 63 W	P _{Cu} = 20 W, P _{Co} = 69 W e P _{Fe} = 63 W	P _{Cu} = 20 W, P _{Co} = 69 W e P _{Fe} = 63 W
Correntes	I _{Cu} = 54 mA, I _{Co} = 198 mA e I _{Fe} = 119 mA	I _{Cu} = 54 mA, I _{Co} = 198 mA e I _{Fe} = 119 mA	I _{Cu} = 54 mA, I _{Co} = 198 mA e I _{Fe} = 119 mA
Taxas de deposição	V _{Cu} = 1,06 Å/s, V _{Co} = 2,1 Å/s e V _{Fe} = 1,65 Å/s	V _{Cu} = 1,06 Å/s, V _{Co} = 2,1 Å/s e V _{Fe} = 1,1 Å/s	V _{Cu} = 1,06 Å/s, V _{Co} = 2,1 Å/s e V _{Fe} = 1,1 Å/s

Tabela 3.2- Dados de produção do sistema [Co/Cu]_n-B

Sistema Co/Cu		
Série	[Co (16 Å)/Cu (t _{Cu} Å)] ₂₅	[Co+ ⁵⁷ Fe(16 Å)/ Cu(t _{Cu} Å)] ₂₅
Buffer layer	Cr (80 Å)	Cr (200 Å)
Capping layer	-	Cr (50 Å)
número de repetições	25	25
t (Å) espessura	8, 8,5, 9, 10, 11, 12, 13 e 16	4, 7, 8, 9, 10, 12, 14, 16, 17, 18, 19, 20 e 21
Pressão de base	9,4 x 10 ⁻⁸ Torr	9,4 x 10 ⁻⁸ Torr
Pressão de trabalho	2 e 5 mTorr	2, 5 e 10 mTorr
Potências	P _{Cu} = 20 W, P _{Co} = 69 W e P _{Cr} = 20 W	P _{Cu} = 20 W, P _{Co} = 69 W e P _{Cr} = 20 W
Correntes	I _{Cu} = 54 mA, I _{Co} = 198 mA e I _{Cr} = 63 mA	I _{Cu} = 54 mA, I _{Co} = 198 mA e I _{Cr} = 63 mA
Taxas de deposição	V _{Cu} = 1,2 Å/s, V _{Co} = 1,08 Å/s e V _{Cr} = 0,47 Å/s	V _{Cu} = 1,1 Å/s, V _{Co} = 2,1 Å/s e V _{Cr} = 0,6 Å/s

Tabela 3.3- Dados de produção do sistema [Py/Cu]_n-A

Sistema Py/Cu		
Série	[Py (t _{Py}) Cu 9 Å)] ₂₀	[Co (3 Å)/ Py(t _{Py}) /Cu(20 Å)] ₂₀
Buffer layer	Py (54 Å)	Py (54 Å)
Capping layer	Py 16 Å)	Py (16 Å)
t (Å) espessura	11, 16, 21,27, 54 e 86	11, 16, 21,27, 54 e 86
Pressão de base	5,0 x 10 ⁻⁸ Torr	9,4 x 10 ⁻⁸ Torr
Pressão de trabalho	2 mTorr	2 mTorr
Potências	P _{Cu} = 20 W P _{Pf} (RF)= 50 W	P _{Cu} = 20 W, P _{Co} = 69 W e P _{Py} = 50 W
Correntes	I _{Cu} = 54 mA	I _{Cu} = 54 mA e I _{Co} = 198 mA
Taxas de deposição	V _{Cu} = 1,2 Å/s e V _{Py} = 1,07 Å/s	V _{Cu} = 1,2 Å/s, V _{Co} = 1,88 Å/s e V _{Py} = 1,07 Å/s

Tabela 3.4- Dados de produção do sistema [Py/Cu]_n-B

Sistema Py/Cu		
Série	[Co(t _{Co})/Py16 Å)/ Cu(t _{Cu} Å)] ₂₀	Fe(3 Å)/ Py(t _{Py}) / Fe(3 Å)/Cu(20 Å)] ₂₀
Buffer layer	Py (54 Å)	Py (54 Å)
Capping layer	Py (16 Å)	Py (16 Å)
t (Å)	1, 2, 3, 4, 5, 6,5 e 7,5	16 e 54
Pressão de base	5,0 x 10 ⁻⁸ Torr	9,4 x 10 ⁻⁸ Torr
Pressão de trabalho	2 mTorr	2 mTorr
Potências	P _{Cu} = 20 W, P _{Co} = 69 W e P _{Py} = 50 W	P _{Cu} = 20 W e P _{Py} = 63 W P _{Pf} (RF)= 50 W
Correntes	I _{Cu} = 54 mA, I _{Co} = 198 mA	I _{Cu} = 54 mA e I _{Fe} = 119 mA
Taxas de deposição	V _{Cu} = 1,2 Å/s, V _{Co} = 1,88 Å/s e V _{Py} = 1,07 Å/s	V _{Cu} = 1,2 Å/s V _{Py} = 1,07 Å/s e V _{Fe} = 1,64 Å/s

Tabela 3.5- Dados de produção do sistema [Py/Zr]_n.

Sistema Py/Zr		
Série	[Py(t _{Py}) Zr(15Å)] _n	[Py(30Å) Zr(t _{Zr})] ₁₅
Buffer layer	Zr(100 Å)	Zr(100 Å)
Capping layer	Zr(50 Å)	Zr(50 Å)
Número de repetições	10, 15, 20 e 25	15
t (Å) espessura	20, 30, 40, 60, 80 e 150	3, 5, 6, 7, 8, 9, 10, 11, 15, 16, 20, 21 e 24
Pressão de base	6,0 x 10 ⁻⁸ Torr	9,4 x 10 ⁻⁸ Torr
Pressão de trabalho	2 mTorr	2 mTorr
Potências	P _{Zr} = 80 W P _{Py} = 80 W	P _{Zr} = 80 W P _{Py} = 80 W
Correntes	I _{Zr} = 215 mA e I _{Py} = 198 mA	I _{Zr} = 238 mA e I _{Py} = 201 mA
Taxas de deposição	V _{Zr} = 2,30 Å/s e V _{Py} = 2,89 Å/s	V _{Zr} = 2,30 Å/s e V _{Py} = 2,89 Å/s

Tabela 3.6- Dados de produção do sistema [Py/WTi]_n.

Sistema Py/ WTi		
Série	[Py(t _{Py}) WTi(20Å)] _n	[Py(40Å) WTi (t _{WTi})] ₁₅
Buffer layer	WTi (100 Å)	WTi (100 Å)
Capping layer	WTi (50 Å)	WTi (50 Å)
número de repetições	15, 20 e 25	15
t (Å) espessura	20, 30, 40, 60, 80 e 100	3, 4, 5, 7, 8, 9, 11, 12, 13, 14, 15, 17, 20, 21, 23, 25, 30, 33 e 35
Pressão de base	6,0 x 10 ⁻⁸ Torr	9,4 x 10 ⁻⁸ Torr
Pressão de trabalho	6 mTorr	6 mTorr
Potências	P _{WTi(RF)} = 15 W e P _{Py} = 80 W	P _{WTi(RF)} = 15 W e P _{Py} = 80 W
Correntes	I _{Py} = 292 mA	I _{Py} = 245 mA
Taxas de deposição	V _{WTi} = 0,87 Å/s e V _{Py} = 1,97 Å/s	V _{WTi} = 0,87 Å/s e V _{Py} = 1,97 Å/s

3.2- Caracterização das Multicamadas Magnéticas

As multicamadas desta tese foram caracterizadas *ex-situ*, à temperatura ambiente, através das seguintes técnicas experimentais:

3.2.1 Caracterização Estruturais:

- 1) difração de raios X (DRX) em baixos ângulos (Reflectividade) para determinar as espessuras, a modulação artificial e a rugosidade;
- 2) difração de raios X (DRX) em altos ângulos para determinar o tipo de estrutura formada e a textura cristalográfica;

3) microscopia de força atômica (AFM) para o estudo da rugosidade superficial.

3.2.2- Caracterização Magnéticas:

- 1) espectroscopia Mössbauer utilizando elétrons de conversão (CEMS), para a análise magnética local da vizinhança dos isótopos ^{57}Fe e a determinação dos parâmetros hiperfinos;
- 2) magnetização (M), para a análise magnética e a determinação da magnetização de saturação;
- 3) ressonância ferromagnética (RFM), para verificar a homogeneidade das camadas magnéticas e estudar as anisotropias magnéticas.

3.2.3- Caracterização de Transporte :

- 1) resistividade elétrica (R) e magnetorresistência (MR), para a investigação das propriedades de transportes e das variações das amplitudes com o campo externo.

3.2.1- Caracterização Estrutural

3.2.1.1- Difração de raios-X (DRX)

Para as medidas de raios X, foi utilizado um equipamento de Difração de raios X do Laboratório de Raios X do CBPF (configurado para trabalhar normalmente com amostras em pó) sob a responsabilidade do Dr. Ademarlaudo F. Barbosa. Foram realizadas medidas de raios X em altos ângulos, para a obtenção de informações sobre o tipo de estrutura e a textura ou direção cristalográfica de crescimento dos filmes. Em baixos ângulos foram feitas medidas de reflectividade para a determinação das espessuras e da modulação artificial das multicamadas.

Como essas medidas requerem cuidados especiais, sem os quais é difícil a obtenção das informações desejadas, foi desenvolvida uma rotina específica no laboratório de raios X para adaptá-lo às medidas em filmes, pois o difratômetro disponível no CBPF é de uso mais geral, não sendo específico para essas medidas.

Com as medidas de DRX em baixos ângulos, as espessuras de cada monocamada foram obtidas, e conseqüentemente as taxas de deposição dos filmes, para certas condições de pressão de Ar, pressão residual, distância substrato alvo e das fontes DC e RF.

A determinação das taxas de deposição dos alvos estudados neste trabalho foi feita a partir da análise do espaçamento das franjas de Kiessig [124], obtidas através de medidas

de reflectividade de raios X em baixos ângulos (2θ variando de 0,9 a 8,0 graus), com a radiação K_α do Cu ($\lambda=1,5418 \text{ \AA}$), de filmes finos sobre a forma de monocamadas, conforme ilustrado na Figura 3.5.

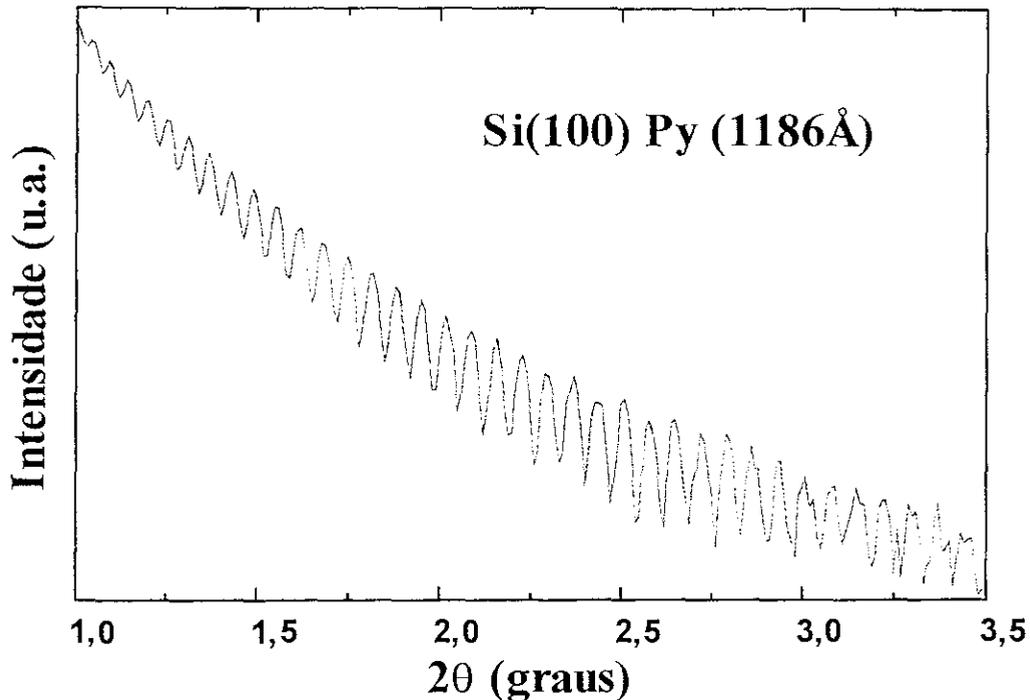


Figura 3.5 – Difratoograma de raios X mostrando as franjas de Kiessig, para a determinação da taxa de deposição.

Quando as franjas de Kiessig são visíveis, a separação interfranja ($\Delta\theta$) permite determinar a espessura total t :

$$t = \lambda / 2\text{sen}(\Delta\theta) \quad (3.1)$$

onde λ é o comprimento de onda da radiação do cobre (K_α).

As posições angulares dos picos de interferência de Bragg permitem determinar o superperíodo (Λ) das multicamadas, utilizando-se a expressão de Bragg modificada:

$$\sin^2(\theta) = (\lambda/2\Lambda)^2 \cdot k^2 + 2\delta \quad (3.2)$$

onde k é a ordem de reflexão e δ é a densidade eletrônica do material, que é determinado pela extrapolação do ajuste linear.

Para diferentes materiais metálicos (alvos) utilizados na produção das multicamadas magnéticas foram obtidas as taxas de deposição Tabeladas em 3.7.

Tabela 3.7 - Elementos com respectivas taxas de deposição, estimadas através do método de DRX em baixos ângulos, com uma pressão de trabalho de (2, 5 e 10) mTorr.

Alvo (índice de pureza)	Cu (99,995)	Fe (99,9)	Co (99,95)	Cr (99,98)	Co+ ⁵⁷ Fe (99,95)	Py(Ni ₁₉ Fe ₈₁) (99,95)	Zr (99,5)	WTi (99,5)
Taxa de deposição (Å/s)	1,1 1,2	1,64	1,64 1,88 2,1	0,60 0,67	1,64	1,07 1,97 2,89	0,80	0,87

3.2.1.2- Microscopia de Força Atômica (MFA)

O microscópio de força atômica é um instrumento que permite a obtenção de informações locais, com resolução atômica, da superfície de filmes finos. Possibilita a investigação de propriedades tais como: rugosidade, dureza, rigidez e elasticidade.

A microscopia de força atômica é uma técnica sensível, que mede a interação de forças repulsivas ou atrativas que afetam localmente sua pequena ponta de dimensões quase atômicas, quando esta ponta é aproximada dos átomos da superfície do material. Algumas medidas de rugosidade, apresentadas neste trabalho, foram realizadas no Laboratório de Microscopia de Força Atômica do CBPF, sob a responsabilidade do Prof. Omar A. Caride. As medidas da rugosidade da última camada depositada refletem a rugosidade das interfaces, ou seja, a superfície externa é um sub produto das interfaces.

3.2.2- Caracterização Magnética

3.2.2.1- Magnetização (M) obtida por MAV

Medidas de magnetização (M) com precisão melhor do que 5%, foram realizadas para a obtenção da magnetização de saturação, utilizando-se o Magnetômetro de Amostra Vibrante (MAV, marca PAR, modelo 155), do Laboratório de Magnetometria e Resistividade do CBPF, sob a responsabilidade do Prof. Armando Y. Takeuchi, conforme ilustrado na Figura 3.6. Este sistema baseia-se na variação do fluxo magnético de uma bobina quando em sua proximidade faz-se vibra uma amostra que está sujeita a ação de um campo magnético uniforme.

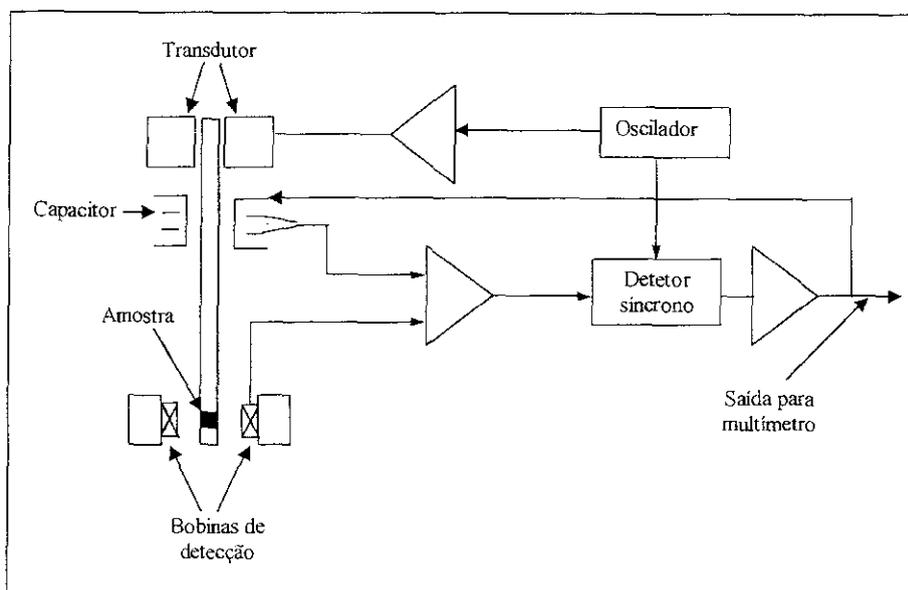


Figura 3.6 - Diagrama do Magnetômetro de Amostra Vibrante.

O MAV do CBPF permite realizar medidas de magnetização (M) em função do campo externo aplicado (H_{ext}) ou em função da temperatura (T) desde a temperatura de 2 K até a temperatura de 1050 K. A bobina do eletroímã pode gerar um campo estático de até 14 kOe. Um sensor Hall é responsável pela medição dos valores de campo magnético do sistema. Para a calibração do magnetômetro utilizou-se um material com propriedades conhecidas como por exemplo: um pequeno cilindro do elemento níquel (Ni) de alta pureza e massa igual a 84,6 mg, que apresenta uma magnetização de saturação $M_S=55$ emu/g e momento magnético $\mu=0,606 \mu_B$ com campo de saturação baixo na ordem de $H_S=5$ kOe. A sensibilidade alcançada por esse magnetômetro é da ordem de 10^{-5} meu. No caso dos filmes para manter à amplitude e à frequência constante foi necessário introduzir no circuito um transdutor capacitivo de placas paralelas, que melhora a sensibilidade, acoplado a um amplificador de sinais (lock-in) durante a visita ao CBPF do Dr. H. Lassri, do Laboratório de Materiais e Micro-eletrônica, Universidade Hassan II-Marocos.

3.2.2.2- Ressonância Ferromagnética (RFM)

Esta técnica permite obter informações sobre as propriedades magnéticas das camadas ferromagnéticas das amostras. Foram realizadas medidas de ressonância ferromagnética à temperatura ambiente, em banda-X (9,59 GHz), no espectrômetro marca

Bruker, modelo ESP300C, do laboratório de Ressonância Ferromagnética do Instituto Militar de Engenharia-IME, sob a responsabilidade do Prof. Ronaldo S. de Biasi, utilizando uma cavidade retangular ressonante de microondas operando no modo TE_{102} .

A idéia de um experimento de ressonância ferromagnética (RFM), consiste em aplicar um campo de microondas (RF) numa amostra situada num campo magnético estático H_0 , e observar as linhas de absorção ressonante. O campo magnético da radiação de microondas $h(t)$ é aplicado perpendicular ao campo estático, de modo que ele tende a perturbar os spins e desvia-los da posição de equilíbrio. Quando a frequência da radiação está próxima da frequência do modo uniforme, o campo RF produz o movimento de precessão dos spins e a amostra absorve energia da radiação. A ressonância é caracterizada por uma linha de absorção, cuja largura da informações sobre mecanismo microscópio de relaxação dos magnons (excitações magnéticas).

Com o objetivo de estudar a anisotropia magnética fora do plano e os efeitos de ondas de *spin* nas multicamadas a base de Py, Py/Zr e Py/Wti, foram obtidos espectros de FMR para campos magnéticos estáticos perpendiculares e paralelos ao plano do filme.

3.2.2.3- Espectroscopia Mössbauer (CEMS)

A espectroscopia Mössbauer por elétrons de conversão - CEMS é uma técnica baseada na detecção dos elétrons emitidos de uma amostra depois da absorção nuclear ressonante da radiação γ sem perda de energia por recuo (efeito Mössbauer). Esses elétrons podem ser: a) elétrons primários (Auger ou de conversão interna) originados na desexcitação do núcleo e b) elétrons secundários emitidos depois das absorções ressonantes atômicas, as quais ocorrem através das interações convencionais com os fótons γ (efeitos Fotoetétrico e Compton). Dependendo do tipo de elétron que é detectado, obtém-se informações de uma determinada profundidade da amostra examinada. No caso dos elétrons de conversão de 7,3 kV, são obtidas informações de profundidades entre 1000 - 1500 Å.

Neste trabalho, foram realizadas medidas de CEMS, à temperatura ambiente; utilizando um sistema com configuração em aceleração constante (Figura 3.7), construído no Laboratório de Mössbauer do CBPF e no IF-UFRGS, que é constituído de:

- i) uma fonte Mössbauer de ^{57}Co em matriz de ródio,
- ii) um detetor a gás proporcional;
- iii) um transdutor de velocidade;

- iv) um analisador multicanal;
- v) um amplificador;
- vi) um pré-amplificador;
- vii) uma fonte de alta voltagem para alimentar o detetor;
- viii) um controlador do transdutor de velocidade;
- ix) um micro computador;
- x) um cilindro de gás com uma mistura de He-CH₄ (Hélio- metano);
- xi) porta amostra conectado ao detetor a gás proporcional.

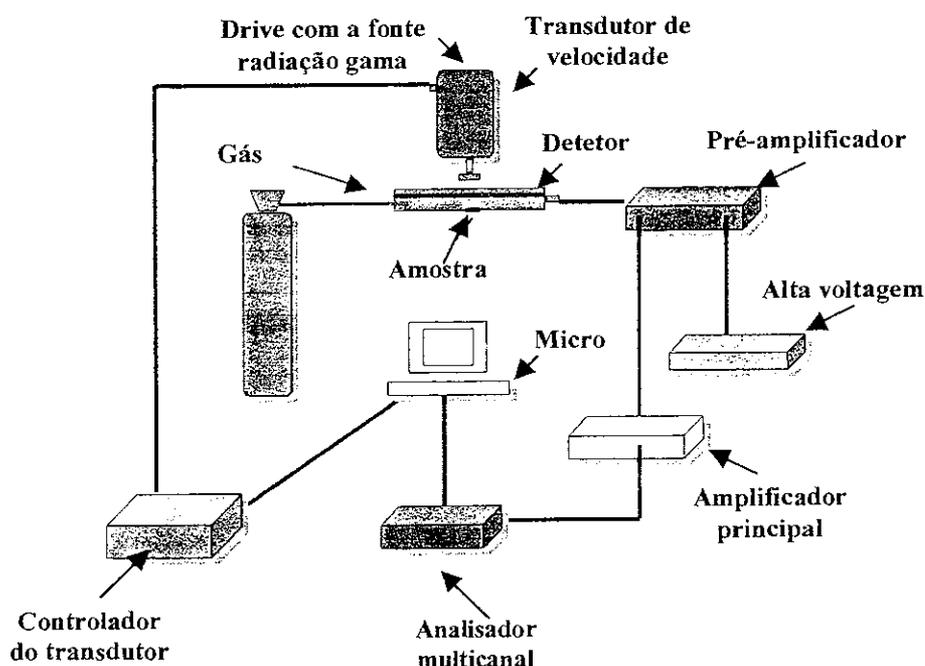


Figura 3.7 - Diagrama de um sistema Mössbauer que trabalha na geometria de espalhamento (reflexão), o método chamado de CEMS.

3.2.3- Caracterização das Propriedades de Transporte

3.2.3.1-Resistividade Elétrica (R) e Magnetorresistência (MR)

Um sistema de medidas de resistividade, à temperatura ambiente foi construído no Laboratório de Filmes Finos (LFF), para possibilitar a investigação da MRG em filmes. Este sistema também realiza medidas de magnetorresistência (MR) com uma corrente paralela ao plano do filme e com o campo magnético aplicado perpendicular à corrente ($j \perp H$), conforme mostrado na Figura 3.8.

A magnetorresistência tem várias origens, porém o efeito de campos magnéticos na trajetória dos elétrons (força de Lorentz) não contribui muito para filmes de multicamadas magnéticas devido à sua alta resistividade residual. O espalhamento freqüente dos elétrons não permite ao campo magnético agir tão longe que possa causar o curvamento de suas trajetórias [125]. Desta forma, a configuração do campo magnético aplicado perpendicular à corrente fornece os mesmos resultados que a configuração paralela. No sistema do LFF a configuração perpendicular foi escolhida devido à geometria do eletroímã.

Para melhorar a relação sinal/ruído e eliminar as interferências e o ruído devido tanto às resistências de contato das pontas de prova, como ao efeito termoelétrico, foi usada a técnica de detecção *síncrona* da voltagem, medida na amostra por intermédio de uma corrente AC de baixa freqüência (16 Hz). Uma corrente de até 1mA é fornecida por um *Scanner* de alta precisão, ligado em série a uma resistência padrão de 500 Ω ($\pm 0,01\%$) e aos contatos de corrente da amostra.

A medida da resistência da amostra, assim realizada, é similar àquelas feita por um circuito puramente DC, onde a medida de impedância se confunde com a da resistência. Isto porque a espessura calculada para o *skin depth* (profundidade de penetração dos elétrons portadores de carga em uma medida AC) é da ordem de grandeza da espessura do filme. Alguns trabalhos mostram que, em multicamadas magnéticas, a magnetoimpedância (MI) é desprezível a baixas freqüências. Por exemplo, em filmes de Py/Ag medidos a 30 kHz ($< 0,2\%$) [126], onde esta freqüência é quatro ordens de grandeza maior do que a freqüência utilizada neste trabalho (16Hz).

O sistema é composto por *Lock-in* (Mod. 5210), um multímetro *Scanner* de Alta Precisão (marca *KEITHLEY*, mod. 2001), um Gerador de Função (marca *KEITHLEY*, mod. 3910) e um conjunto de pontas de provas dotadas de molas da *Everett Charles Technologies* (ECT), que permitem o contato através de pressão mecânica, sem danificar a superfície dos filmes. As medidas de magnetorresistência são feitas com uma bobina magnética de 12 kOe, uma sonda *Hall* e uma fonte de corrente (marca HP-6675). Todos os equipamentos possuem configurações com portas GPIB sendo as medidas totalmente automatizadas. Para medidas com campos magnéticos positivos e negativos, foi montada uma caixa com chaves inversoras de campo magnético. O programa de aquisição de dados foi desenvolvido no próprio laboratório pelo engenheiro Eduardo Y. Shigueo.

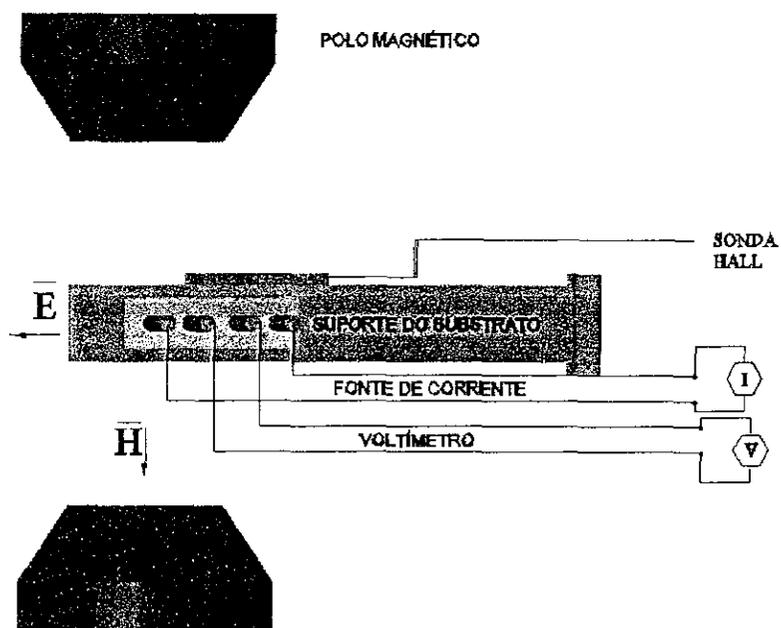


Figura 3.8- Esquema do sistema de Resistividade e Magnetorresistência (AC).

CAPÍTULO 4

CARACTERIZAÇÃO E OTIMIZAÇÃO DO SISTEMA DE MAGNETRON SPUTTERING

A instalação do sistema *Magnetron Sputtering* foi seguida de um processo de caracterização do seu processamento. Um estudo sistemático foi realizado controlando as variáveis que estão envolvidas diretamente com a produção e com a qualidade no crescimento dos filmes tais como: gás de trabalho (inerte ou reativo), pressão de base (P_b), pressão de trabalho (P_t), atmosfera residual, distância entre o alvo e o substrato, tipo de ignição (RF ou DC), corrente, potência, tipo de substrato e também rotina de limpeza, temperatura do substrato (300 a 1200 K) e taxa de deposição dos alvos.

Para testar a confiabilidade do *Magnetron Sputtering* do CBPF, foi escolhido um sistema bem conhecido na literatura: multicamadas de (Co/Cu).

4.1- Determinação da melhor pressão de base

As propriedades estruturais, magnéticas e de transporte dos filmes finos são fortemente influenciadas pela pressão de base (P_b) utilizada na preparação, como é conhecido na literatura [127 - 130]. Para a otimização da pressão de base para a deposição do sistema de multicamadas de Co/Cu, foram produzidas amostras de mesma composição, preparadas com diferentes pressões de base, mantendo as demais condições de preparação. A série Si/Fe(82Å)/[Co(26Å)/Cu(9Å)]₁₅/Co(18Å) foi escolhida para a análise da dependência da MR com P_b . A espessura de 9 Å de Cu foi escolhida por estar associada ao primeiro máximo do acoplamento AF [131]; a de 26 Å de Co por ser uma espessura que proporciona uma boa sensibilidade [132]. Através desse estudo foi constatado que para multicamadas de Co/Cu produzidas com pressão de trabalho de 2 mTorr, a melhor pressão de base é de $9,4 \times 10^{-8}$ Torr, conforme indicado na Figura 4.1. Esta pressão de base está de acordo com a encontrada por Miura [127, 128].

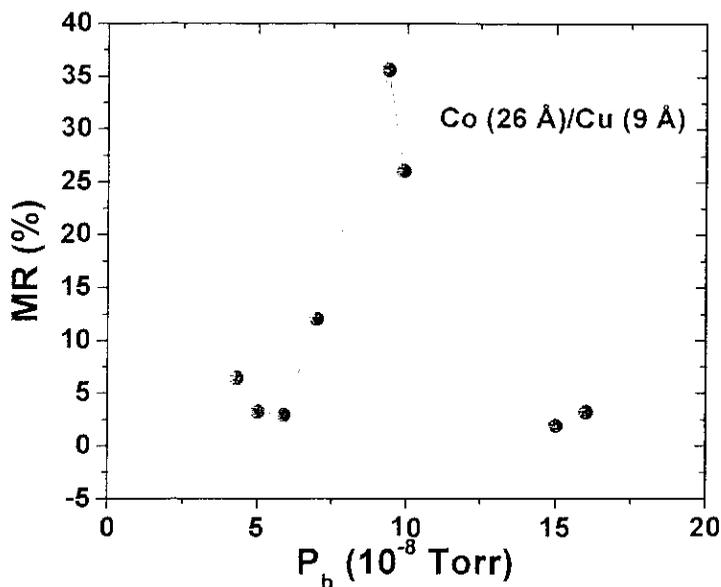


Figura 4.1 – Valores da MR com a pressão de base, das multicamadas Si/Fe(82Å)/[Co(26Å)/Cu(9Å)]₁₅/Co(18Å) preparadas à pressão de 2 mTorr.

