

Transporte eletrônico e propriedades magnéticas de
multicamadas Co/Au na região de transição de
reorientação de spin

Justiniano Quispe Marcatoma

Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas – CBPF/MCT

Rio de Janeiro, Brasil.

2014

Tese submetida ao Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas
sob orientação da Professora **Elisa Maria Baggio Saitovitch**
para a obtenção do título de Doutor em Física
por **Justiniano Quispe Marcatoma**.

2014

A minha família, Luisa, Dana e Joaquin, com amor, admiração e gratidão por sua compreensão, carinho, paciência e incansável apoio durante todos estes anos juntos.

A meus pais e irmãos com amor e gratidão

AGRADECIMENTOS

Agradeço a minha orientadora Dra. Elisa Baggio-Saitovitch pela oportunidade de trabalhar no grupo, a confiança depositada e pela orientação durante estes quatro anos de formação.

Agradeço Dra. Magda Fontes pelo apoio durante estes quatro anos de formação.

Agradeço ao Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas e ao povo brasileiro pela oportunidade dada aos estudantes de outras nações.

Agradeço ao povo peruano e ao “Fondo para la Innovación, Ciencia y Tecnología” - (FINCYT)-Perú assim como a “Academic and Professional Programs for the Americas”-LASPAU pela bolsa de estudo de doutorado concedida.

Agradeço ao Centro Latino-Americano de Física (CLAF) Dr. Carlos Trallero, Graça e Carlos pela bolsa de doutorado cooperativo concedido para a culminação deste trabalho de tese.

Agradeço aos meus colegas de trabalho e amigos Brajesh, Ashok, William, Miguel, Pâmela, Raquel, Isabel Castro, Isabel e Francisco Dinola, Bruno, Ury, Chachi, Mylena, Julian, e Jorge pelos anos de convivência, pelos ensinamentos, pelas valiosas sugestões e pela ajuda.

Minha gratidão ao Professor Fernando Pelegrini pela sua hospitalidade durante minhas estadas em Goiânia, pela oportunidade de realizar os experimentos de ressonância ferromagnética, pelos ensinamentos sobre a técnica e a análise dos dados experimentais e pelas valiosas sugestões e discussões que ajudaram a concluir este trabalho.

Agradeço ao Dr. Flavio Garcia, Valeria Moraes e Vitor Ramos pelas facilidades nas medidas de refletividade e difração de raios-X no CBPF, e ao pessoal do LNLS pelo auxílio durante minhas estadas da linha XR2.

Agradeço ao Dr. Odivaldo Cambraia pelo apoio em algumas das medidas de FMR no CBPF.

Agradeço aos meus colegas e amigos da Faculdade de Física-UNMSM, Dr. Victor Peña Rodríguez, Dr. Carlos Landauro Saenz, MSc. Mirtha Pillaca, MSc. Leonardo Medrano, MSc. Heisemberg Tarazona pelas valiosas sugestões, discussões e pelo apoio nos cálculos numéricos que ajudaram a concluir este trabalho.

Agradeço a Denise Toledo pela ajuda que permitiu melhorar a redação desta tese na língua portuguesa.

Minha gratidão aos novos doutores Natasha, Jackeline e Marcos pelo apoio incondicional, especialmente, na etapa final da redação deste trabalho de tese.

Aos meus amigos Corinne, Vanea, Eliane e a turma da dança por fazer minha estada no Rio prazerosa e cheia de boas lembranças.

SUMÁRIO

SUMÁRIO.....	iv
CAPÍTULO 1	
INTRODUÇÃO.....	1
CAPÍTULO 2	
MAGNETISMO EM FILMES.....	4
2.1 Anisotropia magnética.....	4
2.1.1. Anisotropia magnetocristalina.....	4
2.1.2. Anisotropia de forma.....	5
2.1.3. Anisotropia de magnetoelástica.....	6
2.1.4. Anisotropia de superfície.....	6
2.2 Magnetoresistência em filmes.....	7
2.3 Magnetoresistência ordinária (MRO).....	7
2.4 Magnetoresistência anisotrópica (MRA).....	7
2.5 Magnetoresistência gigante (MRG).....	8
2.6 Origem física da magnetoresistência gigante em multicamadas.....	9
2.6.1. Espalhamento de elétrons dependente do <i>spin</i> em multicamadas magnéticas.....	10
2.6.2. Redes de resistências na MRG.....	12
CAPÍTULO 3	
RESSONÂNCIA FERROMAGNÉTICA.....	17
3.1. Introdução.....	17
3.2. Fenomenologia de ressonância ferromagnética.....	18
3.3. Equação de movimento da magnetização.....	20
3.4. Condições de ressonância para uma multicamada magnética.....	21
3.5. Transição de reorientação de <i>spin</i>	23
3.6. Ressonância de ondas de <i>spin</i>	25
3.7. Condições de ressonância de ondas de <i>spin</i>	26
CAPÍTULO 4	
ASPECTOS EXPERIMENTAIS.....	28
4.1. Sistema de pulverização catódica.....	28
4.2. Técnicas experimentais de análise.....	30
4.2.1 Caracterização estrutural.....	30
4.2.2 Caracterização magnética.....	35
4.3. Amostras investigadas.....	37
CAPÍTULO 5	
MULTICAMADAS PERIÓDICAS DE Co/Au.....	41

5.1. Multicamadas $[\text{Co}(t_{\text{Co}})/\text{Au}(20 \text{ \AA})]_{20}$	41
5.1.1. Caracterização estrutural.....	41
5.1.2. Medidas de magnetização.....	43
5.1.3. Medidas de ressonância ferromagnética	45
5.1.4. Discussão.....	49
5.1.5. Conclusão	53
5.2. Ondas de spin na multicamada $[\text{Co}(30 \text{ \AA})\text{Au}(20 \text{ \AA})]_{20}$	55
5.2.1. Medidas de ressonância ferromagnética	55
5.2.2. Discussão.....	56
5.2.3. Conclusão	57
5.3. Multicamadas $[\text{Co}(8 \text{ \AA})/\text{Au}(6 \text{ \AA})]_{\text{N}}$	59
5.3.1. Caracterização estrutural.....	59
5.3.2. Medidas de magnetização.....	61
5.3.3. Medidas de magnetoresistência.....	62
5.3.4. Medidas de ressonância ferromagnética	63
5.3.5. Discussão.....	63
5.3.6. Conclusão	65
5.4. Multicamadas $[\text{Co}(8 \text{ \AA}) \text{ Au}(33 \text{ \AA})]_{\text{N}}$	66
5.4.1. Caracterização estrutural	66
5.4.2. Medidas de magnetização.....	68
5.4.3. Medidas de magnetoresistência.....	69
5.4.4. Medidas de ressonância ferromagnética	69
5.4.5. Discussão	71
5.4.6. Conclusão	73
CAPÍTULO 6	
MULTICAMADAS APERIÓDICAS DE Co/Au	75
6.1. Multicamadas aperiódicas acopladas ferromagneticamente	75
6.2. Multicamadas aperiódicas acopladas antiferromagneticamente	83
6.3. Conclusões preliminares.....	86
CAPÍTULO 7	
CONCLUSÕES.....	88
Referências Bibliográficas	90

Lista de Figuras

Figura 2. 1. Superfícies equipotenciais de sistemas que apresentam anisotropia uniaxial: (a) eixo-fácil, (b) plano-fácil, e (c) estado cônico. Figura adaptada da referência [40].	5
Figura 2. 2. (a) Diagrama esquemático de um filme mostrando as orientações relativas entre a magnetização (M), corrente (I) e o campo magnético (H). (b) Resistividade versus campo magnético para ρ_{\parallel} e ρ_{\perp} . Figura obtida da referência [44].	8
Figura 2. 3. (a) Dependência da razão da MRG com a espessura de Cr em uma multicamada de Fe/Cr [47]. (b) Curva de magnetoresistência de uma multicamada de Fe/Cr.	9
Figura 2. 4. Tipos diferentes de espalhamento em multicamadas magnéticas.	10
Figura 2. 5. Densidade de estados de Cu, Co e Fe. Linha cortada indica a posição de nível de Fermi (E_F).	11
Figura 2. 6. Estruturas de bandas de Co, Cu, Fe e Cr na direção [001] na vizinhança da superfície de Fermi. Linhas cortadas indicam a posição do nível da energia de Fermi.	12
Figura 2. 7. Transporte eletrônico em uma multicamada com configuração ferromagnética (a) e antiferromagnética (b).	13
Figura 2. 8. Circuito equivalente de resistências para transporte eletrônico mostrado na Figura 2.7. (a) Configuração ferromagnética ($H \neq 0$) e (b) antiferromagnética ($H = 0$).	13
Figura 2. 9. Transporte eletrônico em uma multicamada com configuração: (a) ferromagnética (paralela) e (b) antiferromagnética (antiparalela).	15
Figura 2. 10. Circuito equivalente de resistências para uma multicamada com $\beta'_1 < 0$ e $\beta'_2 > 0$ nas configurações: (a) ferromagnética ($H \neq 0$), (b) antiferromagnética ($H = 0$).	16
Figura 3. 1. Precessão do momento magnético $\vec{\mu}$ num campo magnético \vec{H}_0 orientado na direção z. Figura adaptada da referência [56].	18
Figura 3. 2. Estados de energia Zeeman e condição de ressonância. Figura adaptada da referência [58].	19
Figura 3. 3. Sistema de coordenadas para um filme magnético submetido a um campo H DC no plano x-y.	21
Figura 3. 4. Sistema de coordenadas para um filme magnético com a magnetização orientada num ângulo ϕ em relação à direção normal ao filme (n).	24
Figura 3. 5. Diagrama de fase magnética mostrando as diferentes possibilidades de orientação da magnetização em um filme magnético. Figura adaptada da referência [69].	25
Figura 3. 6. Representação dos modos gerados em um sistema unidimensional de spins. (a) modo fundamental, $k=0$. (b) Modo de onda de spin, $k \neq 0$. As setas na horizontal indicam a direção de propagação. Figura adaptada da referência [72].	25
Figura 4. 1. Ilustração do sistema de Magnetron Sputtering do CBPF. A parte superior é a representação do sistema e a parte inferior é o esquema do processo de pulverização. Figura tomada da referência [79].	29

Figura 4. 2. (a) Difratorômetro de raios X de feixe paralelo, com espelho Goebel, (b) difratorômetro Huber, linha XRD-2(LNLS), (c) Difratorômetro de raios X, acondicionado para fazer medidas de textura cristalina com berço de Euler.	30
Figura 4. 3. (a) Esquema de detecção das figuras de polo de uma família de planos {hkl}, (b) projeção estereográfica de um pico de difração (hkl) na esfera polar ao plano para formar a figura de polo.....	35
Figura 4. 4. (a) Representação esquemática da montagem experimental para as medidas de FMR instalado LRM/UFG, (b) Foto do equipamento [94].	37
Figura 5. 1. Padrões de difração em alto ângulo da família de multicamadas $[\text{Co}(t_{\text{Co}})\text{Au}(20 \text{ \AA})]_{20}$. A espessura (t_{Co}) da camada de Co é indicada em cada gráfico.	42
Figura 5. 2. Tensão na rede cristalina em função de espessura da camada de Co. A linha preta é uma guia para os olhos.....	43
Figura 5. 3. Curvas de histerese em função da espessura da camada de Co. As medidas foram normalizadas em relação à magnetização na saturação ($H=10 \text{ kOe}$).	44
Figura 5. 4. Campo de saturação (H_S), campo de nucleação (H_N) e campo coercivo (H_C) obtidos das curvas de histerese mostradas na Figura 5.3.	45
Figura 5. 5. (a), (b) Variação angular dos espectros de FMR da multicamada $[(\text{Co}(6 \text{ \AA})\text{Au}(20 \text{ \AA}))]_{20}$. (a) Ângulo (φ_H) variando entre 12° e 100° e (b) ângulo (φ_H) variando entre -40° e 10°	46
Figura 5. 6. Variação angular dos espectros de FMR da multicamada $[\text{Co}(30 \text{ \AA})\text{Au}(20 \text{ \AA})]_{20}$. (a) Ângulo φ_H variando entre 12° e 100° e (b) Ângulo φ_H variando entre -16° e 10°	47
Figura 5. 7. (a) Variação angular do campo de ressonância em função da direção do campo magnético externo (φ_H), ajustado usando a Eq.3.10. (b) Ângulo de equilíbrio da magnetização (φ_{eq}) calculado usando a Eq.(3.9). A linha em vermelho mostra o ajuste.	48
Figura 5. 8. Variação do produto $K_{1,\text{eff}}xt_{\text{Co}}$ em função da espessura do Co. A linha em vermelho é o ajuste linear usando a Eq. 5.4.	49
Figura 5. 9. Variação das constantes de anisotropia $K_{1,\text{eff}}$ e K_2 como função de t_{Co} . A espessura do Co, em angströms, é indicada no gráfico.....	53
Figura 5. 10. Espectros de FMR da multicamada $[\text{Co}(30 \text{ \AA})\text{Au}(20 \text{ \AA})]_{20}$ obtidos em duas direções do campo magnético externo aplicado.....	55
Figura 5. 11. Variação angular do campo de ressonância de todos os modos excitados na amostra $[\text{Co}(30 \text{ \AA})\text{Au}(20 \text{ \AA})]_{20}$. A curva vermelha é um ajuste utilizando a usando a Eq.3.10 (vide Figura 5.7), a linha cinza e uma guia para os olhos.....	56
Figura 5. 12. Ajuste linear dos modos de ondas de spin usando a Equação 3.16.	57
Figura 5. 13. (a) Refletividade e (b) difração de raios-X em função de número de camadas.	59
Figura 5.14. Figuras de polo medidas na direção hcp(100) para $N=8$ (a), 13 (b) e 21 (c), e na direção fcc(111) para $N=5$ (d), 8 (e), 13 (f) e 21 (g). Na figura, as cores vermelha e preta indicam uma alta e baixa intensidade de difração, respectivamente.	60
Figura 5. 15. Magnetização normalizada medida fora do plano da amostra.	61

Figura 5. 16. Magnetoresistência medida na configuração perpendicular.....	62
Figura 5. 17. Campo ressonante fora do plano, medido em função da direção do campo externo (φ_H).	63
Figura 5. 18. Representação polar dos campos de ressonância em função da direção do campo magnético externo medida no plano da amostra para: (a) 3 bicamadas, (b) 8 bicamadas, (c) 13 bicamadas e (d) 21 bicamadas.....	65
Figura 5. 19. (a) Refletividade e (b) difração de raios-X em função de número de camadas.	66
Figura 5. 20. Figura de polo das multicamadas $[Au(33 \text{ \AA})Co(8 \text{ \AA})]_N$, com $N=3$ (a), 5 (b), 8 (c), 13 (d) e 21 (e). As cores vermelha e preta indica uma alta e baixa intensidade dos planos de difração respectivamente.....	67
Figura 5. 21. (a) Magnetização medida com o campo magnético externo no plano (linha vermelha) e perpendicular (linha azul) ao plano da amostra. (b) Resistência medida com o campo magnético externo perpendicular ao plano da amostra. As medidas foram normalizadas em relação a seu valor na saturação.	69
Figura 5. 22. Dependência angular fora do plano dos espectros FMR da multicamada $[Au(33 \text{ \AA})Co(8 \text{ \AA})]_{21}$. MP e MS representam o modo principal e o modo secundário, respectivamente.	70
Figura 5. 23. (a) Variação angular do campo de ressonância em função da direção do campo magnético externo (φ_H), ajustado usando a Eq.3.10. (b) Ângulo de equilíbrio da magnetização (φ_{eq}) calculado usando a Eq.(3.9). A linha em vermelho mostra o ajuste.	71
Figura 6. 1. (a) Refletividade e (b) difração de raios-X em função da ordem na sequência de Fibonacci.....	76
Figura 6. 2. (a) Medidas de magnetização e (b) magnetoresistência normalizadas com relação ao seu valor na saturação. Os valores de magnetoresistência foram medida aplicando uma corrente elétrica no plano dos filmes. As setas indicam a direção da corrente elétrica.	78
Figura 6. 3. Diagrama esquemático mostrando o empilhamento das multicamadas S_3 , S_4 , das duas famílias de multicamadas aperiódicas estudadas.....	79
Figura 6. 4. Espectros FMR medidos fora do plano da multicamada aperiódica S_7 . (a) Ângulo variando entre $0^\circ \leq \varphi_H \leq 16^\circ$ e (b) ângulo variando entre $20^\circ \leq \varphi_H \leq 90^\circ$	80
Figura 6. 5. Variação angular fora do plano dos campos de ressonância dos modos identificados na Figura 6.4.	81
Figura 6. 6. (a) Refletividade e (b) difração de raios-X em função da ordem na sequência de Fibonacci.....	82
Figura 6. 7. (a) Medidas de magnetização e (b) magnetoresistência normalizadas respeito ao seu valor na saturação. As setas indicam a direção da corrente elétrica.	84
Figura 6. 8. Espectro FMR medidos fora do plano da multicamada aperiódica S_7 (a) Ângulo variando entre $0^\circ \leq \varphi_H \leq 28^\circ$ e (b) ângulo variando entre $30^\circ \leq \varphi_H \leq 90^\circ$	85
Figura 6. 9. Variação angular fora do plano dos campos de ressonância dos modos identificados na Fig, 6.4.	86

Lista de Tabelas

Tabela 4. 1. Relação de alvos usados na preparação das multicamadas.	37
Tabela 4. 2. Parâmetros experimentais dos alvos usados na preparação das amostras. A fonte usada para os alvos de Au e Co foi DC, enquanto para Cu usou-se RF.	38
Tabela 4. 3. Relação de multicamadas periódicas de Co/Au estudadas.	38
Tabela 4. 4. Relação de multicamadas aperiódicas de Co/Au estudadas. A regra de empilhamento usada para a formação das multicamadas foi: $S_N = S_{N-1}S_{N-2}$	39
Tabela 4. 5. Regra de formação e empilhamento das multicamadas aperiódicas estudadas.	40
Tabela 5. 1. Parâmetros estruturais das multicamadas. t_{Co} é a espessura da camada de Co, d_{exp} e d_o são os valores experimentais e teóricos da distância interplanar, respectivamente. Δ é a periodicidade da multicamada e $\Delta d/d_o$ é a tensão interna nas multicamadas.	42
Tabela 5. 2. K_{S1} , $\partial_1 M$, K_{S2} , $\partial_2 M$ são as constantes de anisotropia de superfície e variação da magnetização na direção normal ao plano do filme, de cada modo de superfície, respectivamente. A_{ef} é constante de anisotropia de troca.	57
Tabela 5. 3. Parâmetros estruturais das multicamadas obtidos do ajuste das curvas de refletividade mostradas na Figura 5.13(a). Δ , é a periodicidade e t_{Co} , t_{Au} , σ_{Co} , σ_{Au} são as espessuras e a rugosidades do Co e Au, respectivamente.	60
Tabela 5. 4. Parâmetros estruturais obtidos a partir do ajuste das curvas de refletividade das multicamadas mostradas na Figura 5.19(a).	67
Tabela 5. 5. Coercividade (H_{C1}), campo de nucleação (H_{N1}) e campo de saturação (H_{S1}) da componente com a magnetização perpendicular ao plano do filme. H_{C2} e H_{S2} correspondem a coercividade e ao o campo de saturação da componente com a magnetização orientada no plano, respectivamente.	68
Tabela 6. 1. Vetores da rede recíproca da multicamada S_7 medidos por refletividade e difração de raios X.	77
Tabela 6. 2. Vetores da rede recíproca da multicamada S_7 . $\Delta_{exp} = 104.63 \pm 2\% \text{ \AA}$; $\tau_{exp} = 2.1133 \pm 2\%$	84