4.2 - Teste de reprodutibilidade das amostras

Definidos os procedimentos de operação do *magnetron sputtering* e as condições de produção de crescimento das amostras foi feito um teste de reprodutibilidade das multicamada de Co/Cu.

Com o estudo desse sistema foi comprovado que o *magnetron sputtering* produz multicamadas com estrutura periódica artificial e modulada, apresentando propriedades de magneto-transporte similares às encontradas na literatura, apresentando em alguns casos valores de magnetorresistência bem superiores. Duas amostras “idênticas” foram produzidas, com um intervalo de aproximadamente 10 dias, para verificar a reprodutibilidade do sistema. As multicamadas da série Si/Fe(82Å)/[Co(18Å)/Cu(19Å)]₁₅/Co(18Å), mostraram que o *Magnetron Sputtering* reproduz amostras com as mesmas propriedades físicas, desde que preparadas sob as mesmas condições. Na seção seguinte serão apresentadas as análises destes resultados.

4.3 – Série Si/Fe (82Å)/[Co (18Å)/Cu (t_{Cu} Å)]₁₅/Co (18Å)

Nesta série, a espessura da camada de Cu (t_{Cu}) foi variada com valores de t_{Cu} (Å) = 17, 18, 19, 20, 21 e 23, baseados em dados da literatura associados ao 2º máximo da curva de MR [133 - 135]. A motivação foi estudar o acoplamento magnético entre as camadas de

Co em função da espessura de Cu. A escolha do 2º máximo da MR foi feita porque a interação dipolar entre as camadas de Co é menor, devido às distâncias entre as camadas serem maiores do que as relacionadas ao 1º pico. Assim, o acoplamento pode ser atribuído basicamente à interação RKKY. As multicamadas foram analisadas através das medidas de DRX (baixos e altos ângulos) e MR. A Figura 4.2 apresenta as curvas de reflectividade das multicamadas Si/Fe(82Å)/[Co(18Å)/Cu(t_{Cu} Å)]₁₅/Co(18Å).

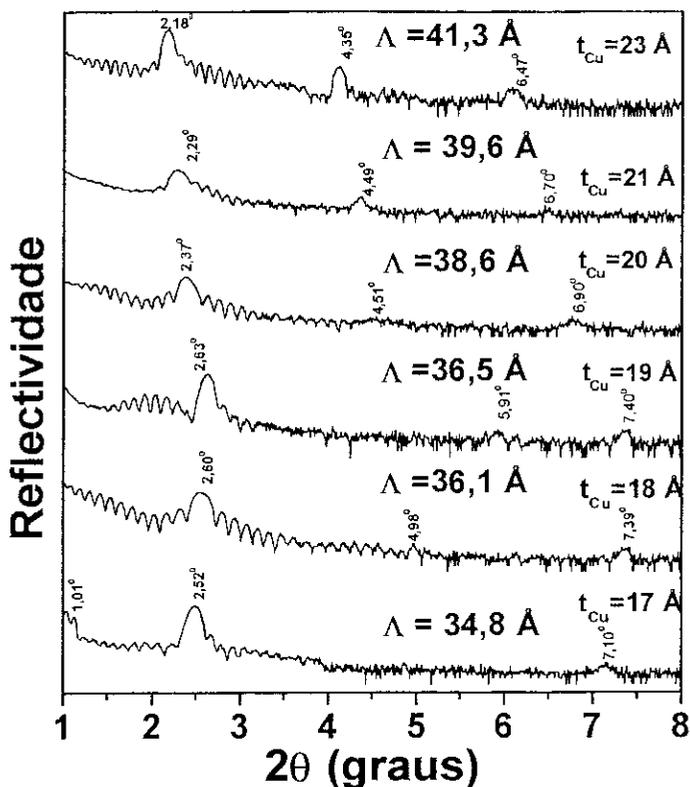


Figura 4.2 - Curvas de reflectividade, para t_{Cu} (Å) = 17, 18, 19, 20, 21 e 23, das multicamadas da série Si/Fe(82Å)/[Co(18Å)/Cu(t_{Cu} Å)]₁₅/Co(18Å).

Nesta Figura 4.2 são observados dois ou três picos de reflectividade, em cada filme, e oscilações antes e após os picos de reflectividade (Franjas de Kiessig), confirmando o excelente crescimento artificial periódico das multicamadas. Em alguns casos é observado somente um ou, no máximo, dois picos de reflexão de baixa intensidade, indicando a existência uma considerável rugosidade nas interfaces. A informação obtida dessas curvas foi qualitativa, de forma que não foi realizado nenhum procedimento de ajuste.

A partir das posições angulares destes picos, os valores dos superperíodos são calculados, estando muito próximos aos valores nominais (em torno de 1 % em média de diferença). Isto atesta a capacidade do sistema *Magnetron Sputtering* do CBPF em de produzir filmes finos com espessuras bem próximas às nominais, desde que se conheça previamente a taxa de deposição de cada alvo utilizado. Dessas curvas de reflectividade, é

observado que o empilhamento destes filmes em forma de multicamadas apresenta característica de empilhamento modulado.

As curvas de MR são mostradas na Fig 4.3, onde pode ser observado que todas elas apresentam o máximo deslocado para valores negativos de campos magnéticos, devido ao campo remanente do eletroímã. Os valores da MR foram determinados considerando a Eq. 2.6 ($\Delta R/R_S = (R_0 - R_S)/R_S$) e os valores do campo de saturação foram estimados da curva de MR, através do ponto de interseção da tangente a curva tomada antes do ponto de inflexão com a reta horizontal após a saturação. Para $t_{Cu} = 19 \text{ \AA}$, o valor da amplitude da MR é máxima em 23,3 % e o campo magnético de saturação (H_s) (estado FM) é de 1,6 kOe; enquanto que para $t_{Cu} = 17 \text{ \AA}$, a amplitude é 2,6 % e H_s de 1,3 kOe. A mudança nos valores da amplitude da MR é devida ao acoplamento oscilatório entre as camadas de Co, que varia com a espessura de Cu. A Figura 4.4 apresenta a dependência da MR com t_{Cu} . Já os diferentes valores de H_s podem estar relacionados a um efeito de anisotropia cristalina dos grãos nas camadas de Co. Este efeito de anisotropia cristalina ainda não é bem entendido e pode ter sua origem na rugosidade das interfaces entre Co/Cu [136].

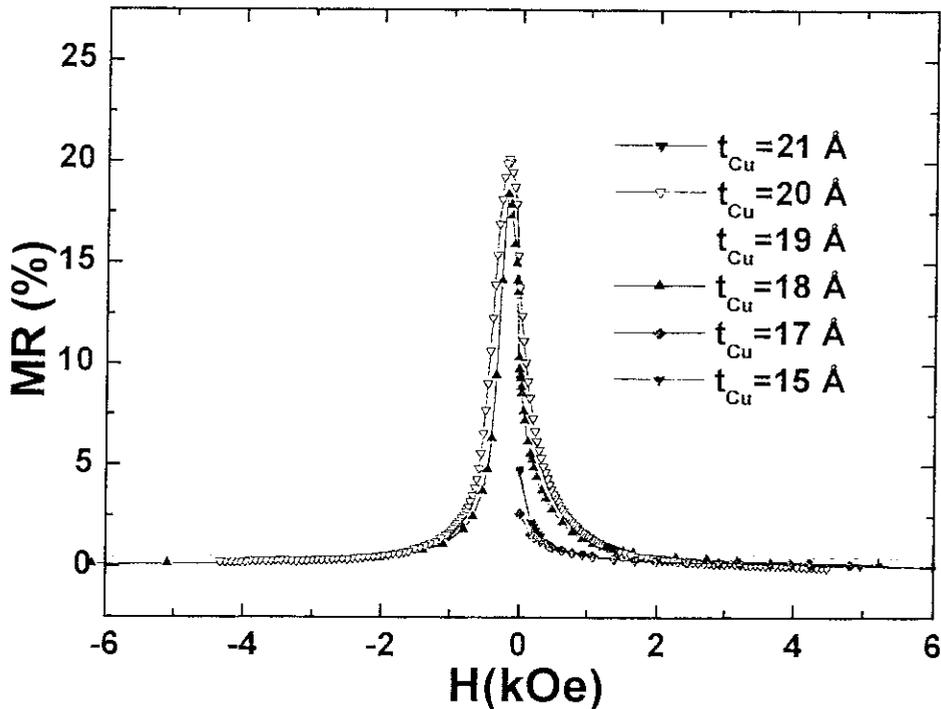


Figura 4.3 – Curvas de MR, para $t_{Cu}(\text{ \AA})=15, 17, 18, 19, 20, \text{ e } 21$, da série $Si/Fe(82\text{ \AA})/[Co(18\text{ \AA})/Cu(t_{Cu}\text{ \AA})]_1/Co(18\text{ \AA})$.

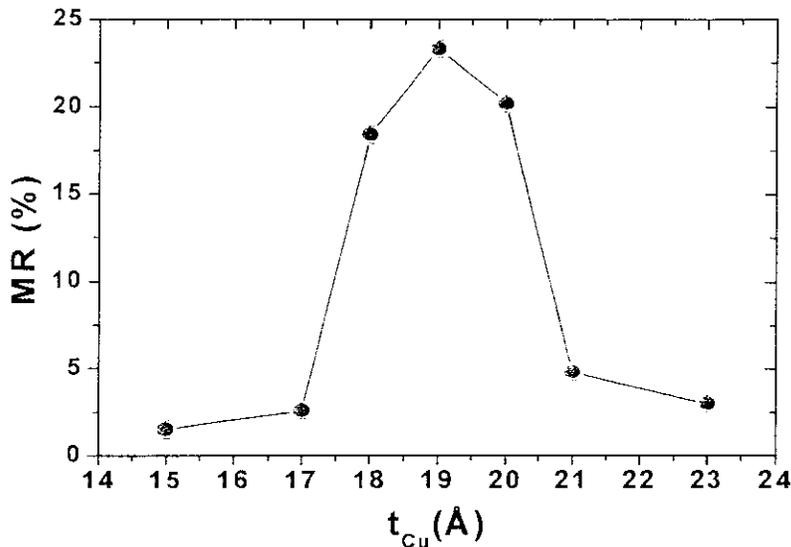


Figura 4.4 – Valores da MR, para t_{Cu} (Å)=15, 17, 18, 19, 20, 21 e 23, das multicamadas da série $Si/Fe(82\text{Å})/[Co(18\text{Å})/Cu(t_{Cu}\text{Å})]_{15}/Co(18\text{Å})$.

A Figura 4.5 apresenta a curva de reflectividade (a) e o DRX em altos ângulos (b), da multicamada $Si/Fe(82\text{Å})/[Co(18\text{Å})Cu(19\text{Å})]_{15}/Co(18\text{Å})$, referente as amostras crescidas sob as mesmas condições, por exemplo, da amostra 1.

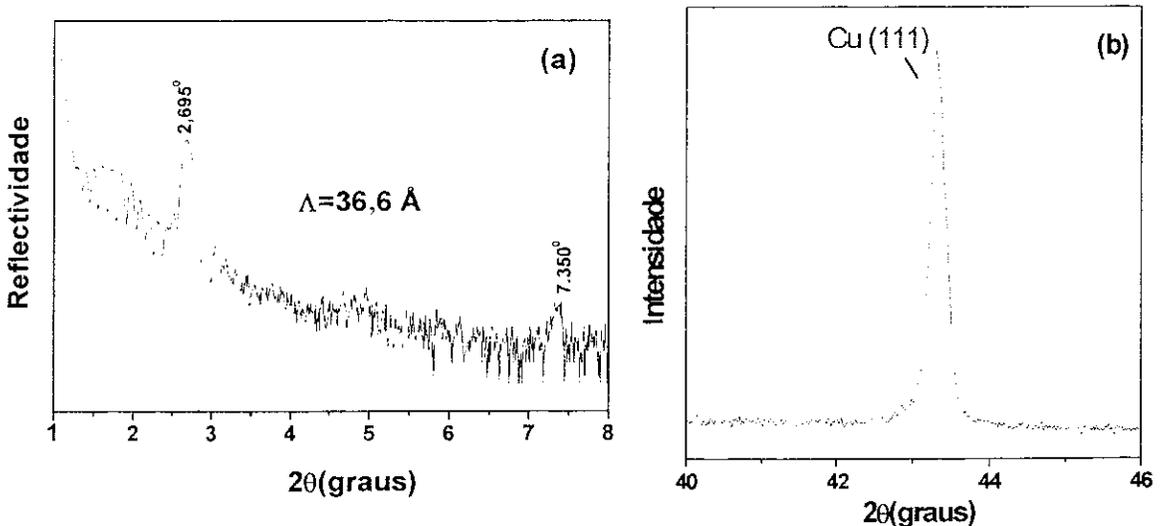


Figura 4.5 (a) Curva de reflectividade da amostra 1.

(b) Difratoograma de raios-X em altos ângulos da amostra 1.

A curva de reflectividade Figura 4.5 (a) mostra dois picos de difração bem pronunciados, na região angular entre 1° e 8° , refletindo o crescimento artificial periódico nas multicamadas. Através das posições angulares destes picos foi calculado o superperíodo (Λ) de $36,6 \text{ \AA}$, que é o mesmo para ambas as amostras, valor próximo da espessura nominal de 37 \AA , obtida da soma das espessuras nominais das camadas de Co e

de Cu. O difratograma em altos ângulos, Figura 4.5 (b) mostra um pico de Bragg alargado, em torno da posição $\theta = 43,32^\circ$, que corresponde à reflexão (111) da fase cfc do Cu. Isto é uma indicação de que os filmes cresceram formando uma estrutura cristalina cfc, que apresenta uma orientação preferencial com textura cristalográfica (111) (direção $\langle 111 \rangle$ neste caso é \perp ao plano do filme). As curvas de reflectividade e DRX da amostra 2, crescida 10 dias após a preparação da amostra 1, apresentam as mesmas características estruturais.

Na Figura 4.6 está apresentada a medida de MR da amostra 1. O comportamento da curva de MR é idêntico para a mostra 2. O valor máximo da MR é: 23,3 %, para a amostra 1 e de 23,2 %, para a amostra 2. O valor do campo magnético de saturação do efeito de MR é da ordem de 1,6 kOe para ambas as amostras..

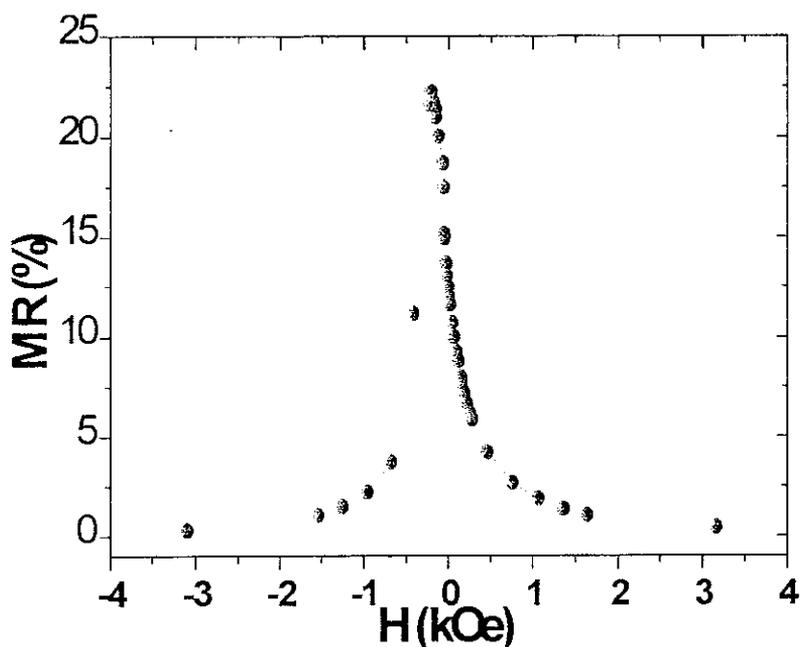


Figura 4.6 - Curva de MR, da multicamada $Si/Fe(82\text{\AA})/[Co(18\text{\AA})/Cu(19\text{\AA})]_{15}/Co(18\text{\AA})$ da amostras 1.

Comparando nossos dados do 2º pico da curva de MR, aos dados encontrados na literatura, 19 % para $t_{Cu}=19 \text{ \AA}$ [133], 18% para $t_{Cu}=19 \text{ \AA}$ [134] e 8 % para $t_{Cu}=23 \text{ \AA}$ [135], vê-se que nossos valores são maiores, indicando que o *Magnetron* do CBPF produz boas amostras. A confiabilidade de nosso sistema pode ser atestada pela comparação das duas multicamadas de $t_{Cu}=19 \text{ \AA}$, feitas com uma diferença de 10 dias, que apresentam resultados reprodutíveis, tendo das suas propriedades estruturais e de magneto-transporte.

4.4 – Série Si/Fe(82Å)/[Co(t_{Co} Å)/Cu(19Å)]₁₅/Co(18Å)

Na literatura existe uma controvérsia sobre a influência da espessura da camada de Co no comportamento da MR em camadas de Co/Cu. Alguns autores [15, 25] encontraram uma variação no valor da amplitude da MR em função da variação de t_{Co} , enquanto que outros não observaram essas oscilações [24].

Para elucidar este fato realizamos um estudo da dependência da MR com a espessura de Co. As espessuras das camadas de Co foram: t_{Co} (Å) = 9, 11, 20 e 26. A espessura da camada de Cu foi fixada em t_{Cu} = 19 Å, correspondente ao segundo máximo da MR (Seção 4.1.1).

A Figura 4.7 mostra as curvas de reflectividade das multicamadas Si/Fe(82Å)/[Co(t_{Co} Å)/Cu(19Å)]₁₅/Co(18Å), para t_{Co} (Å)=9, 11, 20 e 26 Å.

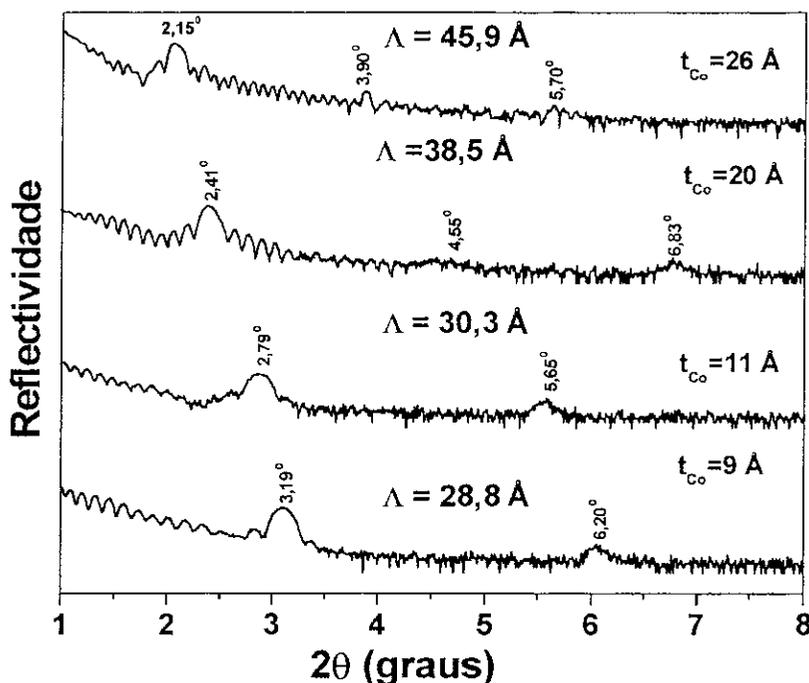


Figura 4.7 – Curvas de reflectividades, para t_{Co} (Å)=9, 11, 20, e 26, das multicamadas Si/Fe(82Å)/[Co(t_{Co} Å)/Cu(19Å)]₁₅/Co(18Å).

As curvas de reflectividade são compostas de picos de reflexões pronunciados e com pequenas oscilações em torno dos mesmos (franjas de Kiessig). Novamente esta observação experimental confirma que as multicamadas apresentam uma boa qualidade de crescimento artificial periódico. Através das posições angulares, os superperíodos (Λ) das multicamadas são determinados, sendo compatíveis com os valores das espessuras nominais obtidas da soma das espessuras das camadas de Co e Cu.

A Figura 4.8 mostra as curvas de MR cujos valores são dependentes de t_{Co} , tendo um valor máximo de 26 %, para $t_{Co} = 11 \text{ \AA}$ e um mínimo de 3,7 %, para $t_{Co} = 26 \text{ \AA}$. Esta dependência fica mais clara na Figura 4.9, que mostra a variação da MR em função de t_{Co} .

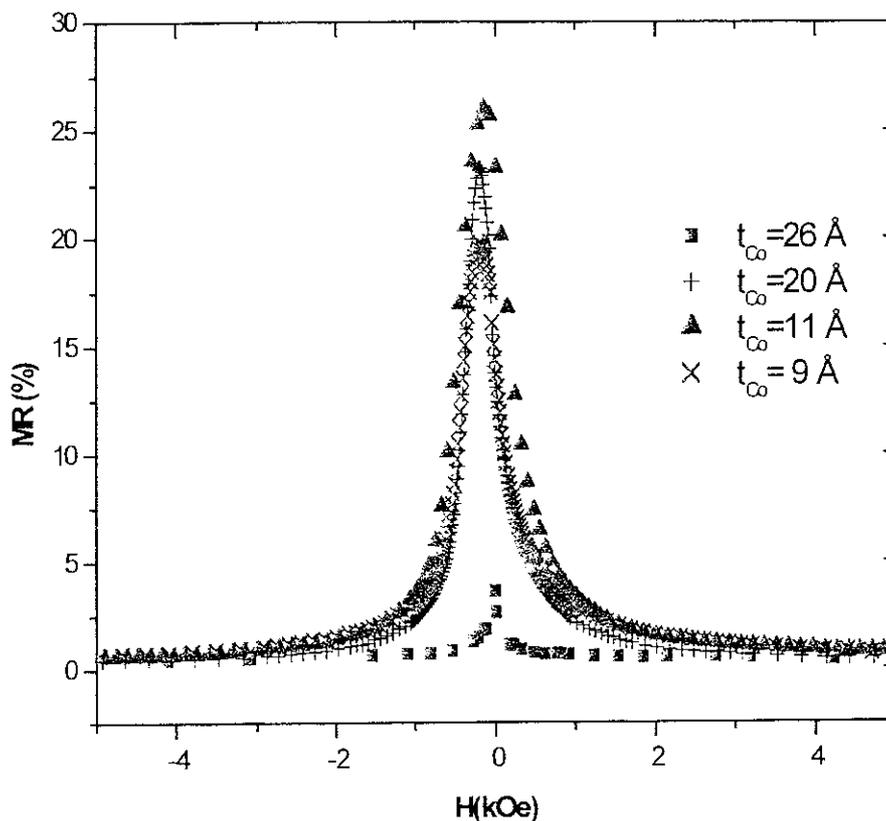


Figura 4.8 – Curvas de MR, para $t_{Co}(\text{ \AA}) = 9, 11, 20, \text{ e } 26$, das multicamadas da série $\text{Si/Fe}(82\text{ \AA})[\text{Co}(t_{Co}\text{ \AA})/\text{Cu}(19\text{ \AA})]_{15}/\text{Co}(18\text{ \AA})$

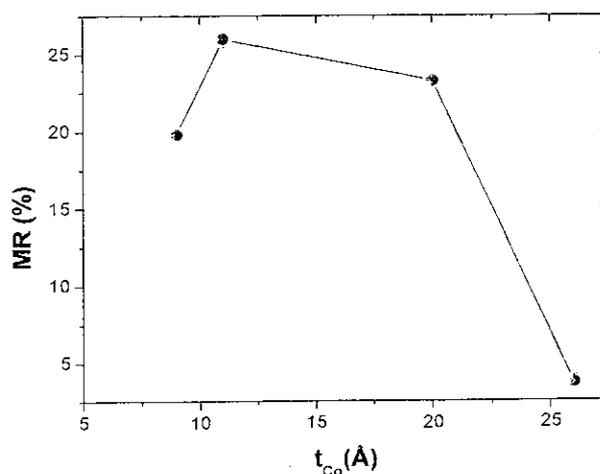


Figura 4.9 – valores da MR, para $t_{Co}(\text{ \AA}) = 9, 11, 20, \text{ e } 26$, nas multicamadas da série $\text{Si/Fe}(82\text{ \AA})[\text{Co}(t_{Co}\text{ \AA})/\text{Cu}(19\text{ \AA})]_{15}/\text{Co}(18\text{ \AA})$

Assim a influência da espessura das camadas de Co sobre as amplitudes da MR não é somente aumentar ou diminuir a magnitude da interação magnética entre as camadas de Co [24], também tem um papel fundamental na mudança da amplitude da MR. Como pode ser constatado na literatura, os valores de MR das multicamadas Co/Cu (variando a t_{Cu}) são dependentes das condições de preparação, logo as multicamadas de Co/Cu podem apresentar ou não mudança nos valores da amplitude da MR com a variação da t_{Co} . Levando isto em consideração, foram comparadas as condições experimentais relatadas na literatura (ausência de oscilação da curva de MR com t_{Co}) com as nossas condições de preparação. Foi verificado que os principais fatores que geram esta discrepância nas observações experimentais são: pressão de base, taxa de deposição e pressão de trabalho, estando estes dois últimos fatores correlacionados. Esta explicação, mesmo sendo fisicamente possível, não é única, e o entendimento da mudança de MR com t_{Co} requer investigações mais sistemáticas. Há também indicações de que o tamanho de grão e a textura cristalina (anisotropia cristalina) de Co sofram variação sob diferentes condições de preparo. Estes últimos parâmetros foram usados para explicar os valores diferentes de MR observados nas multicamadas de Co/Cu [136].

4.5 – Série Si/Cr(80Å)/[Co(16Å)/Cu(t_{Cu} Å)]₂₅

Nesta série foi estudada a influência da pressão de trabalho (gás argônio), do *buffer layer* e da camada protetora (*capping layer*), no valor da MR. Foram utilizadas as pressões de trabalho de 2 e 5 mTorr, um *buffer layer* de Cr em substituição ao Fe e eliminando a *capping layer*.

4.5.1 – Filmes preparados com uma pressão de trabalho de 2 mTorr

A espessura de Cu foi variada, sendo utilizados os valores de t_{Cu} (Å) = 8, 8,5, 9, 10 e 11.

Na Figura 4.10 estão apresentadas as curvas de MR em função da t_{Cu} , para as multicamadas Si/Cr(80Å)/[Co(16Å)/Cu(t_{Cu} Å)]₂₅, para de t_{Cu} (Å) = 8, 8,5, 9, 10 e 11. Para $t_{Cu} = 10$ Å, a MR apresenta o valor máximo (53,6 %) e o campo magnético de saturação obtido é de 4,8 kOe, enquanto que para $t_{Cu} = 8$ Å, a curva de MR é a mais larga, assumindo um valor de 20,5 % (mínimo) para campos de saturação mais altos (10,2 kOe). Esta oscilação, que pode ser melhor visualizada na Figura 4.11, está relacionada ao tipo de acoplamento magnético (FM ou AF) entre as camadas de Co.

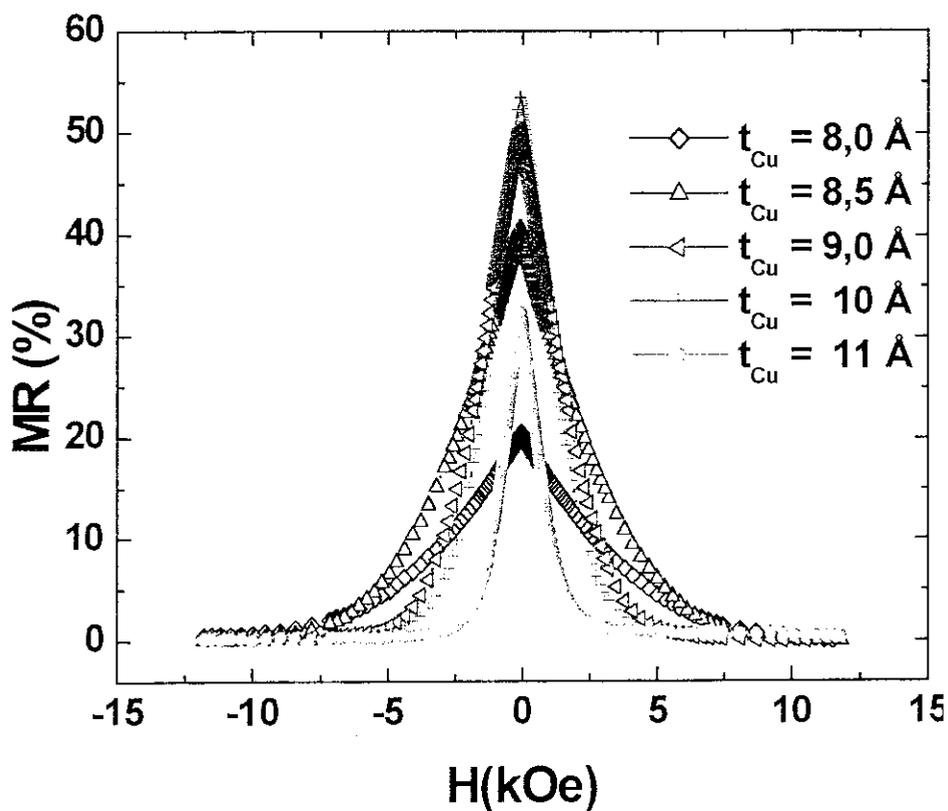


Figura 4.10 – Curvas de MR das multicamadas $Si/Cr(80\text{\AA})/[Co16\text{\AA}]/Cu(t_{Cu}\text{\AA})]_{25}$ preparadas à pressão de 2 mTorr, para $t_{Cu}(\text{\AA}) = 8, 8,5, 9, 10, \text{ e } 11$.

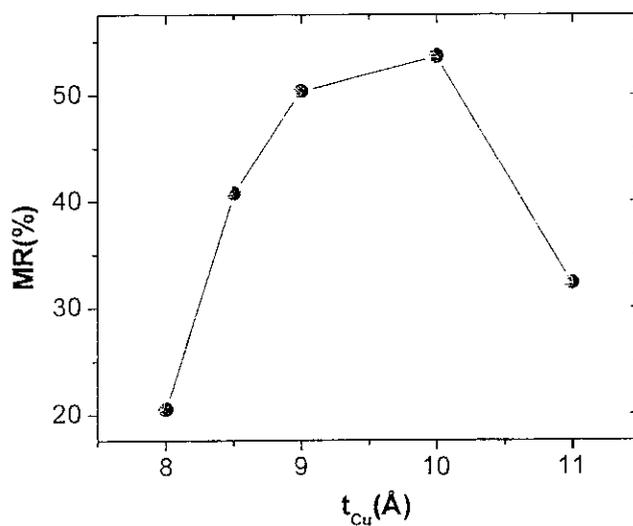
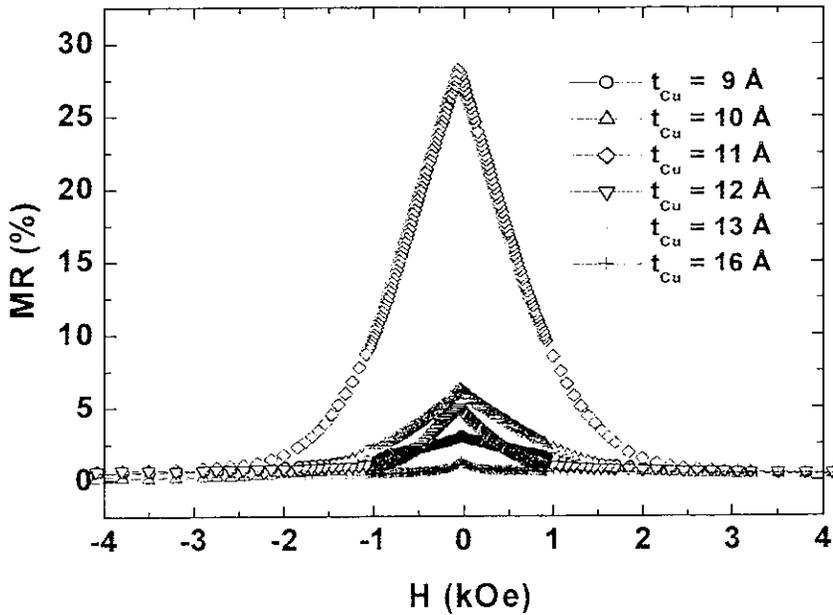


Figura 4.11 – Valores da MR, para $t_{Cu}(\text{\AA}) = 8, 8,5, 9, 10, \text{ e } 11$, nas multicamadas $Si/Cr(80\text{\AA})/[Co16\text{\AA}]/Cu(t_{Cu}\text{\AA})]_{25}$ preparadas à pressão de 2 mTorr.

4.5.2 – Filmes preparados com uma pressão de trabalho de 5 mTorr

Nesta série, a espessura de Cu foi variada com os valores de t_{Cu} (Å) = 9, 10, 11, 12, 13 e 16. As curvas de MR em função da t_{Cu} , estão apresentadas na Figura 4.12 para as multicamadas Si/Cr(80Å)/[(Co(16Å)/Cu(t_{Cu} Å)]₂₅, para t_{Cu} (Å)=9, 10, 11, 12, 13 e 16. O máximo valor de MR é de 28 % para t_{Cu} de 11 Å, enquanto que o mínimo valor é 0,4 % para t_{Cu} de 16 Å. A Figura 4.13 mostra a dependência da MR com t_{Cu} .



Figuras 4.12 - Curvas de MR, para t_{Cu} (Å)=9, 10, 11, 12, 13 e 16, das multicamadas Si/Cr(80Å)/[Co(16Å)/Cu(t_{Cu} Å)]₂₅ produzidas à pressão de 5 mTorr.

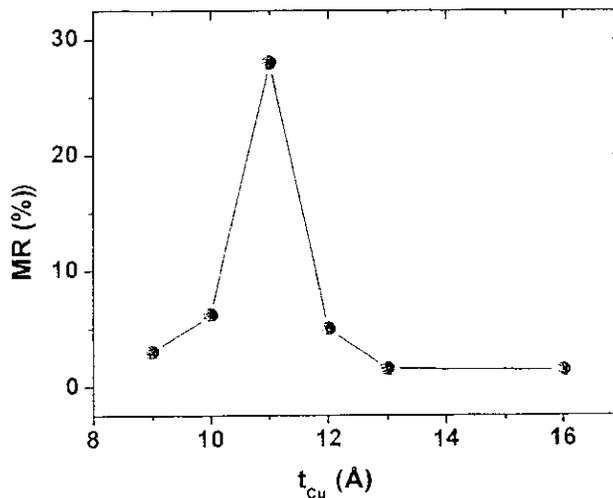


Figura 4.13 – Valores da MR, para t_{Cu} (Å)=9, 10, 11, 12, 13 e 16, nas multicamadas Si/Cr(80Å)/[Co(16Å)/Cu(t_{Cu} Å)]₂₅ preparadas à pressão de 5 mTorr.

A Figura 4.14 apresenta as imagens obtidas com MFA, no Laboratório de Microscopia Atômica do CBPF, que permitem obter informações sobre a rugosidade das superfícies das multicamadas $Si/Cr(80\text{Å})/[Co(16\text{Å})/Cu(t_{Cu}\text{Å})]_{25}$, para t_{Cu} (Å) =10 e 11 preparadas com diferentes valores de P_t ($P_t = 2$ mTorr e 5 mTorr). Na Tabela 4.1 apresenta os resultados de rugosidade média quadrática (RMQ) das multicamadas preparadas a pressão de trabalho de 2 e 5 mTorr, respectivamente. Realizou-se a estimativa da rugosidade médias quadráticas (RMQ) em áreas de $20\ \mu\text{m}^2$, conforme apresentada. na Tabela 4.2. As superfícies das multicamadas foram analisadas por meio de microscopia de força atômica (MFA) , onde foi observado que a rugosidade cresce com o aumento da pressão de trabalho. Para 2 mTorr, o valor da RMQ é da ordem de $2,3\ \text{Å}$ para a multicamada com MR de 53,6 % ($t_{Cu}=10\ \text{Å}$), indicando uma rugosidade suave. Para 5 mTorr, a RMQ da multicamada com MR de 28,0 % ($t_{Cu}=11\ \text{Å}$) aumentou para $4,2\ \text{Å}$. Este efeito se deve à absorção de um número maior de átomos de Ar no filme, destruindo a região de interface e aumentando a interdifusão atômica nesta região.

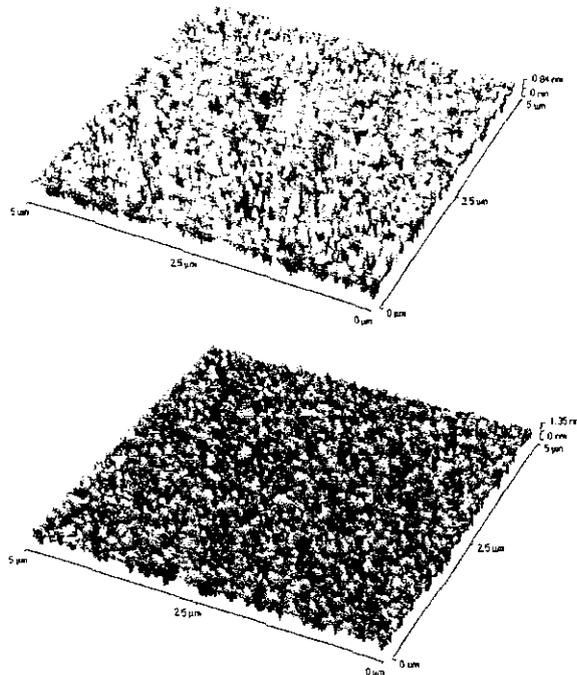


Figura 4.14- Imagens obtidas com MFA que mostram rugosidades nas superfícies das multicamadas $Si/Cr(80\text{Å})/[Co(16\text{Å})/Cu(t_{Cu}\text{Å})]_{25}$, para t_{Cu} (Å)=10 e 11, preparadas com P_t de 2mTorr e 10 mTorr.

Tabela 4.1 – Rugosidade média quadrática (RMQ) das multicamadas Si/Cr(80Å)/[Co(16 Å)/Cu(t_{Cu} Å)]₂₅, preparadas à pressão de 2 e 5 mTorr, sendo t_{Cu} (Å) = 10 e 11.

P _t de Ar (mTorr)	t_{Cu} (Å)	Área (μm^2)	RMQ (Å)
2	10	20	2,3
5	11	20	4,2

Os resultados de MR e MFA mostram que as multicamadas Si/Cr(80Å)/[Co(16Å)/Cu(t_{Cu} Å)]₂₅ preparadas com pressão trabalho de 2 mTorr, apresentam uma baixa rugosidade, da ordem de 2 Å, e um valor máximo de MR de 53,6 %, que é bem maior do que aqueles relatados na literatura, 19 % para t_{Cu} = 11 Å [137] e 10 % para t_{Cu} = 35 Å [138], mostrando mais uma vez que as multicamadas produzidas nesse laboratório possuem uma excelente qualidade no que se refere ao valor da MR.

4.6 – Série Si/Cr(200 Å)/[(Co+⁵⁷Fe) (16 Å)/Cu (t_{Cu})]₂₅/Cr(50 Å)

Com o intuito de estudar o interior das camadas de Co nas multicamadas de Co/Cu por meio de Mössbauer (CEMS), ⁵⁷Fe foi distribuído aleatoriamente dentro destas camadas. As interações hiperfinas em torno dos átomos de Fe foram investigadas sistematicamente, e informações sobre os arranjos magnéticos dos átomos de Co foram obtidas indiretamente. As multicamadas foram preparadas com diferentes condições de pressão de trabalho, para se determinar sua influência no processo de interdifusão atômica entre as camadas de Co e Cu, que ocorre durante a deposição.

4.6.1 – Filmes preparados sob uma pressão de trabalho de 2 mTorr

Nesta série, a espessura de Cu foi variada: t_{Cu} (Å) = 4, 7, 8, 9, 10, 12, 14, 16, 17, 18, 19, 20 e 21.

A Figura 4.15 apresenta as curvas de refletividade. Os picos de difração na região angular entre 1° e 6° confirmam o crescimento periódico artificial dos filmes em forma de multicamadas. A partir das posições angulares, os valores de Λ das multicamadas são calculados, estando próximos às respectivas espessuras nominais obtidas da soma de t_{Co+Fe} e t_{Cu} .

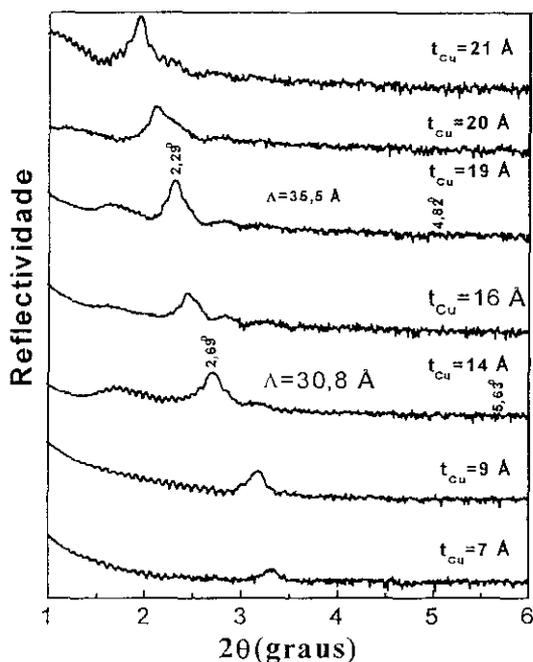


Figura 4.15 - Curvas de refletividade das multicamadas Si/Cr(200Å)/[(Co+⁵⁷Fe)(16Å)/Cu(t_{Cu} Å)]₂₅/Cr(50Å) para t_{Cu} (Å) = 7, 9, 14, 16, 19, 20 e 21, preparadas à pressão de 2 mTorr.

A Figura 4.16 apresenta os difratogramas de raios X (DRX) em altos ângulos, das multicamadas Si/Cr(200Å)/[(Co+⁵⁷Fe)(16Å)/Cu(t_{Cu} Å)]₂₅/Cr(50Å), para t_{Cu} (Å)=7, 9, 12, 19 e 21, preparadas à pressão de 2 mTorr. Os picos de difração de Bragg são referentes às fases: (1) Co-cfc, (2) Co-hcp, (3) Cu-cfc, (4) FeCr-T e FeCo-ccc, conforme indicado na Figura. A presença das fases relativa às ligas FeCo e CoCr indica que houve interdifusões atômica entre a *buffer layer* e a camada de Co sobrejacente e, como já era de se esperar, houve a formação da liga entre Co e o ⁵⁷Fe, já que estes elementos foram co-depositados (placa de ⁵⁷Fe colocada sobre o alvo de Co).

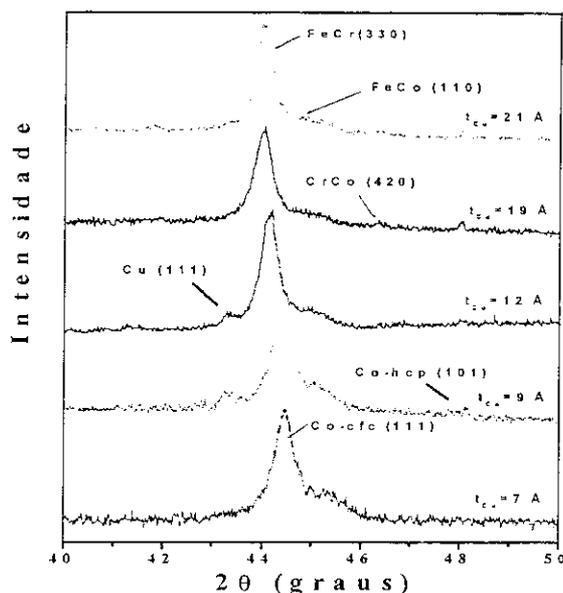


Figura 4.16 – Difratomogramas de raios X das multicamadas $Si/Cr(200\text{\AA})/(Co+^{57}Fe)(16\text{\AA})/Cu(t_{Cu}\text{\AA})_{25}/Cr(50\text{\AA})$ para t_{Cu} (\AA) = 7, 9, 12, 19, 21, preparadas à pressão de 2 mTorr.

Na literatura foi relatado que filmes de Co crescem preferencialmente com estrutura cristalina tipo cfc [139] entretanto, também foi observada a existência da fase hcp-Co. Wu [140] e Dang [141] observaram a presença da fase, hcp do Co, através da difração de raios X e pela técnica de ressonância nuclear magnética, respectivamente, em multicamadas crescidas por sputtering. A Figura. 4.15 mostra a existência de uma alternância entre as intensidades dos picos em amostras diferentes. Por exemplo, o pico de Cu só é claramente visto para t_{Cu} iguais a 9 e 12 \AA . Assim, parece que as camadas de Cu crescem com o plano (111) da fase cfc ligeiramente em ângulo com relação a este plano das camadas de Co. Talvez seja um efeito proveniente da rugosidade entre as camadas de Co e Cu. Dessa forma, o plano (111) das camadas de Co sempre produz difrações de Bragg bem nítidas, enquanto as camadas de Cu, não. Para resolver este problema seria necessário fazer medidas de θ - 2θ na configuração desacopladas. Entretanto, o difratômetro existente no CBPF é para analisar amostras em forma de pó, possuindo uma configuração θ - 2θ acoplados, o que na realidade é uma limitação técnica, já que os filmes possuem uma orientação preferencial. Devido a este fato, é necessário ter muito cuidado no momento de posicionar o filme no porta-amostra, pois variações na inclinação do filme com relação ao feixe de raios X podem modificar a intensidade de um pico de difração, e até torná-lo imperceptível no difratograma.

A Figura 4.17 apresenta as curvas de MR em função da t_{Cu} das multicamadas $Si/Cr(200\text{\AA})/[Co+^{57}Fe](16\text{\AA})/Cu(t_{Cu}\text{\AA})]_{25}/Cr(50\text{\AA})$, para t_{Cu} (\AA) = 9, 16, 19 e 20. Para $t_{Cu} = 9 \text{\AA}$, os valores da MR (40 %) e do campo magnético necessário para saturação do efeito de MR são máximos, enquanto que para $t_{Cu} = 14 \text{\AA}$, a curva de MR é a mais estreita e possui a menor amplitude (2,5 %). Este fato está relacionado à oscilação entre os acoplamentos FM e AF entre as camadas de Co, visto na Figura 4.18, onde está apresentada a dependência da MR com t_{Cu} , permitindo a observação do segundo pico de MR, $t_{Cu}=16 \text{\AA}$ [142].

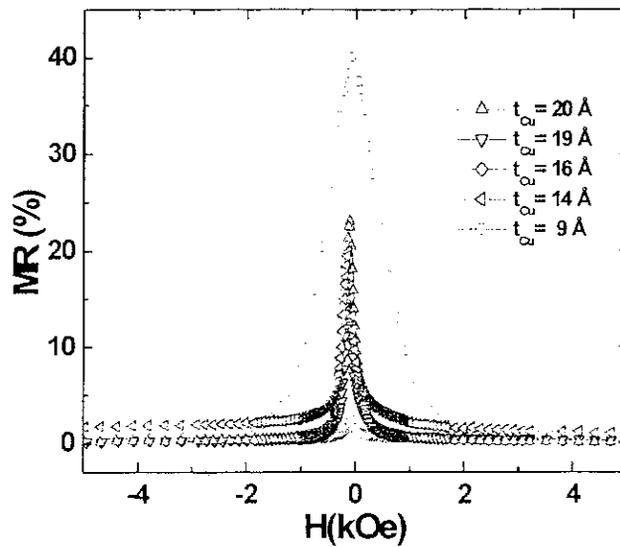


Figura 4.17 – Curvas de MR das multicamadas $Si/Cr(200\text{\AA})/[Co+^{57}Fe](16\text{\AA})/Cu(t_{Cu}\text{\AA})]_{25}/Cr(50\text{\AA})$ para t_{Cu} (\AA) = 9, 14, 16, 19 e 20, preparadas à pressão de 2 mTorr.

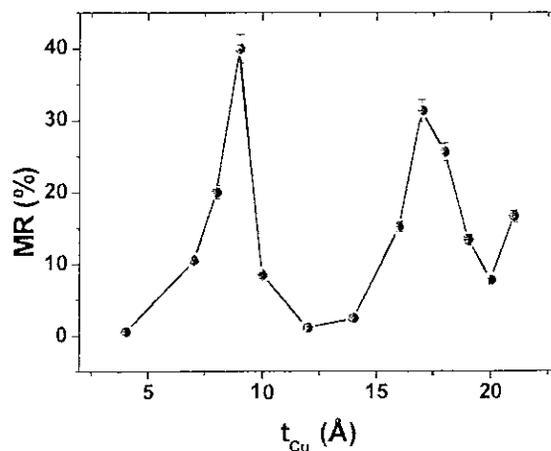
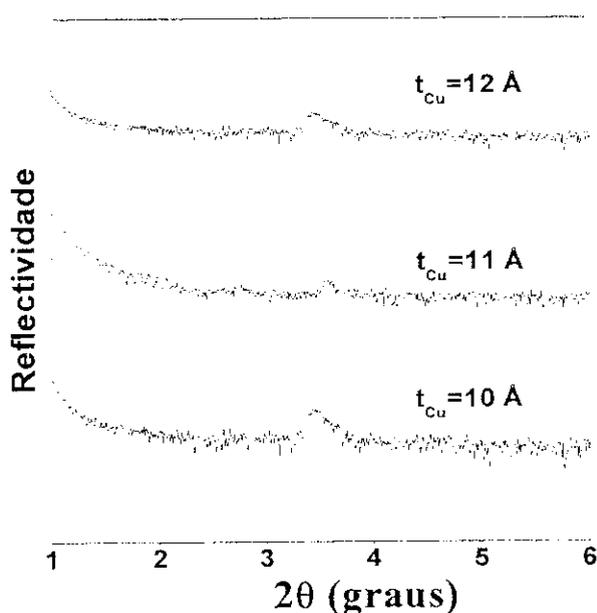


Figura 4.18 – Valores da MR, para t_{Cu} (\AA) = 4, 7, 8, 9, 10, 12, 14, 16, 17, 18, 19, 20 e 21, das multicamadas $Si/Cr(200\text{\AA})/[Co+^{57}Fe](16\text{\AA})/Cu(t_{Cu}\text{\AA})]_{25}/Cr(50\text{\AA})$, preparadas à pressão de 2 mTorr.

4.6.2 – Filmes preparados com uma pressão de trabalho de 5 mTorr

Nesta série, a espessura de Cu foi variada, sendo utilizados os valores de t_{Cu} (Å) = 9, 10, 11, 12, 13 e 14.

A Figura 4.19 apresenta as curvas de refletividade das multicamadas $Si/Cr(200\text{Å})/[Co+^{57}Fe](16\text{Å})/Cu(t_{Cu}\text{Å})]_{25}/Cr(50\text{Å})$, para t_{Cu} (Å) = 10, 11 e 12, produzidas à pressão de 5 mTorr. Mais uma vez é constatado o crescimento modulado das multicamadas através das medidas de refletividade, pois é observado um pico de difração na região angular entre 1° e 6° . Com as posições angulares apresentadas não foi possível estimar os valores dos superperíodos, pois os difratogramas de raios X apresentam apenas um pico de Bragg.



Figuras 4.19 - Curvas de refletividade das multicamadas $Si/Cr(200\text{Å})/[Co+^{57}Fe](16\text{Å})/Cu(t_{Cu}\text{Å})]_{25}/Cr(50\text{Å})$ para t_{Cu} (Å) = 10, 11 e 12, produzidas à pressão de 5 mTorr.

A Figura 4.20 mostra os difratogramas de raios-X em altos ângulos das multicamadas $Si/Cr(200\text{Å})/[Co+^{57}Fe](16\text{Å})/Cu(t_{Cu}\text{Å})]_{25}/Cr(50\text{Å})$, para t_{Cu} (Å) = 10, 11, 12 e 14, preparadas à pressão de 5 mTorr. Para todos os valores de t_{Cu} , os difratogramas apresentam três picos de Bragg. O primeiro próximo à difração (111) da fase cfc do Cu, o segundo, menos intenso, referente à difração (111) da fase cfc do Co e o terceiro, de baixa intensidade, referente à difração (101) da fase hcp do Co.

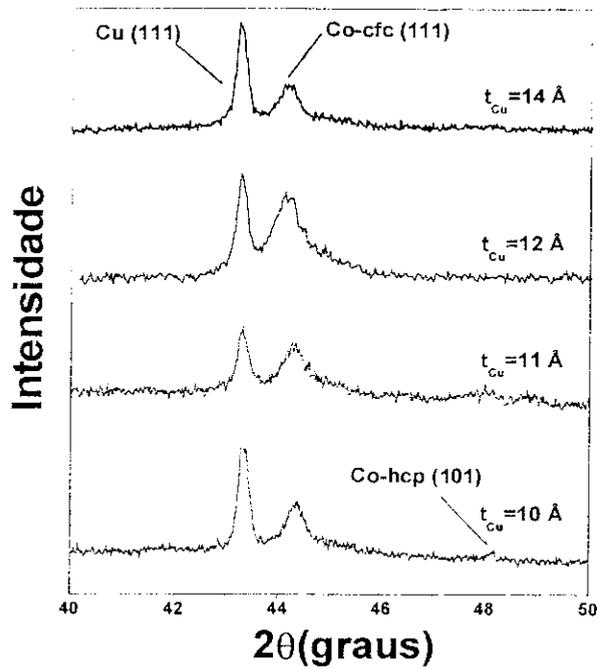


Figura 4.20 – Difratogramas de raios X das multicamadas $\text{Si/Cr}(200\text{\AA})/[(\text{Co}+^{57}\text{Fe})(16\text{\AA})/\text{Cu}(t_{Cu}\text{\AA})]_{25}/\text{Cr}(50\text{\AA})$ para $t_{Cu}(\text{\AA}) = 10, 11, 12$ e 14 .

As curvas de MR em função da t_{Cu} das multicamadas $\text{Si/Cr}(200\text{\AA})/[(\text{Co}+^{57}\text{Fe})(16\text{\AA})/\text{Cu}(t_{Cu}\text{\AA})]_{25}/\text{Cr}(50\text{\AA})$, para $t_{Cu}(\text{\AA}) = 9, 11$ e 13 , preparadas à pressão de 5 mTorr são mostradas na Figura 4.21. O máximo valor de MR é de 36,7 % para t_{Cu} de 13 Å, enquanto que o mínimo valor é 2,8 % para t_{Cu} de 9 Å. A Figura 4.22 mostra a dependência da MR com t_{Cu} apresentando o comportamento oscilatório dos acoplamentos FM e AF entre as camadas de Co.

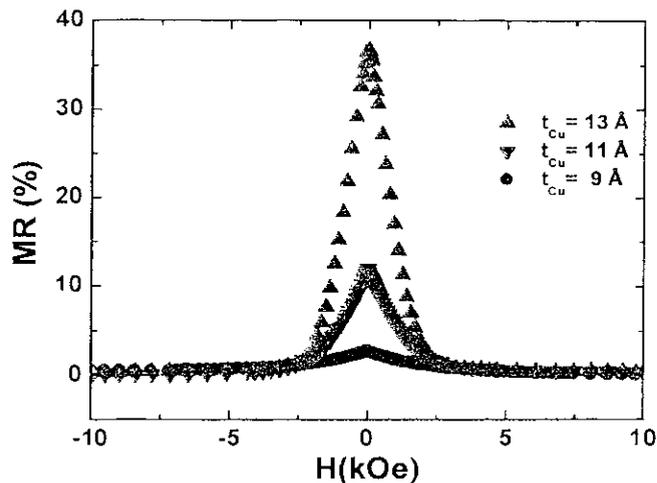


Figura 4.21 Curvas de MR, para $t_{Cu}(\text{\AA}) = 9, 11$ e 13 , nas multicamadas $\text{Si/Cr}(200\text{\AA})/[(\text{Co}+^{57}\text{Fe})(16\text{\AA})/\text{Cu}(t_{Cu}\text{\AA})]_{25}/\text{Cr}(50\text{\AA})$ preparadas à pressão de 5 mTorr.

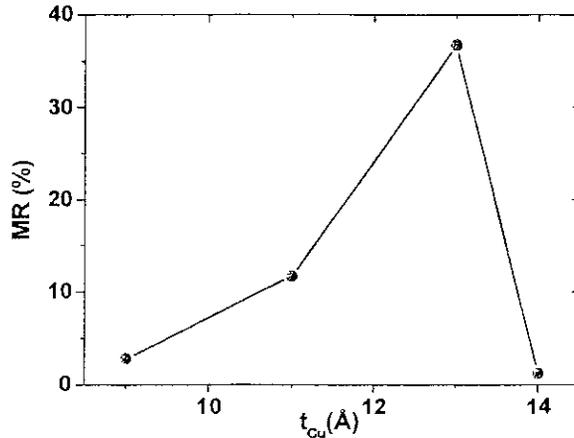


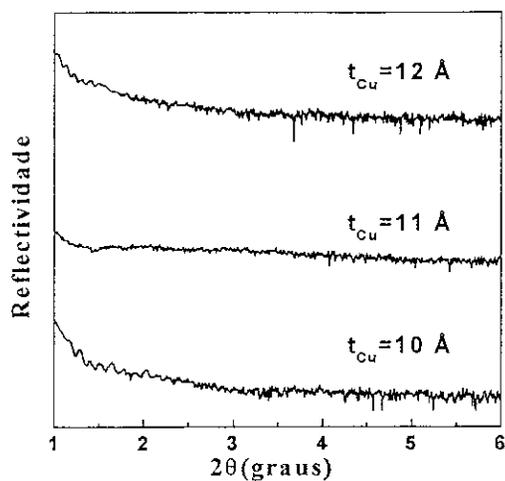
Figura 4.22 – Valores da MR, para $t_{Cu}(\text{Å}) = 9, 11, 13$ e 14 , das multicamadas $Si/Cr(200\text{Å})/[(Co+^{57}Fe)(16\text{Å})/Cu(t_{Cu}\text{Å})]_{25}/Cr(50\text{Å})$, produzidas à pressão de 5 mTorr.

Refletindo o resultado encontrado para amostras crescidas com pressão de trabalho $P_t = 2$ mTorr, as amostras crescidas com $P_t = 5$ mTorr também apresentaram valores de MR bem significativos, quando comparados a valores da literatura [36 % para $t_{Cu} = 9 \text{ Å}$ [143.]. São observadas duas grandes diferenças entre as multicamadas preparadas a 2 mTorr e a 5 mTorr. A primeira está relacionada à refletividade: as amostras preparadas a 2 mTorr possuem maior número de picos de difração, indicando menor rugosidade. A segunda diz respeito às fases cfc do Cu e Co, que estão nitidamente visíveis nos DRX das amostras preparadas a 5 mTorr, enquanto que nas multicamadas preparadas a 2 mTorr, não. Isto é indicativo de que as camadas de Cu estão ligeiramente giradas com relação ao plano (111) do Co quando crescidas sob 2 mTorr e não ocorrendo o mesmo para amostras crescidas a 5 mTorr. Portanto, esses podem ser efeitos que levam a valores distintos de MR.

4.6.3 – Filmes preparados com uma pressão de trabalho de 10 mTorr

Nesta série, a espessura de Cu foi variada sendo utilizado os valores de $t_{Cu} (\text{Å}) = 8, 9, 10, 11, 12, 13$ e 14 .

A Figura 4.23 apresenta as curvas de refletividade das multicamadas $Si/Cr(200\text{Å})/[(Co+^{57}Fe)(16\text{Å})/Cu(t_{Cu}\text{Å})]_{25}/Cr(50\text{Å})$, para $t_{Cu}(\text{Å}) = 10, 11$ e 12 produzidas à pressão de 10 mTorr. Não há evidência de picos de difração, indicando uma má definição das interfaces. Este resultado confirma que a rugosidade nas interfaces aumenta com a pressão de trabalho, conforme é verificado com as medidas de MFA (Tabela 4.2).



Figuras 4.23 - Curvas de refletividades das multicamadas Si/Cr(200Å)/[(Co+⁵⁷Fe)(16Å)/Cu(t_{Cu} Å)]₂₃/Cr(50Å) para t_{Cu} (Å) = 10, 11 e 12, produzidas à pressão de 10 mTorr

A Figura 4.24 apresenta os difratogramas de raios-X, em altos ângulos, das multicamadas Si/Cr(200Å)/[(Co+⁵⁷Fe)(16Å)/Cu(t_{Cu} Å)]₂₅/Cr(50Å), para t_{Cu} (Å) = 8, 10, 11, 12 e 14, produzidas à pressão de 10 mTorr. Os picos de Bragg são referentes às reflexões (111) das fases cfc do Cu e do Co, pico de máxima e baixa intensidade, e (101) da fase hcp do Co.

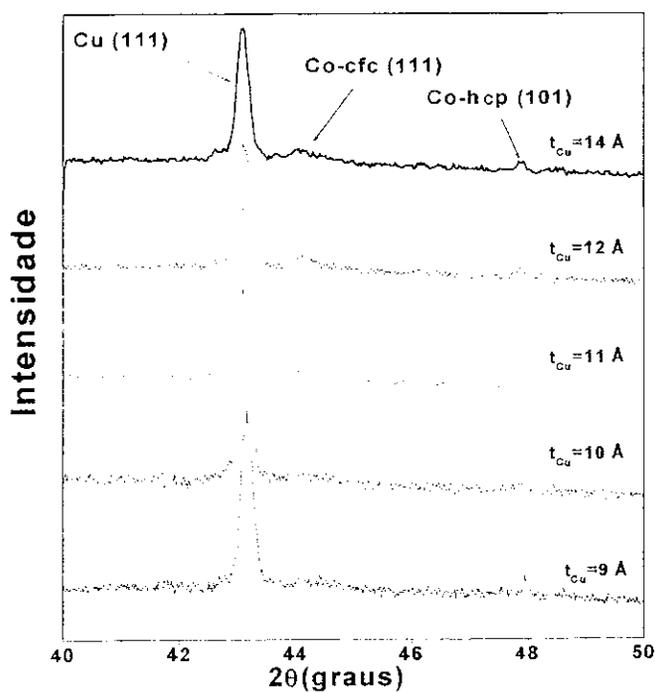


Figura 4.24 - Difratogramas de raios X das multicamadas Si/Cr(200Å)/[(Co+⁵⁷Fe)(16Å)/Cu(t_{Cu} Å)]₂₅/Cr(50Å) para t_{Cu} (Å) = 9, 10, 11, 12 e 14, preparadas à pressão de 10 mTorr.

A Figura 4.25 apresenta as curvas de MR em função de t_{Cu} , das multicamadas Si / Cr(200Å)/[(Co+⁵⁷Fe)(16Å)/Cu(t_{Cu} Å)]₂₅/Cr(50Å) para t_{Cu} (Å) = 10, 11 e 13. Os valores da MR estão próximos de 0,6 %.