Transporte eletrônico e propriedades magnéticas de multicamadas Co/Au na região de transição de reorientação de spin

RESUMO

Neste trabalho de tese reportamos um estudo das propriedades magnéticas e de transporte em multicamadas de Co/Au na região de transição de reorientação de *spin* (TRS). Este estudo foi realizado em duas classes de amostras, multicamadas periódicas e aperiódicas. Todas as amostras estudadas foram crescidas por pulverização catódica (*magnetron sputtering*) sobre substratos de Si(100). As propriedades dos filmes foram analisadas por refletividade e difração de raios X, magnetometria de amostra vibrante (VSM), medidas de magnetoresistência (MR) e ressonância ferromagnética (FMR). O estudo foi separado em três partes. O objetivo da primeira parte foi identificar a região de espessuras da camada de Co na qual acontece a transição de reorientação *spin* nas multicamadas de Co/Au. Para tal fim, foi estudada uma primeira família de amostras $[\text{Co}(t_{\text{Co}})/\text{Au}(20 \text{ \AA})]_{20}$, variando a espessura de Co entre $6 \text{ \AA} \leq t_{\text{Co}} \leq 30 \text{ \AA}$; fixando a espessura de Au em $t_{\text{Au}}=20 \text{ \AA}$, e fixando o número de bicamadas em $N=20$. Os resultados mostraram que a TRS acontece na região $6 \text{ \AA} < t_{\text{Co}} < 10 \text{ \AA}$, com $K_2 \leq -\frac{1}{2} K_{1,\text{eff}}$, ($K_{1,\text{eff}} > 0$), na qual ocorre a coexistência de domínios magnéticos com anisotropias no plano e perpendicular ao plano. Também foi observado a excitação de modos de ondas de *spin*, de superfície e de volume na amostra com $t_{\text{Co}}=30 \text{ \AA}$, mostrando claramente o acoplamento entre as camadas magnéticas de Co. O objetivo da segunda parte foi estudar a influência do número de camadas nas propriedades estruturais e magnéticas na região de TRS. Com esse objetivo foram estudadas duas famílias de multicamadas $[\text{Co}(8 \text{ \AA})/\text{Au}(t_{\text{Au}})]_N$ com $t_{\text{Au}}=\{6 \text{ \AA}, 33 \text{ \AA}\}$ e $N=\{3, 5, 8, 13, 21\}$. Os resultados obtidos para o sistema com $t_{\text{Au}}=6 \text{ \AA}$, mostrou que todas as multicamadas nesta família crescem com uma alta rugosidade e com estrutura hcp(100). As medidas de MR mostraram uma forte influência da magnetoresistência anisotrópica que foi associada à rugosidade interfacial e a possíveis descontinuidades na camada de Au. Por outro lado, as multicamadas com $t_{\text{Au}}=33 \text{ \AA}$, indicaram um crescimento texturizado na direção fcc(111). Além disso, as medidas das propriedades magnéticas feitas por FMR e MR mostraram a coexistência de domínios magnéticos com orientações no plano e perpendicular ao plano os quais apresentaram uma forte influência do número de bicamadas. Na terceira parte deste trabalho, o objetivo foi estudar as propriedades magnéticas de multicamadas aperiódicas crescidas segundo a sequência de Fibonacci. Para tanto foram crescidas dois conjuntos de amostras com acoplamento ferromagnético e antiferromagnético. Os resultados preliminares obtidos mostram que as propriedades magnéticas dependem da ordem na sequência de Fibonacci da multicamada, bem como do tipo de acoplamento entre as camadas magnéticas.

Transport and magnetic properties of Co/Au multilayers at the spin reorientation transition region

ABSTRACT

In this work we report a study of the magnetic and transport properties of Co/Au multilayer at the *spin* reorientation transition region. This study was made in two kinds of samples, periodic and aperiodic Co/Au multilayer. All the studied samples were grown on non-etched Si(100) substrates by DC-magnetron sputtering, and the properties of the films were analyzed by X-ray reflectivity and diffraction, vibrating sample magnetometry (VSM), magnetoresistance measurements (MR) and ferromagnetic resonance (FMR) spectroscopy. The study was divided into three parts. On the first part, the objective was identify the spin reorientation transition region in periodic Co/Au multilayers. For that purpose a group of multilayers of $[\text{Co}(t_{\text{Co}})/\text{Au}(20 \text{ \AA})]_{20}$ were studied, prepared with varying Co layer thickness between 6Å to 30Å. The results show that SRT occurs through the region $6 \text{ \AA} < t_{\text{Co}} < 10 \text{ \AA}$ with $K_2 \leq -\frac{1}{2} K_{1,\text{eff}}$, ($K_{1,\text{eff}} > 0$), where a coexistence of in-plane and out-of-plane magnetic domains are expected. In thick Co layer samples, volume and surface spin wave resonance modes were also excited by the microwave field, used in perpendicular FMR, giving clear evidence of a magnetic coupling between the Co layers. On the second part, the objective was to study the effect of the numbers of bilayers on the structural and magnetic properties at the spin reorientation transition region. For that purpose, two families of periodic $[\text{Co}(8 \text{ \AA})/\text{Au}(t_{\text{Au}})]_N$ multilayers were studied, with $t_{\text{Au}} = \{6 \text{ \AA}, 33 \text{ \AA}\}$, and N varying in the range 3 to 21. The results show that at $t_{\text{Au}} = 6 \text{ \AA}$, the multilayers grown at hcp(100) structure, exhibit an easy magnetic plane in the plane of the sample. In addition, MR measurements show a strong influence of the anisotropic magnetoresistance which can be associated to a strong roughness at the interfaces and possible discontinuities on the Au layer. On the other hand, the multilayers with $t_{\text{Au}} = 33 \text{ \AA}$, showed a growth following a fcc(111) structure, with low roughness level. The magnetic measurements showed the coexistence of in-plane and out-of-plane magnetic domains, which exhibit a strong influence of the number of bilayers. On the third part, the focus was studying the magnetic properties of aperiodic multilayers grown according to a Fibonacci sequence. For that purpose, two families of samples with ferromagnetic and antiferromagnetic coupling were prepared. The preliminary results show that the magnetic properties depend of the magnetic coupling and the order of the Fibonacci sequence.

CAPÍTULO 1.

INTRODUÇÃO

A eletrônica convencional tem sido aplicada com sucesso por décadas para armazenar e processar informação usando a carga elétrica dos elétrons. Este fato permitiu o desenvolvimento de uma sociedade com uma crescente tecnologia da informação. Deste modo, a economia de países desenvolvidos é atualmente dependente da infraestrutura desta tecnologia, onde se espera que os novos computadores sejam cada vez mais potentes e com maior capacidade para armazenar informação. Uma das áreas mais promissoras associada às novas tecnologias é a spintrônica, onde o *spin* do elétron é usado para representar a informação. Entre todos os elementos químicos somente três metais de transição: Fe, Co e Ni apresentam ferromagnetismo à temperatura ambiente, ou seja, a fabricação de dispositivos baseados nas propriedades do *spin* está restrita ao uso de qualquer destes três elementos, suas ligas ou compósitos [1], [2].

Multicamadas magnéticas nanoestruturadas baseadas em Co e metais não magnéticos do grupo 1B, tais como Cu, Ag ou Au, possuem um grande potencial por suas aplicações em diversas áreas tais como spintrônica (por exemplo, memória magnética de acesso randômico, dispositivos de gravação magnética, osciladores de *spin* para detecção de campos baixos. [3]–[5]), automotiva [6], e biomédica [7]. Estas aplicações são possíveis porque estas multicamadas magnéticas exibem o efeito da magnetoresistência gigante (MRG), ou seja, uma grande redução da resistência elétrica devido as pequenas mudanças no campo magnético externo aplicado, e a possibilidade de induzir diferentes tipos de anisotropias a partir de um controle dos parâmetros experimentais durante o crescimento das multicamadas [8], [9].

A anisotropia magnética perpendicular tem sido observada em vários tipos de multicamadas tais como Co/Au [10], Co/Pt [11], Co/Pd [12], Co/Ni [8], CoFe/Pt [13], CoFe/Pd [14] entre outras. Segundo a literatura a anisotropia perpendicular em multicamadas magnéticas é induzida pelo efeito conjunto da anisotropia cristalina e anisotropia induzida por tensão. Além disso, quando a espessura da camada magnética é reduzida, a contribuição da superfície e das interfaces torna-se um fator predominante na geração da anisotropia perpendicular, superando a anisotropia devida as propriedades maciças (estrutura cristalina). Tem sido demonstrado que interfaces com baixa rugosidade têm uma forte influência na anisotropia de superfície de Neel (anisotropia perpendicular interfacial) [15]. A anisotropia de interface pode ser várias ordens de magnitude maior que anisotropia magnetocristalina, produzindo um alinhamento da magnetização efetiva na direção perpendicular ao filme [16].

Na maioria de multicamadas Co/X, a anisotropia magnética perpendicular é alta quando X é um metal nobre com parâmetro de rede superior ao do Co. Por exemplo, nas multicamadas Co/Pd ou Co/Pt, o descasamento do parâmetro de rede é maior que 10%, exibindo estas multicamadas uma grande anisotropia magnética perpendicular. Isto mostra que a tensão gerada pelo descasamento do parâmetro de rede afeta diretamente a anisotropia magnética perpendicular nestes sistemas [17]. Em particular, as multicamadas de Co/Au são interessantes pelo grande descasamento entre os parâmetros de rede (14%), assim como para o estudo do acoplamento de troca entre camadas [18], [19] e do acoplamento magnetostático devido à formação de paredes de domínio [20]. Grolier *et.al.*[19] reportaram um acoplamento de troca oscilatório entre camadas de Co, observando-se um acoplamento antiferromagnético para espessuras de Au de 5, 9 e 14 camadas atômicas, enquanto que para espessuras de Au de 4, 7, e 11 camadas atômicas, observa-se um acoplamento ferromagnético. Este tipo de comportamento foi proposto teoricamente por Bruno *et.al.* [21], [22] para camadas ferromagnéticas de Fe e Co com espaçadores não magnéticos de Au e Cu ou Ag, usando um modelo de acoplamento RKKY para o acoplamento entre camadas ferromagnéticas. Além disso, o estudo da Transição de Reorientação de *Spin* (TRS) em multicamadas tem se mostrado interessante porque as propriedades magnéticas dependem de um controle efetivo da orientação da magnetização. Em geral, a TRS pode acontecer por duas rotas: (i) através da formação de estados cônicos (*canted state*) da magnetização, onde o ângulo de inclinação é controlado pela espessura da camada magnética [23], (ii) via a coexistência de estados onde a magnetização está parcialmente orientada no plano e fora do plano (perpendicular) da multicamada [24].

Por outro lado, sabe-se que as propriedades das multicamadas dependem fortemente do padrão de empilhamento usado durante seu crescimento [25], [26]. Então, multicamadas aperiódicas, ou quasiperiódicas, crescidas segundo diferentes sequências de empilhamentos unidimensionais não periódicas (por exemplo, sequências de Fibonacci, Thue-Morse, Cantor, Rudin-Shapiro, entre outras) tem sido usadas na área de semicondutores e materiais fotônicos com o intuito de melhorar suas propriedades [27]. Nesse sentido, as propriedades de uma nova classe de sistemas magnéticos, as multicamadas magnéticas aperiódicas, estão se tornando um campo atrativo de estudos [28][29]. Multicamadas quasiperiódicas de Fe/Cr têm sido estudadas teoricamente [30][31] verificando-se que as propriedades magnéticas dependem das relações entre o acoplamento bilinear e biquadrático entre as camadas ferromagnéticas, assim como da ordem na sequência de Fibonacci [32][33].

Neste trabalho apresentamos um estudo sistemático das mudanças nas propriedades magnéticas e de transporte em multicamadas periódicas e aperiódicas de Co/Au crescidas na região de transição de reorientação de *spin*. O trabalho de tese está organizado em seis capítulos assim distribuídos. Uma revisão da teoria da anisotropia magnética em nanoestruturas magnéticas é brevemente apresentada na Seção 2.1. O fundamento teórico do transporte eletrônico em metais e multicamadas magnéticas é discutido nas Seções 2.2 até 2.6. No Capítulo 3, é

apresentada a teoria da ressonância ferromagnética. No Capítulo 4 apresentamos uma breve descrição do crescimento de filmes por *sputtering*, na Seção 4.1, assim como uma revisão das técnicas experimentais de análise, na Seção 4.2. O detalhe das amostras estudadas, assim como uma descrição de empilhamentos aperiódicos é apresentado na Seção 4.3. No Capítulo 5 mostramos os resultados experimentais das multicamadas periódicas (Co/Au) e sua análise. No Capítulo 6 são apresentados resultados preliminares do estudo de multicamadas aperiódicas. Finalmente, no capítulo 7 apresentamos as conclusões gerais focadas principalmente nos resultados relevantes desta pesquisa, e são sugeridos trabalhos futuros com o intuito de usar multicamadas híbridas nanoestruturadas em spintrônica e como sensores magnéticos.

CAPÍTULO 2

MAGNETISMO EM FILMES

Filmes finos magnéticos são materiais nos quais as contribuições devidas aos efeitos da superfície ou interface não podem ser desprezadas frente às contribuições de volume, para determinar as propriedades magnéticas [34]. Quebras de simetria na rede [35] e rugosidades nas interfaces [36] não podem ser desconsideradas. Além do mais, outra importante propriedade observada usualmente em filmes magnéticos é a anisotropia magnética [37], [38], que caracteriza-se pela presença de uma ou várias orientações preferenciais para a magnetização espontânea de um material \vec{M}_S . Em condições normais de pressão e temperatura existem apenas três elementos metálicos que apresentam propriedades magnéticas espontâneas: ferro, cobalto e níquel, com números atômicos 26, 27 e 28, respectivamente. Nestes, a banda $3d$ (3 - 5 eV) dos elétrons de condução não está totalmente preenchida, mas polarizada, resultando em duas sub-bandas de *spins* opostos (*spins up* e *down*). As temperaturas de Curie (T_C) massiva (*bulk*) destes elementos, $T_C(\text{Co}) = 1075^\circ\text{C}$, $T_C(\text{Fe}) = 770^\circ\text{C}$ e $T_C(\text{Ni}) = 365^\circ\text{C}$, são maiores do que no caso dos filmes finos. Esta temperatura depende da anisotropia magnética, do acoplamento de troca, da estrutura das bandas eletrônicas e da dimensionalidade do filme [39].

2.1 Anisotropia magnética

A anisotropia magnética é uma das características mais importantes dos filmes magnéticos, que consiste na orientação preferencial da magnetização (M_S) ao longo de certas direções preferenciais dentro de cada material (eixos de fácil magnetização). A energia associada a este tipo de anisotropia é denominada energia de anisotropia magnética (E_A); as formas de anisotropia magnéticas mais comuns são: anisotropia cristalina ou magnetocristalina (dependente da interação entre o campo cristalino e o acoplamento *spin*-órbita); anisotropia magnetostática ou de forma; anisotropia magnetoelástica ou de stress; anisotropia de superfície e de troca (*exchange anisotropy*).

2.1.1. Anisotropia magnetocristalina

A anisotropia uniaxial é a forma mais simples de anisotropia magnetocristalina. Um exemplo

é o cobalto hexagonal que, em temperatura ambiente e na ausência de campo magnético externo aplicado, apresenta orientação preferencial de sua magnetização espontânea ao longo do eixo cristalino hexagonal “c”. A dependência da densidade de energia de anisotropia uniaxial (E_u), em função do ângulo (φ) formado pela magnetização M_S e o eixo fácil, é dada pela Equação 2.1 [40].

$$E_u = K_1 \text{sen}^2 \varphi + K_2 \text{sen}^4 \varphi + \dots, \quad (2.1)$$

onde K_1 e K_2 são, respectivamente, as constantes de primeira e segunda ordem da energia de anisotropia uniaxial. Geralmente $|K_1| \gg |K_2|$; por exemplo, para Co hcp a 15°C, $K_1 = 4,53 \times 10^6$ erg/cm³ e $K_2 = 1,44 \times 10^6$ erg/cm³ [37]. Considerando só o primeiro termo da Equação 2.1, têm-se duas possíveis situações de equilíbrio para a orientação da magnetização: eixo-fácil (Figura 2.1(a)) e plano-fácil (Figura 2.1(b)). A inclusão de mais termos na equação da energia de anisotropia, equação (2.1), permite estudar sistemas com estruturas magnéticas mais complexas, tais como estados cônicos de *spin* (ver Figura 2.1 (c)). A formação destes estados é uma consequência da competição entre o efeito das constantes de anisotropia K_1 e K_2 , mostrada na Equação 2.2 [41].

$$\text{sen}^2 \varphi = \frac{4\pi M_S^2 - 2K_1}{2K_2} \quad (2.2)$$

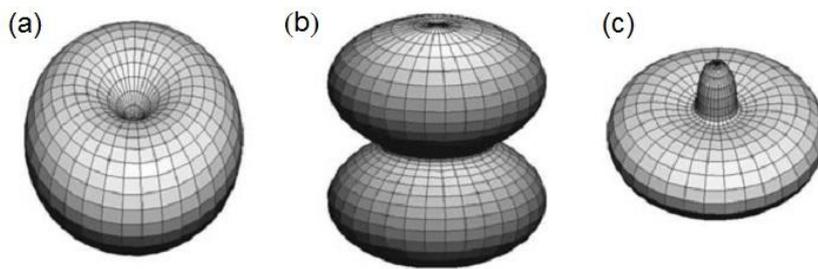


Figura 2. 1. Superfícies equipotenciais de sistemas que apresentam anisotropia uniaxial: (a) eixo-fácil, (b) plano-fácil, e (c) estado cônico. Figura adaptada da referência [40].

2.1.2. Anisotropia de forma

A anisotropia de forma ou de configuração está relacionada às condições geométricas dos materiais. A energia de anisotropia de forma em sistemas uniaxiais pode ser descrita pela Equação 2.3.

$$E_d = \frac{1}{2} H_d M_S \text{sen}^2 \theta \quad (2.3)$$

onde θ é ângulo formado entre a magnetização M_S e o eixo fácil; $H_d = N_d M_S$ é o campo desmagnetizante, e N_d o coeficiente de desmagnetização. Para o caso de um filme fino $H_d = 4\pi M_S$,

e a anisotropia de forma torna-se $E_d = 2\pi M_s^2$, por exemplo, para Co hcp $M_s = 1422 \text{ emu/cm}^3$, $E_d = 12,70 * 10^6 \text{ erg/cm}^3$.

2.1.3. Anisotropia de magnetoelástica

A anisotropia magnetoelástica em filmes ferromagnéticos é um efeito que está associado a mudanças na direção da magnetização devido à tensão interna na rede cristalina. Este é o efeito inverso da magnetostricção onde mudanças na direção da magnetização geram mudanças nas dimensões da amostra. O cálculo da densidade de energia, para uma amostra elasticamente isotrópica é feito usando a Equação 2.4.

$$K_{me} = -K_{me} \cos^2 \theta \quad (2.4)$$

onde $K_{me} = -\frac{3}{2} \lambda \sigma = -\frac{3}{2} \lambda E \epsilon$ é constante de anisotropia magnetoelástica; λ constante de magnetostricção; σ tensão, ϵ deformação da rede, E modulo de elasticidade e θ ângulo formado pela direção da magnetização relativo a direção da tensão aplicada.