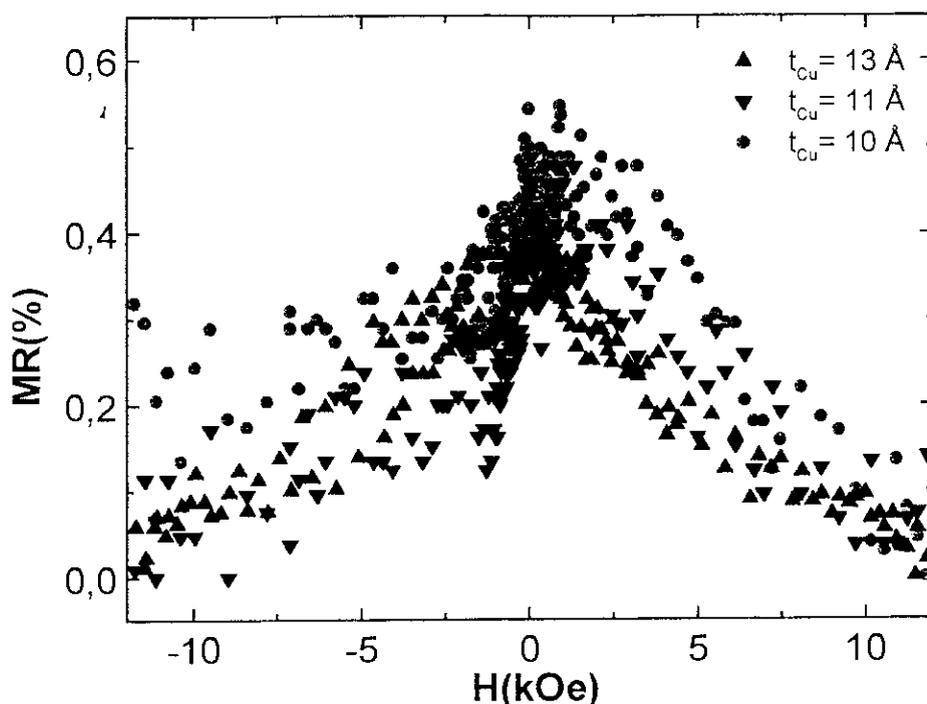


Figura 4.25 – Curvas de MR, para t_{Cu} (Å) = 10, 11 e 13, nas multicamadas Si/Cr(200Å)/[(Co+⁵⁷Fe)(16Å)/Cu(t_{Cu} Å)]₂₅/Cr(50Å) preparadas à pressão de 10 mTorr.

Na figura 4.26 apresenta-se as imagens obtidas com MFA, feitas no Laboratório de Microscopia Atômica do CBPF, que permitem obter informações sobre a rugosidade das superfícies das multicamadas Si/Cr(200Å)/[(Co+⁵⁷Fe)(16Å)/Cu(t_{Cu} Å)]₂₅/Cr(50Å), para t_{Cu} (Å) = 9 e 10 preparadas com diferentes valores de P_t ($P_t = 2$ mTorr e 10mTorr). Realizou-se a estimativa da rugosidade médias quadráticas (RMQ) em áreas de $20 \mu m^2$, conforme apresentada, na Tabela 4.2. As superfícies das multicamadas que apresentaram o maior valor de MR, em cada pressão de preparação foram analisadas por meio de MFA. Foi observado que a rugosidade cresce com o aumento da pressão de trabalho. Para 2 mTorr, o valor da RMQ é da ordem de 2 \AA na multicamada com MR de 40% ($t_{Cu} = 9 \text{ \AA}$), indicando uma rugosidade suave. Para 5 mTorr, houve um pequeno aumento na RMQ, enquanto que para 10 mTorr, o valor estimado é da ordem de 13 \AA , o que expressa uma alta rugosidade. Este efeito é devido à absorção de um número maior de átomos de Ar no filme, destruindo a região de interface e aumentando a interdifusão atômica nesta região. Esta pode ser a explicação para a ausência de picos de difração nas análises de DRX em baixos ângulos, nas multicamadas preparadas a 10 mTorr.

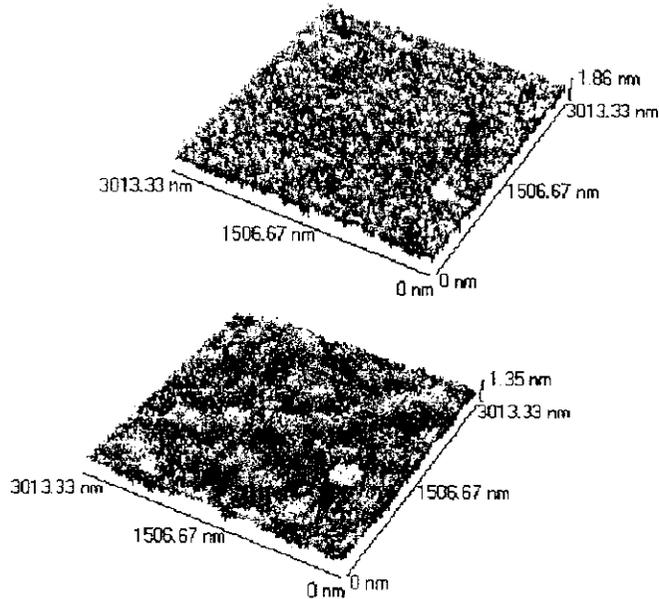


Figura 4.26 – Imagens obtidas com MFA que mostram rugosidades nas superfícies das multicamadas $\text{Si/Cr}(200\text{Å})/[(\text{Co}+^{57}\text{Fe})(16\text{Å})/\text{Cu}(t_{\text{Cu}}\text{Å})]_{25}/\text{Cr}(50\text{Å})$, para $t_{\text{Cu}}(\text{Å})=9$ e 13 , preparadas com P_i de 2mTorr e 10mTorr .

Tabela 4.2 – Rugosidade média quadrática (RMQ) das multicamadas $\text{Si/Cr}(200\text{Å})/[(\text{Co}+^{57}\text{Fe})(16\text{Å})/\text{Cu}(t_{\text{Cu}}\text{Å})]_{25}/\text{Cr}(50\text{Å})$, para $t_{\text{Cu}}(\text{Å})=9$ e 13 , preparadas à pressão de $2, 5\text{mTorr}$.

P_i de Ar (mTorr)	t_{Cu} (Å)	Área (μm^2)	RMQ (Å)
2	9	20	2,1
5	13	20	3,5
10	8	20	13,0

A Figura 4.27 apresenta os espectros de Mössbauer por elétrons de conversão (CEMS), das multicamadas: (a) $\text{Si/Cr}(200\text{Å})/[(\text{Co}+^{57}\text{Fe})(16\text{Å})/\text{Cu}(9\text{Å})]_{25}/\text{Cr}(50\text{Å})$, preparada com P_i de 2mTorr e (b): $\text{Si/Cr}(200\text{Å})/[(\text{Co}+^{57}\text{Fe})(16\text{Å})/\text{Cu}(13\text{Å})]_{25}/\text{Cr}(50\text{Å})$ preparada com P_i de 5mTorr .

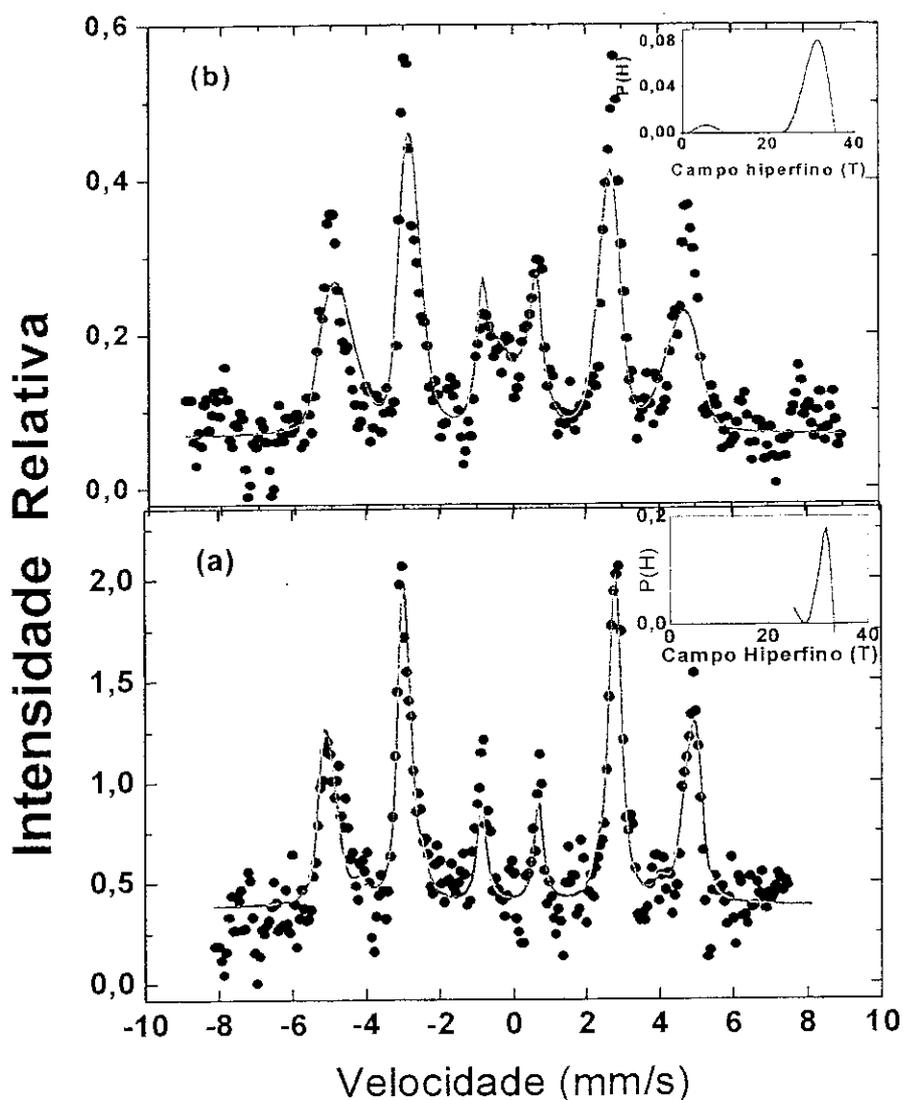


Figura 4.27 - Espectros Mössbauer da multicamada $Si/Cr(200\text{\AA})/[(Co+^{57}Fe)(16\text{\AA})/Cu(t_{Cu})]25/Cr(50\text{\AA})$: (a) $t_{Cu}(\text{\AA})=9$, preparada à pressão de 2 mTorr e (b) $t_{Cu}(\text{\AA})=13$, preparada à pressão de 5 mTorr.

Os espectros foram ajustados de acordo com o modelo de distribuição de campo hiperfino [144]. Nos espectros da Figura 4.20 (a) e (b), as linhas são estreitas, indicando que a camada de Co com os átomos de ^{57}Fe possui poucos defeitos. É conhecido que a liga Fe-Co é ferromagnética, ou seja, os momentos magnéticos dos átomos de Co e do Fe estão acoplados na mesma direção, de onde se conclui que a magnetização das camadas de Co está orientada no plano do filme. Inserido nos espectro da Figura estão os gráficos normalizados da distribuição de campos $P(H)$ de cada fase que apresenta os mesmos

parâmetros hiperfinos: e o valor de campo magnético hiperfino (B_{hf}) para estas duas fases é de 31,5 T e o deslocamento isomérico (DI) é de - 0,087 mm/s. Esse valor é menor do que o do α -Fe, sendo atribuído à presença de uma vizinhança rica em Co em torno dos átomos de Fe. Assim, conclui-se que os átomos de Fe entram em baixíssima concentração nas camadas de Co. Esta conclusão é baseada nos resultados relatados por Kuhrts e Johnson [145, 146], onde os valores de B_{hf} acima encontrados situam-se na região de alta concentração de Co, no diagrama de fase magnético da liga Fe-Co. No gráfico normalizado da Figura (b) além das componentes magnéticas é também observada a presença de uma componente paramagnética, que possui parâmetros hiperfinos de campos magnéticos B_{hf} variando de 0 a 10 T e os deslocamentos isoméricos $DI=0,002$ mm/s próximos ao do Fe (Co) em Cu. Esta componente pode ser associada à interdifusão entre Fe e Cu na região das interfaces entre as camadas de Co/Cu.

Combinando os resultados de DRX, MR, CEMS e MFA, obtidos das multicamadas $Si/Cr(200\text{\AA})/[(Co+^{57}Fe)(16\text{\AA})/Cu(t_{Cu}\text{\AA})]_{25}/Cr(50\text{\AA})$ preparadas com diferentes valores de pressão de trabalho, conclui-se que as multicamadas preparadas a 2 mTorr e 5 mTorr possuem uma estrutura artificial periódica, com baixa rugosidade e valores de MR para o 1º pico do acoplamento AF da ordem de 40 % e de 37 % respectivamente. No caso da multicamada preparada a 5 mTorr, a medida de CEMS mostrou que os momentos magnéticos do Co encontram-se no plano do filme. Do ponto de vista estrutural, com as multicamadas preparadas a 5 mTorr definiu-se melhor as fases cfc do Co e Cu para todos os valores de t_{Cu} . Nas multicamadas preparadas a 2 mTorr a indefinição da fase cfc do Cu talvez seja devida a um crescimento da camada de Cu ligeiramente girada com relação à camada de Co. Esta rotação entre os planos (111) do Co e Cu é destruída com o aumento da rugosidade da interface. No caso das multicamadas preparadas a 10 mTorr, é observada a ausência de um valor significativo para a MR, alta rugosidade superficial e ausência de picos nas curvas de refletividade sugerindo a ausência de uma estrutura periódica artificial.

Na literatura estão relatados os efeitos das condições de preparação e crescimento nas propriedades das multicamadas de Co/Cu. O aumento da pressão de trabalho gera o aumento da rugosidade, o que por sua vez leva ao crescimento da magnetorresistência e do acoplamento AF [26]. Esta relação entre rugosidade e acoplamento AF e MRG é também observado nas multicamadas Fe/Cr [27].

Os resultados que foram encontrados nas multicamadas $Si/Cr(80\text{\AA})/[Co(16\text{\AA})/Cu(t_{Cu}\text{\AA})]_{25}$ e $Si/Cr(200\text{\AA})/[(Co+^{57}Fe)(16\text{\AA})/Cu(t_{Cu}\text{\AA})]_{25}/Cr(50\text{\AA})$ diferem desses dois acima mencionados. Atribuímos esta discrepância às diferenças de

faixa de pressão de trabalho e de espessura da rugosidade. Nossos valores de pressão de trabalho estão na faixa entre 2, 5 e 10 mTorr, enquanto que os de Kingetsu [140] estão entre 0,6 e 1,5 mTorr, a qual induz uma menor rugosidade. Embora, para as multicamadas de Fe/Cr, Fullerton [27] utilizou a pressão de trabalho de 4 e 12 mTorr. Os resultados de Parkin [3] nas multicamadas de Co/Cu mostraram uma redução no acoplamento AF e na MGR, devido à rugosidade induzida pela mudança do material utilizado como *buffer*.

Nossos resultados são similares àqueles relatados por Ueda [28], Tsunoda [29] e Highmore [30] que mostraram que a amplitude da MR diminuiu com o aumento da pressão de trabalho (e subsequente maior rugosidade na interface das multicamadas de Co/Cu). Estudos futuros das propriedades de microestruturas são necessários para uma conclusão definitiva sobre todos os fatores que influenciam o acoplamento AF e a MRG. Por exemplo, qual o papel desempenhado pela injeção de átomos de Ar nas amostras. Também podemos concluir que a rugosidade, a MRG e o acoplamento AF dependem das propriedades de cada sistemas produzidos.

Em conclusão foi possível explorar as potencialidades do sistema de *sputtering* e testar o efeito de pressão de trabalho na rugosidade dos filmes e nos valores de magnetorresistência. Além disso foi possível comparar os resultados encontrados com os reportados na literatura para sistemas semelhantes.

CAPÍTULO 5

APRESENTAÇÃO E DISCUSSÃO DOS RESULTADOS

Neste capítulo são apresentados os resultados experimentais tanto de medida de caracterização como estrutural e magnéticas realizadas nas multicamadas de $[\text{Py}/\text{Cu}]_n$, $[\text{Py}/\text{Zr}]_n$ e $[\text{Py}/\text{WTi}]_n$ crescidas sobre substrato de Si(100).

5.1 - Multicamadas de Py/X , onde $\text{X}=\text{Cu}$, Zr e WTi .

O efeito de MRG encontrado nas multicamadas de Py [4, 20] é dos mais altos e isto possibilita uma importante utilização desses filmes na construção de dispositivos eletrônicos [23], foram estudadas as multicamadas de Py com diferentes camadas de metais não magnéticos, com o intuito de investigar mais detalhadamente suas propriedades de transporte.

5.1.1 - Multicamadas de Py/Cu

Parkin [35, 147] observou um aumento no valor da MRG quando o Co é adicionado à interface das multicamadas de Py/Cu. Para investigar a influência dessa camada de Co interfacial na MRG, foi realizado um estudo comparativo das propriedades estruturais, magnéticas e de transporte em multicamadas de Py/Cu e Co/Py/Co/Cu. O mesmo processo foi usado com Fe na interface, já que Hwang [148] relata um aumento no valor da MRG das multicamadas de Co/Cu, quando Fe é inserido nas interfaces.

5.1.1.1 - Série $\text{Si}/\text{Py}(54\text{Å})/\text{Cu}(9\text{Å})/[\text{Py}(t_{\text{py}}\text{Å})/\text{Cu}(9\text{Å})]_{20}/\text{Py}(16\text{Å})$

Na Figura 5.1 estão apresentadas as curvas de reflectividade das multicamadas $\text{Si}/\text{Py}(54\text{Å})/\text{Cu}(9\text{Å})/[\text{Py}(t_{\text{py}}\text{Å})/\text{Cu}(9\text{Å})]_{20}/\text{Py}(16\text{Å})$, para $t_{\text{py}}(\text{Å})=11, 16, 21, 27$ e 54 , de onde foram calculados os superperíodos (Λ) de cada multicamada.

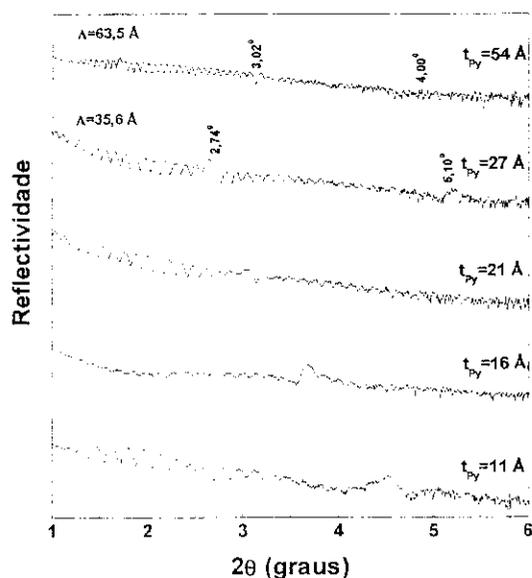


Figura 5.1 – Curvas de reflectividade, para $t_{Py}(\text{Å})=11, 16, 21, 27$ e 54 , nas multicamadas $Si/Py(54\text{Å})/Cu(9\text{Å})/[Py(t_{Py}\text{Å})/Cu(9\text{Å})]_{20}/Py(16\text{Å})$.

Os difratogramas de raios X em altos ângulos das multicamadas $Si/Py(54\text{Å})/Cu(9\text{Å})/[Py(t_{Py}\text{Å})/Cu(9\text{Å})]_{20}/Py(16\text{Å})$ para $t_{Py}(\text{Å})=11, 16, 21, 27, 54$ e 86 , estão na Figura. 5.2. Na posição $2\theta = 43,35^\circ$ aparece um pico de Bragg, correspondendo à reflexão (111), que está associada a duas fases: a cfc (111) do Cu, em $2\theta = 43,30^\circ$ ou à fase cfc (111) do Py, em $2\theta = 43,47^\circ$ (com 39,16% de átomos de Ni (JCPDS ficha nº 23-0297). Um terceiro pico alargado aparece, com baixa intensidade, correspondendo à reflexão (111), em $2\theta = 44,48^\circ$, um valor próximo da fase cfc (111) do Ni ($2\theta=44,50^\circ$) com 100% de átomos de Ni.

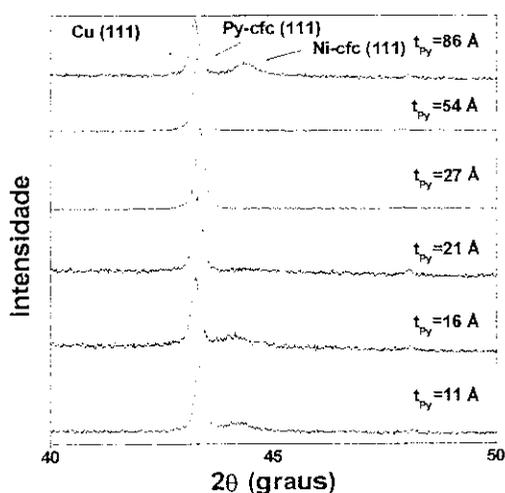


Figura 5.2 – DRX em altos ângulos, para $t_{Py}(\text{Å})=11, 16, 21, 27, 54$ e 86 , nas multicamadas $Si/Py(54\text{Å})/Cu(9\text{Å})/[Py(t_{Py}\text{Å})/Cu(9\text{Å})]_{20}/Py(16\text{Å})$.

A Figura 5.3 apresenta as curvas de MR em função da espessura do Py, para multicamadas $\text{Si/Py}(54\text{\AA})/\text{Cu}(9\text{\AA})/[\text{Py}(t_{\text{Py}}\text{\AA})/\text{Cu}(9\text{\AA})]_{20}/\text{Py}(16\text{\AA})$, para $t_{\text{Py}}(\text{\AA}) = 11, 16, 21, 27, 54$ e 86 . A espessura de 9\AA para a camada de Cu foi escolhida porque corresponde ao primeiro máximo na curva de MR (acoplamento AF) deste sistema. A máxima amplitude da MR é de 12% , para a espessura de 21\AA do Py e a mínima amplitude da MR é de $7,1 \%$, para a espessura de 11\AA do Py. O comportamento da MR com t_{Py} (Figura. 5.4) está associado ao acoplamento oscilatório (FM e AF) entre as camadas de Py.

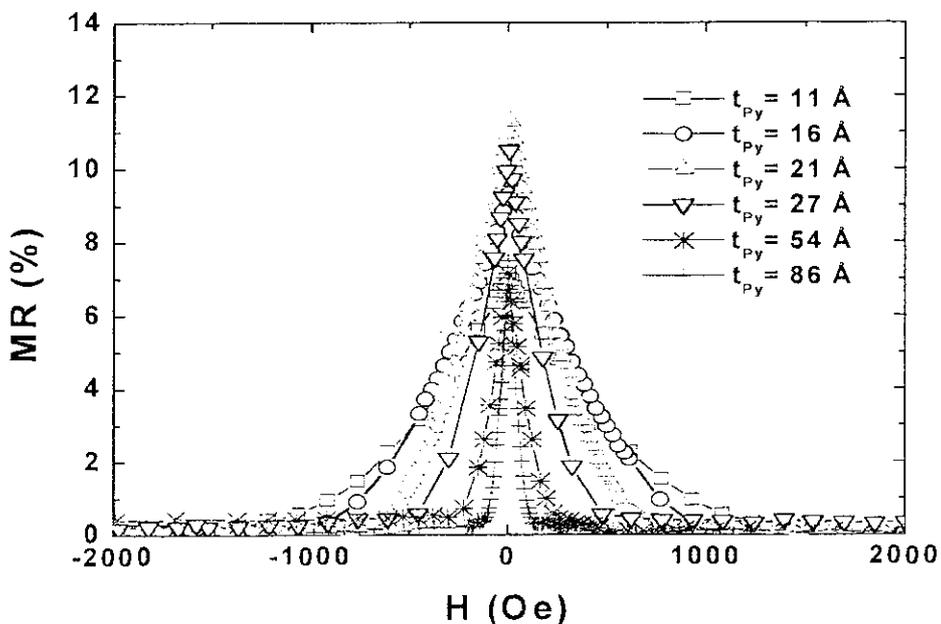


Figura 5.3 – Curvas de MR, para $t_{\text{Py}}(\text{\AA}) = 11, 16, 21, 27, 54$ e 86 , nas multicamadas $\text{Si/Py}(54\text{\AA})/\text{Cu}(9\text{\AA})/[\text{Py}(t_{\text{Py}}\text{\AA})/\text{Cu}(9\text{\AA})]_{20}/\text{Py}(16\text{\AA})$.

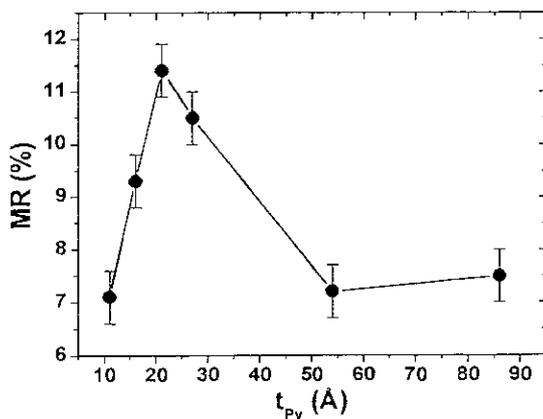


Figura 5.4 – Valores da MR, para $t_{\text{Py}}(\text{\AA}) = 11, 16, 21, 27, 54$ e 86 , das multicamadas $\text{Si/Py}(54\text{\AA})/\text{Cu}(9\text{\AA})/[\text{Py}(t_{\text{Py}}\text{\AA})/\text{Cu}(9\text{\AA})]_{20}/\text{Py}(16\text{\AA})$.

Na Figura 5.5 é apresentada a dependência da MR com a temperatura $T(K) = 4,2, 100, 200$ e 300 , nas multicamadas $Si/Py(54\text{\AA})/Cu(9\text{\AA})/[Py(t_{Py}\text{\AA})/Cu(9\text{\AA})]_{20}/Py(16\text{\AA})$, com espessuras de Py de 27\AA e 54\AA . A variação da MR tem seu máximo a $4,2\text{ K}$ e, à medida que a temperatura aumenta, ocorre uma diminuição na amplitude da MR. Esta mudança poderia ser atribuída a variação do espalhamento dependente de *spins*, devido ao aumento dos parâmetros de livre caminho médio dos elétrons (λ) e do coeficiente de transmissão nas interfaces (Q), ocasionados pela diminuição do ruído térmico [149]. Uma explicação para esta variação, poderia ser devido à influência de camadas paramagnéticas nas interfaces, pela interdifusão de Py e Cu [149 – 152].

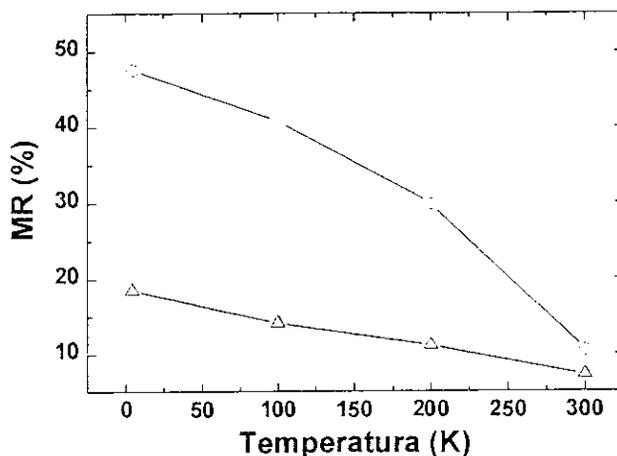


Figura 5.5 – Valores da MR com a temperatura nas multicamadas: círculos referem-se a $Si/Py(54\text{\AA})/Cu(9\text{\AA})/[Py(27\text{\AA})/Cu(9\text{\AA})]_{20}/Py(16\text{\AA})$, enquanto os triângulos referem-se a $Si/Py(54\text{\AA})/Cu(9\text{\AA})/[Py(54\text{\AA})/Cu(9\text{\AA})]_{20}/Py(16\text{\AA})$.

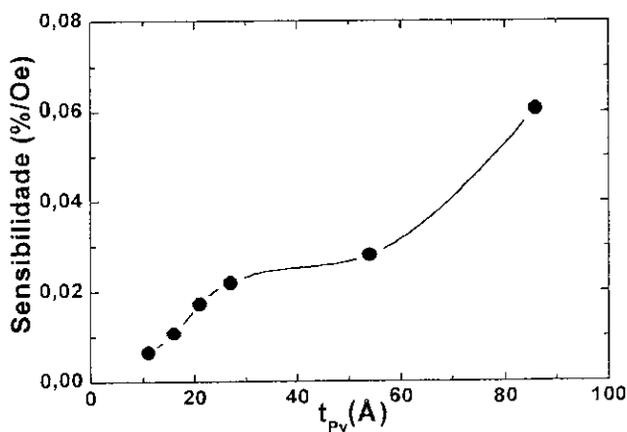


Figura 5.6 – Curva da sensibilidade magnética (S) em função das espessuras de Py, das multicamadas $Si/Py(54\text{\AA})/Cu(9\text{\AA})/[Py(t_{Py}\text{\AA})/Cu(9\text{\AA})]_{20}/Py(16\text{\AA})$ para $t_{Py}(\text{\AA}) = 11, 16, 21, 27, 54$ e 86 .

Na Figura 5.6 é apresentada a curva de sensibilidade magnética (S) em função da espessura do Py das multicamadas $Si/Py(54\text{\AA})/Cu(9\text{\AA})/[Py(t_{Py}\text{\AA})/Cu(9\text{\AA})]_{20}/Py(16\text{\AA})$,

para $t_{Py}(\text{\AA}) = 11, 16, 21, 27, 54$ e 86 . A sensibilidade magnética (S) é definida como a razão entre a amplitude da magnetorresistência (MR) e o campo de saturação (H_S). A máxima sensibilidade ao campo de saturação (H_S) ($0,06 \text{ \%/Oe}$) é alcançada com camadas mais espessas de Py (86 \AA), apesar do máximo da amplitude da MR ser obtido para pequenas espessuras de Py (21 \AA).

A Figura 5.7 apresenta a curva de magnetização (M) em função do campo aplicado paralelo à superfície do filme (H). O gráfico das curvas de M/M_S versus H/H_S está inserido. As curvas de magnetização mostram que a contribuição FM satura a baixos campos para todas as espessuras do Py. As amostras também apresentam uma magnetização remanente não desprezível. O comportamento muito similar das curvas de magnetização versus H/H_S , pode ser interpretado com sendo independente da constante de acoplamento que apresenta a mesma contribuição ferromagnética.

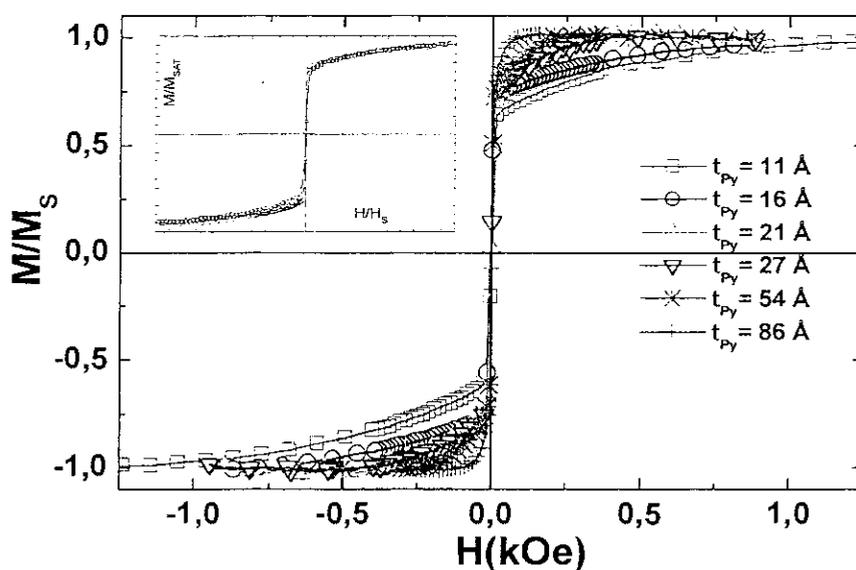


Figura 5.7 – Curva de Magnetização versus campo aplicado paralelo à superfície do filme (H) das multicamadas $Si/Py(54\text{\AA})/Cu(9\text{\AA})[Py(t_{Py}\text{\AA})/Cu(9\text{\AA})]_{20}/Py(16\text{\AA})$ para $t_{Py}(\text{\AA}) = 11, 16, 21, 27, 54$ e 86 .

Na Figura 5.8 está apresentada a curva do campo de saturação (H_S) em função da espessura do Py. Inserido, o gráfico de H_S versus $1/t_{Py}$, onde o campo de saturação (H_S)

máximo é de 1,2 kOe, em camadas mais finas de Py (11 Å), enquanto o H_S mínimo é de 0,1 kOe, em camadas mais espessas de Py (86 Å).

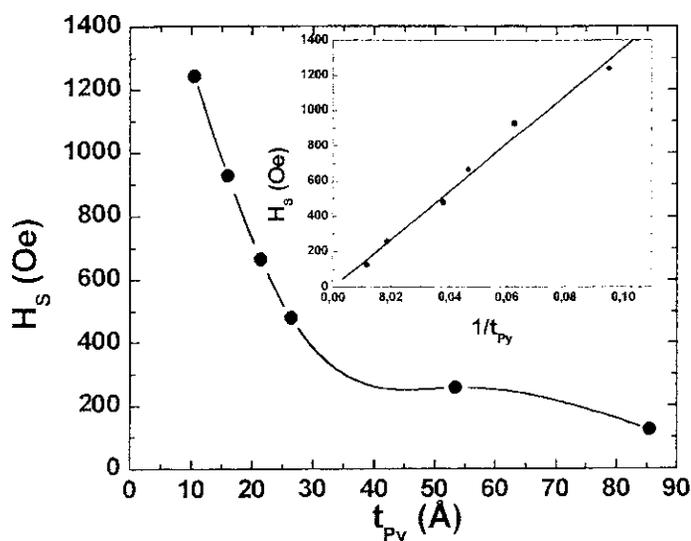


Figura 5.8 – Curva do campo de saturação (H_S) em função da espessura do Py. Inserido o gráfico de H_S versus $1/t_{Py}$ das multicamadas $Si/Py(54\text{Å})/Cu(9\text{Å})/Py(t_{Py}\text{Å})/Cu(9\text{Å})_{20}/Py(16\text{Å})$ para $t_{Py}(\text{Å}) = 11, 16, 21, 27, 54$ e 86 .

A constante de acoplamento devido às contribuições FM pode ser estimada através do modelo simples de Nguyen-Van Dau [56], aplicado às multicamadas de Py/Cu por Barthélémy [153], de acordo com a Expressão 2.5:

$$H_S = 4J / (M_S t_{Py})$$

onde H_S é o campo de saturação, J é a constante de acoplamento, M_S é a magnetização de saturação e t_{Py} é a espessura das camadas de Py. O valor de J é determinado da inclinação da reta, na Figura. 5.8, sendo: $J = 0,018 \text{ erg/cm}^2$, usando-se o valor de $M_S = 525 \text{ emu/cm}^3$ [72]. Este resultado está de acordo com o valor $0,020 \text{ erg/cm}^2$, previamente relatado na literatura para as multicamadas Py/Cu [4].

5.1.1.2 – Série $Si/Py(54\text{Å})/Cu(9\text{Å})/[Co(3\text{Å})/Py(t_{py}\text{Å})Co(3\text{Å})/Cu(9\text{Å})]_{20}/Co(3\text{Å})/Py(16\text{Å})$

Neste sistema foi introduzida uma camada de Co de 3Å entre as camadas de Py e Cu, visando um aumento da amplitude da MR. A espessura do Py foi variada utilizando os valores de $t_{py}(\text{Å}) = 11, 16, 21, 27, 54$ e 86 .

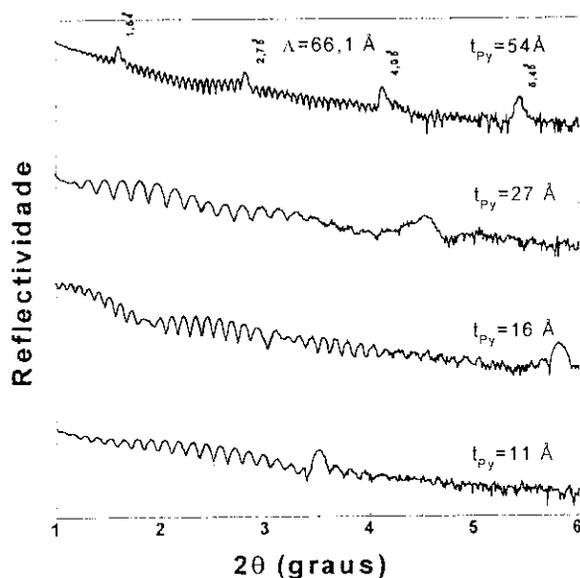


Figura 5.9 – Curvas de reflectividade das multicamadas $\text{Si/Py}(54\text{\AA})/\text{Cu}(9\text{\AA})/[\text{Co}(3\text{\AA})/\text{Py}(t_{\text{Py}}\text{\AA})\text{Co}(3\text{\AA})/\text{Cu}(9\text{\AA})]_{20}/\text{Co}(3\text{\AA})/\text{Py}(16\text{\AA})$ para $t_{\text{Py}}(\text{\AA}) = 11, 16, 27$ e 54 .

Na Figura 5.9 são mostradas as curvas de reflectividade, das multicamadas $\text{Si/Py}(54\text{\AA})/\text{Cu}(9\text{\AA})/[\text{Co}(3\text{\AA})/\text{Py}(t_{\text{Py}}\text{\AA})\text{Co}(3\text{\AA})/\text{Cu}(9\text{\AA})]_{20}/\text{Co}(3\text{\AA})/\text{Py}(16\text{\AA})$, para $t_{\text{Py}}(\text{\AA}) = 11, 16, 27$ e 54 , de onde os superperíodos (Λ) de cada multicamada foram calculados.

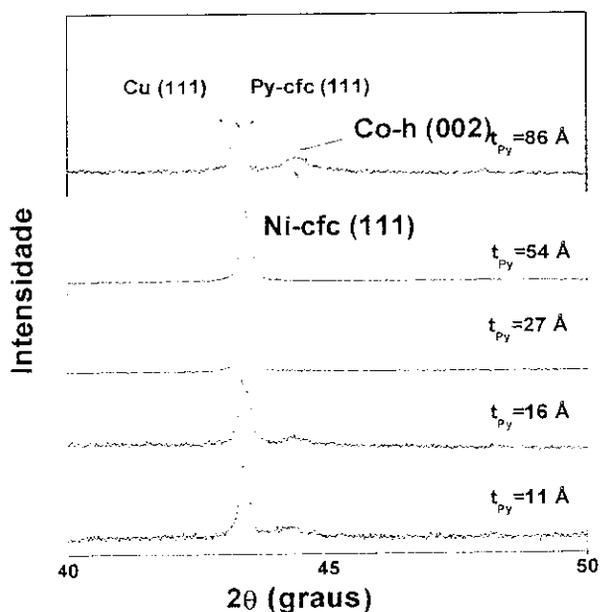


Figura 5.10 – DRX em altos ângulos, para $t_{\text{Py}}(\text{\AA}) = 11, 16, 27, 54$ e 86 , das multicamadas $\text{Si/Py}(54\text{\AA})/\text{Cu}(9\text{\AA})/[\text{Co}(3\text{\AA})/\text{Py}(t_{\text{Py}}\text{\AA})\text{Co}(3\text{\AA})/\text{Cu}(9\text{\AA})]_{20}/\text{Co}(3\text{\AA})/\text{Py}(16\text{\AA})$.

A Figura 5.10 apresenta os difratogramas de raios X em altos ângulos. É observado um pico de Bragg c

correspondendo à reflexão (111) em $2\theta = 43,44^\circ$, que está associada às fases cfc (111) do Cu e do Py, em $2\theta = 43,47^\circ$. Outro pico alargado, com baixa intensidade, em $2\theta = 44,54^\circ$, corresponde à reflexão (002) da fase hexagonal do Co próximo a fase cfc (111) do Ni ($2\theta = 44,50^\circ$).

A Figura 5.11 apresenta as curvas de amplitude da MR em função da t_{py} , em $Si/Py(54\text{\AA})/Cu(9\text{\AA})/[Co(3\text{\AA})/Py(t_{py}\text{\AA})Co(3\text{\AA})/Cu(9\text{\AA})]_{20}/Co(3\text{\AA})/Py(16\text{\AA})$ para $t_{py}(\text{\AA}) = 11, 16, 27, 54$ e 86 . Os valores das amplitudes da MR das multicamadas de Py/Cu com Co nas interfaces aumentam, atingindo um valor de 26 %, no caso da amostra com espessura de Py de 16 Å. A dependência da MR com a espessura do Py está apresentada na Figura.5.13, sendo o comportamento atribuído à oscilação entre acoplamento FM e AF entre as camadas de Py.

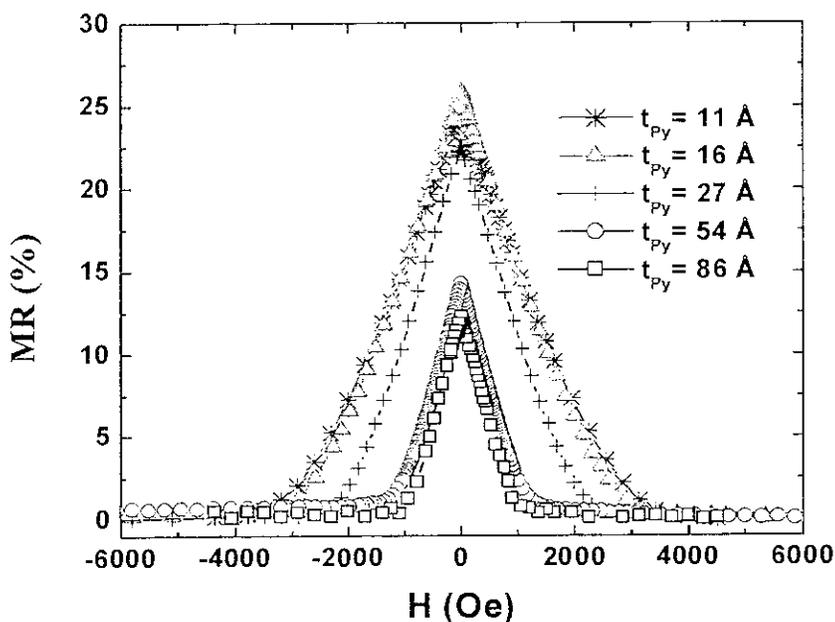


Figura 5.11 – Curvas de MR das multicamadas $Si/Py(54\text{\AA})/Cu(9\text{\AA})/[Co(3\text{\AA})/Py(t_{py}\text{\AA})Co(3\text{\AA})/Cu(9\text{\AA})]_{20}/Py(16\text{\AA})$ para $t_{py}(\text{\AA}) = 11, 16, 27, 54$ e 86 .

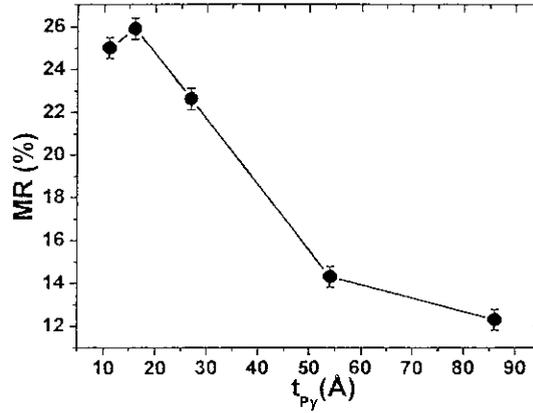
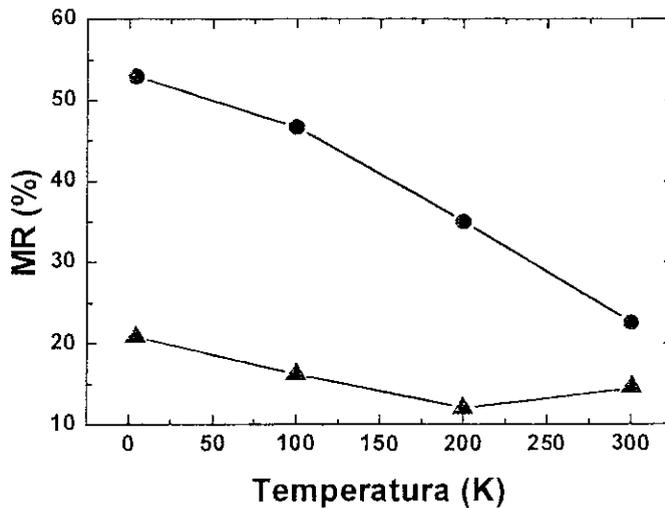


Figura 5.12 Valores da MR, para $t_{Py}(\text{Å}) = 11, 16, 27, 54$ e 86 , das multicamadas $Si/Py(54\text{Å})/Cu(9\text{Å})/[Co(3\text{Å})/Py(t_{Py}\text{Å})/Co(3\text{Å})/Cu(9\text{Å})]_{20}/Co(3\text{Å})/Py(16\text{Å})$

Na Figura 5.13 é apresentada a dependência da MR com a temperatura, para $T(K) = 4,2, 100, 200$ e 300 , nas multicamadas com espessuras de Py de 27 Å e 54 Å . A variação da MR tem seu máximo a $4,2 \text{ K}$. À medida que a temperatura é aumentada, ocorre uma diminuição na amplitude da MR.. A explicação para estes fenômenos segue o mesmo critério da multicamada da Figura 5.5. Os maiores valores alcançados para a MR são devido ao Co que, reforça a magnetização do Py, reduzindo a interdifusão na interface magnética.



- 151]

Figura 5.13 - Valores da MR com a temperatura, nas multicamadas $Si/Py(54\text{Å})/Cu(9\text{Å})/[Co(3\text{Å})/Py(27\text{Å})/Co(3\text{Å})/Cu(9\text{Å})]_{20}/Co(3\text{Å})/Py(16\text{Å})$ (círculo). $Si/Py(54\text{Å})/Cu(9\text{Å})/[Co(3\text{Å})/Py(54\text{Å})/Co(3\text{Å})/Cu(9\text{Å})]_{20}/Co(3\text{Å})/Py(16\text{Å})$ (triângulo).

Na Figura 5.14 está a curva de sensibilidade magnética (S) versus espessura do Py, $\text{Si/Py}(54\text{\AA})5\text{Cu}(9\text{\AA})/[\text{Co}(3\text{\AA})/\text{Py}(54\text{\AA})/\text{Co}(3\text{\AA})/\text{Cu}(9\text{\AA})]_{20}/\text{Co}(3\text{\AA})/\text{Py}(16\text{\AA})$. A máxima sensibilidade ao campo de saturação (H_s) (0,013 %/Oe) é alcançada nas camadas mais espessas de Py (86 Å), apesar do máximo da amplitude da MR ser obtido em pequenas espessuras de Py (16 Å). A introdução de Co provoca um aumento tanto na MR quanto no campo de saturação (H_s), resultando em baixa sensibilidade (S) para todos os intervalos de espessura de Py.

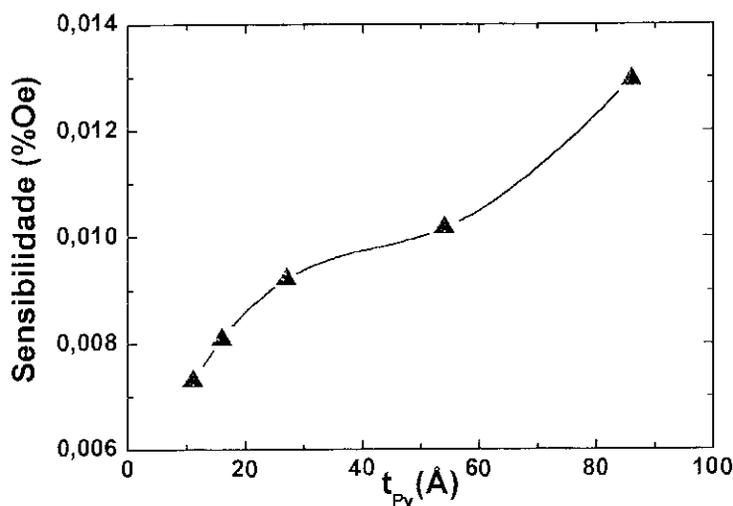


Figura 5.14 – Curva da sensibilidade magnética (S), para $t_{\text{Py}}(\text{\AA}) = 11, 16, 27, 54$ e 86 , das multicamadas $\text{Si/Py}(54\text{\AA})/\text{Cu}(9\text{\AA})/[\text{Co}(3\text{\AA})/\text{Py}(t_{\text{Py}}\text{\AA})/\text{Co}(3\text{\AA})/\text{Cu}(9\text{\AA})]_{20}/\text{Co}(3\text{\AA})/\text{Py}(16\text{\AA})$

5.1.1.3 – Série $\text{Si/Py}(54\text{\AA})/\text{Cu}(9\text{\AA})/[\text{Co}(t_{\text{Co}})/\text{Py}(16\text{\AA})/\text{Co}(t_{\text{Co}})/\text{Cu}(9\text{\AA})]_{20}/\text{Co}(t_{\text{Co}})/\text{Py}(16\text{\AA})$

Foi feito um estudo mais sistemático da influência de Co nas interfaces das multicamadas de Py/Cu, após ter sido constatado o aumento significativo em MR de 12% para 26 %.

Nesta série as espessuras das camadas de Co nas interfaces foram preparadas com de: $t_{\text{Co}} (\text{\AA}) = 0, 1, 2, 3, 4, 5, 6,5$ e $7,5$. A espessura de Py foi fixada em 16\AA e a espessura de Cu em 9\AA .

Na Figura 5.15 estão apresentadas as curvas de MR em função da t_{Co} , das multicamadas $\text{Si/Py}(54\text{\AA})/\text{Cu}(9\text{\AA})/[\text{Co}(t_{\text{Co}})/\text{Py}(16\text{\AA})/\text{Co}(t_{\text{Co}})/\text{Cu}(9\text{\AA})]_{20}/\text{Co}(t_{\text{Co}})/\text{Py}(16\text{\AA})$ para $t_{\text{Co}}(\text{\AA}) = 0, 1, 2, 3, 4, 5, 6,5$ e $7,5$. Para $t_{\text{Co}} = 5 \text{\AA}$, os valores da amplitude da MR (41,1 %) e do campo magnético necessário para saturação do efeito de MR são máximos, enquanto que para $t_{\text{Cu}} = 7,5 \text{\AA}$, a curva de MR possui a menor amplitude (0,8 %). A

dependência da MR com t_{Co} está apresentada na Figura. 5.16. A influência das espessuras das camadas de Co nas interfaces de Py/Cu, leva ao aumento da amplitude da MR e dos campos magnéticos de saturação.

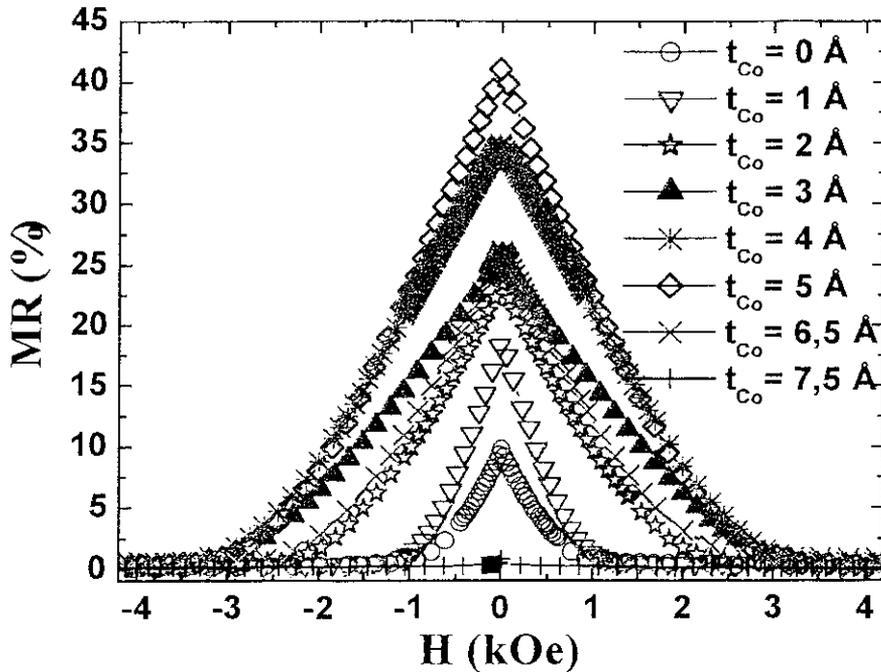


Figura 5.15 – Curvas de MR das multicamadas Si/Py(54Å)/Cu(9Å)/[Co(t_{Co})/Py(16Å)/Co(t_{Co})/Cu(9Å)]₂₀/Co(t_{Co})/Py(16Å) para t_{Cu} (Å) = 0, 1, 2, 3, 4, 5, 6,5 e 7,5.

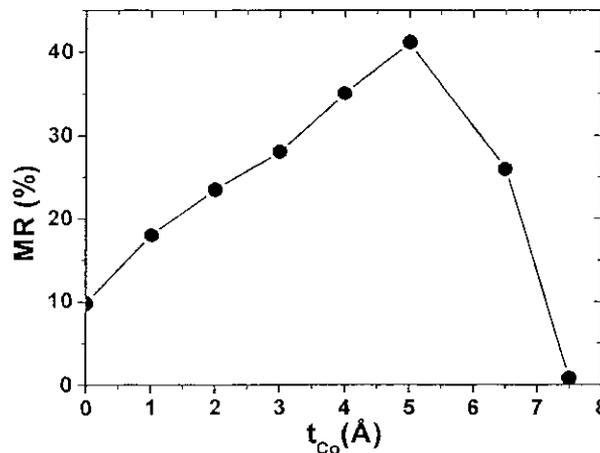


Figura 5.16 – Valores da MR com a espessura do Co, das multicamadas Si/Py(54Å)/Cu(9Å)/[Co(t_{Co})/Py(16Å)/Co(t_{Co})/Cu(9Å)]₂₀/Co(t_{Co})/Py(16Å) para t_{Cu} (Å) = 0, 1, 2, 3, 4, 5, 6,5 e 7,5.

A Figura 5.17 apresenta as curvas de magnetização (M) versus campo aplicado paralelamente à superfície do filme (H). As curvas de magnetização mostram uma diminuição da componente FM nas multicamadas com até 5 Å de Co depositados na interface. Nas demais multicamadas foi evidenciado um aumento da componente FM,

induzido pelo aumento da rugosidade nas interfaces. O valor de H_S segue um processo inverso, aumentando nas multicamadas com até 5 Å de Co e diminuindo nas demais amostras, como consequência do aumento da espessura total da camada magnética, de acordo com a equação 2.5. Estas curvas sugerem que o acoplamento magnético é AF para espessura de 5 Å de Co, e FM para espessura de 7,5 Å de Co, verificado pelas medidas de MR.

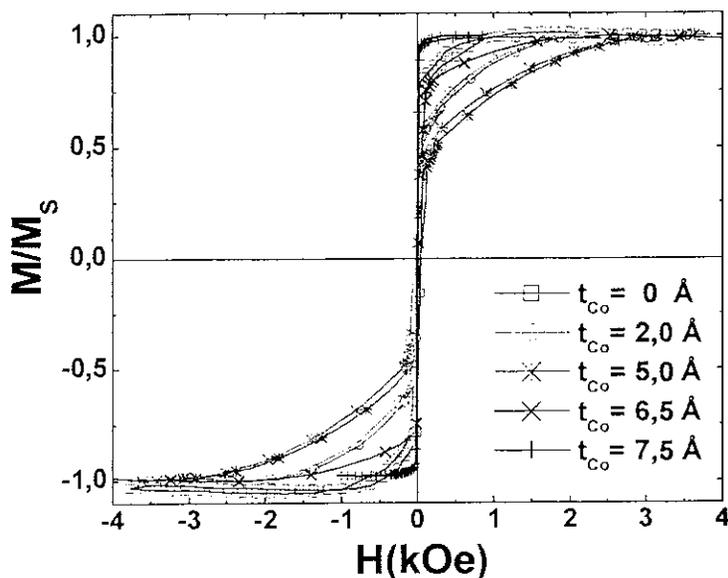


Figura 5.17 – Curvas de magnetização versus campo magnético aplicado, em Si/Py(54Å)/Cu(9Å)/[Co(t_{Co})/Py(t_{Py} Å)/Co(t_{Co})[Cu(9Å)]₂₀/Co(t_{Co})/Py(16Å) para t_{Co} (Å) = 0, 2, 5, 6,5 e 7,5, obtidos com campos aplicados paralelo à superfície do filme.

A Figuras 5.18 e apresentam os espectros Mössbauer. Tendo inseridos, os gráficos normalizados da distribuição de campos $P(H)$ de cada fase das multicamadas (a) Si/Py(54Å)/Cu(9Å)/[Py(50Å)/Cu(9Å)]₂₀/Py(16Å) e (b) Si/Py(54Å)/Cu(9Å)/[(Co(3Å)/Py(20Å))/(Co(3Å)/Cu(9Å))₂₀/Co(3Å)/Py(16Å). Os espectros foram ajustados considerando-se o modelo com distribuição de campos hiperfinos [143]. Nos espectros de Mössbauer (a) e (b) indicam que a magnetização das camadas de Py está orientada no plano do filme, já que a razão entre as linhas 2 e 5 dos espectros é aproximadamente igual a 4. A contribuição da componente magnética, em relação à área relativa, representa 53 % para o espectro (a) e 67 % para o espectro (b).]. Inserido nos espectro da Figura estão os gráficos normalizados da distribuição de campos $P(H)$ de cada fase que apresenta os mesmos parâmetros hiperfinos: campo magnético hiperfino de $B_{hf} = 27,5$ T e deslocamento isomérico de $DI = 0,01$ mm/s, cujos valores estão de acordo com os relatados na literatura para o volume (*bulk*) do Py ($B_{hf} = 27,6$ T e $DI = 0,02$ mm/s) [154].

Nos gráficos normalizados é também observada a contribuição da componente paramagnética com parâmetros hiperfinos de campos magnéticos B_{hf} variando de 0 a 12 T e os deslocamentos isoméricos $DI = -0,087$ mm/s e $-0,11$ mm/s. Esta componente pode ser associada à interdifusão entre Py e Cu nas interfaces, formando ligas $(Py)_x Cu_{1-x}$, rica em Cu, também entre Py, Co e Cu nas interfaces Cu/Co/Py/Co/Cu formando ligas $(Py)_x Co_{1-x} Cu_{1-y}$, ricas em Py e Co. Foi estimada, através da população de Fe de cada fase, a espessura da camada interfacial paramagnética formada pela mistura de Py e Cu no espectro (a) e Py, Cu e Co no espectro (b). Esta camada paramagnética foi determinada a partir das áreas da distribuição normalizada, sendo de 3 Å nas multicamadas sem Co na interface e de 2 Å nas multicamadas com Co na interface [151].

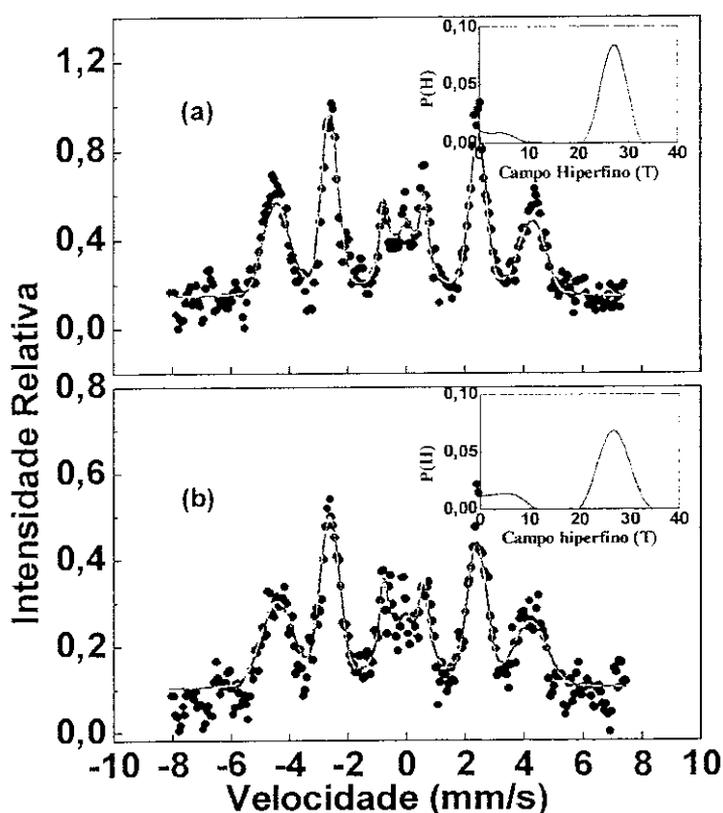


Figura 5.18 - Espectro Mössbauer das multicamadas
 (a) $Si/Py(54\text{Å})/Cu(9\text{Å})/[Py(50\text{Å})/Cu(9\text{Å})]_{20}/Py(16\text{Å})$ e
 (b) $Si/Py(54\text{Å})/Cu(9\text{Å})/[Co(3\text{Å})/Py(20\text{Å})/(Co(3\text{Å})/Cu(9\text{Å}))]_{20}/Co(3\text{Å})/Py(16\text{Å})$.

5.1.1.4–Série Si/Py(54Å)/Cu(9Å)/[Fe(3Å)/Py(t_{Py} Å)/Fe(3Å)/Cu(9Å)]₂₀/Py(16Å)

Nesta série, a espessura de Fe foi fixada em 3 Å e a espessura de Py foi de 16 Å e 54 Å.

Na Figura 5.19 estão apresentados os difratogramas de raios X em altos ângulos das multicamadas Si/Py(54Å)/Cu(9Å)/[Fe(3Å)/Py(t_{Py} Å)/Fe(3Å)/Cu(9Å)]₂₀/Py(16Å), para t_{Py} (Å) = 16 e 54. Um pico de Bragg é observado na posição angular $2\theta = 43,27^\circ$, que corresponde à reflexão (111) da fase cfc do Cu. Outros dois picos alargados de baixa intensidade aparecem em $2\theta = 43,73^\circ$ e em $2\theta = 44,35^\circ$, correspondendo respectivamente às reflexões (222) da fase cfc do Py e (110) da fase cfc do Fe.

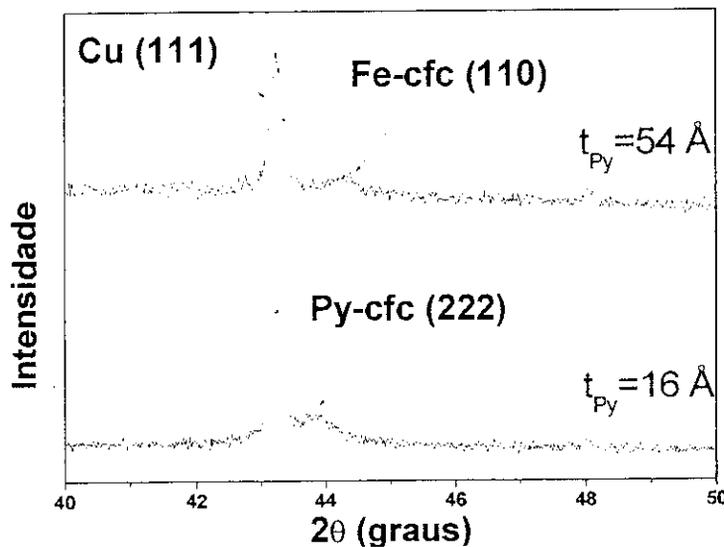


Figura 5.19 – DRX, em altos ângulos, para t_{Py} (Å)=16 e 54, das multicamadas Si/Py(54Å)/Cu(9Å)/[Fe(3Å)/Py(t_{Py} Å)/Fe(3Å)/Cu(9Å)]₂₀/Py(16Å).