A tensão em filmes pode ser induzida por vários mecanismos: tensão térmica, devido a diferentes coeficientes de expansão térmica, tensão devido à natureza do processo de crescimento do filme e tensão devido ao descasamento dos parâmetros de rede em camadas adjacentes [16].

2.1.4. Anisotropia de superfície

Filmes magnéticos ultrafinos ou partículas pequenas podem apresentar anisotropia magnética muito diferente daquela na sua forma massiva. A manifestação desta anisotropia é a mudança na orientação da magnetização para a direção normal ao plano do filme na medida em que a espessura é reduzida. O conceito de anisotropia de superfície, explicando esta diferença, foi introduzido por Néel [35] em 1954 como resultado de redução da simetria local em superfícies e interfaces. Este tipo de anisotropia é denominado de anisotropia de superfície magnetocristalina. Em trabalhos mais recentes, foram introduzidos mais dois tipos de anisotropia: anisotropia de superfície dipolar, que provém da rugosidade da superfície, e anisotropia de superfície magnetoelástica, que é consequência de descasamento de rede [10]. A origem desta última anisotropia é a interação *spin*-órbita. Usualmente separa-se a constante de anisotropia efetiva medida, K_{eff} , em duas contribuições [36]: uma advinda da relação superfície/interface, K_S e outra de volume, K_V , ou seja:

$$K_{eff} = K_V + \frac{2K_S \cos^2 \theta}{d} \quad (2.5)$$

onde o termo da anisotropia de superfície é multiplicado por dois quando são contabilizadas duas interfaces idênticas para um filme de espessura d . Os valores de K_V e K_S são normalmente calculados pela análise gráfica da dependência K_{eff} ($1/d$).

2.2 Magnetoresistência em filmes

A magnetoresistência (MR) é definida como sendo a mudança da resistência elétrica quando um material é submetido a um campo magnético externo. Em princípio, todos os metais e ligas metálicas apresentam estas propriedades [42]. No entanto, a magnitude da mudança da MR pode ser positiva ou negativa dependendo da configuração eletrônica do metal. Além disto, a MR depende também da intensidade do campo magnético aplicado e sua orientação com respeito à direção da corrente elétrica. Existem quatro diferentes tipos de MR, (i) magnetoresistência ordinária, (ii) magnetoresistência anisotrópica, (iii) magnetoresistência inversa e (iv) magnetoresistência gigante. Nesta seção faremos uma breve revisão dos diferentes tipos de magnetoresistência com ênfase na magnetoresistência gigante em filmes.

2.3 Magnetoresistência ordinária (MRO)

A MRO é um aumento da resistência elétrica devido à aplicação de um campo magnético externo, e é independente da direção do campo magnético aplicado. Ainda que o efeito seja pequeno, a resistividade transversa, ρ_{\perp} , quer dizer a resistividade de um material quando o campo é aplicado perpendicular à corrente elétrica, é sempre maior que a resistividade longitudinal, ρ_{\parallel} , ou seja a resistividade de um material quando o campo é aplicado paralelo à corrente elétrica [43]. Este efeito é apresentado também por metais não magnéticos, os quais não apresentam magnetização espontânea, tais como Cu, Ag, Au, Mg, Zn, Cd, Ga, Ti, Sn, Pd, Pt, etc [43], [44]. A baixa magnitude da MRO (0,1%) impede que ela seja adequada para aplicações tecnológicas.

2.4 Magnetoresistência anisotrópica (MRA)

A MRA é um efeito que produz um aumento ou redução da resistência elétrica devido à aplicação de um campo magnético externo. Este efeito depende do ângulo (θ) formado entre a magnetização espontânea com a direção da corrente elétrica [45]. A Figura 2.2 (a) mostra as orientações relativas da magnetização com a corrente elétrica (I) e o campo magnético externo. Um comportamento típico da resistividade anisotrópica quando o campo é aplicado paralelo (ρ_{\parallel}) e perpendicular (ρ_{\perp}) à corrente elétrica é mostrado na Figura 2.2 (b). A dependência angular da MRA é calculada segundo a Equação 2.6 [45]:

$$\rho = \rho_{\perp} + \Delta\rho_{MRA}\cos^2\theta \quad (2.6)$$

onde $\Delta\rho_{MRA} = \rho_{\parallel} - \rho_{\perp}$.

Deste modo, a resistividade em um filme é uma função de ângulo formado entre a magnetização, M , e a corrente, I . A relação $\frac{\rho_{\parallel} - \rho_{\perp}}{\rho_{\perp}}$ é chamada de razão da magnetoresistência anisotrópica.

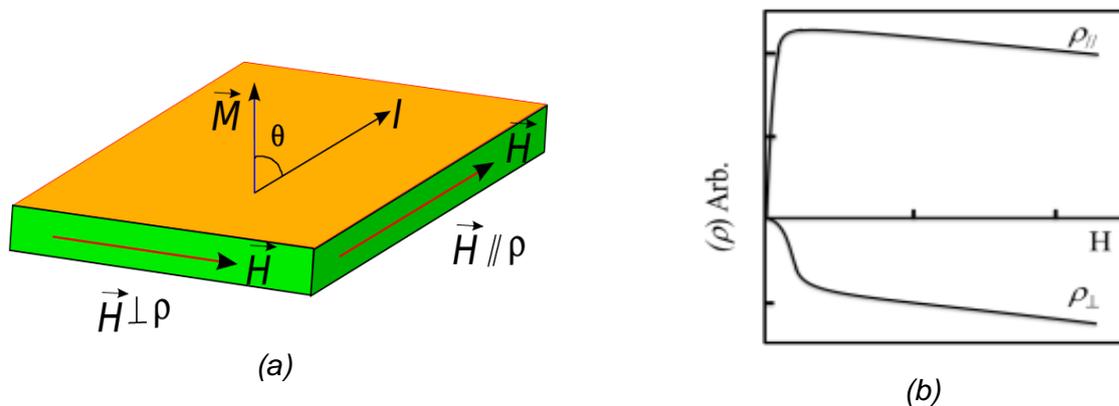


Figura 2. 2. (a) Diagrama esquemático de um filme mostrando as orientações relativas entre a magnetização (M), corrente (I) e o campo magnético (H). (b) Resistividade versus campo magnético para ρ_{\parallel} e ρ_{\perp} . Figura obtida da referência [44].

O máximo valor reportado da MRA para metais ferromagnéticos e suas ligas foi de 2-3%. Este efeito é atribuído à interação *spin-órbita*, que afeta à taxa de espalhamento dos elétrons de condução e consequentemente a resistividade elétrica em metais 3-d. Ainda que esta magnitude seja pequena, a MRA em metais de transição ferromagnéticos é de várias ordens de magnitude maior do que a MRO em metais.

2.5 Magnetoresistência gigante (MRG)

Denomina-se MRG em multicamadas magnéticas, a dependência da resistência elétrica em função da orientação relativa das magnetizações das camadas magnéticas que pode ser da ordem de 200%. Este efeito foi independentemente descoberto por Grünberg *et. al.* [46] e Fert *et. al.* [47] ao estudar o transporte eletrônico em multicamadas híbridas magnéticas-não magnéticas. Especificamente, a MRG consiste no fato que a resistência elétrica em uma multicamada é baixa quando a magnetização em todas as camadas magnéticas são paralelas ao mesmo tempo que aumenta fortemente quando a magnetização relativa nas camadas adjacentes estão ordenadas antiparalelamente. Outro efeito associado com a MRG, descoberto por Parking e colaboradores [48] é que a orientação dos momentos das camadas magnéticas oscila entre uma configuração paralela (ferromagnética) ou antiparalela (antiferromagnética) em função da espessura da camada espaçadora não magnética, vide Figura 2.3(a). Este fenômeno foi associado a um acoplamento de

troca oscilatório tipo RKKY entre as camadas magnéticas [21].

Diferente da MRA, a MRG não depende do ângulo entre o campo externo e a corrente aplicada, mas depende da orientação relativa entre as magnetizações das camadas adjacentes. Então, a dependência da MRG em função do ângulo (ϕ) formado entre magnetizações de camadas adjacentes é mostrada nas Equações. 2.7:

$$R(H) = R^{\uparrow\uparrow}(H_{sat}) + [R^{\uparrow\downarrow}(0) - R^{\uparrow\uparrow}(H_{sat})] * \frac{(1-\cos\phi)}{2} \quad (2.7a)$$

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{R^{\uparrow\downarrow} - R^{\uparrow\uparrow}}{R^{\uparrow\uparrow}} = \frac{R^{max} - R^{min}}{R^{min}} \quad (2.7b)$$

onde $\frac{\Delta R}{R}$, é a razão da MRG; $R^{\uparrow\downarrow}$ e $R^{\uparrow\uparrow}$ são as resistências da multicamada na configuração magnética antiparalela (máxima resistência) ou paralela (mínima resistência), respectivamente. Uma curva típica de MRG para uma multicamada de cinquenta repetições da camada de Fe (4.5 Å) e Cr (12Å) é mostrada na Fig. 2.3 (b) para temperaturas de T=1.5K e 300K.

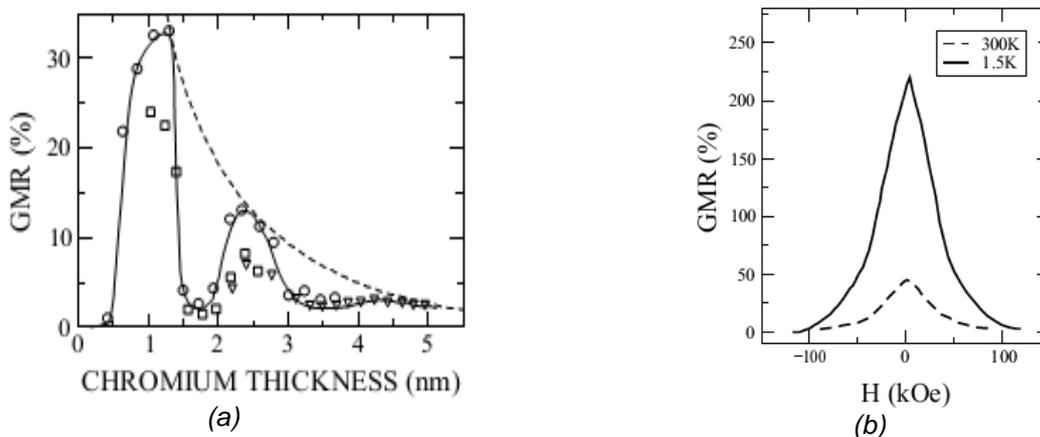


Figura 2. 3. (a) Dependência da razão da MRG com a espessura de Cr em uma multicamada de Fe/Cr [47]. (b) Curva de magnetoresistência de uma multicamada de Fe/Cr.

2.6 Origem física da magnetoresistência gigante em multicamadas

Existem dois tipos de configurações experimentais para medir a MRG em multicamadas híbridas. O primeiro caso é quando o fluxo de elétrons da corrente elétrica fica no plano das camadas (CIP) e um segundo caso, quando o fluxo é perpendicular às camadas (CPP). Nesta seção vamos a revisar a origem física da MRG quando o fluxo de elétrons é paralelo às camadas metálicas

2.6.1. Espalhamento de elétrons dependente do *spin* em multicamadas magnéticas

Entre os diferentes tipos de espalhamentos elásticos que podem experimentar os elétrons em uma multicamada magnética serão explicados somente os dois que são diretamente relacionados ao efeito da MRG. No primeiro, o espalhamento dependente da orientação do *spin* (*spin-dependent scattering*) o qual causa a MRG, no segundo o espalhamento com reversão de *spin* (*spin flip scattering*), o qual diminui o efeito da MRG. Os dois tipos de espalhamento são mostrados na Figura 2.4. No primeiro tipo de espalhamento, a orientação do *spin* do elétron é conservada em cada evento de espalhamento, mas as probabilidades do espalhamento para elétrons com orientação do *spin* para cima (*up*) e para abaixo (*down*) são diferentes. No segundo tipo de espalhamento, o elétron experimenta um espalhamento com reversão de *spin*, ou seja, a orientação do *spin* muda de *spin up* ($s_z = \hbar/2$) para *spin down* ($s_z = -\hbar/2$) ou vice-versa. Ao mesmo tempo, os spins dos centros de espalhamento mudam pelo valor \hbar de forma que o *spin* total é conservado.

Entre as causas que podem gerar o espalhamento com reversão de *spin* em uma multicamada pode-se indicar a interdifusão dos átomos ferromagnéticos na camada não magnética formando impurezas magnéticas. Neste caso, quando um elétron é espalhado pela impureza magnética o *spin* do elétron e da impureza interagem podendo trocar de *spin*, como consequência, o *spin* da impureza magnética passa a rodar livremente. Isto acontece, quando o *spin* da impureza não está acoplado fortemente aos *spins* da camada ferromagnética, quer dizer, quando a impureza está longe da interface ferromagnética-não magnética.

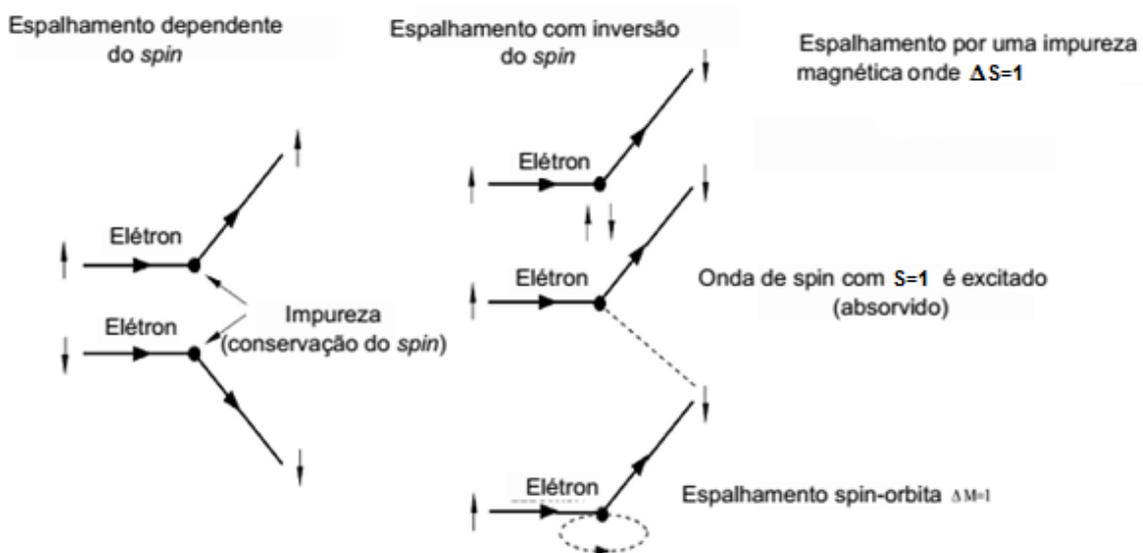


Figura 2. 4. Tipos diferentes de espalhamento em multicamadas magnéticas.

Para compreender como acontece o processo de espalhamento dependente do *spin*, onde os elétrons com *spin up* e *down* são espalhados diferentemente precisamos entender como se

distribuem os elétrons perto do nível de Fermi num metal. Sabe-se que os estados com energias menores que a energia de Fermi ($E < E_F$) num metal estão ocupados na $T = 0$ K e aqueles com $E > E_F$ estão vazios. Embora o espalhamento nas impurezas seja elástico, elétrons no nível de Fermi podem ser espalhados até a vizinhança imediata do nível. Por conseguinte, a probabilidade de espalhamento é proporcional à densidade de estados disponíveis $D(E_F)$. A densidade de estados para Cu, Co e Fe para orientações de *spin up* e *spin down* são mostrados na Figura 2.5. O nível de Fermi para Cu e outros metais nobres intercepta a curva de $D(E)$ na banda de condução, onde a $D(E_F)$ é baixa de modo que a probabilidade de espalhamento do Cu é baixa. Por outro lado, a banda d dos metais de transição estão parcialmente preenchidas e, como consequência, o nível de Fermi nestes metais intercepta tanto a banda de condução como a banda d . Deste modo, a probabilidade de espalhamento de elétrons na banda d é muito maior. Este mecanismo de espalhamento intrínseco foi proposto por Mott [42], [49] e explica porque todos os metais de transição são pobres condutores comparados com os metais nobres.

Além disto, no caso dos metais de transição a banda d do *spin up* e *down* estão separadas, como mostrado na Figura 2.5. Esta assimetria de *spins* na densidade de estados produz diferentes taxas de espalhamentos dependente do *spin*. Este mecanismo é identificado como espalhamento maciço dependente do *spin* ou espalhamento maciço de Mott.

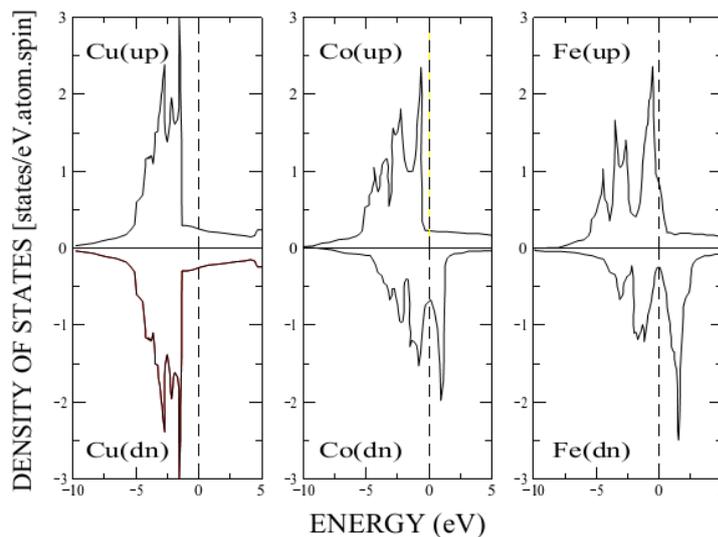


Figura 2. 5. Densidade de estados de Cu, Co e Fe. Linha cortada indica a posição de nível de Fermi (E_F) [50].

No entanto, existe outro mecanismo de espalhamento dependente do *spin* que acontece especificamente em multicamadas híbridas ferromagnética- não magnética. Este mecanismo está baseado no descasamento das bandas das componentes magnéticas e não magnéticas em uma multicamada. Na Figura 2.6 está ilustrada a estrutura de bandas na direção [001] de vários metais típicos. Nesta figura pode-se ver que existe um bom ajuste entre as bandas de Cu e a banda de

spin up do Co. Portanto, podemos concluir que os elétrons com *spin up* ao cruzar a interface Cu/Co sofrem um pequeno espalhamento, e isto é válido ainda que os átomos de Cu e Co estejam misturados na interface. No caso de elétrons com *spin down*, existe um grande desajuste entre as bandas de Cu e Co para elétrons nestas bandas o que indica uma grande diferença entre potenciais atômicos dos dois elementos. Deste modo, elétrons com *spin down* serão fortemente espalhados nas interfaces Cu/Co. Por outro lado, o ajuste das bandas de *spin down* de Fe e Cr é quase perfeita mas no caso dos *spins up* o ajuste é pequeno. A assimetria no espalhamento de *spin* nas interfaces Fe/Cr tem, por conseguinte, sinal oposto ao caso das interfaces Co/Cu. Este mecanismo de espalhamento é chamado de espalhamento interfacial dependente do *spin*.

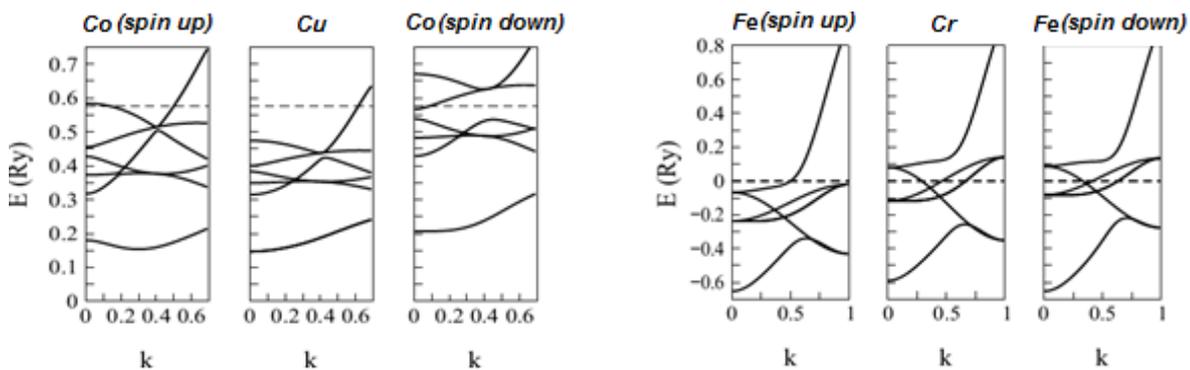


Figura 2. 6. Estruturas de bandas de Co, Cu, Fe e Cr na direção [001] na vizinhança da superfície de Fermi. Linhas cortadas indicam a posição do nível da energia de Fermi [50].

2.6.2. Redes de resistências na MRG

Quando um campo elétrico \vec{E} é aplicado a um metal, os elétrons experimentam uma força constante $\vec{F} = -e\vec{E}$, mas ao movimentar-se sofrem espalhamentos pelas imperfeições da rede que modificam sua aceleração. Assumindo que em média cada elétron se move durante um intervalo de tempo sem experimentar espalhamento (tempo livre médio, τ) por um dado tempo tem-se um estado estacionário onde todos os elétrons se movem na direção de \vec{E} com uma velocidade v adquirida durante o movimento de aceleração entre dois eventos de espalhamentos, segundo a Equação 2.8.

$$v = \frac{-eE\tau}{m} \quad (2.8)$$

Considerando que o campo elétrico age sobre n elétrons por unidade de volume, então a densidade de corrente elétrica é:

$$j = -nev = \frac{ne^2\tau E}{m} \quad (2.9)$$

Da Equação 2.9, definimos a condutividade elétrica σ pela relação $\vec{j} = \sigma\vec{E}$ e o inverso da condutividade é a resistividade $\rho = 1/\sigma$; então teremos:

$$\rho = \frac{m}{ne^2\tau} \quad (2.10)$$

onde a resistividade é uma função inversa de n e τ . Ou seja, τ é inversamente proporcional à probabilidade do espalhamento. Por sua vez, a probabilidade de espalhamento é determinada por dois fatores, o primeiro é a intensidade do potencial de espalhamento e o segundo é a densidade de estados livres na E_f . Como foi discutido anteriormente, o primeiro fator leva ao espalhamento dependente do *spin* em multicamadas e o segundo é o mecanismo de Mott que resulta num mecanismo dependente do *spin* maciço.

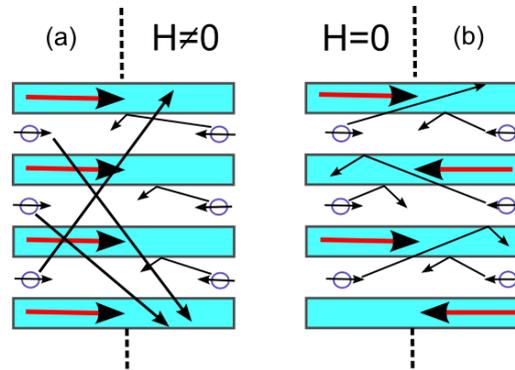


Figura 2. 7. Transporte eletrônico em uma multicamada com configuração ferromagnética (a) e antiferromagnética (b).

Considerando uma multicamada periódica como mostrada na Figura 2.7 onde a camada magnética contém M planos atômicos e a camada não magnética contém N planos atômicos, o cálculo da magnetoresistência nesta multicamada, considerando apenas o mecanismo de espalhamento de Mott e o modelo de duas correntes, é feito utilizando-se o circuito equivalente de resistências mostrado na Figura 2.8. Neste caso, as resistências em cada configuração serão somadas de acordo com as Equações 2.11 [50].

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{R_{\uparrow\uparrow}} &= \left(\frac{1}{R_{\uparrow}} + \frac{1}{R_{\downarrow}} \right)_{\uparrow\uparrow} \Rightarrow \left(\frac{1}{R} \right)_{\uparrow\uparrow} = \left(\frac{2(M+N)^2}{M\rho_{FM}^L + N\rho_{NM}} + \frac{2(M+N)^2}{M\rho_{FM}^H + N\rho_{NM}} \right) \\ \frac{1}{R_{\uparrow\downarrow}} &= \left(\frac{1}{R_{\uparrow}} + \frac{1}{R_{\downarrow}} \right)_{\uparrow\downarrow} \Rightarrow \left(\frac{1}{R} \right)_{\uparrow\downarrow} = \frac{8(M+N)^2}{M\rho_{FM}^L + M\rho_{FM}^H + 2N\rho_{NM}} \end{aligned} \right\} \quad (2.11)$$

onde ρ_{NM} é a resistividade na camada não magnética, ρ_{FM}^H e ρ_{FM}^L são as diferentes resistividades para as duas configurações de *spin* na camada ferromagnética.

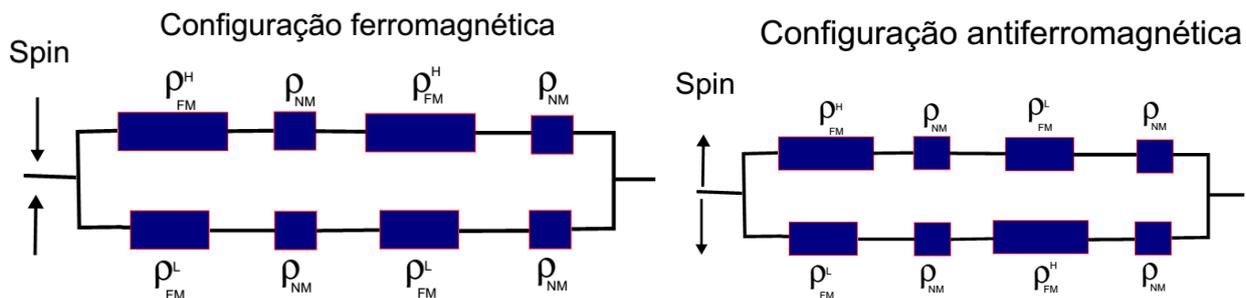


Figura 2. 8. Circuito equivalente de resistências para transporte eletrônico mostrado na Figura 2.7. (a) Configuração ferromagnética ($H \neq 0$) e (b) antiferromagnética ($H = 0$).

Conseqüentemente, a razão da magnetoresistência será calculada usando as Equações 2.11 em 2.7, segundo a Equação 2.12 [50].

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{(1-\beta)^2}{4(1+N/M\mu)(\beta+N/M\mu)} \quad (2.12)$$

onde $\beta = \frac{\rho^\uparrow - \rho^\downarrow}{\rho^\uparrow + \rho^\downarrow}$ é o coeficiente de espalhamento assimétrico dependente do *spin* e α , definido como [51]:

$$\left. \begin{aligned} \alpha &= \frac{1+\beta}{1-\beta} \\ \alpha &= \frac{\rho^\uparrow}{\rho^\downarrow} \approx D(E_f)^\uparrow / D(E_f)^\downarrow \\ \mu &= \rho_{FM}^L / \rho_{NM} \end{aligned} \right\} \quad (2.13)$$

Na maioria dos metais de transição $\beta < 0$ porque o espalhamento dos elétrons $s^\downarrow - d^\downarrow$ é grande. Para Co, $2 < \frac{1}{\alpha} < 3$, $-0.3 < \beta < -0.5$, enquanto que para FeNi, $1/\alpha \sim 9$, $\beta < \sim -0.8$ [51].

A principal condição para ter um grande valor de MRG é que β seja muito grande. Para um dado β , a MRG aumentará com $M\mu/N$ mas satura para valores grandes deste parâmetro. Por outro lado, a MRG se reduz em função da espessura da camada espaçadora e diminui com $1/N^2$ para grandes espessuras desta camada, como é mostrado pela linha tracejada na Figura 2.3a. Isto pode ser interpretado como um desvio dos efeitos cooperativos “*shunting*” devido a uma camada espaçadora inativa.

A análise para calcular a MRG considerando apenas espalhamento interfacial dependente do *spin* é similar ao espalhamento volumétrico. Neste caso, o modelo considera que se tem uma região interfacial entre as camadas magnéticas e não magnéticas com l planos atômicos interfaciais onde $\rho_{NM} = \rho_{FM}^L$. Então, a expressão equivalente à Equação 2.12 será [50]:

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{(1-\gamma)^2}{4[1+(N+M)/2l\mu][\gamma+(N+M)/2l\mu]} \quad (2.14)$$

onde γ é a assimetria de espalhamento interfacial definida e $\mu = \rho_{FM-NM}^L / \rho_{NM}$.

Neste caso, a MRG diminui com o aumento da espessura das camadas magnéticas e não magnéticas. A interpretação física é que a camada magnética inicialmente cresce com uma interface rugosa com um forte espalhamento dependente do *spin* para depois tornar-se uma camada inativa “*shunting layer*”.

Em geral, em multicamadas a MRG é atribuída a uma competição entre o espalhamento dependente do *spin* interfacial e maciço. Considerando que β' representa um coeficiente assimétrico de espalhamento de *spin* global, incluindo as contribuições de β e γ , então, em uma multicamada formada por duas camadas magnéticas (M_1 e M_2) desacopladas por um espaçador

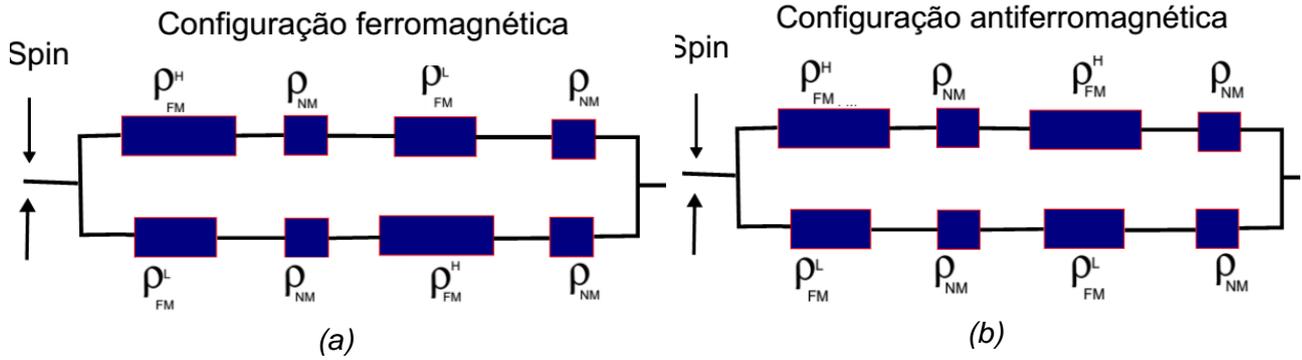


Figura 2. 10. Circuito equivalente de resistências para uma multicamada com $\beta'_1 < 0$ e $\beta'_2 > 0$ nas configurações: (a) ferromagnética ($H \neq 0$), (b) antiferromagnética ($H = 0$).

O cálculo da magnetoresistência nesta multicamada, usando o modelo de duas correntes (ver Seção 2.5.2), pode ser feito utilizando o circuito equivalente de resistências mostrado na Figura 2.10 (a) e (b). Neste caso, as resistências em cada configuração serão somadas de acordo com as Equações 2.15 [50].

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{R_{\uparrow\uparrow}} &= \left(\frac{1}{R_{\uparrow}} + \frac{1}{R_{\downarrow}} \right)_{\uparrow\uparrow} \Rightarrow \left(\frac{1}{R} \right)_{\uparrow\uparrow} = \frac{8(M+N)^2}{M\rho_{FM}^L + M\rho_{FM}^H + 2N\rho_{NM}} \\ \frac{1}{R_{\uparrow\downarrow}} &= \left(\frac{1}{R_{\uparrow}} + \frac{1}{R_{\downarrow}} \right)_{\uparrow\downarrow} \Rightarrow \left(\frac{1}{R} \right)_{\uparrow\downarrow} = \left(\frac{2(M+N)^2}{M\rho_{FM}^L + N\rho_{NM}} + \frac{2(M+N)^2}{M\rho_{FM}^H + N\rho_{NM}} \right) \end{aligned} \right\} \quad (2.15)$$

Diferente do caso quando $MRG > 0$ agora temos que $R_{\uparrow\uparrow} > R_{\uparrow\downarrow}$, de modo que $\frac{\Delta R}{R} = \frac{R_{\uparrow\downarrow} - R_{\uparrow\uparrow}}{R_{\uparrow\uparrow}} < 0$ contrário ao caso da MRG normal, motivo pelo qual este tipo de magnetoresistência é chamado de magnetoresistência inversa (MRI). Além da dependência da MRI das propriedades intrínsecas, anteriormente descritas, um efeito que se deve considerar é a dependência desta de efeitos extrínsecos como a não colinearidade das magnetizações entre camadas adjacentes, assim como o efeito da rugosidade interfacial, como mostrado por Renard *et.al* [52].

CAPÍTULO 3

RESSONÂNCIA FERROMAGNÉTICA

Neste capítulo, é apresentada a fenomenologia da ressonância ferromagnética (FMR) e seus aspectos experimentais, sendo deduzidas as condições de ressonância para uma monocamada magnética. Estas serão usadas para analisar os espectros FMR de multicamadas onde cada camada magnética esteja desacoplada. Também é apresentada uma breve descrição da excitação de ondas de *spin* em filmes finos magnéticos, que pode ser investigada por FMR.

3.1. Introdução

Uma das técnicas de análise mais poderosa e consolidada usada no estudo de materiais nanoestruturados é a ressonância magnética. Basicamente para que aconteça o processo ressonante, os níveis de energia de um sistema quantizado de elétrons ou momentos nucleares tem que estar desdobrados devido à ação de um campo magnético externo (efeito Zeeman). Sob esta condição ao aplicar um campo magnético oscilante o sistema absorverá energia em frequências definidas pela separação entre os níveis. Classicamente, o processo ressonante ocorre quando a frequência do campo AC coincide com a frequência de Larmor do sistema. Entre as diversas técnicas de análise baseadas no processo ressonante, mas diferenciadas pela energia da transição e o tipo de sonda ressonante usada, podemos mencionar a: ressonância magnética nuclear (NMR) [40], a ressonância paramagnética eletrônica (EPR) [55], a ressonância de ondas de *spin* (SWR) [56], e a ressonância ferromagnética (FMR) [57].

Basicamente, a técnica de FMR é análoga à de EPR no sentido de ambas usam sistemas de elétrons desemparelhados como sondas ressonantes. Porém, se diferenciam no tipo de informação obtida e na magnitude dos campos usados, uma vez que a FMR requer de campos magnéticos altos para satisfazer as condições de ressonância, enquanto na EPR a ressonância se dá em campos baixos. No caso particular da técnica de EPR pode-se obter informação microestrutural usando como sonda ressonante o *spin d* desemparelhado do átomo de Fe, como foi mostrado num trabalho publicado em ligas quasicristalinas [58]. Já os resultados obtidos por FMR dependem da dimensionalidade da amostra devido ao campo desmagnetizante na mesma, mas é possível obter informação tridimensional fazendo medidas no plano e fora do plano, como

por exemplo, em filmes finos magnéticos.

3.2. Fenomenologia de ressonância ferromagnética

Quando uma amostra de material ferromagnético (ou mesma paramagnética) é colocada no centro de uma cavidade ressonante de micro-ondas, na presença de um campo magnético externo homogêneo e constante \vec{H}_0 , os momentos magnéticos $\vec{\mu} = -\gamma\vec{S}$ da amostra sofrerão um torque e passarão a precessionar em torno deste, como é mostrado na Figura Fig. 4.1, de acordo com equação:

$$\frac{1}{\gamma} \frac{d\vec{\mu}}{dt} = -[\vec{\mu} \times \vec{H}_0] = \frac{d\vec{L}}{dt} = \vec{\tau} \quad (3.1)$$

Onde $\gamma = g\mu_B/\hbar$ a razão giromagnética (no sistema gaussiano de unidades), g é o fator de espalhamento espectroscópico (similar ao fator g de Landé), μ_B o magneton de Bohr e \hbar a constante de Planck. Em primeira aproximação, a Equação 3.1 pode ser tratada classicamente permitindo chegar à frequência de precessão clássica de Larmor [40]:

$$\omega_0 = \gamma H_0 = \frac{g\mu_B}{\hbar} H_0. \quad (3.2)$$

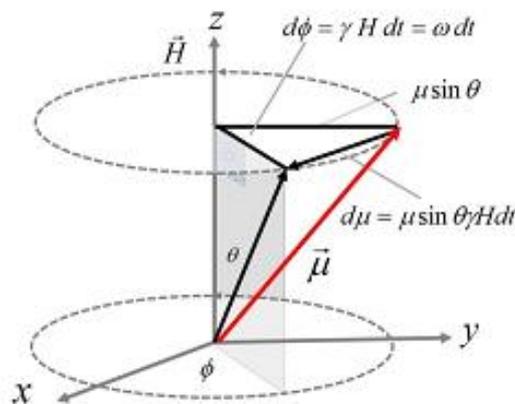


Figura 3. 1. Precessão do momento magnético $\vec{\mu}$ num campo magnético \vec{H}_0 orientado na direção z . Figura adaptada da referência [57].

A Equação 3.1 escrita em função da magnetização $\vec{M} = \sum_{i=1}^N \vec{\mu}_i$ do material será:

$$\frac{1}{\gamma} \frac{d\vec{M}}{dt} = -[\vec{M} \times \vec{H}_{eff}] \quad (3.3)$$

onde \vec{H}_{ef} é um campo magnético efetivo que toma em consideração as diferentes interações que acontecem em um material ferromagnético na presença dum campo magnético externo \vec{H}_0 . Nesta situação a magnetização do material \vec{M} precessiona com frequência ω , em torno do \vec{H}_{ef} [57]. Este movimento continuaria indefinidamente se o sistema não tivesse algum mecanismo de dissipação de energia, como acontece nos sistemas reais.