A Figura 5.20 apresenta as curvas de MR função da espessura do Py, das multicamadas Si/Py(54Å)/Cu(9Å)/[Fe(3Å)/Py(t_{Py} Å)/Fe(3Å)/Cu(9Å)]₂₀/Py(16Å) para t_{Py} (Å)=16 e 54. Para $t_{Co} = 16$ Å, o valor da MR é de 5,1, enquanto para $t_{Cu} = 54$ Å, a curva de MR possui amplitude de 1,7 %. Comparando estes valores com os da MR das multicamadas de Py/Cu (Figura. 5.3 e 5.11), fica evidente que houve uma redução dos valores da MR com a introdução da camada de Fe nas interfaces. Por outro lado, a introdução das camadas de Fe e Co na interface de PyCu gera um aumento dos momentos magnéticos, conseqüentemente elevando os valores de campo de saturação das multicamadas à base de Py com Cu, conforme indicado na Tabela 5.1.

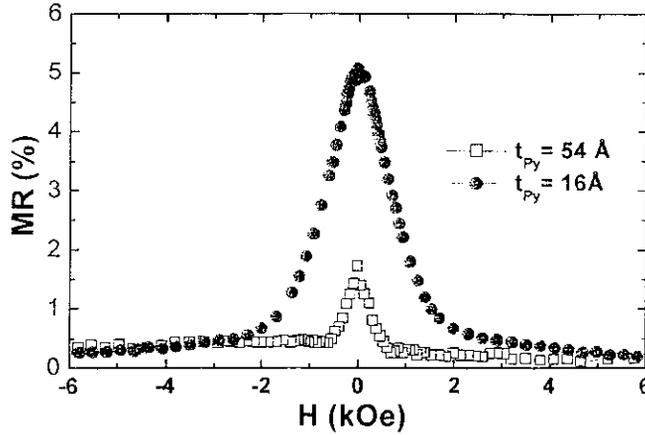


Figura 5.20 – Curvas de MR em função da t_{Py} nas multicamadas $Si/Py(54\text{\AA})/Cu(9\text{\AA})/[Fe(3\text{\AA})/Py(16\text{\AA})/Fe(3\text{\AA})/Cu(9\text{\AA})]_{20}/Py(16\text{\AA})$ e $Si/Py(54\text{\AA})/Cu(9\text{\AA})/[Fe(3\text{\AA})/Py(54\text{\AA})/Fe(3\text{\AA})/Cu(9\text{\AA})]_{20}/Py(16\text{\AA})$.

Tabela 5.1 – Valores de magnetorresistência (MR) e campo de saturação (H_S), para $t_{Py}(\text{\AA})=16$ e 54, das multicamadas $Si/Py(54\text{\AA})/Cu(9\text{\AA})[Py(t_{Py}\text{\AA})/Cu(9\text{\AA})]_{20}/Py(16\text{\AA})$ e $Si/Py(54\text{\AA})/Cu(9\text{\AA})/[Co(3\text{\AA})/Py(t_{Py}\text{\AA})/Co(3\text{\AA})/Cu(9\text{\AA})]_{20}/Co(3\text{\AA})/Py(16\text{\AA})$ e $Si/Py(54\text{\AA})/Cu(9\text{\AA})/[Fe(3\text{\AA})/Py(t_{Py}\text{\AA})/Fe(3\text{\AA})/Cu(9\text{\AA})]_{20}/Py(16\text{\AA})$.

$t_{Py}(\text{\AA})$	MR(%)		$H_S(\text{kOe})$	
	16	54	16	54
Py/Cu	9,3	7,8	0,9	0,3
Co/Py/Co/Cu	26,0	14,5	2,9	1,6
Fe/Py/Fe/Cu	5,1	1,7	2,5	0,8

Os resultados combinados de DRX, MR, M (magnetização) e CEMS obtidos para as multicamadas, mostram que as de Py/Cu apresentam uma estrutura artificial modulada, baixa rugosidade e valor de MR máximo da ordem de 12 %. Com a introdução de Co nas interfaces, a MR aumentou significativamente para 41,1 %, enquanto que com Fe nas interfaces houve uma drástica redução para 5,1 %. Nas multicamadas sem Co ou Fe nas interfaces, a sensibilidade máxima é 0,06 %/Oe. A inserção de Co e Fe na interface faz a sensibilidade máxima diminuir para 0,01 %/Oe, e 0,02 %/Oe respectivamente.

O papel do Co é o de reforçar a magnetização do Py, reduzindo a flutuação da interface magnética. O desaparecimento da MR para 7,5 Å de Co está associado ao estado magnético do acoplamento, que é FM ao invés de AF, conforme indicado na curva de Magnetização. Através da inclinação da reta no gráfico H_S versus $(1/t_{Py})$ foi determinada a constante de acoplamento bi-linear $J=0,018 \text{ erg/cm}^2$, que concorda com valores relatados na literatura [4].

A magnetização nas camadas de Py encontra-se praticamente orientada no plano do filme. As contribuições das componentes magnéticas apresentam valores de campo magnético hiperfino $B_{hf} = 27,5$ T, e deslocamento isomérico $DI = 0,01$ mm/s, de acordo com volume (*bulk* do Py ($B_{hf} = 27,6$ T e $DI = 0,02$ mm/s). É observada uma contribuição da componente paramagnética associada à interdifusão entre Py e Cu nas interfaces entre as camadas de Py/Cu e entre Py, Co e Cu nas interfaces Cu/Co/Py/Co/Cu que foi estimada em de 3 Å, nas multicamadas sem Co na interface, e de 2 Å nas multicamadas com Co na interface.

5.2.1- Multicamadas de Py/Zr

5.2.1.1 – Série Si/Zr(100Å)/[Py(30Å)Zr(t_{Zr} Å)]₁₅/Zr(50Å)

Nesta série, a espessura de Zr variou de: t_{Zr} (Å) = 3, 5, 6, 7, 8, 9, 10, 11, 15, 16, 20, 21 e 24 . A espessura de 30 Å para a camada de Py foi escolhida porque corresponde ao valor máximo na magnetização.

A Figura 5.21 apresenta curvas de reflectividade das multicamadas Si/Zr(100Å)/[Py(30Å)Zr(t_{Zr} Å)]₁₅/Zr(50Å), com t_{Zr} (Å) = 8, 15, 21 e 24, de onde foram determinados os superperíodos (Λ) das multicamadas.

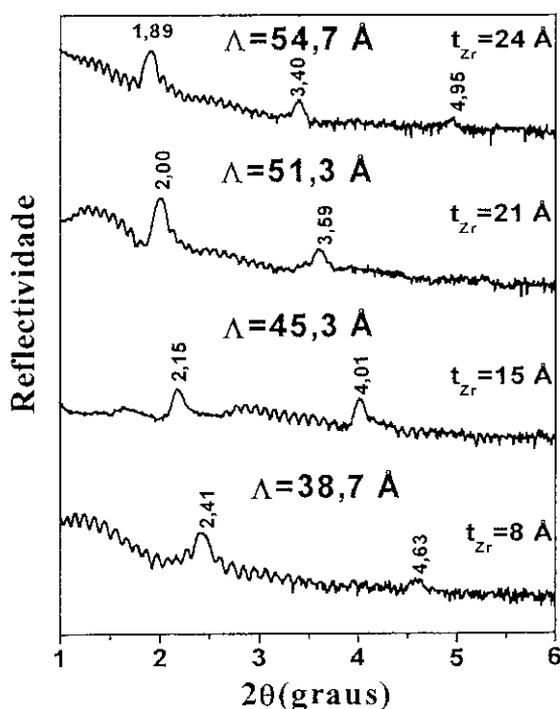


Figura 5.21 – Curvas de reflectividade, para t_{Zr} (Å) = 8, 15, 21 e 24, das multicamadas Si/Zr(100Å)/[Py(30Å)Zr(t_{Zr} Å)]₁₅/Zr(50Å).

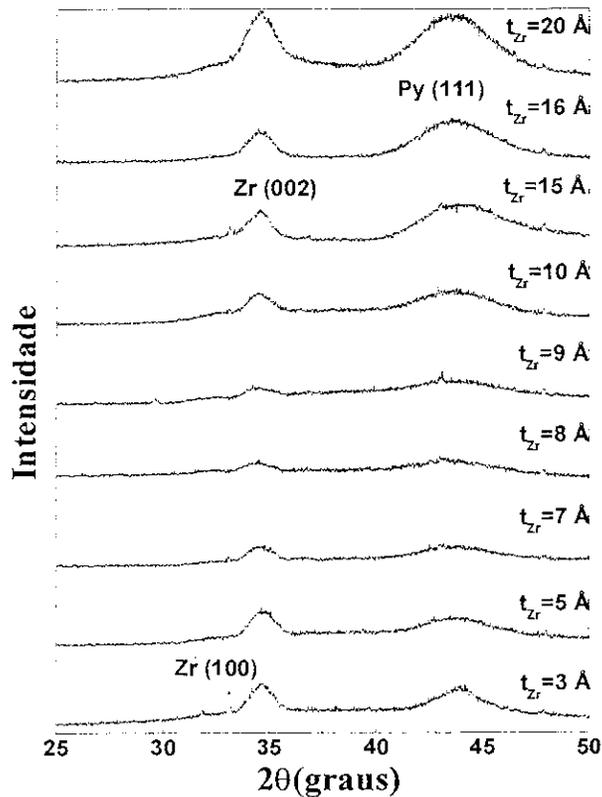


Figura 5.22 – Difratomogramas de raios X em altos ângulos das multicamadas $\text{Si/Zr}(100\text{\AA})/[\text{Py}(30\text{\AA})\text{Zr}(t_{\text{Zr}}\text{\AA})]_{15}/\text{Zr}(50\text{\AA})$, para $t_{\text{Zr}}(\text{\AA}) = 3, 5, 7, 8, 9, 10, 15, 16$ e 20 .

A Figura 5.22 apresenta os difratogramas de raios X em altos ângulos, das multicamadas $\text{Si/Zr}(100\text{\AA})/[\text{Py}(30\text{\AA})\text{Zr}(t_{\text{Zr}}\text{\AA})]_{15}/\text{Zr}(50\text{\AA})$, com $t_{\text{Zr}}(\text{\AA}) = 3, 5, 7, 8, 9, 10, 15, 16$ e 20 . São observadas, para todos os valores de t_{Zr} , as presenças de picos de Bragg alargados em torno das posições angulares da fase Zr-hcp. Além dos picos referentes à fase do Zr, também é observado um outro pico de Bragg alargado em torno da posição angular $2\theta = 44^\circ$, que está na região do plano (111) da fase cfc do Py. Estas reflexões estão relacionadas às seguintes fases: nanocristalina do Zr-hcp (n-Zr) e amorfa da liga formada entre PyZr (a-PyZr). A atribuição da fase a-PyZr será confirmada, com a apresentação dos resultados das medidas para espessura maiores de Py.

Na Figura 5.23 está apresentada a dependência da amplitude da MR com t_{py} das multicamadas $\text{Si/Zr}(100\text{\AA})/[\text{Py}(30\text{\AA})\text{Zr}(t_{\text{Zr}}\text{\AA})]_{15}/\text{Zr}(50\text{\AA})$ com $t_{\text{Zr}}(\text{\AA}) = 3, 5, 7, 9, 10, 15, 16$ e 20 . São observadas duas oscilações na curva de MR, correspondendo a valores de MR de 0,35 % e 0,25 % que correspondem ao acoplamento magnético entre as camadas de Py. O acoplamento magnético FM e AF muda quando as espessuras são variadas. É importante

ressaltar que a camada de Py é praticamente amorfa (a-PyZr) e por esta razão a MR possui valores pequenos.

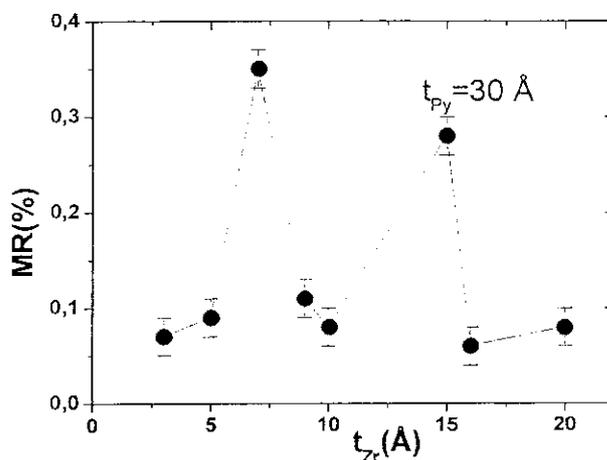


Figura 5.23 – Valores da amplitude da MR, para t_{Zr} (Å) = 3, 5, 7, 9, 10, 15, 16 e 20, das multicamadas Si/Zr(100Å)/[Py(30Å)Zr(t_{Zr} Å)]₁/Zr(50Å).

5.2.2.2 – Série Si/Zr(100Å)/[Py(t_{py} Å)Zr(15Å)]_n/Zr(50Å)

Nesta série, a espessura de Py foi variada de t_{py} (Å) = 20, 30, 40, 60 e 150. Foi escolhido t_{Zr} = 15 Å porque corresponde ao segundo máximo na curva de MR (2º máximo do acoplamento AF) deste sistema.

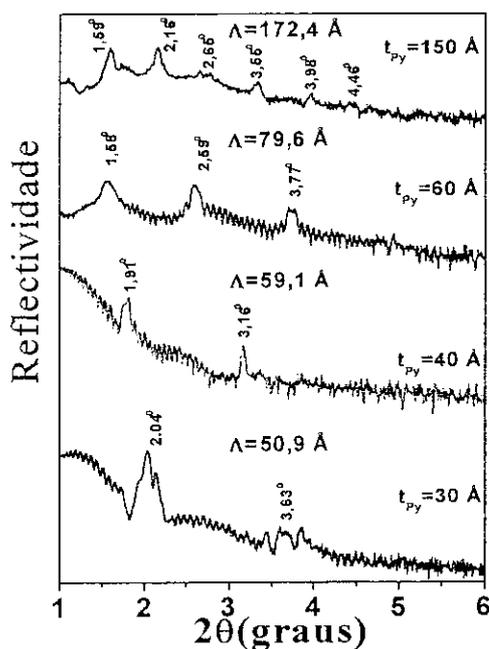


Figura 5.24 – Curvas de reflectividade das multicamadas Si/Zr(100Å)/[Py(t_{py} Å)Zr(15)]_n/Zr(50Å), para t_{py} (Å) = 30, 40, 60, e 150

A Figura 5.24 apresenta as curvas de reflectividade das multicamadas $\text{Si/Zr}(100\text{\AA})/[\text{Py}(t_{\text{py}}\text{\AA})\text{Zr}(15\text{\AA})]_n/\text{Zr}(50\text{\AA})$, com t_{py} (\AA) = 30, 40, 60, e 150, para as quais os superperíodos (Λ) foram calculados. Devido a problema operacionais do equipamento de raios X não foi possível obter a curva de reflectividade para espessura do Py de 20 e 80 \AA .

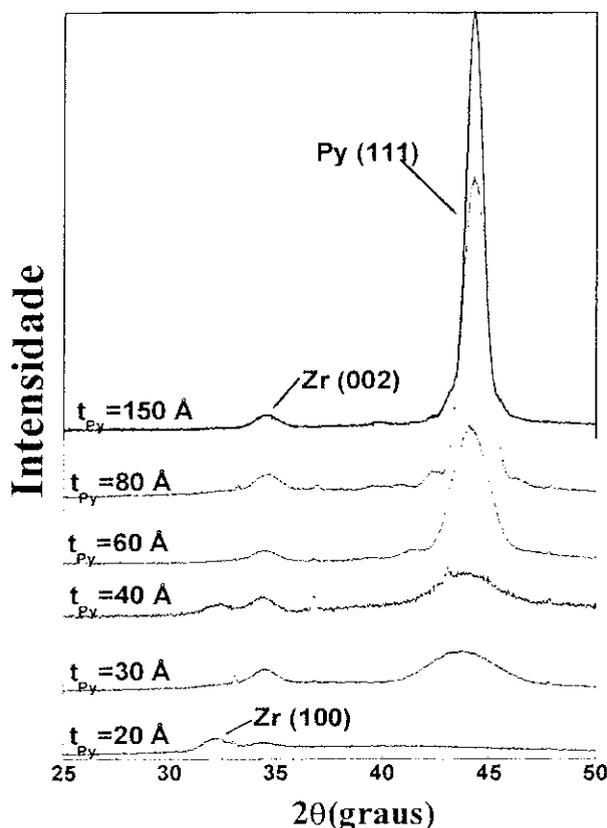


Figura 5.25 – Difratoograma de raios X em altos ângulos, da multicamada $\text{Si/Zr}(100\text{\AA})/[\text{Py}(t_{\text{py}}\text{\AA})\text{Zr}(15\text{\AA})]_n/\text{Zr}(50\text{\AA})$, para t_{py} (\AA) = 20, 30, 40, 60, 80 e 150.

A Figura 5.25 apresenta os difratogramas de raios X em altos ângulos, das multicamadas $\text{Si/Zr}(100\text{\AA})/[\text{Py}(t_{\text{py}}\text{\AA})\text{Zr}(15\text{\AA})]_n/\text{Zr}(50\text{\AA})$, com t_{py} (\AA) = 20, 30, 40, 60, 80 e 150. A partir da espessura de $t_{\text{py}}=20$ \AA aparecem dois picos alargados, aproximadamente nas mesmas posições da fase Zr-hcp. Além dos picos do Zr, é também observado um pico de Bragg em torno da reflexão (111) da fase cfc do Py. Os dois picos observados próximos da posição da fase do Zr-hcp, são devidos a esta fase com dimensões nanométricas (n-Zr), enquanto que o pico largo em torno da reflexão (111) da fase cfc do Py é devido a uma fase amorfa. Para valores maiores da t_{py} , a linha de reflexão (111) da fase cfc do Py desloca-se para ângulos maiores, e a largura destes picos torna-se cada vez menor, indicando que a fração cristalina se torna mais importante do que a fração amorfa, à medida que a espessura

da camada de Py aumenta. Destes resultados combinados, são duas as contribuições para o pico de Bragg próximo à reflexão (111) da fase do Py: (a) formação da liga a-PyZr pelo processo de interdifusão entre os átomos nas regiões das interfaces, dominante para as espessuras do t_{Py} menores que 40 Å e (b) presença da fase cristalina cfc do Py (cfc-Py), vista claramente para as espessuras de Py maiores do que 40 Å.

Nos picos cristalinos da fase cfc-Py, os difratogramas de raios X em altos ângulos mostram dois picos satélites simétricos, característicos dos picos de superestrutura desta multicamada com textura (111) do Py. Novamente, a evidência experimental dos picos de superestrutura garante a boa qualidade de crescimento artificial das multicamadas, já que esses picos são observados para os valores de t_{Py} a partir de 60 Å. Os valores dos superperíodos deduzidos dos picos de Bragg a baixos ângulos e dos picos satélites a altos ângulos estão próximos aos valores nominais estimados.

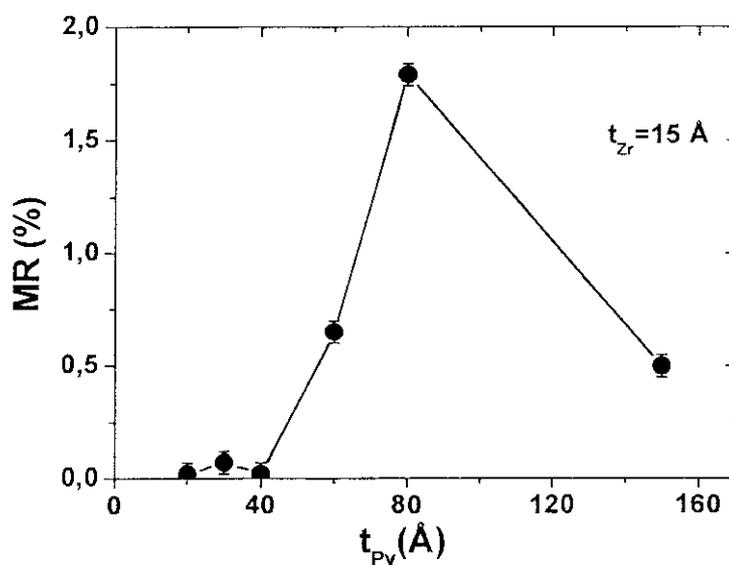


Figura 5.26 – Valores da MR, para t_{Py} (Å) = 20, 30, 40, 60, 80 e 150, nas multicamadas $Si/Zr(100\text{Å})/[Py(t_{Py}\text{Å})Zr(15\text{Å})]_n/Zr(50\text{Å})$.

Na Figura 5.26 é apresentada a dependência da amplitude da MR com t_{Py} das multicamadas $Si/Zr(100\text{Å})/[Py(t_{Py}\text{Å})Zr(15\text{Å})]_n/Zr(50\text{Å})$, para t_{Py} (Å) = 20, 30, 40, 60, 80 e 150. O pico da MR, correspondendo a 1,8 % para $t_{Py} = 80$ Å, está correlacionado ao acoplamento AF de maior valor entre as camadas de Py. O pico da curva de MR é mais alargado e a MR cresce comparado às multicamadas com grande contribuição da fase a-PyZr. Este crescimento é devido ao aumento relativo da contribuição da fase cristalina.

A Figura 5.27 apresenta os espectros típicos de RFM para diferentes espessuras de camada magnética (t_{Py}) das multicamadas $Si/Zr(100\text{\AA})/[Py(t_{Py}\text{\AA})/Zr(15\text{\AA})]_n/Zr(50\text{\AA})$ para $t_{Py}(\text{\AA}) = 20, 40$ e 80 .

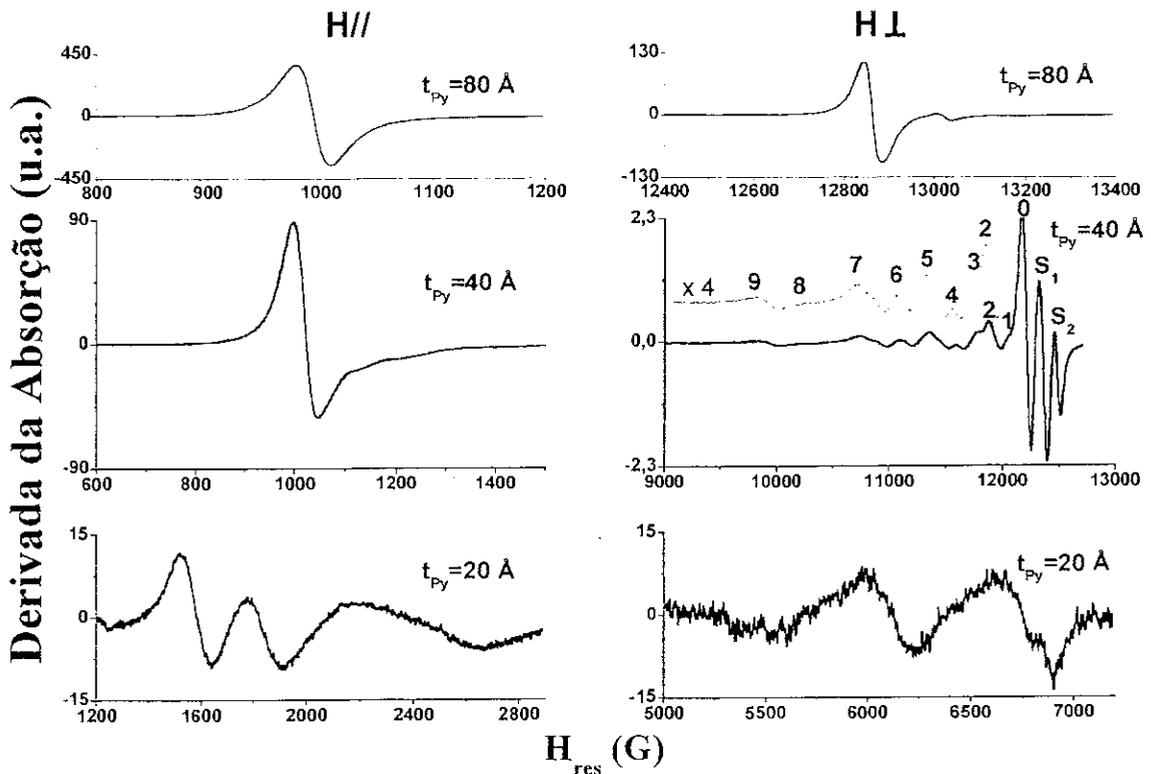


Figura 5.27 – Espectros típicos de RFM com campo de ressonância ferromagnética (H_{res}) perpendicular (H_{\perp}) e paralelo (H_{\parallel}) ao plano do filme das multicamadas $Si/Zr(100\text{\AA})/[Py(t_{Py}\text{\AA})Zr(15\text{\AA})]_{15}/Zr(50\text{\AA})$, para $t_{Py}(\text{\AA}) = 20, 40$ e 80 .

Para $t_{Py} \geq 60 \text{\AA}$, é observada uma ressonância do modo uniforme para campos magnéticos aplicados perpendiculares (H_{\perp}) ou paralelos (H_{\parallel}) à superfície do filme. O modo uniforme é o modo de ressonância principal, de intensidade máxima da linha de absorção, correspondendo à excitação regular no plano de magnetização nas multicamadas de Py/Zr. Para campos superiores ao modo uniforme, um modo superficial de onda de *spin* aparece como um pico extra, indicando o fato de que os spins dos elétrons não estão travados na direção da magnetização (uma situação de *unpinning* dos *spins*) em uma das superfícies do Py [116, 118, 154, 155].

Para $t_{Py} = 40 \text{\AA}$, no caso de H_{\perp} , é observada uma onda de *spin* com modos volumétricos de ressonância pares e ímpares, indicando que os *spins* dos elétrons estão travados na direção da magnetização (uma situação de *pinning* dos *spins*) é assimétrico nas

duas superfícies da camada de Py [116, 155, 156]. As intensidades dos modos ímpares são maiores do que as dos pares. Este efeito ocorre quando em ambas as superfícies existe a mesma situação: *pinning* ou *unpinning*. Esta ambigüidade é removida pela presença de dois modos de superfície, observados para campos superiores ao do modo principal, indicando que nas duas superfícies do Py ocorre o *unpinning* dos *spins* [116, 155, 156]. A Figura 5.28 mostra a dependência dos campos de ressonância de onda de *spin* H_{res} com o quadrado do número de onda de *spin* n , onde é constatado um comportamento linear.

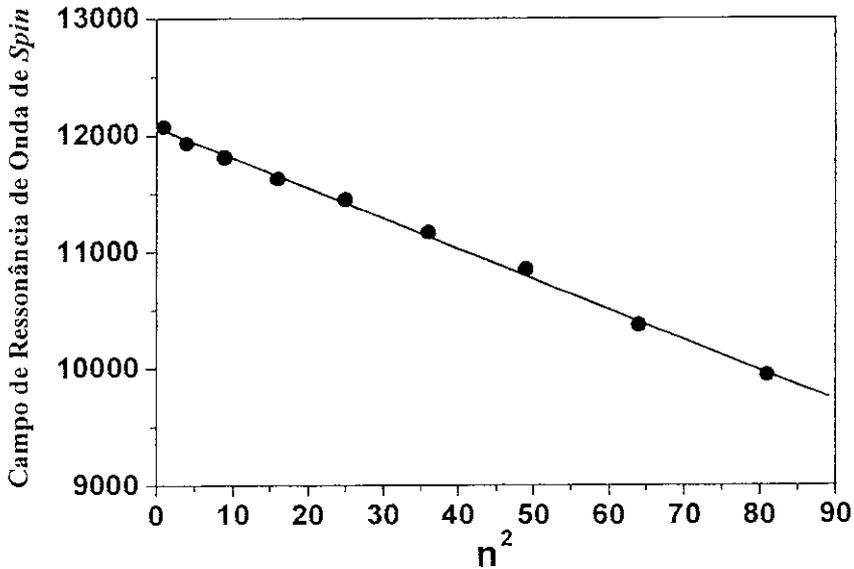


Figura 5.28 – Dependência do campo de ressonância de onda de *spin* (H_{res}) com o quadrado do número de onda de *spin* (n^2) nas multicamadas Si/Zr(100Å)/[Py(t_{py} Å)Zr(15 Å)]₁₅/Zr(50Å), para t_{py} (Å) = 40.

Para $t_{py} = 30 \text{ \AA}$ e $t_{py} = 20 \text{ \AA}$, dois e três modos de ressonância de absorção com baixa intensidade, respectivamente, aparecem nos espectros de H_{\perp} e H_{\parallel} . Estes modos de excitação são associados às inomogeneidades magnéticas presentes na camada, detectadas pelas medidas de raio X e magnetização [157], devido às ligas magnéticas da fase amorfa (a-PyZr).

Para obter informações sobre as propriedades magnéticas da camada da fase cfc do Py ($t_{py} \geq 40 \text{ \AA}$), foram analisados os espectros de RFM obtidos na presença de um campo magnético estático, considerando o modo de ressonância principal. Foram calculados a constante ($4\pi M_{ef}$) e o fator giromagnético (g), sendo usadas as Eq 2.32 e 2.37

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = H_{\parallel} [H_{\parallel} + 4\pi M_{ef}] \quad \text{e} \quad \frac{\omega}{\gamma} = H_{\perp} - 4\pi M_{ef},$$

onde o campo de ressonância (H_{res}) corresponde ao modo uniforme em um filme de monocamada, para a orientação

perpendicular ($H_{//}$) e paralelo (H_{\perp}) [93-95]:

Na Tabela 5.2 estão apresentados os resultados, na geometria perpendicular (H_{\perp}), dos parâmetros magnéticos: a magnetização de saturação por unidade de volume ($4\pi M_S$), a magnetização efetiva ($4\pi M_{ef}$), o campo de anisotropia perpendicular (H_K) e o fator giromagnético (g). Os valores da magnetização de saturação e da magnetização efetiva aumentam com a da espessura do t_{py} , enquanto que o fator giromagnético mantém-se constante ($2,10 \pm 0,02$). Este valor está próximo do valor 2,08, encontrado no Py em outro sistema [158, 159]. De acordo com os resultados de raios X, este efeito pode estar relacionado principalmente à fração relativa de volume da fase amorfa da liga (a -PyZr), que pode ser formada por ligas ferromagnéticas fracas ou paramagnéticas [160, 161].

Tabela 5.2 – Resultados das análises: valores da magnetização de saturação (M_S), valores da magnetização efetiva (M_{ef}), valores do campo de anisotropia perpendicular (H_K) e valores do fator giromagnético (g), para t_{py} (\AA) = 40, 60, 80 e 150, das multicamadas Si/Zr(100 \AA)/[Py(t_{py} \AA)/Zr(20 \AA)] n /Zr(50 \AA).

t_{py} (\AA)	$4\pi M_S$ (G)	$4\pi M_{ef}$ (G)	H_K (Oe)	g (fator)
40	5049	8911	-3862	2,10
60	6590	9133	-2543	2,11
80	7700	9615	-1915	2,11
150	9215	9995	-780	2,11

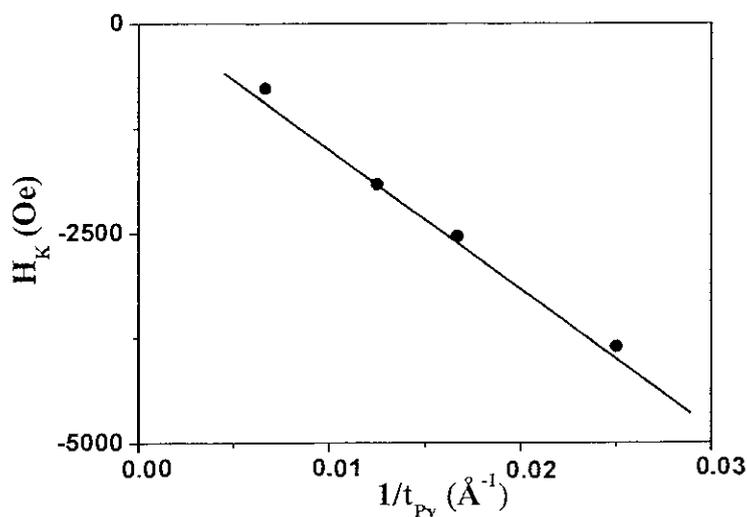


Figura 5.29 – Campo de anisotropia perpendicular (H_K) em função do inverso da espessura do Py ($1/t_{py}$) para as multicamadas Si/Zr(100 \AA)/[Py(t_{py} \AA)/Zr (15 \AA)] n /Zr(50 \AA), para t_{py} (\AA) = 40, 60, 80 e 150.