Se além do campo magnético constante \vec{H}_0 aplicado sobre o sistema houver outro campo magnético oscilante $\vec{h}(t)$, de alta frequência ω , tal que este seja muito menor que \vec{H}_0 e perpendicular a este, a magnetização terá então uma componente oscilante e poderá ser representada por $\vec{M} = \vec{M}_0 + \vec{m}(t)$, com $|\vec{m}(t)| \ll M_0$. Em consequência, quando a frequência do campo oscilante ω for igual à frequência de precessão de Larmor ω_0 , haverá transições entre os níveis Zeeman adjacentes, com separação $g\mu_B H_{ef}$, ocorrendo a absorção ressonante de energia da radiação.

Na Figura 3.2 é esquematizada a separação Zeeman de um nível de energia duplamente degenerado pelo campo \vec{H}_0 . Um campo de micro-ondas \vec{h} com frequência $\nu = \omega/2\pi$ induzirá transições entre os níveis N_1 e N_2 quando $h\nu = g\mu_B H_{res}$. O sistema de *spins* absorverá energia de micro-ondas e então produzirá um sinal de FMR.

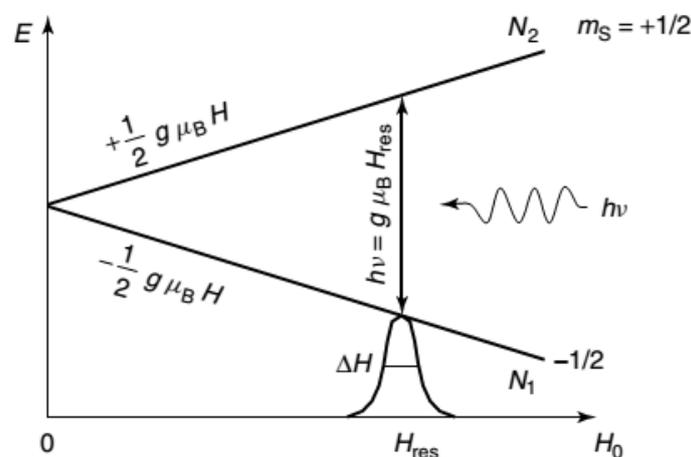


Figura 3. 2. Estados de energia Zeeman e condição de ressonância. Figura adaptada da referência [58].

3.3. Equação de movimento da magnetização

Dado que a energia associada com a absorção de micro-ondas fica na faixa de μK , a técnica FMR pode ser utilizada para investigar a termodinâmica das propriedades da amostra no estado fundamental. Nesta situação, devido ao grande número de *spins* envolvidos no processo ressonante, da ordem de 10^{10} - 10^{14} , a teoria da FMR tem-se desenvolvido do ponto de vista clássico [59] e quântico [60], mostrando serem equivalentes [61]. Por outro lado, os experimentos de FMR de filmes finos consistem, basicamente, em obter os espectros de FMR, em função da orientação do campo magnético aplicado no plano do filme, ou então, em função da orientação do campo em relação à normal ao plano do filme. Deste modo, a descrição do fenômeno ressonante será feita usando uma equação macroscópica de movimento do vetor magnetização, de um filme num estado monodomínio magnético onde consideramos que M é uniforme na monocamada.

O movimento da magnetização ao redor de sua posição de equilíbrio descrito pela equação de movimento de Landau-Lifshitz-Gilbert [62] é:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma[\vec{M} \times \vec{H}_{ef}] + \frac{G}{\gamma M^2} (M \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t}) \quad (3.4)$$

Da Equação 3.4 o primeiro termo do lado direito representa o torque sobre a magnetização devido ao campo magnético aplicado, e o segundo, é o termo de amortecimento fenomenológico relacionado aos vários mecanismos de relaxação da magnetização [62]. Deste modo, \vec{M} é a magnetização, G é o parâmetro de amortecimento de Gilbert, \vec{H}_{ef} é o campo magnético efetivo que inclui os campos magnéticos de micro-ondas $\vec{h}(t)$ de frequência $\omega/2\pi$, o campo magnético externo aplicado, o campo de desmagnetização, campos de anisotropia, e outras contribuições, caso existam.

Duas aproximações são usadas para determinar a frequência de ressonância a partir da Eq. 3.4. A primeira delas considera a solução da equação diferencial acoplada para as componentes da magnetização dependentes do tempo. A intensidade, a forma do sinal e a largura da linha são calculadas utilizando essa aproximação [62]. A segunda é o método desenvolvido, em 1955, por Smit e Beljers [63]. Nesta aproximação a frequência de ressonância ω_{res} é obtida em termos das segundas derivadas $F_{\theta\theta}$, $F_{\phi\phi}$ da densidade de energia livre magnética F por unidade de volume, com respeito aos ângulos polar θ e azimutal ϕ que definem a orientação de equilíbrio da magnetização \vec{M} como mostra Figura 3.3.

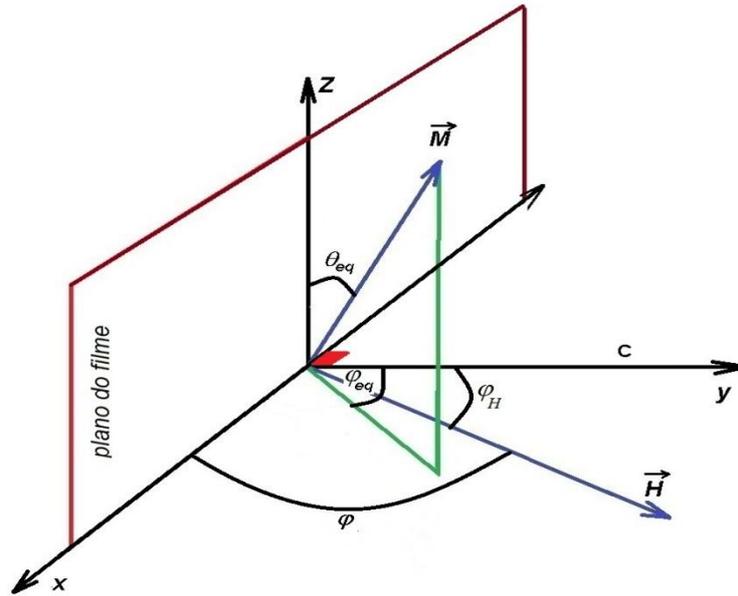


Figura 3. 3. Sistema de coordenadas para um filme magnético submetido a um campo (\vec{H}) DC no plano x-y.

Segundo o método proposto por Smit-Beljers [63] a relação de dispersão dos modos ressonantes em uma monocamada magnética é descrita por:

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = \frac{1}{t^2 M_0^2 \sin^2 \theta} \left(\frac{\partial^2 F}{\partial^2 \varphi} \frac{\partial^2 F}{\partial^2 \theta} - \left(\frac{\partial^2 F}{\partial \theta \partial \varphi} \right)^2 \right), \quad (3.5)$$

onde M_0 é a magnetização de saturação do material. Nesta equação as derivadas foram avaliadas na orientação de equilíbrio $(\theta_{eq}, \varphi_{eq})$ da magnetização, $\vec{M}_o(H)$, determinada a partir das soluções das seguintes equações:

$$F_\theta = \frac{\partial F}{\partial \theta} = 0, \quad \text{e} \quad F_\varphi = \frac{\partial F}{\partial \varphi} = 0, \quad (3.6)$$

De acordo com as Equações (3.5) e (3.6), para se determinar a frequência de ressonância ou condição de ressonância é necessário termos uma expressão para a energia livre F do sistema.

3.4. Condições de ressonância para uma multicamada magnética

Nesta seção são apresentadas as condições que devem ser satisfeitas para que aconteça a FMR de modo uniforme, em uma multicamada formada por um material ferromagnético (FM) e um não magnético (NM), alternadas periodicamente. É considerado que a espessura do material NM (t_{NM}) é o suficientemente grande para desprezar qualquer tipo de interação entre as camadas magnéticas, ou seja $t_{NM} \gg \lambda_{ex}$, sendo λ_{ex} o comprimento de troca.

Nestas condições, é possível usar uma expressão para a densidade de energia livre (F) proposta por Lindner [64], onde a somatória é realizada sobre todas as camadas ferromagnéticas, segundo a Equação 3.7.

$$F = \sum_{i=1}^{20} t_i [-M_i \cdot H \sen \theta_i \cos(\varphi_H - \varphi_i) + 2\pi M_i^2 \sen^2 \theta_i \sen^2 \varphi_i - (K_1 + 2K_2) \sen^2 \theta_i \sen^2 \varphi_i + K_2 \sen^4 \theta_i \sen^4 \varphi_i] \quad (3.7)$$

No entanto, na ausência do acoplamento de troca entre as camadas a expressão para F pode ser simplificada ao caso de uma camada independente [65],[66]. Então, a Equação 3.7 para uma monocamada magnética será reduzida a Equação 3.8 como foi proposto por Chappert [41].

$$F = t \left[-M_0 \cdot H \sen \theta \cos(\varphi_H - \varphi) + 2\pi M_0^2 \sen^2 \theta \sen^2 \varphi - (K_1 + 2K_2) \sen^2 \theta \sen^2 \varphi + K_2 \sen^4 \theta \sen^4 \varphi \right] \quad (3.8)$$

onde K_1 e K_2 são as constantes de anisotropia de primeira e segunda ordem ($K = K_1 + K_2$) enquanto; (θ, φ) e $(\theta_{eq}, \varphi_{eq})$ são as coordenadas esféricas associadas à magnetização (M_0) e ao campo magnético externo (H), respectivamente (ver Figura 3.3). Nesta expressão simplificada da energia livre, foram consideradas somente termos associados as interações magnetostáticas, devido à anisotropia de forma, a anisotropia magnetocristalina, caracterizadas pelas constantes de anisotropia K_1 , K_2 , e a interação *Zeeman* entre a magnetização e o campo externo.

A orientação de equilíbrio da magnetização, encontrada usando as equações 3.6, e 3.8 mostraram que $\theta_H = \theta_{eq} = 90^\circ$, e que a magnetização $M_0(H)$, é uma função de φ_H como é mostrado na Equação 3.9.

$$H \sen(\varphi_H - \varphi_{eq}) = \left(4\pi M_0 - 2 \frac{K_1}{M_0} - 4 \frac{K_2}{M_0} \right) \sen \varphi_{eq} \cos \varphi_{eq} + 4 \frac{K_2}{M_0} \sen^3 \varphi_{eq} \cos \varphi_{eq} \quad (3.9)$$

Finalmente na Equação 3.10 tem-se a relação de dispersão do modo ressonante de uma monocamada magnética calculada a partir das equações 3.5 e 3.8, onde as derivadas foram calculadas na posição de equilíbrio da magnetização $(\theta_{eq}, \varphi_{eq})$.

$$\left[\frac{\omega}{\gamma} \right]^2 = \left[H M_0 \cos(\varphi_H - \varphi_{eq}) + (4\pi M_0^2 - 2K_1 - 4K_2) \cos 2\varphi_{eq} + 4K_2 (3\sen^2 \varphi_{eq} \cos^2 \varphi_{eq} - \sen^4 \varphi_{eq}) \right] * \left[H M_0 \cos(\varphi_H - \varphi_{eq}) - (4\pi M_0^2 - 2K_1 - 4K_2) \sen^2 \varphi_{eq} - 4K_2 \sen^4 \varphi_{eq} \right], \quad (3.10)$$

Neste trabalho, a Equação 3.10 foi usada para calcular as constantes de anisotropia K_1 e K_2 a partir de um ajuste numérico dos dados experimentais da dependência angular (φ_H) do campo magnético ressonante, enquanto que a Equação 3.9 foi empregada para calcular a orientação de equilíbrio da magnetização.

3.5. Transição de reorientação de *spin*

O conhecimento detalhado do diagrama de fase magnético, assim como do mecanismo da transição entre um estado fundamental e outro excitado é a chave para desvendar o cenário no desenvolvimento de novos materiais. No caso de filmes ultrafinos, o conhecimento do diagrama (K_1, K_2) permite mapear todas as possíveis fases magnéticas homogêneas que podem acontecer devido às mudanças das anisotropias geradas por mudanças na espessura e/ou temperatura [24].

Qualitativamente, a transição de reorientação de *spin* (SRT) em camadas ultrafinas pode ser entendida como uma competição entre as anisotropias de volume (*bulk anisotropy*), de superfície (*surface anisotropy*) e a anisotropia de forma (*shape anisotropy*). Somente em filmes muito finos existe a possibilidade de gerar uma anisotropia perpendicular, caracterizada por orientar a magnetização perpendicular ao plano do filme, que possa vencer o grande efeito da anisotropia de forma.

Nesta seção são discutidos os diferentes estados de orientação de uma camada magnética, a partir da análise do diagrama de fases magnético [24], [67]–[69] construído pelas constantes de anisotropia $K_{1,ef}$ e K_2 , onde $K_{1,ef} = K_1 - 2\pi M^2$.

Considere um filme magnético onde a magnetização (\vec{M}) forma um ângulo ϕ com a direção normal ao plano do filme, como mostrada na Figura 3.4. Assumindo que não existe nenhum campo magnético externo, a densidade de energia livre (F_o) pode ser representada por:

$$F_o = K_1 \sin^2 \phi + K_2 \sin^4 \phi + 2\pi M^2 \cos^2 \phi \quad (3.11)$$

onde os primeiros dois termos mostram a contribuição das constantes de anisotropia de primeira e segunda ordem, enquanto o último termo descreve a energia de desmagnetização.

Reescrevendo a Equação 3.11 na forma de uma constante de anisotropia de primeira ordem, teremos:

$$F = F_o - 2\pi M^2 \cos^2 \phi = K_{1,ef} \sin^2 \phi + K_2 \sin^4 \phi \quad (3.12)$$

A minimização da energia livre (F), em relação ao ângulo ϕ mostra a possibilidade de ter diferentes fases separadas pelos correspondentes valores do ângulo de equilíbrio de ϕ , como exibido na Figura 3.5.

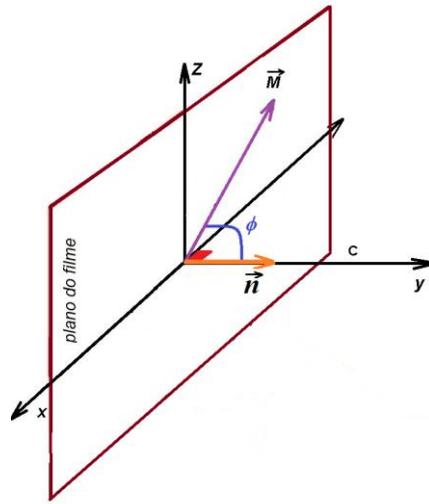


Figura 3. 4. Sistema de coordenadas para um filme magnético com a magnetização orientada num ângulo ϕ em relação à direção normal ao filme (\vec{n}).

Na região onde $K_{1,ef} > 0$ e $K_2 > -\frac{1}{2}K_{1,ef}$, o mínimo de F acontece através da formação de domínios magnéticos orientados perpendicular ao plano do filme, de modo que na região onde $K_{1,ef} < 0$ e $K_2 < -\frac{1}{2}K_{1,ef}$, o mínimo de F ocorre quando a magnetização se orienta paralelamente ao plano do filme. Por outro lado, na região onde $K_{1,ef} < 0$ e $K_2 > -\frac{1}{2}K_{1,ef}$, o mínimo de F ocorre quando a magnetização apresenta um ângulo com a normal ao plano do filme \vec{n} , formando o que se conhece como estados magnéticos cônicos. O ângulo formado entre \vec{M} e \vec{n} é dado pela relação 3.13 [67].

$$\left. \begin{aligned} \text{sen}^2 \phi &= \frac{-K_{1,ef}}{2K_2} \\ \phi &= \text{sen}^{-1} \sqrt{\frac{-K_{1,ef}}{2K_2}} \\ 0 &\leq \frac{-K_{1,ef}}{2K_2} \leq 1 \end{aligned} \right\} \quad (3.13)$$

Deste modo, na região onde $K_{1,ef} > 0$ e $K_2 < 0$, o mínimo de F acontece através da coexistência de domínios magnéticos orientados no plano e fora do plano do filme.

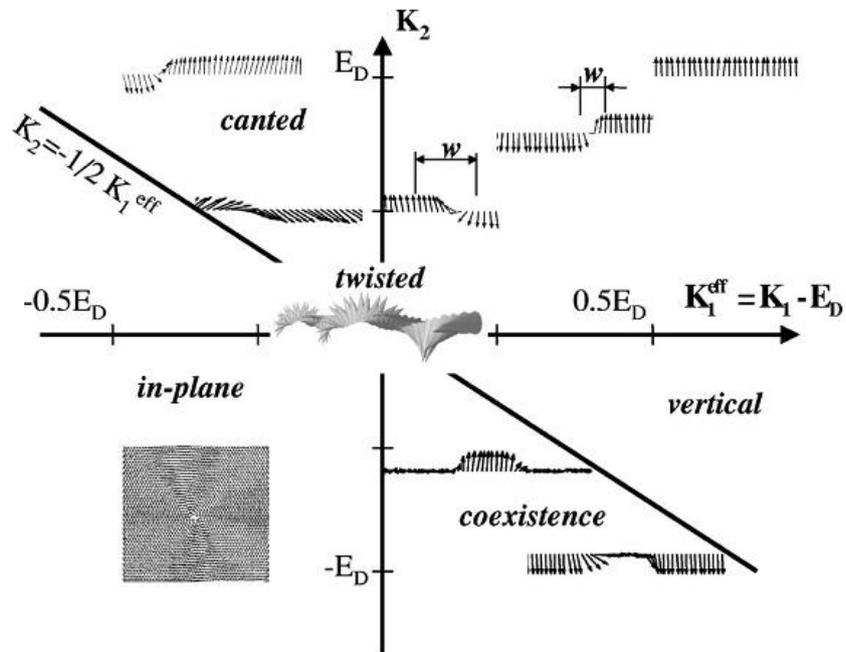


Figura 3. 5. Diagrama de fase magnética mostrando as diferentes possibilidades de orientação da magnetização em um filme magnético. Figura adaptada da referência [69].

3.6. Ressonância de ondas de *spin*.

A excitação ressonante de ondas de *spin* em filmes magnéticos foi primeiramente sugerida por Kittel [70], em 1958, e observada experimentalmente, no mesmo ano, em filmes finos de *permalloy* por Seavey *et. al.*[71]. Em materiais ferromagnéticos, os *spins* estão acoplados através da interação de troca, de modo que as excitações de sistemas de *spins* correspondem a precessões conjuntas em torno da posição de equilíbrio. A excitação de menor energia ($k = 0$) é denominada de modo fundamental ou uniforme, no qual os *spins* precessionam em fase em torno da direção do campo magnético externo aplicado, como ilustrado na Figura 3.6 (a).