Na Figura 5.29 é apresentado o comportamento do campo de anisotropia perpendicular (H_K) em função do inverso da espessura do Py ($1/t_{Py}$). Da inclinação da reta é obtido o valor da constante de anisotropia superficial $K_S = (-0,28 \pm 0,01) \text{ erg/cm}^2$. Por extrapolação da reta, para ($1/t_{Py} = 0$), são determinadas a anisotropia de volume $H_U = 257 \text{ Oe}$, e a constante de anisotropia de volume $K_U = (9,3 \pm 0,5) \times 10^4 \text{ erg/cm}^3$.

Geralmente considera-se que a constante de energia de anisotropia de interface (K_S), seja determinada por diversos efeitos que geram a mudança na orientação da magnetização na região das interfaces. Entre estes efeitos destacam-se: (1) a anisotropia devida à tensão de desajuste entre os parâmetros de redes das duas camadas a serem crescidas (devido a uma má combinação da rede cristalina entre as camadas adjacentes) [28]; (2) a contribuição da rugosidade superficial [162] e (3) a anisotropia magnética de superfície de Néel [98].

No nosso sistema foi estimada a constante de anisotropia superficial para as multicamadas com t_{Py} maiores que 30 \AA , onde a fase amorfa é uma fração minoritária, conforme mostram os dados de magnetização e de raios X. Partindo do pressuposto que a anisotropia magnética superficial não é drasticamente afetada pela fração amorfa, K_S é associada à fase cfc do Py na região próxima à fase a-PyZr. Portanto, o seu valor negativo pode ser um indicativo de que os momentos magnéticos da fase cfc do Py, nas interfaces com a fase amorfa, estão orientados paralelos à superfície do filme.

5-3.3-Multicamadas de Py/WTi

5.3.3.1 – Série Si/WTi(100Å)/[Py(40Å)/WTi(t_{WTi} Å)]_n/WTi(50Å)

Nesta série a espessura de WTi variou com os valores: $t_{WTi}(\text{Å}) = 3, 4, 5, 7, 8, 9, 11, 12, 13, 14, 15, 17, 20, 21, 23, 25, 30, 33$ e 35 .

Na Figura 5.30 estão apresentadas as curvas de reflectividade das multicamadas Si/WTi(100Å)/[Py(40Å)/WTi(t_{WTi} Å)]₁₅/WTi(50Å), com $t_{WTi}(\text{Å}) = 12, 13, 14, 15, 23$ e 25 , de onde foram calculados os superperíodos (Λ) das multicamadas, indicando um excelente empilhamento das mesmas. Para as espessuras menores do que 12 \AA e maiores do que 25 \AA não foi possível estimar os valores dos superperíodos, pois os espectros de raios X apresentaram apenas um pico de Bragg.

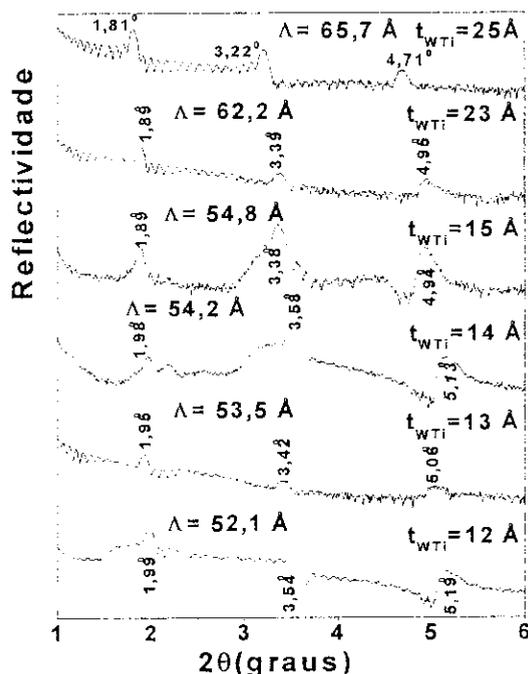


Figura 5.30 – Curvas de reflectividade das multicamadas $Si/WTi(100\text{\AA})/[Py(40\text{\AA})/WTi(t_{WTi}\text{\AA})]_{15}/WTi(50\text{\AA})$, para $t_{WTi}(\text{\AA}) = 12, 13, 14, 15, 23$ e 25 .

As Figura 5.31 (a) e (b) apresentam os difratogramas de raios X em altos ângulos, das multicamadas $Si/WTi(100\text{\AA})/[Py(40\text{\AA})/WTi(t_{WTi}\text{\AA})]_{15}/WTi(50\text{\AA})$. São observados picos de superestrutura em torno da reflexão (111) da fase cfc do Py. A existência dos picos satélite indica que a deposição das camadas tem um empilhamento coerente [163], conforme também observado das medidas de reflectividade. Para t_{Py} menores do que 9\AA , os picos satélite não são claramente observados, indicando um aumento da rugosidade interfacial nestas amostras. Como não foi encontrado nenhum outro pico de difração na região de alto ângulo, é possível deduzir que as multicamadas de Py/WTi possuem um crescimento preferencial com textura (111) ao longo do sentido do crescimento. Com o aumento de t_{WTi} é observado um deslocamento do pico de superestrutura para ângulos menores. Este fato pode ser associado à superposição de picos com posições angulares ligeiramente menores do que a do Py, o que provavelmente está relacionado ligas de PyWTi formadas na interface.

Com o aumento de t_{WTi} houve um alargamento dos picos de superestrutura para $t_{WTi} > 30\text{\AA}$. Isto pode ser atribuído, provavelmente, a uma diminuição do tamanho de grão cristalino do Py. Pelas posições angulares do conjunto dos picos satélite, foi determinado o valor médio do superperíodo (Λ) das multicamadas. Estes valores, por sua vez, estão próximos às respectivas espessuras determinadas pelas curvas de reflectividade, bem como as

espessuras nominais designadas, obtidas pela soma das espessuras das camadas de Py e WTi. Em algumas multicamadas está presente a reflexão (210) da fase cfc do W, na posição $\theta = 39,68^\circ$.

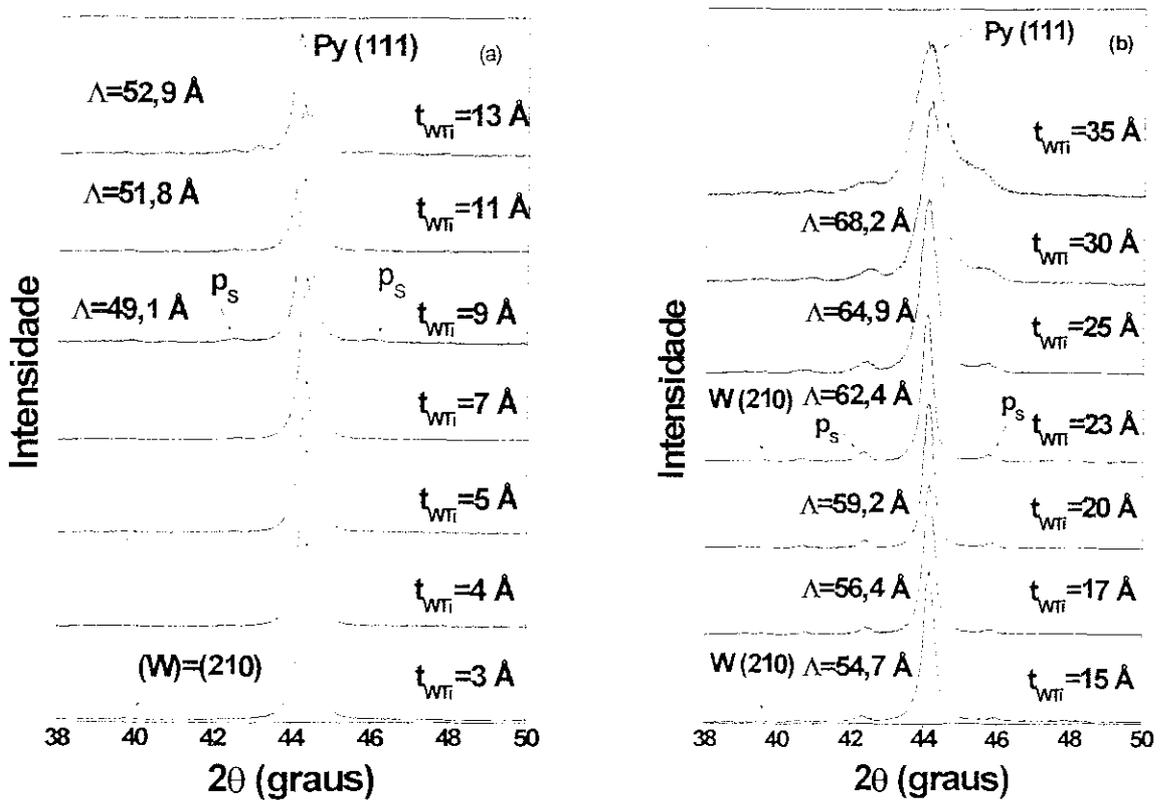


Figura 5.31(a) e (b) – Difratoogramas de raios X em altos ângulos, da multicamada $\text{Si}/\text{WTi}(100\text{Å})/[\text{Py}(40)\text{WTi}(t_{\text{WTi}})]_{15}/\text{WTi}(50\text{Å})$, para $t_{\text{WTi}}(\text{Å}) = 3, 4, 5, 7, 8, 9, 11, 13, 15, 17, 20, 23, 25, 30$ e 35 .

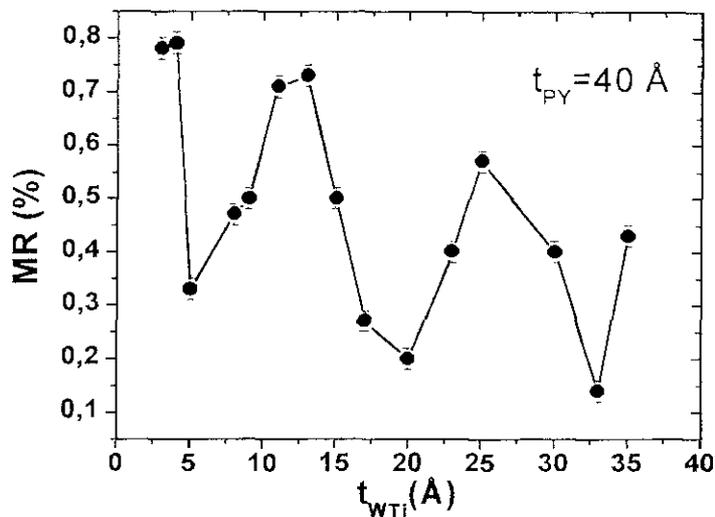


Figura 5.32 – Valores da amplitude da MR, para $t_{\text{WTi}}(\text{Å}) = 3, 4, 5, 8, 9, 11, 13, 15, 17, 20, 23, 25, 30, 33$ e 35 , nas multicamadas $\text{Si}/\text{WTi}(100\text{Å})/[\text{Py}(40\text{Å})/\text{WTi}(t_{\text{WTi}}\text{Å})]_{15}/\text{WTi}(50\text{Å})$.

Na Figura 5.32 está apresentada a dependência da MR com t_{WTi} das multicamadas $\text{Si}/\text{WTi}(100\text{\AA})/[\text{Py}(40\text{\AA})/\text{WTi}(t_{\text{WTi}}\text{\AA})]_{15}/\text{WTi}(50\text{\AA})$, com $t_{\text{WTi}}(\text{\AA}) = 3, 4, 5, 8, 9, 11, 13, 15, 17, 20, 23, 25, 30, 33$ e 35 . Observam-se três oscilações na curva de MR, duas estreitas e uma mais larga, que correspondem ao acoplamento magnético entre as camadas de Py. O tipo de acoplamento magnético muda quando t_{WTi} varia de 3\AA para 13\AA , e de 20\AA para 25\AA , mantendo t_{Py} constante em 40\AA . Portanto, t_{WTi} de 4\AA , 13\AA e 25\AA referem-se aos 1^o, 2^o e 3^o máximos dos acoplamentos AF das camadas de Py, correspondendo a valores de MR de 0,78 %, 0,73 % e 0,57 %, respectivamente. Em ambos os casos o tipo de acoplamento magnético muda quando as espessuras variam, passando de FM (mínimo) a AF (máximo) nas camadas de Py.

A partir do 2^o acoplamento AF, que possui um campo magnético de saturação (H_S) em torno de 200 Oe, foi estimado um valor de aproximadamente de $0,010\text{ erg/cm}^2$ para a constante de acoplamento antiferromagnética (J_{AF}) entre as camadas de Py, usando a equação 2.5. Este valor é praticamente a metade do valor $0,020\text{ erg/cm}^2$, encontrado na literatura em multicamadas Py/Cu [4].

5.3.3.2 – Série $\text{Si}/\text{WTi}(100\text{\AA})/[\text{Py}(t_{\text{Py}}\text{\AA})/\text{WTi}(20\text{\AA})]_n/\text{WTi}(50\text{\AA})$

A Figura 5.33 apresenta as curvas de reflectividade das multicamadas $\text{Si}/\text{WTi}(100\text{\AA})/[\text{Py}(t_{\text{Py}}\text{\AA})/\text{WTi}(20\text{\AA})]_n/\text{WTi}(50\text{\AA})$ com $t_{\text{Py}}(\text{\AA}) = 40, 50$ e 60 . O valor $t_{\text{WTi}} = 20\text{\AA}$ foi escolhido por corresponder ao segundo mínimo do acoplamento ferromagnético (FM) na curva de MR versus t_{WTi} deste sistema. O superperíodo (Λ) foi calculado, concordando com os valores nominais.

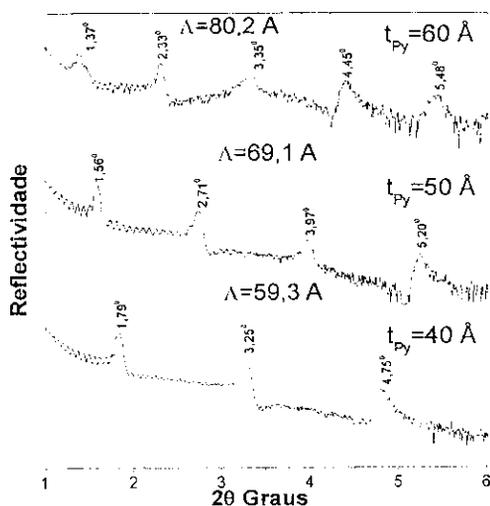


Figura 5.33 – Curvas de reflectividade das multicamadas $\text{Si}/\text{WTi}(100\text{\AA})/[\text{Py}(t_{\text{Py}}\text{\AA})/\text{WTi}(20\text{\AA})]_n/\text{WTi}(50\text{\AA})$, para $t_{\text{Py}}(\text{\AA}) = 40, 50$ e 60 .

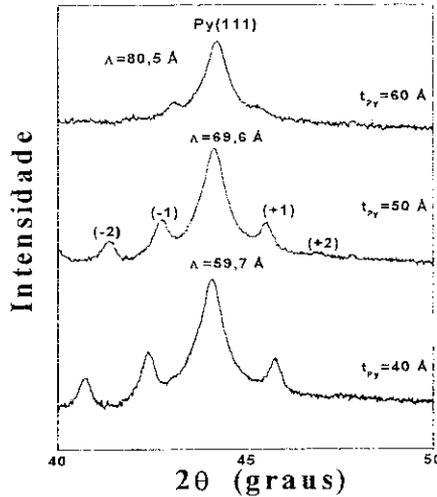


Figura 5.34 – Difratomogramas de raios X em altos ângulos, das multicamadas $\text{Si/WTi}(100\text{\AA})/[\text{Py}(t_{\text{Py}}\text{\AA})/\text{WTi}(20\text{\AA})]_n/\text{WTi}(50\text{\AA})$, para $t_{\text{Py}}(\text{\AA}) = 40, 50$ e 60 .

A Figura 5.34 apresenta os difratogramas de raios X em altos ângulos, das multicamadas $\text{Si/WTi}(100\text{\AA})/[\text{Py}(t_{\text{Py}}\text{\AA})/\text{WTi}(20\text{\AA})]_n/\text{WTi}(50\text{\AA})$, para $t_{\text{Py}}(\text{\AA}) = 40, 50$ e 60 . São observados picos de superestrutura em torno da reflexão (111) da fase cfc do Py. Novamente, conforme indicado na Figura 5.32, a evidência experimental dos picos de superestrutura garante a boa qualidade de crescimento artificial das multicamadas, já que se observam estes picos para os valores de t_{Py} compreendidos entre 40\AA e 60\AA , apesar das suas intensidades serem fracas e nitidamente assimétricas. O valor médio do superperíodo (Λ) das multicamadas foi estimado.

Na Figura 5.35 está apresentada a dependência da MR com t_{Py} , das multicamadas $\text{Si/WTi}(100\text{\AA})/[\text{Py}(t_{\text{Py}}\text{\AA})/\text{WTi}(20\text{\AA})]_n/\text{WTi}(50\text{\AA})$, com $t_{\text{Py}}(\text{\AA}) = 20, 40, 50, 60, 80$ e 100 . O máximo da MR ocorre entre as espessuras de 50 e 60\AA de Py.

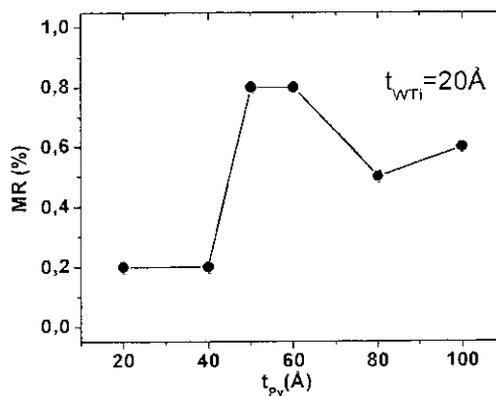


Figura 5.35 – Valor da MR, para $t_{\text{Py}}(\text{\AA}) = 20, 40, 50, 60, 80$ e 100 , nas multicamadas $\text{Si/WTi}(100\text{\AA})/[\text{Py}(t_{\text{Py}}\text{\AA})/\text{WTi}(20\text{\AA})]_n/\text{WTi}(50\text{\AA})$.

A Figura 5.36 apresenta os espectros de RFM para diferentes espessuras de $t_{Py}(\text{\AA}) = 40, 50, 60$ e 100 nas multicamadas $\text{Si}/\text{WTi}(100\text{\AA})/[\text{Py}(t_{Py}\text{\AA})/\text{WTi}(20\text{\AA})]_n/\text{WTi}(50\text{\AA})$.

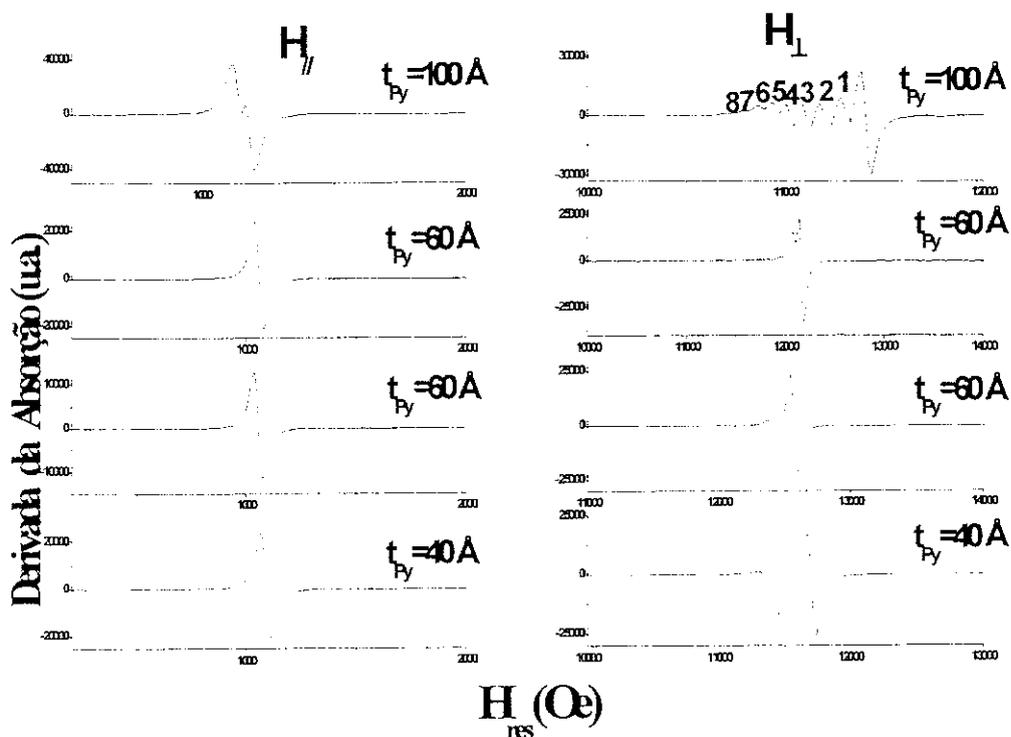


Figura 5.36 – Espectros de RFM com campo de ressonância ferromagnético (H_{res}) perpendicular (H_{\perp}) e paralelo (H_{\parallel}) ao plano do filme, para $t_{Py}(\text{\AA}) = 40, 50, 60$ e 100 , nas $\text{Si}/\text{WTi}(100\text{\AA})/[\text{Py}(t_{Py}\text{\AA})/\text{WTi}(20\text{\AA})]_n/\text{WTi}(50\text{\AA})$.

As medidas de RFM com o campo de ressonância ferromagnético (H_{res}) paralelo (H_{\parallel}) ao plano do filme, apresentaram apenas um pico de ressonância. Nestes espectros, o modo de ressonância principal, de intensidade máxima da linha de absorção, é o uniforme, correspondendo à excitação regular no plano de magnetização nas multicamadas de Py/WTi . Oscilações de modos ressonantes de absorção, devidos às ondas de spin, foram observadas em várias amostras, no caso de campo perpendicular (H_{\perp}) ao plano do filme. Isto pode ser associado à inhomogeneidade magnética existente na camada de Py , conforme relatado por Portis [114] e Flevaris [157]. Em particular, na amostra com $t_{py}=100$ \AA , pode ser vista uma onda de *spin* com 12 picos de ressonância, referentes a modos volumétricos pares e ímpares. A existência de modos de ressonância pares e ímpares indica que o *pinning* dos *spins* é assimétrico nas duas superfícies da camada de Py [116, 155, 156]. Também é observado um pico extra, relacionado ao modo de ressonância de onda de *spin* superficial, que aparece para campos da ressonância mais altos do que aquele do modo de ressonância principal, indicando que em uma das interfaces do Py existe o *unpinning dos spins* [118].

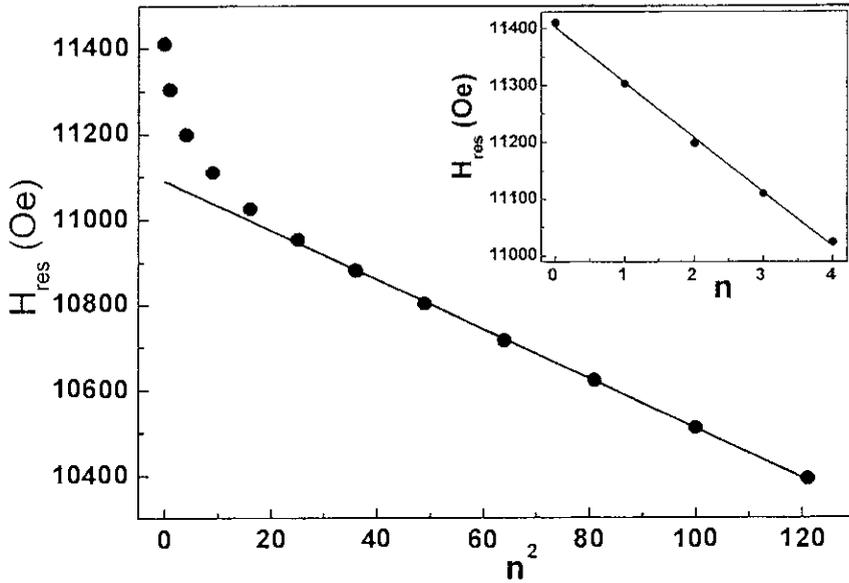


Figura 5.37 – Campo de ressonância de onda de spin (H_{es}) em função do quadrado do número de onda de spin (n^2), para $t_{Py}(\text{Å}) = 100$, nas multicamadas Si/WTi(100Å)/[Py(t_{Py} Å)/WTi(20Å)]_n/WTi(50Å).

Na Figura 5.37 está apresentada a dependência do campo de ressonância de onda de spin (H_{res}) com o quadrado do número de onda de spin (n^2), nas multicamadas Si/WTi(100Å)/[Py(t_{Py} Å)/WTi(20Å)]_n/WTi(50Å), onde $t_{Py}(\text{Å}) = 100$. O gráfico de H_{res} versus n está inserido, mostrando que não foi possível encontrar uma dependência com n^2 unicamente, porém uma mistura com n , devido à magnetização na superfície estar diminuída pela presença de inhomogeneidade magnética na camada de Py.

Tabela 5.3 – Resultados das análises: valores da magnetização de saturação (M_S), valores da magnetização efetiva (M_{ef}), valores do campo de anisotropia perpendicular (H_k) e valores do fator giromagnético (g), para $t_{Py}(\text{Å}) = 20, 40, 50, 60, 80$ e 100 , das multicamadas Si/WTi(100Å)/[Py(t_{Py} Å)/WTi(20Å)]_n/WTi(50Å).

t_{Py} (Å)	$4\pi M_S$ (G)	$4\pi M_{ef}$ (G)	H_k (Oe)	g fator
40	8340	8482	-142	2,08
50	9232	9000	232	2,09
60	9420	8919	501	2,10
80	9885	9050	835	2,10
100	9294	8166	1128	2,11

Na Tabela 5.3 estão apresentados os resultados, na geometria perpendicular (H_L), dos parâmetros magnéticos: a magnetização de saturação por unidade de volume ($4\pi M_S$), a magnetização efetiva ($4\pi M_{ef}$), o campo de anisotropia perpendicular (H_K) e o fator giromagnético (g). Pode ser observado que o fator giromagnético se mantém constante em torno de $(2,09 \pm 0,01)$. Este valor está próximo ao valor 2,08, encontrado na literatura para o Py em outro sistema [156, 159]. Os valores da M_S são menores do que o valor esperado para o Py, o que pode ser explicado pela existência de uma camada não magnética, formada pela interdifusão atômica do Py e do WTi nas multicamadas. Esta camada também é conhecida por camada magnética “morta” (*dead layer*) [164]:

$$M_S = M_0 (1 - \delta/t_{Py}) \quad (5.1)$$

onde M_S é a magnetização de saturação, M_0 é a magnetização volumétrica (*bulk*) e $\delta = 2t_0$ é a espessura da camada “morta” em cada interface. O valor $\delta = 2t_0$ é obtido do coeficiente linear da reta de $M_S \cdot t_{Py}$ versus t_{Py} ,

$$M_S \cdot t_{Py} = M_0 \cdot t_{Py} - 2M_0 \cdot t_0 \quad (5.2)$$

A Figura 5.38 mostra a determinação da camada não-magnética (morta) através do produto $M_S \cdot t_{Py}$ em função da t_{Py} . O valor do coeficiente angular é calculado a partir da inclinação da reta, sendo igual a 800 emu/cm^3 . Da extrapolação da reta com $M_S \cdot t_{Py}$ é deduzido o valor da camada morta, igual a 3 \AA para cada interface [155].

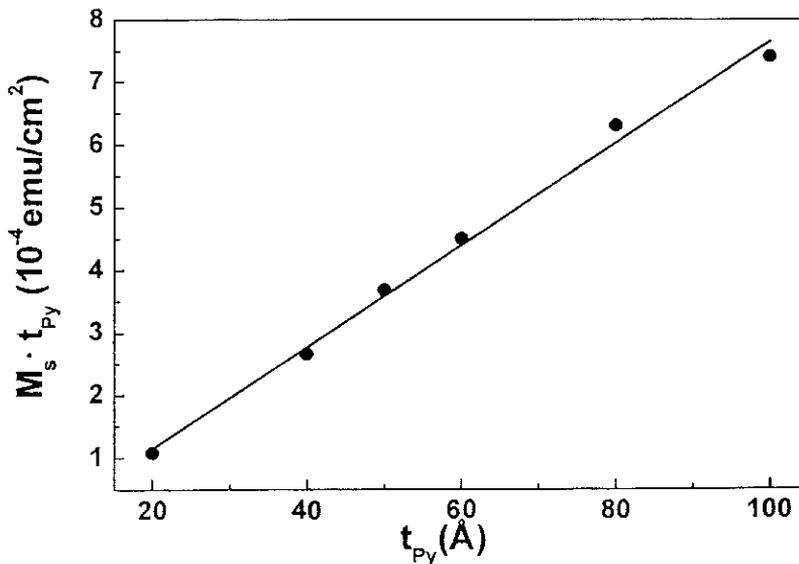


Figura 5.38 – Determinação da camada magnética morta através do produto $M_S \cdot t_{Py}$ em função da t_{Py} das multicamadas $Si/WTi(100\text{\AA})/[Py(t_{Py}\text{\AA})/WTi(20\text{\AA})]_n/WTi(50\text{\AA})$, para $t_{Py}(\text{\AA}) = 20, 40, 50, 60, 80$ e 100 .

Na Figura 5.39 está apresentada a variação do campo de anisotropia perpendicular (H_K) em função do inverso da espessura de t_{Py} ($1/t_{Py}$). O valor da constante de anisotropia superficial é obtido da inclinação da reta: $K_S = (-0,17 \pm 0,01) \text{ erg/cm}^2$. Por extrapolação da reta para ($1/t_{Py}=0$) são obtidas a anisotropia de volume $H_U = -1912 \text{ Oe}$, e a constante de anisotropia de volume $K_U = (0,76 \pm 0,05) \times 10^6 \text{ erg/cm}^3$.

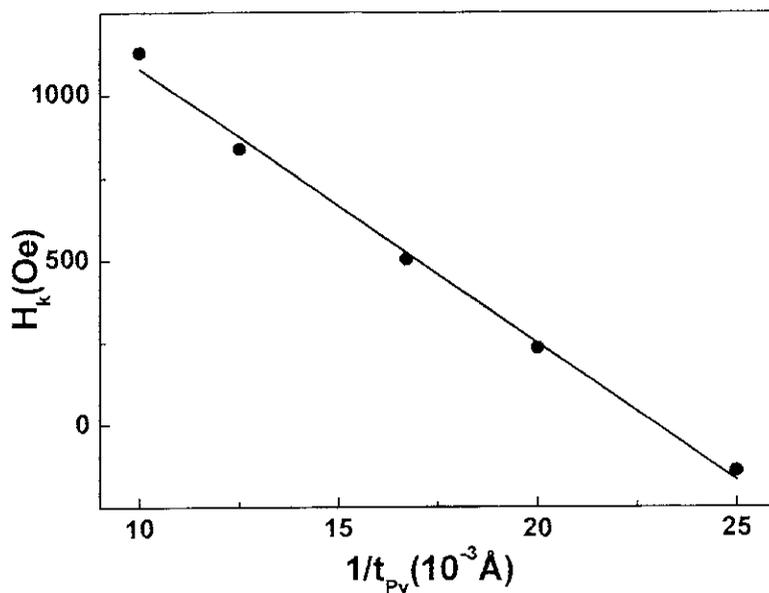


Figura 5.39 – Campo de anisotropia perpendicular (H_K) em função do inverso da espessura do t_{Py} ($1/t_{Py}$), para $t_{Py}(\text{\AA}) = 40, 50, 60, 80$ e 100 , nas multicamadas $\text{Si/WTi}(100\text{\AA})/[\text{Py}(t_{Py}\text{\AA})/\text{WTi}(20\text{\AA})]_n/\text{WTi}(50\text{\AA})$.