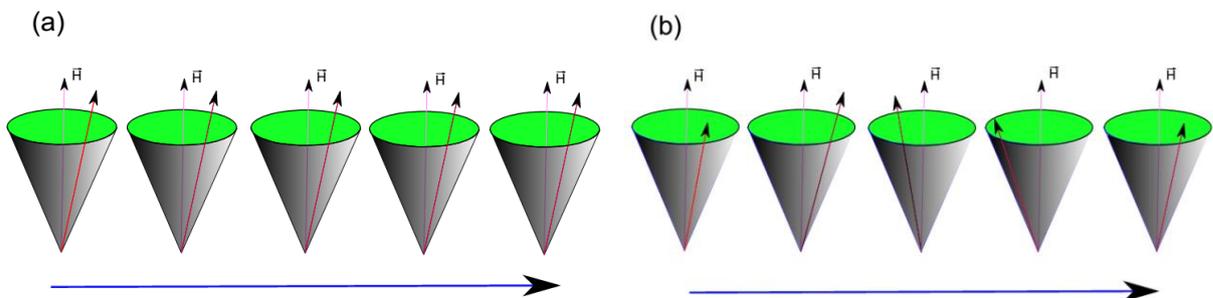


Figura 3. 6. Representação dos modos gerados em um sistema unidimensional de spins. (a) modo fundamental, $k=0$. (b) Modo de onda de spin, $k \neq 0$. As setas na horizontal indicam a direção de propagação. Figura adaptada da referência [72].

Por outro lado, é possível a ocorrência de excitações de *spins* dos sistemas nos quais a fase

da precessão varia espacialmente. Neste caso, estas excitações são denominadas ondas de *spin* ou modos de ondas de *spin*. A representação de uma onda de *spin* com vetor de onda k é ilustrada na Figura 3.6 (b), na qual a diferença de fase do primeiro ao último *spin* é 2π , correspondendo a um comprimento de onda finito ($k = \frac{2\pi}{\lambda} \neq 0$). É importante ressaltar que o modo uniforme também pode ser considerado como um modo de ondas de *spin* com comprimento de onda infinito, isto é, $k = 0$.

A origem das ondas de *spin* em filmes magnéticos está associada diretamente ao efeito de *pinning* que sofrem os *spins* em alguns materiais ferromagnéticos. Este efeito está relacionado, por um lado, a anisotropia magnética superficial K_s devido à inhomogeneidades magnéticas localizadas perto da superfície do filme [73] e, por outro lado, com as inhomogeneidades magnéticas distribuídas em todo o filme [70], [74].

Consideremos então, um filme ferromagnético submetido a um campo de micro-ondas uniforme, sendo que o acoplamento de troca entre os *spins* locais apresenta uma dependência espacial. Neste contexto, para interpretar os resultados de FMR de filmes que exibem ressonância de ondas de *spins* é necessário considerar na equação de movimento 3.4 um termo adicional para o campo efetivo \vec{H}_{ef} devido à variação espacial dos *spins*. Então, de acordo com o tratamento semi-clássico, teremos: [72], [74].

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma \vec{M} \times \left[\frac{2A}{M_s} \nabla^2 \vec{M} + \vec{H}_{ef} \right] \quad (3.14)$$

Na Equação 3.14 não foi considerado um termo de amortecimento, onde A é a constante de troca e M_s é magnetização de saturação do material ferromagnético.

Em filmes muito finos espera-se que um campo de anisotropia efetivo atuando sobre os *spins* na superfície do material seja maior do que aquele que atua sobre os *spins* no interior, prendendo os *spins* na superfície, efeito denominado de *pinning* dos *spins* superficiais [70], [71].

3.7. Condições de ressonância de ondas de *spin*

A condição de ressonância de modos de volume de ondas de *spin*, como discutido na Seção 3.4, considerando um filme ferromagnético policristalino que apresenta dependência espacial no acoplamento de troca e nodos na superfície do filme, pode ser escrita na seguinte forma [70], [74].

$$\left[\frac{\omega}{\gamma} \right]^2 = \left[H_n \cos(\varphi_H - \varphi_{eq}) + 2 \frac{K_{ef}}{M_o} \cos 2\varphi_{eq} + 2 \frac{A_{ef}}{M_o} k_n^2 \right] \left[H_n \cos(\varphi_H - \varphi_{eq}) + 2 \frac{K_{ef}}{M_o} \cos^2 \varphi_{eq} + 2 \frac{A_{ef}}{M_o} k_n^2 \right], \quad (3.15)$$

onde o vetor de onda associado com o modo de onda de *spin* volumétrica é representado por

$k_n = \frac{n\pi}{L}$, sendo L a espessura do filme e n o número de ordem da onda de *spin*. Também, $K_{eff} = K_1 - 2\pi M_0^2$, H_n e A_{ef} são a constante de anisotropia efetiva, campo ressonante da onda de *spin* de ordem n , e a constante de troca efetiva, respectivamente.

Então, é possível calcular A_{ef} a partir da avaliação da Equação 3.15 para ângulos específicos: $\varphi_H = \pi/2$ (configuração perpendicular) e $\varphi_H = 0$ (configuração paralela), respectivamente.

Por outro lado, Puzskarski [73] e Maksymowicz, *et al* [75], propuseram um método para estudar ondas de *spin* baseado no modelo de inomogeneidade interfacial. Segundo este modelo, os *spins* na superfície do filme experimentam diferentes campos locais em relação aos *spins* no *bulk* determinado pela energia livre superficial $F_S = K_S \cos^2 \varphi_{eq} * \sin^2 \theta$, e a variação da magnetização na direção normal ao filme $\partial_n M$. Segundo este modelo, os modos de superfície de ondas de *spin* satisfazem a seguinte relação de dispersão:

$$[(H_{S-SWR} - H) \cos(\varphi_{eq} - \varphi_H)]^{1/2} = \left(\frac{2}{A_{eff} M_0} \right) |K_S| * [\cos 2\varphi_{eq} - \frac{A_{eff}}{K_S} \left(\frac{\partial_n M_0}{M_0} \right)] \quad (3.16)$$

onde $\left(\frac{\partial_n M_0}{M_0} \right)$ descreve a variação da magnetização perto da superfície e na direção perpendicular ao filme e K_S é a constante de anisotropia superficial do filme. Da Equação 3.16, a dependência linear do termo $[(H_{S-SWR} - H) * \cos(\varphi_{eq} - \varphi_H)]^{1/2}$ em função do $\cos 2\varphi_{eq}$ permite calcular K_S e $\frac{\partial_n M_0}{M_0}$ para cada modo de superfície.

CAPÍTULO 4

ASPECTOS EXPERIMENTAIS

Neste capítulo, descreveremos os aspectos experimentais relacionados com a produção e a caracterização das multicamadas Co/Au investigadas neste trabalho.

4.1. Sistema de pulverização catódica

As multicamadas estudadas nesta tese foram crescidas pela técnica da pulverização catódica (*sputtering*). Brevemente podemos dizer que o crescimento de filmes através desta técnica consiste em ionizar um gás inerte entre dois eletrodos, gerando um plasma. Os íons deste gás se aceleram e colidem com os átomos do alvo e pulverizam sua superfície. Os átomos ou aglomerados de átomos arrancados são depositados sobre um substrato onde será crescido o filme. Para alvos de boa condutividade elétrica, o campo elétrico aplicado entre os eletrodos pode ser de corrente contínua (DC). No entanto, para materiais isolantes e de baixa condutividade, o campo elétrico entre os eletrodos deve ser de corrente alternada, com frequência da ordem de MHz. Para isto é aplicado um sinal de radio frequência (RF). O alvo é ligado à fonte de potencial negativo, e o suporte com o substrato é aterrado ou mantido em potencial flutuante [76].

A ionização dos átomos do gás inerte no plasma acontece pelas colisões com elétrons. Deste modo, para aumentar a eficiência desta ionização pode-se confinar os elétrons perto da superfície do alvo mediante a aplicação de um campo magnético. Neste caso, a técnica se denomina pulverização catódica por magnetron (*magnetron sputtering*). O alvo, além de estar ligado à fonte de potencial, agora encontra-se instalado sobre um arranjo de ímãs permanentes dispostos de modo tal que um campo magnético é formado em uma região ao redor da superfície do alvo. Isto induz movimentos helicoidais dos elétrons em volta das linhas de campo magnético, devido à força de Lorentz, e conseqüentemente contribuindo para a ionização do gás. Desta forma a densidade de ionização é amplificada nesta região permitindo obter altas taxas de deposição [77].

Todos os filmes utilizados nesta tese foram crescidos no sistema de pulverização catódica do Laboratório de Filmes Finos do Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas (CBPF). Este sistema, modelo *ATC-2400*, da *AJA International*, possui duas câmaras cilíndricas. Uma câmara principal de 750 mm de diâmetro por 350 mm de altura, onde estão instaladas cinco fontes magnetrons. Três fontes são DC e duas fontes são RF e permitem a colocação de até cinco porta-substrato dentro da câmara principal sobre uma base rotatória. Nesta base encontra-se também uma caixa suporte, dentro da qual se coloca o porta-substrato, para crescer filmes a diferentes temperaturas

entre 5°C e 1000°C.

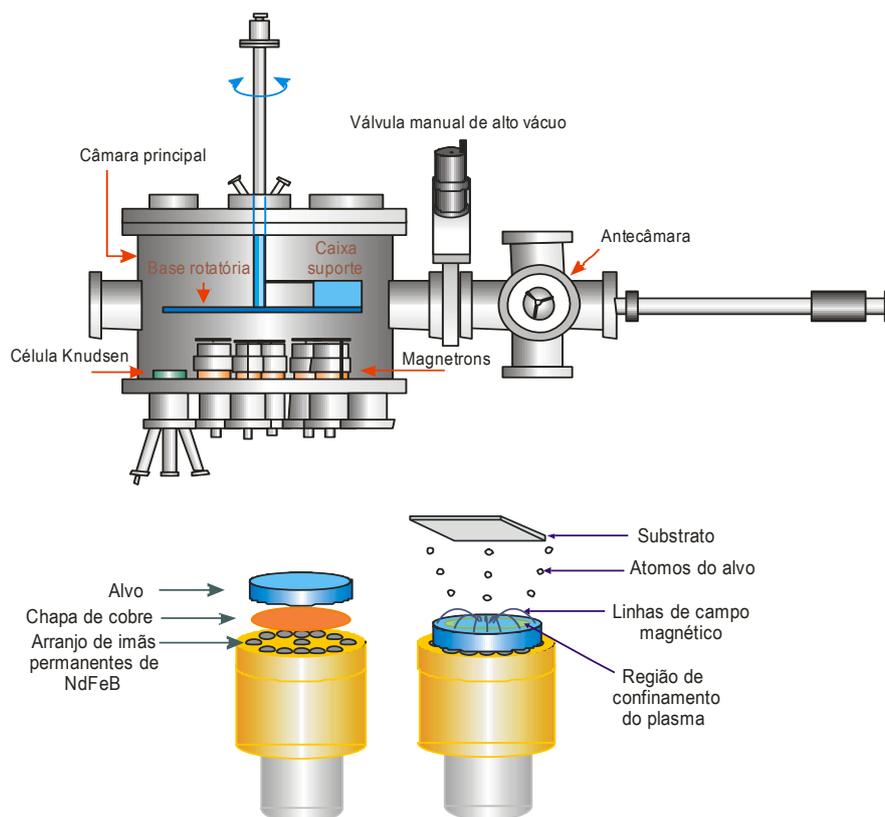


Figura 4. 1. Ilustração do sistema de *Magnetron Sputtering* do CBPF. A parte superior é a representação do sistema e a parte inferior é o esquema do processo de pulverização. Figura tomada da referência [78].

Uma segunda câmara (antecâmara), de 100 mm de diâmetro está acoplada à câmara principal por uma válvula manual de ultra-alto vácuo o que permite colocar e retirar o porta substrato da câmara principal sem quebrar o vácuo. Ambas as câmaras tem sistemas de bombeamento independentes; o vácuo final da câmara principal é da ordem de 2×10^{-8} Torr (pressão de base) e da antecâmara de 2×10^{-7} Torr. O crescimento dos filmes é feito em atmosfera de argônio de alta pureza com pressão (pressão de trabalho) controlada de acordo com a taxa de deposição desejada; esta taxa também depende do material do alvo. O controle de crescimento das amostras é feito por computador, no entanto o controle da pressão de trabalho e o acionamento do plasma é manual. O esquema do sistema de deposição está mostrado na Figura 5.1 e os detalhes completos de sua estrutura e funcionamento estão nas referências [78]-[79]

Antes do crescimento das amostras é preciso determinar as taxas de deposição desejadas para cada material. Para determinar essa taxa, é depositada uma camada única de cada alvo utilizando as mesmas condições de pressão de base, pressão de trabalho, temperatura do substrato, potência DC ou RF e distância alvo-substrato, que serão utilizadas na preparação das multicamadas. Depois é determinada a espessura de cada filme padrão através do ajuste das respectivas curvas de refletividade de raios X, como explicado na Sec.(4.2).

4.2. Técnicas experimentais de análise.

4.2.1 Caracterização estrutural.

Para estudar estruturalmente filmes finos e/ou multicamadas é necessário determinar três parâmetros que as caracterizam, além de conhecer a orientação cristalográfica de crescimento. Estas são: (i) comprimento de onda da modulação ou periodicidade (Λ), definida como a distância de repetição das camadas; (ii) as distâncias interplanares dos materiais constituintes; e (iii) comprimento de coerência estrutural (ξ), definida como a distância acima da qual as posições atômicas dos materiais que compõem a multicamada estão quantitativamente correlacionadas.

Neste sentido, a difração de raios-X é uma técnica não destrutiva que fornece informação estrutural em escala atômica sobre extensões relativamente grandes da amostra, da ordem do comprimento de coerência estrutural. O difratograma de raios-X $\theta - 2\theta$ é dividido em duas regiões: baixos ângulos ($2\theta < 15^\circ$), abaixo da primeira reflexão de Bragg, e altos ângulos ($2\theta > 15^\circ$). A região de baixos ângulos é resultado do espalhamento proveniente da modulação química das camadas, enquanto que a região de altos ângulos depende do comprimento de coerência estrutural normal às camadas. Além disso, na região de altos ângulos é possível determinar a orientação cristalográfica de crescimento e a textura da multicamada.

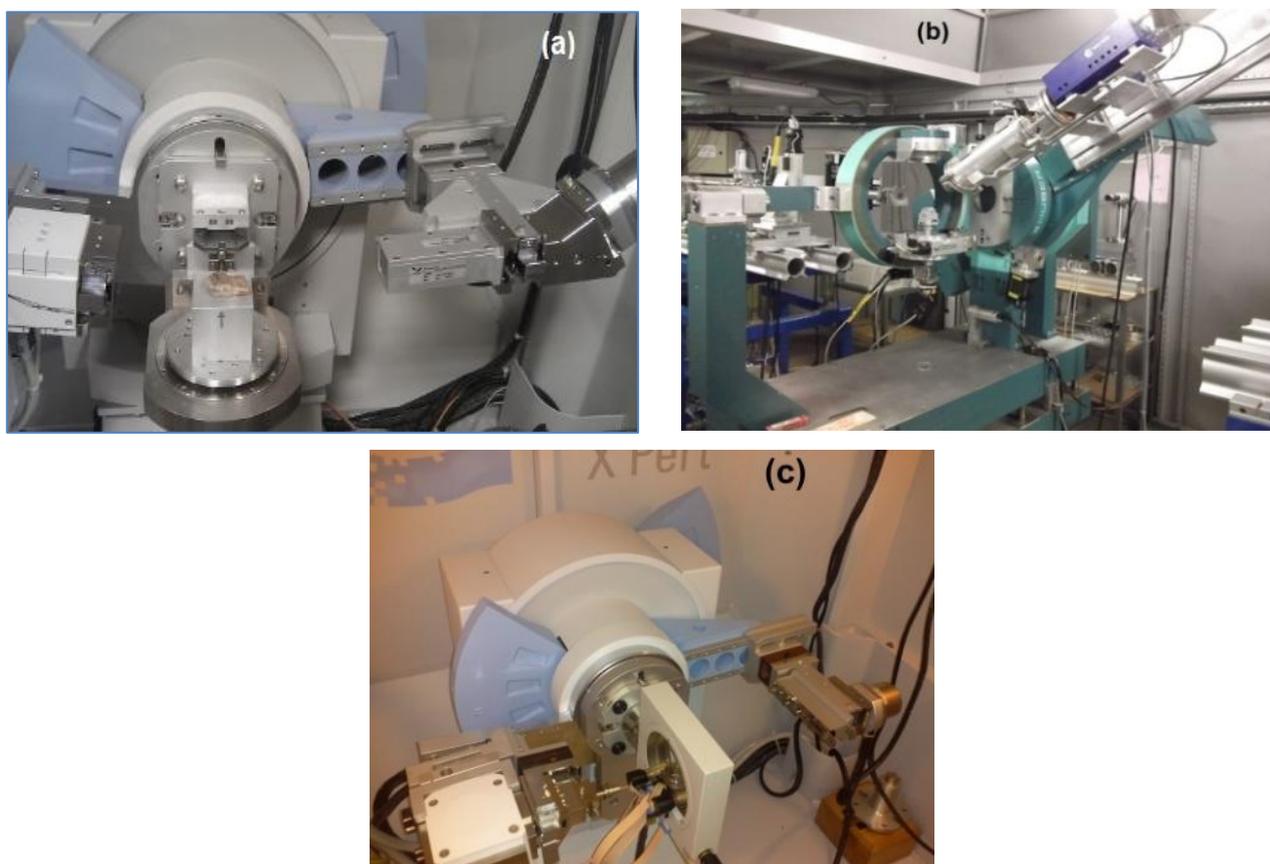


Figura 4. 2. (a) Difratômetro de raios X de feixe paralelo, com espelho Goebel, (b) difratômetro Huber, linha XRD-2(LNLS), (c) Difratômetro de raios X, acondicionado para fazer medidas de textura cristalina com berço de Euler.

A caracterização estrutural dos filmes, tanto a difração de alto ângulo quanto a refletividade em baixo ângulo, foi realizada num difratômetro *X'Pert Pro* (*Philips, Panalitycal*) no Laboratório de difração de raios X do Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas. Este equipamento possui um goniômetro vertical de 240 mm de raio, anodo de cobre (Cu) e monocromador de grafite, que mede usando a linha $K\alpha_1$ ($\lambda=1,5406$ Å). As medidas de refletividade de raios X na configuração de feixe paralelo foram feitas usando um espelho Göbel (ver Figura 4.2a). Algumas das amostras estudadas também foram analisadas na linha XRD-2 de um difratômetro Huber, equipado com cristal analisador de Si, do Laboratório Nacional de Luz Sincrotron (LNLS). Neste caso, os dados foram coletados usando uma energia de 8 keV ($\lambda= 1.541$ Å). Ver Figura 4.2b.

4.2.1.1 Difração de raios X

Na região de altos ângulos, esta técnica é chamada de difração convencional e serve para determinar especificamente informação estrutural (estrutura cristalina, posições atômicas, etc) além da textura cristalográfica dos filmes. A difração convencional de raios-X em materiais sólidos pode ser descrita como a reflexão da radiação incidente em uma família de planos da rede cristalina segundo a lei de Bragg. Estas reflexões em planos adjacentes diferem por um fator de fase que depende do caminho percorrido, dado por $2d\sin\theta$, onde d é a distância interplanar e θ é o ângulo de incidência. Então, a condição de interferência construtiva em uma multicamada periódica dado pela lei de Bragg no espaço recíproco é [80]:

$$G = G_0 \pm \Delta G; \rightarrow 4\pi \frac{\sin\theta}{\lambda} = \frac{2\pi}{d_p} \pm \frac{2\pi n}{\Lambda_p} \quad (4.1)$$

Nesta equação, λ é o comprimento de onda dos raios-X, n representa um índice inteiro, conhecido como a ordem dos picos satélites ao redor do pico principal de Bragg, e $d_p = \Lambda_p / (N_a + N_b)$, onde N_a e N_b são o número de planos atômicos do material a e b em uma bicamada. Se $\xi < \Lambda_p$, então a posição do pico corresponde ao espaçamento da rede cristalina dos materiais constituintes. Isto acontece quando as camadas são muito espessas, quando um dos materiais é amorfo ou em multicamadas com grande descasamento do parâmetro de rede. Nesta condição a Equação 4.1, torna-se a equação de Bragg clássica. Porém, se $\xi > \Lambda_p$, os picos da multicamada obedecem à Equação 4.1. As quantidades que podem ser determinadas diretamente dos picos de difração de alto ângulo são d_p e Λ_p .

Outro dado importante que pode ser extraído é o valor de ξ da multicamada. Geralmente filmes depositados pela técnica de *sputtering* apresentam estruturas policristalinas. No entanto, o crescimento coerente das camadas, na direção perpendicular ao plano do filme, excluindo interdifusão atômica e possíveis discordâncias dos parâmetros de rede na interface, pode ser estimado a partir da largura de linha à meia altura do pico difratado através da fórmula de Scherrer

[81]:

$$\xi = \frac{0,9\lambda}{b \cos \theta} \quad (4.2)$$

onde b é a largura de linha à meia altura e θ o ângulo de incidência.

Por outro lado, no caso de multicamadas aperiódicas, a difração em altos ângulos obedece a uma equação de Bragg modificada dada pela Equação 4.3 [82], [83].

$$\Delta G = K(n, m) = \frac{2\pi}{\Lambda_A} (n + m\tau) \quad (4.3)$$

onde n e m são números inteiros, $\Lambda_A = \tau d_L + d_S$ é a periodicidade média da multicamada, d_L e d_S são as espessuras de cada elemento, e $\tau = d_L/d_S$ é a razão das espessuras. No caso de uma multicamada crescida segundo a sequência de Fibonacci $\tau = (\sqrt{5} + 1)/2$, conhecido como número áureo. Então a indexação de uma multicamada aperiódica segundo a sequência de Fibonacci pode ser feita usando a Equação 4.3 e as relações de recorrência 4.4 [83]–[85]:

$$\left. \begin{aligned} k(a_{n+1}, a_{n+2}) &= k(a_n, a_{n+1}) + k(a_{n-1}, a_n) \\ a_n &= a_{n-1} + a_{n-2} \\ a_0 &= 0; a_1 = 1 \end{aligned} \right\} \quad (4.4)$$

onde a_n são números de Fibonacci.

Além disso, a caracterização dos picos de difração satélites ao redor do pico principal em uma multicamada aperiódica podem ser também indexados usando a equação 4.5.

$$\Delta K = K(n, p) = K - K_o = \frac{2\pi}{\Lambda_A} n \tau^p \quad (4.5)$$

onde n e p são números inteiros.

4.2.1.2 Refletividade de raios X

As curvas de refletividade de raios-X permitem determinar a espessura das camadas, a rugosidade e o grau de interdifusão atômica nas interfaces das multicamadas. Quando um filme de densidade uniforme é depositado num substrato, a refletividade normal de Fresnel do substrato fica modulada por oscilações, devido às interferências entre os raios refletidos na superfície da interface ar/filme e filme/substrato. Estas oscilações são chamadas franjas de Kiessig [86]. Desta forma, o ângulo que o raio incidente faz com o substrato não é mais simplesmente θ e sim um

ângulo corrigido pela refração ao passar do ar para o filme e pode ser obtido através da lei de Snell. Considerando que o índice de refração é $n < 1$, então a condição para acontecer uma reflexão total dada pela lei de Snell é:

$$ncos\theta_c = cos\theta \quad (4.5)$$

onde o índice de refração do ar é assumido como 1 e n é o índice de refração complexo do filme dado pela relação [87]–[89]

$$n = 1 - \delta - i\beta \quad (4.6)$$

Na Equação 4.6, δ e β são o termo real e complexo do índice de refração, os quais podem ser obtidos através das relações:

$$\delta = \frac{e^2\lambda^2}{2\pi m_e c^2} (Z + f') N_a \quad (4.7)$$

$$\beta = \frac{\lambda\mu_l}{4\pi} \quad (4.8)$$

onde e é a carga do elétron, m_e a massa do elétron, c a velocidade da luz, Z o número atômico, f' a parte real da absorção anômala, N_a a densidade atômica e μ_l é o coeficiente de absorção linear.

A lei de Bragg modificada para a refletividade em uma camada pode assim ser escrita como [86]:

$$sen^2\theta_i = sen^2\theta_c + \left(\frac{n_i\lambda}{2t}\right)^2 \quad (4.9)$$

onde i é a ordem de reflexão e t a espessura do filme. Conseqüentemente, a espessura dos filmes é calculada a partir de um ajuste da ordem da reflexão (n_i) em função do $sen2\theta_i$, usando a Equação 4.9.

Para o caso de uma multicamada, com um superperíodo (Λ) resultante de empilhamentos coerentes, a curva de refletividade é composta por franjas de Kiessig, correspondente às reflexões das superfícies externas da multicamada (interfaces ar/multicamada e multicamada substrato) e picos de Bragg, correspondentes às reflexões nas diversas interfaces. Neste caso a equação modificada de Bragg, proposta por Sugawara [89], permite calcular Λ da multicamada usando a equação:

$$d = \Delta \left(1 - \frac{(1-n_{SL})}{\text{sen}^2 \theta_n} \right) \quad (4.10)$$

onde θ_n é a posição do pico de difração ($d = n\lambda/2\text{sen}\theta_n$); e n_{SL} é índice de refração meio da multicamada

É importante ressaltar que a razão da intensidade dos picos de Bragg em uma multicamada está diretamente associado a forma de crescimento das camadas. Deste modo, a diferença na densidade eletrônica determina a razão na intensidade dos picos de Bragg, assim como a razão das espessuras das camadas caracteriza a relação de fase dos feixes refletidos nas diferentes interfaces. Além disso, a inhomogeneidade lateral causado por interdifusão ou rugosidade interfacial afeta a intensidade dos picos de Bragg, enquanto a rugosidade superficial reduz a intensidade de toda a curva de refletividade. Maiores detalhes quanto ao estudo estrutural de multicamadas podem ser encontradas na referência [86].

O ajuste dos dados de refletividade de raios X foi feito usando o programa Genx [90]. Este programa de código livre está baseado num algoritmo de evolução diferencial que usa as formulas de recursão de Parrat [87] para simular a refletividade especular.

4.2.1.3 Textura cristalográfica

Define-se como textura cristalográfica ou orientação cristalográfica preferencial de um material policristalino, o crescimento preferencial de cada grão em uma certa direção cristalográfica caracterizadas pelos índices de Miller h, k, l . O estudo da textura cristalográfica em filmes finos é feito através da construção das Figuras de Polo (FP) pela utilização da técnica de difração de raios-X de alto ângulo. Podemos dizer que uma figura de polo é uma projeção estereográfica de uma determinada orientação cristalográfica $[hkl]$, que mostra a densidade de orientações de crescimento de um cristal [81].

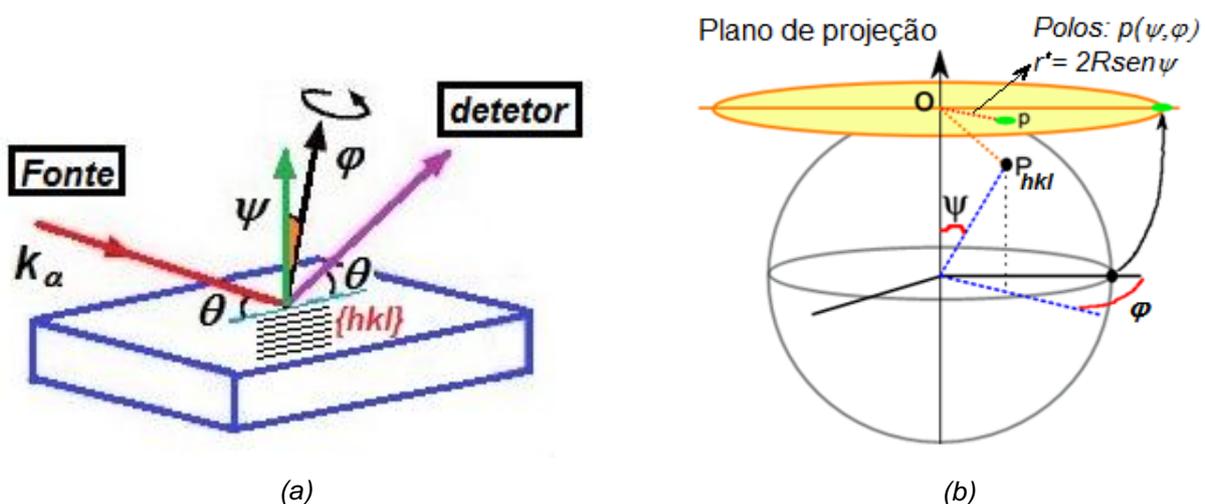


Figura 4. 3. (a)Esquema de detecção das figuras de polo de uma família de planos $\{hkl\}$, (b) projeção estereográfica de um pico de difração (hkl) na esfera polar ao plano para formar a figura de polo.

Para construir as figuras de polos, é necessário usar um difractômetro de raios X que disponha de um goniômetro de textura que permita o movimentação independente do eixo do detector, 2θ , e dos eixos de rotação da amostra, θ , φ (entre 0° e 360°) e ψ (entre 0° e 90°). Assim, fixando o feixe incidente (2θ) em uma condição de Bragg, ou seja, escolhendo um plano de difração adequado, efetua-se uma varredura simultânea dos eixos φ e ψ . A Figura 4.3.a mostra o esquema de detecção das figuras de polo em filmes. Nesta figura, quando os planos de crescimento das camadas são paralelos a superfície do filme, significa que $\psi=0^\circ$, de modo que um máximo ocorre no centro do plano de projeção, como mostrado na Figura 4.3.b.

Para a determinação experimental das figuras de polos desta tese, foi utilizado um difratômetro *X'Pert Pro (Philips, Panalitical)* do Laboratório de difração de raios X do Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas (CBPF-MCTI), usando um berço de *Euler* a qual permitiu fazer medidas das figuras de polo em ψ ($0^\circ \leq \psi \leq +90^\circ$); φ ($0^\circ \leq \varphi \leq 306^\circ$). Ver Figura 4.2.c.

4.2.2 Caracterização magnética

Neste trabalho de tese o estudo das propriedades magnéticas tanto estáticas quanto dinâmicas foram feitos usando três técnicas de análise: (i) magnetometria de amostra vibrante, Magnetoresistência e ressonância ferromagnética. Nesta seção vamos descrever a primeira destas técnicas pois os fundamentos da magnetoresistência e ressonância ferromagnética foram discutidas amplamente nos capítulos 2 e 3, respectivamente.

4.2.2.1 Magnetometria de amostra vibrante

Esta técnica de análise mede a magnetização efetiva de uma amostra quando esta experimenta um movimento vibracional em presença de um campo magnético externo. O Magnetômetro de Amostra Vibrante (VSM) do inglês Vibrating-Sample Magnetometer, foi desenvolvido por Simon Foner [91] em 1955. O princípio de funcionamento baseia-se na lei de indução de Faraday, que relaciona a variação temporal do fluxo magnético em uma dada superfície com a produção de um sinal elétrico em uma bobina captadora. Em outras palavras, ao colocar a amostra a ser medida presa em uma haste vibrando a uma frequência (geralmente entre 40-80 Hz) e sob a influência de um campo magnético constante, a vibração da amostra magnética induz um sinal elétrico, proporcional à magnetização, em bobinas sensoras posicionadas em torno da amostra.

As medidas de magnetização dos filmes estudados nesta tese foram feitas num magnetômetro de amostra vibrante (VSM) denominado: *Versalab-Cryogen-free,3T, Vibrating Sample Magnetometer*, fabricado pela empresa *Quantum Design (QD)* e adquirido com recursos do projeto Pensa Rio da FAPERJ. O VSM trabalha no intervalo de temperaturas de 50 a 400 K, em campos magnéticos de até 3T. Além disso, a sensibilidade do VSM é da ordem de 10^{-6} me u a 40 Hz. Neste equipamento as medidas de magnetização foram feitas na configuração paralela, onde o campo magnético foi aplicado no plano da amostra, e na configuração perpendicular, com o campo magnético aplicado perpendicular a superfície do filme.

4.2.2.2 Magnetoresistência

As medidas de magnetoresistência foram feitas usando o método convencional das quatro pontas no Versalab. Para fazer este tipo de medidas foi necessário usar o acessório para medidas de transporte elétrico, *Electrical Transport Option (ETO)*, usando uma corrente AC, de 1mA a uma frequência de 128Hz. As medidas foram realizadas aplicando o campo magnético externo perpendicular as amostras com a corrente elétrica aplicada no plano das mesmas. Os contatos elétricos foram feitos usando pinos conectores (*gold plated spring contact probes*), separados uma distância de 1 mm. O controle de todo o processo de medida (coleta de dados, controle da corrente elétrica e do campo magnético) foi feito através do software MultiVu fornecido pela *Quantum Design*.

4.2.2.3 Ressonância ferromagnética

As medidas de ressonância ferromagnética foram realizadas à temperatura ambiente no espectrômetro da marca BRUKER, modelo ESP-300 do Laboratório de Ressonância Magnética Eletrônica da Universidade Federal de Goiás (UFG), sob a responsabilidade do Prof. Fernando Pelegrini, utilizando uma cavidade ressonante retangular de micro-ondas.

Os espectros de FMR foram obtidos utilizando uma fonte de micro-ondas Klystron, operando na frequência de 9,79 GHz (banda X). Posicionou-se a amostra num goniômetro no centro da cavidade ressonante e entre os eletroímãs (Fig.3.12), em uma configuração onde há maior homogeneidade possível do campo magnético, cujo valor máximo é de 20 kOe. Maiores detalhes quanto as condições experimentais podem ser encontradas na referência [92].

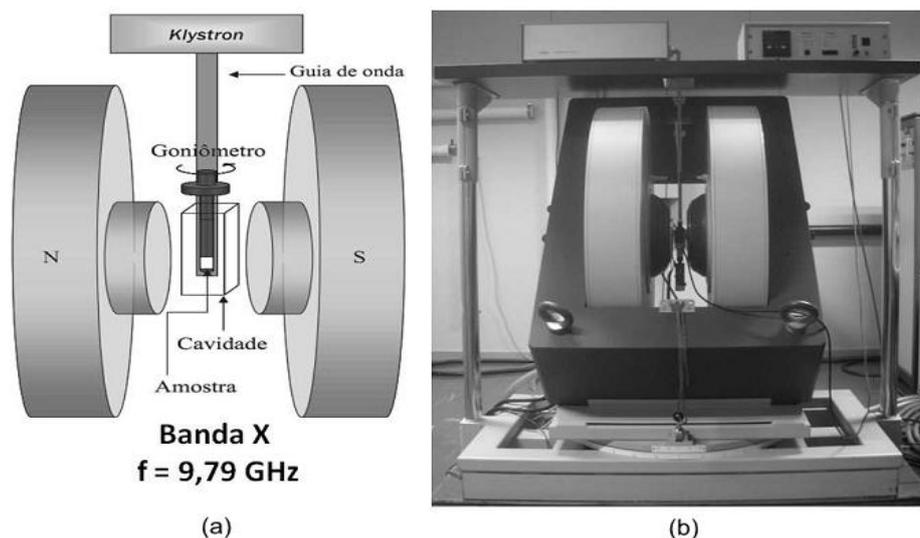


Figura 4.4. (a) Representação esquemática da montagem experimental para as medidas de FMR instalado LRM/UFG, (b) Foto do equipamento [93].

4.3. Amostras investigadas

A técnica empregada para preparar as amostras estudadas neste trabalho de tese foi a pulverização catódica por magnetron do CBPF (vide Seção 4.1). Todas as multicamadas foram crescidas sobre substratos de Si(100) monocristalino, de dimensões 10 mm x 10 mm x 0.5 mm, com polimento em ambas as faces, marca MTI, dopagem tipo p, e resistividade de 20 Ohm-cm. O procedimento e condições para a preparação e limpeza dos substratos, assim como a determinação das taxas de deposição dos elementos usados para crescer as multicamadas seguem as rotinas descritas nas referências [79], [94].

Tabela 4.1. Relação de alvos usados na preparação das multicamadas.

Alvo	Fabricante	Pureza(%)	Diâmetro (polegada)	Espessura (polegada ⁴)
Au	Pure Tech	99,99	1.5	0,125
Co	Pure Tech	99.95	2	0,250
Cu	AJA	99.99	2	0,250

Os materiais usados como alvos na preparação das multicamadas foram de alta pureza e suas especificações e fabricantes estão listados na Tabela 4.1. As taxas de deposição de cada alvo, bem como as condições experimentais para a preparação dos respectivos filmes estão listadas na Tabela 4.2. A pressão de base foi sempre menor que $5 \cdot 10^{-8}$ Torr, a pressão de trabalho $2 \cdot 10^{-3}$ Torr, a distancia entre o alvo e o substrato de 10,3 cm e o substrato no momento da

deposição esteve à temperatura ambiente (aproximadamente 22°C).

Tabela 4. 2. Parâmetros experimentais dos alvos usados na preparação das amostras. A fonte usada para os alvos de Au e Co foi DC, enquanto para Cu usou-se RF.

Amostras $[\text{Co}(t_{\text{Co}})/\text{Au}(20 \text{ \AA})]_{20}$				Amostras $[\text{Co}(t_{\text{Co}})/\text{Au}(20 \text{ \AA})]_N$		
Alvo	Corrente (mA)	Potência (W)	Taxa ($\text{\AA}/\text{s}$)	Corrente (mA)	Potência (W)	Taxa ($\text{\AA}/\text{s}$)
Au	30	14	1,23	10	4	0,50
Co	104	37	1,51	36	12	0,37
Cu	-	-	-	-	15	0,286

O estudo das multicamadas de Co/Au nesta tese estão divididas em três etapas:

Primeira etapa. Com o intuito de estudar o efeito da espessura da camada magnética nas propriedades estruturais e magnéticas neste sistema, e determinar a região onde acontece a transição de reorientação de *spin*, foram preparadas as multicamadas $[\text{Co}(t_{\text{Co}})/\text{Au}(20 \text{ \AA})]_{20}$. Mantendo-se constante a espessura do Au em 20 \AA , e o número de bicamadas em $N=20$. Estas amostras foram crescidas sobre uma camada de Au(100 \AA), e para evitar a oxidação das multicamadas estas foram recobertas com uma camada protetora de Au(50 \AA). A espessura do espaçador de Au foi escolhida com o intuito de eliminar o acoplamento de troca entre as camadas magnéticas [19]. Os detalhes das espessuras crescidas estão indicadas na Tabela 4.3.

Segunda etapa. Partindo do conhecimento da região onde acontece a transição de reorientação de *spin* nas multicamadas de Co/Au, o objetivo nesta etapa foi estudar o efeito do número de camadas nas propriedades estruturais e magnéticas nesta região. Nesse sentido foram crescidas duas famílias de multicamadas bem diferentes: $[\text{Au}(t_{\text{Au}}) / \text{Co}(8 \text{ \AA})]_N$ com $t=\{6, 33 \text{ \AA}\}$, onde se manteve a espessura da camada de Co(8 \AA) dentro da região de transição de reorientação de *spin*. Além disso, na primeira etapa verificou-se uma forte influência da rugosidade sobre as propriedades estudadas. Por isso, nesta segunda etapa usou-se uma camada de Cu para diminuir este efeito, como é indicada na Tabela 4.3.