Quando existe interdifusão entre as camadas magnéticas e não magnéticas, os efeitos de rugosidade podem modificar fortemente a energia de anisotropia de interface (K_S). Assim o valor negativo de K_S pode indicar de que os momentos magnéticos da fase cfc do Py nas interfaces com a fase cfc do WTi, estão orientados paralelamente à superfície do filme, significando que K_S está confinada ao plano de magnetização do filme

Dos resultados das medidas nos filmes Py/Zr e Py/WTi foram feitas as seguintes observações: os valores de MR são bem baixos e próximos aos valores encontrados para metais puros; foram observadas fases devido à interdifusão atômica nas interfaces; as curvas de reflectividade e DRX em altos ângulos apresentam características de um empilhamento coerente, e foram observadas ondas de *spin* dentro das camadas magnéticas de Py.

CAPÍTULO 6

CONCLUSÕES

Neste trabalho foram exploradas as melhores condições de preparação e estudadas as propriedades estruturais, magnéticas e de transporte das multicamadas [Co/Cu] e [Py/X], onde X=Cu, Zr e WTi.

Estudos sistemático das condições de preparação e crescimento de multicamadas no sistema *Magnetron Sputering* indicam que as melhores condições ocorrem para: a) pressão de base de $9,4 \times 10^{-8}$ Torr e b) pressão de trabalho de 2mTorr.

Ficou também demonstrado a capacidade desse sistema de deposição em produzir filmes de multicamadas de Co/Cu com qualidade similar às relatadas na literatura, bem como reproduzi-las, após um determinado intervalo de tempo, mantendo as propriedades estruturais e de transporte. A boa qualidade das amostras nas multicamadas Co/Cu e Py/Cu ficou evidenciada quando se compara nossos resultados ao reportado na literatura como por exemplo:

- i) multicamadas de Si/Fe(82Å)/[Co(18Å)/Cu(t_{Cu} Å)]₁₅/Co(18Å) - Foi obtido o valor máximo da MRG para o segundo pico do acoplamento AF de 23,3 %, superior aos valores encontrados na literatura [19 % para $t_u=19$ Å [133], 18 % para $t_u=19$ Å [134] e 8 % para $t_u=23$ Å [135];
- ii) multicamadas de Si/Fe(82Å)/[Co(t_{Co} (Å)/Cu(19Å)]₁₅/Co(18Å) – Foi possível elucidar a controvérsia reportada na literatura [15, 24, 25] quanto ao efeito da espessura do Co, ficou constatado a mudança da amplitude da MR, variando de 26% para 3,7%;

iii) multicamadas de Si/Cr(80Å)/[Co(16Å)/Cu(t_{Cu} Å)]₂₅ e Si/Cr(200Å)/[(Co+⁵⁷Fe)(16Å)/Cu(t_{Cu} Å)]₂₅/Cr(50Å) - Foi obtido um valor máximo de MR de 53,6 %, para t_{Cu} =10 Å, bem maior do que os relatados na literatura [19 % para t_{Cu} = 11 Å [137] e 10 % para t_{Cu} = 35 Å [138].

Foi possível constatar uma alta rugosidade e uma diminuição da amplitude da MR com o aumento da pressão de trabalho, através das análises dos resultados de MR, DRX (baixo e altos ângulos) e MFA, diferindo dos resultados reportados na literatura [26,27]. Atribuímos esta discrepância às diferenças de faixa de pressão de trabalho e de espessura da rugosidade.

Foram obtidas informações de espectroscopia Mössbauer no ⁵⁷Fe sugerindo que os momentos magnéticos do Co estão orientados no plano do filme.

iv) Multicamadas de Py/Cu/[Py/Cu]₂₀/Py - Foi constatado que a inserção de Co nas interfaces aumenta o valor da MR de 12% para 41,1%, enquanto o Fe reduz para 5,1 %, o valor da MR. Foi determinada a constante de acoplamento bi-linear J (acoplamento ferromagnético) através da inclinação da reta no gráfico H_S versus $(1/t_{Py})$, resultando $J=0,018$ erg/cm², que está de acordo com o relatado na literatura [4].

Foram obtidas medidas de CEMS indicando que a magnetização nas camadas de Py encontra-se orientada no plano do filme. As contribuições das componentes magnéticas apresentam valores de campo magnético hiperfino $B_{hf} = 27,5$ T , e deslocamento isomérico $DI=0,01$ mm/s de acordo com o valor de *bulk* do Py da literatura [154].

Foi observada uma contribuição da componente paramagnética[149, 151] nas interfaces entre as camadas de Py/Cu associada à interdifusão entre Py e Cu, estimada em de 3 Å Nas interfaces entre Py, Co e Cu das multicamadas Cu/Co/Py/Co/Cu, a contribuição paramagnética vem da camada de interdifusão estimada em 2 Å

Depois de constatar as boas qualidades das multicamadas depositadas pelo sistema *Sputtering*, foram produzidas multicamadas de $Zr/[Py/Zr]_n/Zr$ e $WTi/[Py/WTi]_n/WTi$, as quais não estão relatadas na literatura:

- i) **Multicamadas $Zr/[Py/Zr]_n/Zr$.** – Foi observada uma ótima qualidade estrutural, com picos de superestrutura, e baixa rugosidade interfacial, e a existência de três fases: uma fase nanocristalina de Zr (n-Zr), uma fase cfc de Py (cfc-Py) e uma fase amorfa da liga PyZr (a-PyZr), de acordo com as medidas de DRX (baixos e altos ângulos), MR, RFM, e MAV. A fase a-PyZr (interface) apresenta propriedade magnéticas moles similares à da fase cfc do Py, que constitui a parte interna das camadas magnéticas, podendo ser aplicada a dispositivo magnetorresistivo.

Foi observada, nos espectros H_{\perp} de RFM, para $t_{Py} = 40 \text{ \AA}$, onda de spin com 11 picos, evidenciando os modos de ressonância pares e ímpares indicando que o *pinning* dos *spins* é assimétrico nas duas superfícies da camada de Py [155, 156]. As intensidades dos modos ímpares são maiores do que as dos pares: este efeito ocorre quando o “*pinning*” difere em pelo menos uma das superfícies do Py.

Foram também observados dois modos de superfície em campos magnéticos maiores do que o campo de ressonância principal (H_C), indicando que nas duas superfícies do Py ocorre o “*unpinning*” dos spins [155, 156]. Os valores dos campos de onda de *spin* aumentam com n^2 . Isto é consistente com a presença do modo de ressonância de onda de *spin* superficial.

Foi determinada a constante de anisotropia de superfície $K_S = (-0,28 \pm 0,01) \text{ erg/cm}^2$, valor negativo é um indicativo de que os momentos magnéticos da fase cfc-Py, próximo ao da fase a-PyZr, estão confinados no plano do filme.

- ii) **Multicamadas $WTi/[Py/WTi]_n/WTi$.** Foi também confirmada a estrutura de multicamadas dos filmes pelos resultados de DRX (em baixos e altos ângulos), MR, RFM, e MAV.

Foram observados nas curvas de MR, três máximos dos acoplamentos AF em função da espessura da camada de Py, e também foi determinado o valor da constante de acoplamento AF ($J_{AF} \cong 0,010 \text{ erg/cm}^2$ para $t_{WTi}=13$

Å, com $H_S \cong 200$ Oe, estimado a partir do 2º acoplamento AF), implicando num acoplamento AF fraco entre as camadas de Py. Esse resultado é satisfatório comparado ao valor $J_{AF} = 0,018$ erg/cm², que foi encontrado para as multicamadas Py/Cu [151].

Foi observada, nos espectros HLL de RFM, para $t_{Py} = 100$ Å, um modo de ressonância de onda de spin volumétrica, com a ocorrência de 12 picos de modos de ressonância secundários, em campos de ressonância inferiores ao do modo de ressonância principal. Os valores dos campos de ressonâncias de onda de *spin* aumentam ou diminuem linearmente com n^2 . Aparecem tanto os modos para n -ímpar como para n -par, mostrando que os *pinnings* dos spins neste filme são assimétricos nas duas superfícies da camada de Py [155, 156]. Isto é consistente com a presença do modo de ressonância de onda de spin superficial.

Foi determinada a constante de anisotropia de superfície $K_S = (-0,17 \pm 0,01)$ erg/cm², o valor negativo indica que os momentos magnéticos da fase cfc-Py estão confinados no plano do filme. Este valor é diferente do valor encontrado para o sistema Py/Zr, indicando que a contribuição da constante de anisotropia superficial é afetada pela vizinhança, sendo neste caso a liga a-PyZr e em WTi/[Py/WTi] $_n$ /WTi, a liga PyWTi (cristalina).

Referências Bibliográficas

- [1] Grünberg P., Schrieder R., Pang Y., Brodsky M. B. and Sowers. H., Phys. Rev. Lett. **57**, 2442 (1986).
- [2] Baibich M. N., Broto J. M., Fert A., Van Dau F. N. and Petroff F., Phys. Rev. Lett. **61** (21), 2472 (1988).
- [3] Parkin S. S. P, Li Z. G. and Smith D. J., Appl. Phys. Lett. **58**, 2710 (1991).
- [4] Parkin S. S. P, Appl. Phys. Lett. **60** (4), 512 (1992).
- [5] Choukh A. M., IEEE Trans.on Magn. **32**, 4526 (1996).
- [6] Schuller I., Orba R., Fuller W.W., Chaikin P.M., Bulletin of the American Physical Society **23** (3), 262 (1978).
- [7] Gourley P. L., Dawson L.R., Brennan T. M., Hammons B. E., Stover J. C., Schaus C. F., Sun S., Appl. Phys. Lett. **58** (13), 1360 (1991).
- [8] Saito Y., Inomata K., Yusu K., Jpn. J. Appl. Phys. Part 2-lett. **35** (IB) L100 (1996).
- [9] Beke D.L., Langer G.A., Kis-Varga M., Dudas A., Nemes P., Daroczi L., Kerekes G., Erdelyi Z., VACUUM **50** (3-4), 373 (1998).
- [10] Tokito S., Skata J., Taga Y., Appl. Phys. Lett. **64** (11), 1353 (1994).
- [11] Tokito S., Skata J., Taga Y., Thin Solid Films **256** (1-2), 182 (1995).
- [12] Kowalczyk L., Chenyshova M., Story T., Ha JK., Voloubev VV. and Sipatov A.Y., Acta Physuca polonica A **100** (3), 357 (2001).
- [13] Mibu K., Hosito N. e Shinjo T., J. Magn. Magn. Mater. **126**, 343 (1993).
- [14] Passamani E. C., Baggio-Saitovitch E., Xia S. K. e Larica C., Journal of Physics: Cond. Matter **7** 8437 (1995).
- [15] Qui Z. Q., Pearson J. and Bader S.D., Phys. Rev.. B **46**, 8659 (1992).
- [16] Parkin S. S. P, More N. and Roche K. P.J., Appl. Phys. Lett. **64**, 2304 (1990).
- [17] Mosca D. H., Petroff F., Fert A., Schroeder P. A., Pratt W. P. and Laloe R., J. Magn. Magn. Mater. **94**, L1 (1991).

- [18] Saito Y. and Inomata K., Soc.Jpn. J. Appl. Phys 2. **30**, L 1733 (1991).
- [19] Araki S., Yasui K. and Narumiya Y., J. Phys. Soc. Jpn. **60**, 2827 (1991).
- [20] dos Santos C. A., Rodmacq B., Vaezzadeh M. and George B., Appl. Phys. Lett. **59**, 126 (1991).
- [21] Nakatani R, Dei T., Kobayashi T. and Sugita Y, IEEE Trans. on Magn. **28**, 2668 (1992).
- [22] Shen H.-L., Li G.-X., Shen Q.-W., Li T., Zou S.-C., Thin Solid Films **375**, 55 (2000)
- [23] Lucena M.A. de aguiar F. M., Resende S. M., Azevedo A. and Chesman C., J. Appl. Phys., **81**(8), 4770 (1997).
- [24] Marrows C. H., Wisser N., Hickey B. J., Hase T. P. A. and Tanner B. K., J. Phys. Condens. Matter **11**, 81 (1999).
- [25] Barnas J., J. Magn. Magn. Mater. **111**, L215 (1992).
- [26] Fullerton E. E., Kelly D. M., Guimpel J., Schuller I., Phys. Rev. Lett. **68** (6), 859 (1992).
- [27] Kingetsu T. and Yoshizaki F., J. Appl. Phys. **33**, L 854 (1994).
- [28] Ueda H., Kitakami O., Shimda Y., Goto Y., Yamamoto M., Jpn. J. Appl. Phys. **33**, 6173 (1994).
- [29] Tsunoda M., Takahashi M., Miyazaki T., J. Magn. Soc. Jpn. **17**, 826 (1993).
- [30] Highmore R. J., Shit W.C., Somehk R.E., Evetts J. E., J. Magn. Magn. Matter. **116**, 249 (1992).
- [31] Chen M M., Gharsallah N., Gorman G. L. and Latimer J., J. Appl. Phys. **69**, 5631 (1991).
- [32] Diény B., Speriosu V. S., Gurney B.A., Parkin S. S. P., Wilhoit D. R., Roche K. P., Metin S., Peterson D. T. and Nadimi S., J. Magn. Magn. Mater. **93**, 101 (1991).
- [33] den Broeder F. J. A., Hoving W. and Bloemen P. J. H., J. Magn. Magn. Mater. **93**, 562 (1991).
- [34] Gradmann U., J. Magn. Magn. Mat., **54-57**, 733 (1986).
- [35] Parkin S. S. P, Appl. Phys. Lett. **71**, 1641 (1993).
- [36] Kaneyoshi T., J. Phys. Condens. Matter. **3**, 4497 (1991).
- [37] Heinrich B. & Bland J. A. C., Ultrathin Magnetic Structures II, Ed. Springer Verlag. Cap.2, 45-194 (1994).
- [38] Kryder M. H., Proceedings of the Symposium on Magnetic Materias, Porcesses, and Devices, Ed. L. T. Romankiw & D.A. Herman, The electrochemical Society (1990).
- [39] Kitel C., Phys. Rev. **70**, 965 (1946).

- [40] Corciovei A., Phys. Rev. **130**, 2223 (1993).
- [41] Fischman G. and Calecki D., Phys. Rev. Lett. **62**, 1302 (1989).
- [42] Miyazaki T. and Tezuka N., J. Magn. Magn. Mater. **139**, L231 (1995).
- [43] Moodera J.S. et al. Phys. Rev. Lett. **74**, 3273 (1995).
- [44] Erwin R.W. et al. Phys. Rev. Lett. **56**, 259 (1986).
- [45] Majkrzark C. F. et al. Phys. Rev. Lett. **56** 2700 (1986).
- [46] Julliere M., Phys. Lett. **54A**, 225 (1975).
- [47] White R. M., Quantum Theory of Magnetism, Ed. Springer Verlag. (1983).
- [48] Mohri K., Kohzawa T., Kawashuma K., Yoshida H. and Panina L.V., IEEE Trans. Magn. **28**, 3150 (1992).
- [49] Meiklejohn W. H., Bean C. P., Phys. Rev. **102** (5), 1413 (1956).
- [50] Campbell A. & Fert A., Transport Properties of Ferromagnetics em Ferromagnetic Materials, Ed. E.P. Wholfart, North-Holand Vol. **3**, 747-840 (1982).
- [51] Iraux L., Fert A., Schroeder P.A., Loloee R., & Etienne P., J. Magn. Magn. Mat. **110**, L247 (1992).
- [52] Sakurai J. Horie M., Araki S., Yamamoto H. & Shinjo T., J. Phys. Soc. Jpn. **60**, 2522 (1991).
- [53] Jones R. O. and Gunnardson O., Rev. Mod. Phys. **61**, 698 (1989).
- [54] Baibich M. N., II EBM-JAS (1999).
- [55] Yafet Y., J. Appl. Phys. **61**, 4058 (1987).
- [56] Saurenbach F., Waiz U., Hinchey L., Grünberg P., Zinn W., J. Appl. Phys. **63**, 3473 (1988).
- [57] Carbone C. and Alvarado S. F., Phys. Rev. B **36**, 2433 (1987).
- [58] Binasch G, Grünberg P., Saurenbach F., Zinn W., Phys. Rev. B **39**, 4828 (1989).
- [59] Ounadjela K. Sommers C. B., Fert A., Stoeffeler D., Gautier F., Moruzzi V.L., Europhys. Lett. **15**, 875 (1991).
- [60] Kittel C., in Solid State Physics, Ed. F. Seitz, D. Turbull and H. Ehrenreich, Academic, New York, vol. 22, 1 (1968).
- [61] Coehoorn R., Phys. Rev. Lett. **B(44)**, 9331 (1991).
- [62] Nguyen Van Dau F., Fert A., Etienne P., Baibich M.N., Broto J.M., Creuzet G., Friederich A., Hadjoudj S., Hurdequint H. and Massies J., Phys. (Paris) Colloq. **49**, C8-1633 (1988).
- [63] Gijs M. A. M & Bauer G. E. W., Adv. in Phys. **46**, 285 (1997).

- [64] Fert A. & Bruno P., Ed. B. Heinrich & J. A. Bland, Ed. Springer Verlag, Berlin, 82-194 (1994).
- [65] Levy P. M., Academic Press. **Vol (47)**, 367 (1994).
- [66] Bergmann G., Phys. Reports **107**, 1 (1984).
- [67] Raffel J. I., Magnetic Devices, Handbook of thin Film technology, Ed. L.I. Maissel and R Glang, McGraw hill, 1-21 (1983).
- [68] McGuire T. R. & Potter R. I., IEEE Trans. Magn. **11**, 1018 (1975).
- [69] Fert A. & Lottis D. K., Encyclopedia of Magnetic and Superconducting Materials, Pergamon Press (1994).
- [70] Fert. A. & Campel I. A., J. Phys. F **6**, 849 (1976).
- [71] Cowache C., These de Docteur en Science, l'Université Joseph Fourier, Grenoble I (1995).
- [72] Arkad'yev V. K., J. Russ. Phys. Chem.Soc., **44**, 165 (1912).
- [73] Arkad'yev V. K., J. Russ. Phys. Chem.Soc., **45**, 103 (1912).
- [74] Griffiths H. E., Nature **158**, 670 (1946).
- [75] Zavoishii K. E., J. Phys. USSR **10**, 197 (1946).
- [76] Dorfman Ya. G., Zs.f. Phys **17**, 98 (1923).
- [77] Landau L. D., Lifshitz E. M., Phys. Zs. Sovier Union, **8**, 153 (1935).
- [78] Kittel C., Phys. Rev. **71**, 270 (1947).
- [79] van Vleck J. H., Phys. Rev. **78**, 266 (1950).
- [80] Rado G. T., Adv. in Electr. **2**, 251 (1950).
- [81] van Vleck H., Physica **17**, 234 (1937).
- [82] Kittel C., J. de Phys.et Rad. **12**, 291 (1951).
- [83] Smit J. , Wijin H. P. J., Adv. In Electr. **6**, 70 (1954).
- [84] Bloembergen N., Proc. I.R.E. **44**, 1259 (1956).
- [85] Vonsovskii. S, V., "*Ferromagnetic Resonance*" Ed. Pergamon Press.Ltd., Oxford (1966).
- [86] Gilbert T. L., Phys. Rev., **100**, 1243 (1955).
- [87] Skrotskii G. V., Kurbatov L. V., "*Phenomenological Theory of Ferromagnetic Resonance*" em "*Ferromagnetic Resonance*" Ed. Pergamon Press. Ltd., Oxford (1966).
- [88] Suhl H., Proc. I.R.E. **44**, 1270 (1956).
- [89] Suhl H.,. Phys. Chem. Solids **1**, 209 (1957).
- [90] Skrotskii G. V., Kurbatov L. V., Soviet Phys. JETP **8**, 48 (1958).
- [91] Smit J., Beljers H. G., Philips Res. Rep. **10**, 133 (1955).

- [92] Baselgia L., Warden M., Waldner F., Hutton S. J., Drumheller J. E., He Y. Q., Wigen P. E., Maryho M., Phys. Rev. B **38**, 2237 (1988).
- [93] Kittel C., Phys. Rev. **110** (6), 1295 (1958).
- [94] Morrish A. H., *The Physical Principle of Magnetism*, New York: John Wiley & Sons, 588-593 (1965).
- [95] Du J., Wu J., Tong L. N., Lu M., Du J. H., Pan M. H., Zhai H. R. and Xia H., Phys. Stat. Sol. **167**, 183 (1998).
- [96] Cullity, B. D., *Introduction to Magnetic Materials*. Ed. Addison-Wesley, (1972).
- [97] Mc Michael, R. D., J. Appl. Phys. **75** (10), 5650 (1994).
- [98] Néel L., J. Phys. Rad. **15**, 225 (1954).
- [99] van Vleck H., Phys. Rev. **52**, 1178 (1937).
- [100] Zhang L. e Rado, G. T, Phys Rev. B **36**, 7071 (1987).
- [101] Rado G. T., Phys. Rev. B **26** (1), 295 (1982).
- [102] Hurdequint H., J. Magn. Magn. Mater. **93**, 336 (1991).
- [103] Koikeda T., Fujiwara S., Chikazumi S., JAP, j. phys. Soc. **21** (10),1914 (1966).
- [104] Kakazei G.N., Lesnik N. A., J. Magn. Magn. Mater. **155**, 57 (1996).
- [105] Kakazei G. N., Lesnik N. A., Mitsek A. I., Pushhar V. N., Sov. Phys. State. **34** (2) 571 (1992).
- [106] Wang Y. j., Kleemann W., J. Magn. Magn. Mater. **115**, 9 (1992).
- [107] Purcell S. T., Heinrich B., arrot A.S., J. Appl. Phys. **64** (10), (1988).
- [108] Sparks M., *Ferromagnetic Relaxation Theory* Ed. McGraw-Hill, New York (1964).
- [109] Draisma H. J. G. e de Jonge W. J. M., J. Appl. Phys. **64** (7) 3610 (1988).
- [110] Kittel C., Phys. Rev. **112** (6), 2139 (1958).
- [111] Soohoo R. F., *Magnetic Thin Films*, Ed. Haper, New York (1965).
- [112] Wigen P. E., Thin Solid Films **114**,135 (1984).
- [113] Puzzkarski H., *'Spin Wave resonance" 22nd Scottish Universities Summer School in Physics: Magnetism in Solids, University of Dundee* (1981).
- [114] Portis A. M., Appl. Phys. Lett. **2** (4), 69 (1963).
- [115] Du J, Wu J., Tong L. N, Lu M., Du J. H., Pan M. H., Zhai H. R, Xia H., Phys. Stat. Solid **167**, 183 (1998).
- [116] Puzzkarski H., Progr. Surface Scienc. **9**, 191 (1979),
- [117] Ohochi M, Nosé H., J. Pis. Soc. Jpn **27**, 312 (1969).
- [118] Rook K. J and Artman O., IEEE Trans. on Magn. **27**, 5450 (1991).

- [119] Layadi A., Lee J. W., Artman J. O., J. Appl. Phys. **63** (8), 15 (1988).
- [120] Wang W. N., Jiang Z. S., Du Y. W., J. Appl. Phys. **78** (11) 6679 (1994).
- [121] Spalek J., Maksymowicz A. Z., Silid State Commun **15**, 559 (1974).
- [122] Mello A., Tese de Mestrado, “Instrumentação para Produção e Caracterização de Filmes Finos de Multicamadas Magnéticas”, CBPF, (2002).
- [123] Cowache C., Dieny B., Chamberod A., Benizri D, Berthet F., Auffret S., Giacomoni L., and Nossov S., Phys. Rev. B **53**, 15027 (1996).
- [124] Van der Lee A., Solid State Sciences **2**, 257 (2000).
- [125] Levy P. M. and Mertig I., “*Theory of Giant Magnetoresistance*”, *The European Graduate School on Condensed Matter (EGSCM'01) Prague-- The Czech Republic* (2001).
- [126] Sommer R. L. and Gündel A., J. Appl. Phys. **86** (2), 1057 (1999).
- [127] Miura, S., Takahashi D., Tsunoda M. and Takahashi M., IEEE Trans. Magn. **34** (4) 936 (1998).
- [128] Miura, S., Tsunoda M., Nagatsuka T. and Takahashi M., J. Apl. Phys. **85** (8) 4463 (1999).
- [129] Takahashi M., Kikuchi A. And Kawakita S., IEEE Trans. Magn. **33** (5) 2938 (1997).
- [130] Kagawa K., kano H., Orabe A., Suzuki A. and Hayashi K., J. Appl. Phys. **75** (10), 6540 (1994).
- [131] Jedryka E., Wójck M. and Nadolshi S., J. Appl. Phys. **81** (8), 4776 (1997).
- [132] Kubinsk D.J. and Holloway H., J. Appl. Phys. **79** (9), 7395 (1996).
- [133] Bouziane K., Ben Youssef J. El Harfaoui M., Koshkina O., Le Gall H., Desvignes J. M., El Yamani M. And Fert A., J. Magn. Magn. Mater. **93**, 284 (1997).
- [134] Ben Youssef J., Le Gall H., Bouziane K., El Harfaoui M., Koshkina O., Desvignes J. M. and Fert A , Journal De Physique IV, Coll **C7** –161 (1996).
- [135] Coehoorn R., Johnson M. T., Folkesrts W., Purcell S. T., McGee N. W. E., De Veirman A. and Bloemen P. J. H., Magnetism and Structure in Systems of Reduced Dimension, Ed. by R. F. C. Farrow et al. Plenum Press, New York, (1993).
- [136] Egelhoff W.F. and Keif M.T., Phys. Rev. B **45** (14), 7795 (1992).
- [137] Gangopadhyay S., Shen J.X., Kief M. T., Barnard J. A. and Parker M.R., IEEE Trans. on Magn., **31** (6), 3933 (1995).
- [138] Tian Z. C., Sakaue K. and Terauchi H., J. Appl. Phys, **76** (6), 3899 (1994).
- [139] Panissod P. and Mény C., J. Magn. Magn. Mater. **126**, 16 (1993).
- [140] Wu X. S., Bie Q. S., Lin Z. S., Hu A., Zhai H. R. and Jiang S. S., Mod. Phys. Lett. B. **13** (9-10), 325 (1999).

- [141] Dang K. L., Veillet P., Velu E., Parkin S. S. P. and Chappet C., *Appl. Phys. Lett.* **63**, 108 (1993).
- [142] Mistrik J., Krishnan R., Visnovsky S., Keller N., Biondo A., Franca A. S., Mello A. A., Baggio Saitivitch E.M., *J. Magn. Magn. Mater.* **240** (1-3), 523 (2002).
- [143] Shukh A. M., Shin D.H. and Hoffmann, *J. Appl. Phys.* **76** (10), 6507 (1994).
- [144] Wivel C., Morup S., *J. phys. E: Sci Instr.* **14**, 605 (1981).
- [145] Kuhrts C. and Schultz L., *J. Appl. Phys.* **71** (4), 1896 (1992).
- [146] Johnson C. E., Ridout M.S., Cranshaw T. E., Madsen P. E., *Phys. Rev. Lett* **6** (9), 450 (1961).
- [147] Parkin S. S. P, *Appl. Phys. Lett.* **61**, 1358 (1992).
- [148] Hwang D. C., Lee S. S., Lee K. A., Park C. M., Kim M. Y., Choi K. R., Choi S. J., Lee Y. H. and Rhee J. R., *IEEE Trans. Magn.* **32** (5), 4579 (1996).
- [149] Nagamine L. C. C. M., Biondo A., Pereira L. G., Souza A. F., Mello A., Schmidt J. E., Fontes M. B., Baggio-Saitovitch E., *J. Magn. Magn. Mater.* **242-245**, Part.1, 541 (2002).
- [150] Dubowik J., Stobiecki F. And lucinski T., *Phys. Rev. B* **57**, 5955 (1998).
- [151] Nagamine L. C. C. M., Biondo A., Pereira L. G., Mello A., Schmidt J. E., Chimendes T. W., Cunha J. B. M. and Baggio-Saitovitch E., *J. Appl Phys.* (aceito-2002).
- [152] Lucinski T., stobiecki F., Eckert D., Reiss G., Szumanski B., Dubowik J., Schmidt M., Rohrmann H. And Roell K., *J. Magn. Magn. Mater.* **174**, 192 (1997).
- [153] Barthélémy A., Fert A., Baibich M. N., Hadjoudj S., Petroff F., Etienne P., Cabanel R., Lequien S., Nguyen Van Dau F. and Creuzet G., *J. Appl. Phys.* **67**, 5908 (1990).
- [154] Jungblut R., Sauer Ch., Coehoorn R., Johnson M. T. and Reinders A., *Phys. Rev. B*, **53**, (9), 5488 (1996).
- [155] Morales M. A., Lassri H., Biondo A., Rossi A. M., Baggio-Saitovitch E., *J. Magn. Magn. Mater.* **256**, 93 (2002).
- [156] Biondo A., Nascimento V. P., Lassri H., Passamani E.C., Morales M. A, Mello A, de Biasi R. S., Baggio-Saitovitch E., *Thin Solid Films* (sbmetido-2002).
- [157] Flevaris N. K., Krishnan R., *J. Magn. Magn. Mater.* **93**, 439 (1991).
- [158] Djemia P., Ganot F., Moch P, *J. Magn. Magn. Mater.* **165** (1-3), 428 (1997).
- [159] Kurowski D., Mechenstock R., Brand K., Pelzl J., *J. Magn. Magn. Mater.* **148**, 99 (1995).
- [160] Ohnuma S., Shirakawa K., Nose M. and Masumoto T., *IEEE Trans. on Magn.* **16** (5), 1129 (1980).

- [161] Shirakawa K. Kaneko T., Nose M., Ohnuma S., Fujimori H. and Masumoto T., J. Appl. Phys. **52**, 1829 (1981).
- [162] Bruno P., J. Appl. Phys. **64**, 3153 (1988).
- [163] Jiang S. S., Zou J., Cockayne D. F. H., Sikorski A, Hu A. and Peng R. W., Phys. Stat. Solidi (a) **130**, 373 (1992).
- [164] Krishnan R. And Lassri H., J. Appl. Phys. **73** (10), 6433 (1993).

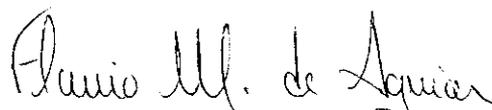
**“PROPRIEDADES ESTRUTURAIS, MAGNÉTICAS E
DE TRANSPORTE DE MULTICAMADAS Co/Cu
E Py/X (X = Cu, Zr E Wti)”**

Armando Biondo Filho

Tese de Doutorado apresentada no Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, do Ministério da Ciência e Tecnologia, fazendo parte da banca examinadora os seguintes professores:



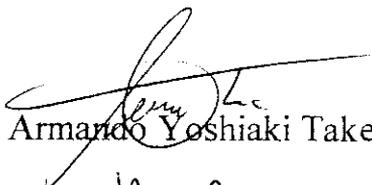
Elisa Maria Baggio Saitovitch – Presidente



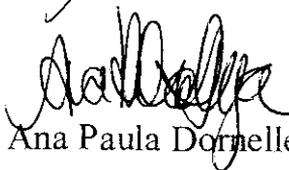
Flávio Menezes de Aguiar



Wido Herwig Schreiner



Armando Yoshiaki Takeuchi



Ana Paula Dornelles de Alvarenga

Rio de Janeiro, 16 de dezembro de 2002