Tabela 4. 3. Relação de multicamadas periódicas de Co/Au estudadas.

Sistema	Estrutura	Variável
$[\text{Co}(t)/\text{Au}(20 \text{ \AA})]_{20}$	Au(100 \AA) / $[\text{Co}(t) / \text{Au}(20 \text{ \AA})]_{20}$ Au(50 \AA)	$t=\{6, 8, 10, 12, 15, 17, 20, 30 \text{ \AA}\}$
$[\text{Au}(6 \text{ \AA})/\text{Co}(8 \text{ \AA})]_N$	Cu(33 \AA) / $[\text{Au}(6 \text{ \AA}) / \text{Co}(8 \text{ \AA})]_N$ Au(30 \AA)	$N=\{3, 5, 8, 13, 21\}$
$[\text{Au}(33 \text{ \AA})/\text{Co}(8 \text{ \AA})]_N$	Cu(33 \AA) / $[\text{Au}(33 \text{ \AA}) / \text{Co}(8 \text{ \AA})]_N$ Au(30 \AA)	$N=\{3, 5, 8, 13, 21\}$

Terceira etapa. Nosso objetivo nesta etapa foi estudar as mudanças que acontecem nas propriedades estruturais e magnéticas, na região de transição de reorientação de *spin*, quando as camadas são crescidas seguindo uma regra de formação não periódica. Ou seja, nesta etapa as multicamadas foram crescidas seguindo uma sequência de empilhamento aperiódica dada pela sequência de Fibonacci.

A regra de empilhamento de Fibonacci usada foi:

$$S_{N-2}S_{N-1}=S_N \quad (4.11)$$

Segundo esta regra uma multicamada aperiódica de termo N é crescida a partir do empilhamento sequencial de multicamadas de termo N-1 e N-2. Ou seja a multicamada de termo S_2 é o resultado do empilhamento de S_1 sobre S_0 . Assim como também, a multicamada de termo S_3 é o resultado de empilhar S_2 sobre S_1 .

Antes de usar esta sequência foi necessário definir primeiro os termos básicos a partir dos quais cresceram todos os demais termos ou seja foi necessário definir S_0 e S_1 . O critério usado para escolher S_0 e S_1 foi que a interação entre as camadas magnéticas fosse do tipo ferromagnética ou antiferromagnética. Nesse sentido, nesta etapa foram crescidas duas famílias de amostras.

A primeira família (I) foi crescida com o intuito de conseguir que o acoplamento entre as camadas magnéticas de Co fosse do tipo ferromagnética [19], nesse sentido as espessuras das bicamadas básicas escolhidas foram: $S_0=[\text{Au} (6 \text{ \AA})/\text{Co}(8 \text{ \AA})]$ e $S_1=[\text{Au} (26 \text{ \AA})/\text{Co}(8 \text{ \AA})]$ onde $\tau=2.4286$

As espessuras das bicamadas que formam os termos básicos da segunda família (II) foram escolhidas para que o acoplamento entre as camadas magnéticas fosse do tipo antiferromagnético [19], então as espessuras escolhidas foram: $S_0=[\text{Au} (12 \text{ \AA})/\text{Co}(8 \text{ \AA})]$ e $S_1=[\text{Au} (33 \text{ \AA}) / \text{Co}(8 \text{ \AA})]$ onde $\tau=2.050$.

Tabela 4. 4. Relação de multicamadas aperiódicas de Co/Au estudadas. A regra de empilhamento usada para a formação das multicamadas foi: $S_{N-2}S_{N-1}= S_N$

Ordem da serie	Estrutura	Blocos iniciais
I	$N=\{3, 5, 6, 7\}$ $\text{Cu}(33 \text{ \AA}) / [S_N] / \text{Au}(30 \text{ \AA})$	$S_0=[\text{Au}(6 \text{ \AA})/\text{Co}(8 \text{ \AA})]$; $S_1=[\text{Au}(26 \text{ \AA})/\text{Co}(8 \text{ \AA})]$
II	$N=\{3, 5, 6, 7\}$ $\text{Cu}(33 \text{ \AA}) / [S_N] / \text{Au}(30 \text{ \AA})$	$S_0=[\text{Au}(12 \text{ \AA})/\text{Co}(8 \text{ \AA})]$; $S_1=[\text{Au}(33 \text{ \AA})/\text{Co}(8 \text{ \AA})]$

Estas duas famílias de amostras foram crescidas sobre uma camada semente de $\text{Cu}(33 \text{ \AA})$, e para evitar a oxidação nas multicamadas usou-se uma camada protetora de $\text{Au}(30 \text{ \AA})$. Os detalhes das amostras crescidas nesta etapa estão indicadas nas Tabelas 4.4 e 4.5.

Tabela 4. 5. Regra de formação e empilhamento das multicamadas aperiódicas estudadas.

Empilhamento	$S_{N-2}S_{N-1}=S_N$	Número de bicamadas
$S_1 S_0 S_1$	$S_1 S_2 = S_3$	3
$S_0 S_1 S_1 S_0 S_1$	$S_2 S_3 = S_4$	5
$S_1 S_0 S_1 S_0 S_1 S_1 S_0 S_1$	$S_3 S_4 = S_5$	8
$S_0 S_1 S_1 S_0 S_1 S_1 S_0 S_1 S_0 S_1 S_1 S_0 S_1$	$S_4 S_5 = S_6$	13
$S_1 S_0 S_1 S_0 S_1 S_1 S_0 S_1 S_0 S_1 S_1 S_0 S_1 S_0 S_1 S_1 S_0 S_1$	$S_5 S_6 = S_7$	21

CAPÍTULO 5

MULTICAMADAS PERIÓDICAS DE Co/Au

Neste capítulo, são apresentados os resultados sobre o estudo das propriedades magnéticas e de transporte em multicamadas periódicas de Co/Au. A espessura da camada não magnética de Au foi escolhida no intuito de poder considerar desprezível o acoplamento de troca entre as camadas ferromagnéticas de Co.

5.1. Multicamadas [Co(t_{Co})/Au(20 Å)]₂₀

Nesta seção, discutimos mudanças nas propriedades estruturais e magnéticas em função da espessura da camada ferromagnética com o intuito de estudar a orientação do *spin* em função da espessura da camada de Co. A estrutura da serie de amostras estudas nesta primeira etapa do trabalho foi: Si(100)/Au(100 Å)/[Co(t_{Co})/Au(20 Å)]₂₀/ Au(50 Å), sendo $t_{Co}=\{6, 8, 10, 12, 15, 17, 20, 30 \text{ \AA}\}$ a espessura da camada de Co.

5.1.1. Caracterização estrutural

A Figura 5.1 apresenta os padrões de difração de Raios-X das multicamadas estudadas, medidos entre 30° e 50° graus, nas proximidades da família de planos (002) do Co-hcp ($2\theta = 44,3^\circ$) e (111) do Au-fcc ($2\theta = 38,2^\circ$). Nesta figura a superestrutura da multicamada é caracterizada pelo pico principal (0) e seus picos satélites indicados pelos índices inteiros.

Observa-se que nas amostras com baixa espessura de Co ($t_{Co} < 10 \text{ \AA}$) os picos da superestrutura estão centralizadas próximos da direção [111] do Au-fcc, indicando que a direção de crescimento dos planos da superestrutura está nesta direção. Resultados semelhantes foram relatados na literatura [95], [96]–[98]. No entanto, nas amostras com $t_{Co} \geq 10 \text{ \AA}$, os picos da superestrutura deslocam-se para ângulos maiores com o aumento da espessura de Co. Em $t_{Co}=30 \text{ \AA}$ o pico principal da superestrutura deslocou-se para próximo da direção [100] do Co-hcp ($2\theta = 41,6^\circ$), indicando que para altas espessuras de Co este cresce com a forma estrutural hcp.

A distância interplanar experimental (d_{exp}) da multicamada foi obtida diretamente a partir da posição do pico de ordem zero (0). Além disso, a indexação dos picos satélites e o cálculo da distância interplanar teórica da superestrutura (d_o) foi realizada usando a Eq.(4.1) descrita na Seção 4.2. Os valores calculados são listados na Tabela 5.1.

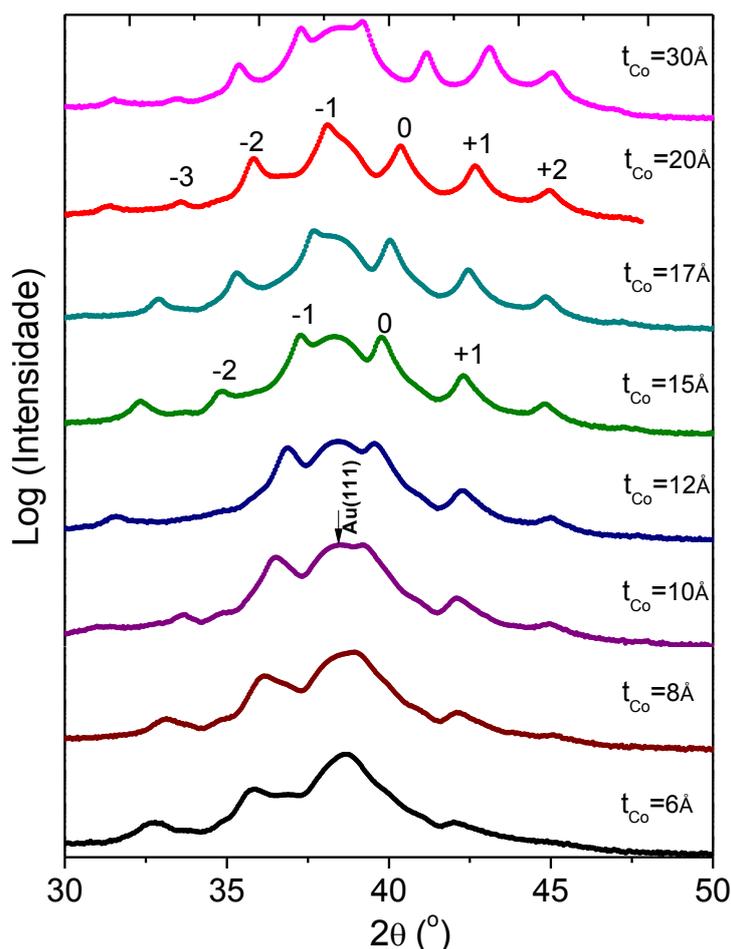


Figura 5. 1. Padrões de difração em alto ângulo da família de multicamadas $[\text{Co}(t_{\text{Co}})\text{Au}(20 \text{ \AA})]_{20}$. A espessura (t_{Co}) da camada de Co é indicada em cada gráfico.

Tabela 5. 1. Parâmetros estruturais das multicamadas. t_{Co} é a espessura da camada de Co, d_{exp} e d_0 são os valores experimentais e teóricos da distância interplanar, respectivamente. Δ é a periodicidade da multicamada e $\Delta d(\%)$ é a tensão interna nas multicamadas.

$t_{\text{Co}}[\text{\AA}]$	$d_{\text{exp}}[\text{\AA}]$	$d_0[\text{\AA}]$	$\Delta[\text{\AA}]$	$\Delta d(\%)$	$\xi[\text{\AA}]$
6	2,34	2,27	26	2,78	-
8	2,32	2,26	28	2,85	-
10	2,31	2,24	30	2,85	-
12	2,29	2,23	32	2,74	130
15	2,28	2,21	35	2,85	133
17	2,26	2,20	37	2,72	147
20	2,24	2,19	40	2,49	145
30	2,20	2,16	50	2,02	173

Por outro lado, o cálculo da largura de linha (FWHM) do pico de ordem zero foi usado para estimar o comprimento de coerência estrutural (ξ) [80], usando a equação de Scherrer Equação 4.2. Os valores calculados mostram que ξ cresce com a periodicidade da superestrutura (Δ) da ordem $\xi \approx 3\Delta$. Além disso, com o intuito de calcular a tensão interna gerada nas multicamadas foi feita uma comparação entre a distância interplanar experimental e a teórica usando a Equação 5.1. Todos estes valores são mostrados na Tabela 5.1.

O parâmetro $\Delta d(\%)$ dado por:

$$\Delta d(\%) = 100 * \left(\frac{d_{exp} - d_o}{d_o} \right) \quad (5.1)$$

A Figura 5.2 mostra a variação da tensão interna em função de t_{Co} . Esta figura implica que para baixas espessuras de Co a multicamada cresce altamente tensionada. No entanto na região de grandes espessuras ($t_{Co} > 12 \text{ \AA}$) acontece uma redução da tensão devido a uma relaxação estrutural [96].

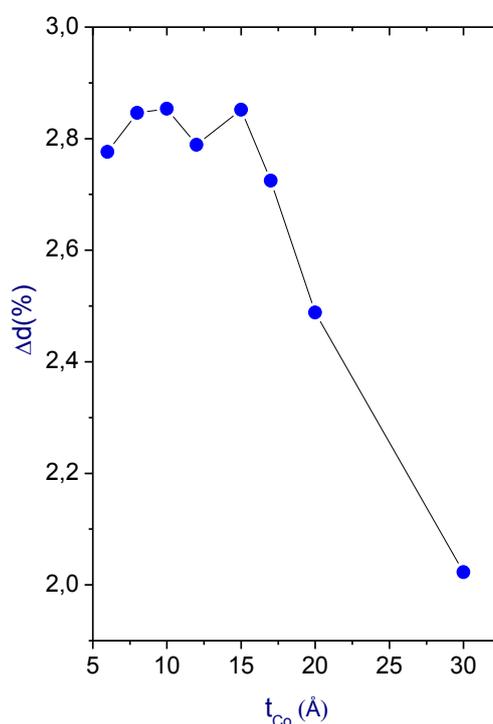


Figura 5. 2. Tensão na rede cristalina em função de espessura da camada de Co. A linha preta é uma guia para os olhos.

5.1.2. Medidas de magnetização

A Figura 5.3 mostra o comportamento magnético das multicamadas estudadas através da medida das curvas de histerese, medidas com o magnetômetro de amostra vibrante (VSM). Estas medidas foram feitas com o campo magnético aplicado perpendicular ao plano da amostra. Neste caso, observa-se que o laço de histerese, das amostras com baixa espessura $t_{Co} < 10 \text{ \AA}$, satura

num campo magnético baixo, comparado com as amostras de espessura de Co maior. Em particular, na amostra com $t_{\text{Co}} = 6 \text{ \AA}$ o campo de saturação foi $H_S = 1200 \text{ Oe}$, enquanto que na amostra com $t_{\text{Co}} = 30 \text{ \AA}$ o campo de saturação foi de $H_S = 7600 \text{ Oe}$ (ver Figura 5.4). Este resultado indica que o eixo de fácil magnetização, em baixas espessuras, está orientado perpendicular ao plano do filme e paralelo ao campo magnético externo. Nas Figuras 5.3 e 5.4 pode-se também observar uma mudança gradativa da inclinação das curvas de histerese e um aumento do H_S com o aumento da espessura do Co. Os valores do campo coercivo (H_C), de nucleação (H_n) e de saturação (H_s) obtidos a partir destes gráficos são apresentados na Figura 5.4.

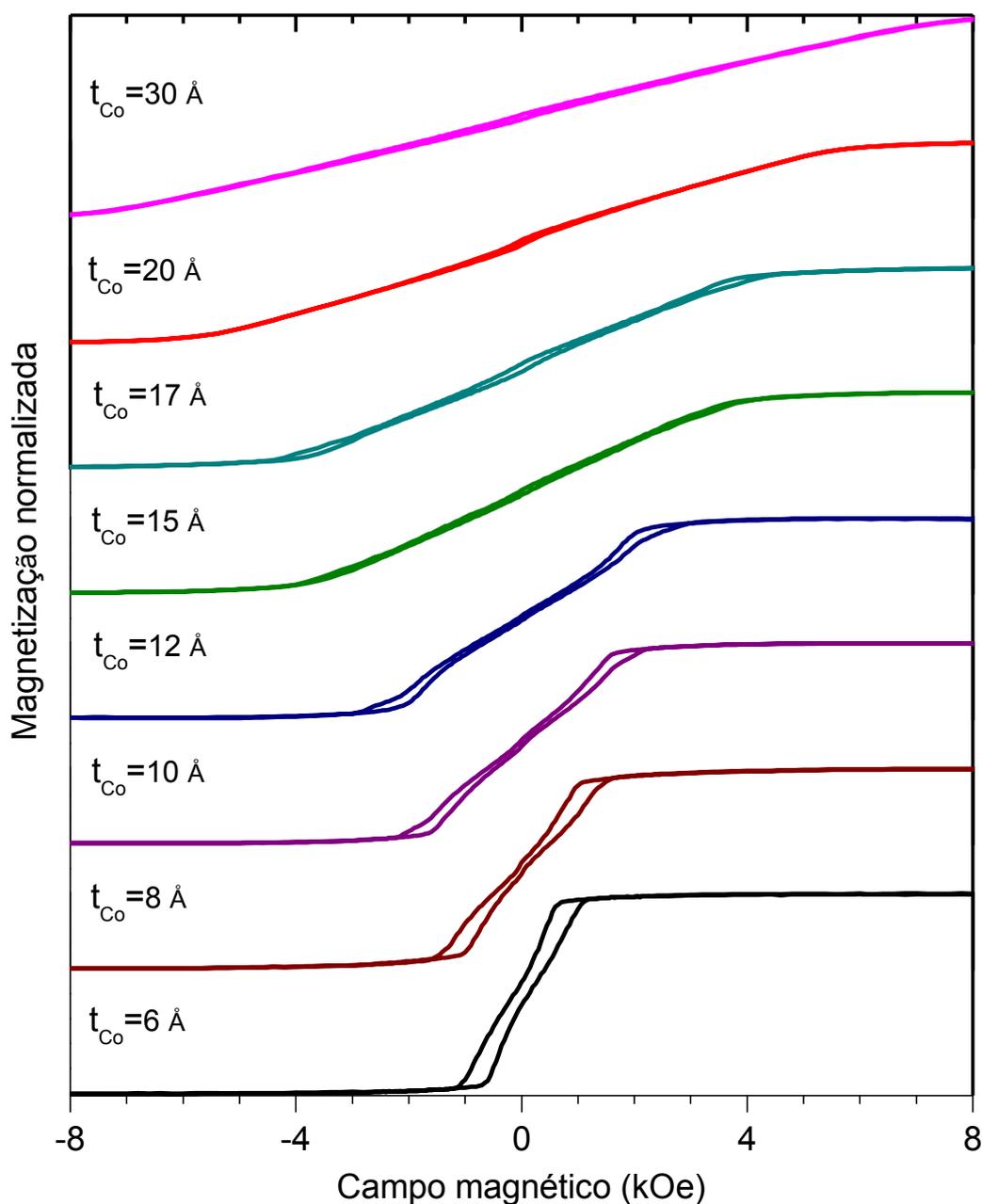


Figura 5. 3. Curvas de histerese em função da espessura da camada de Co. As medidas foram normalizadas em relação à magnetização na saturação ($H = 10 \text{ kOe}$).

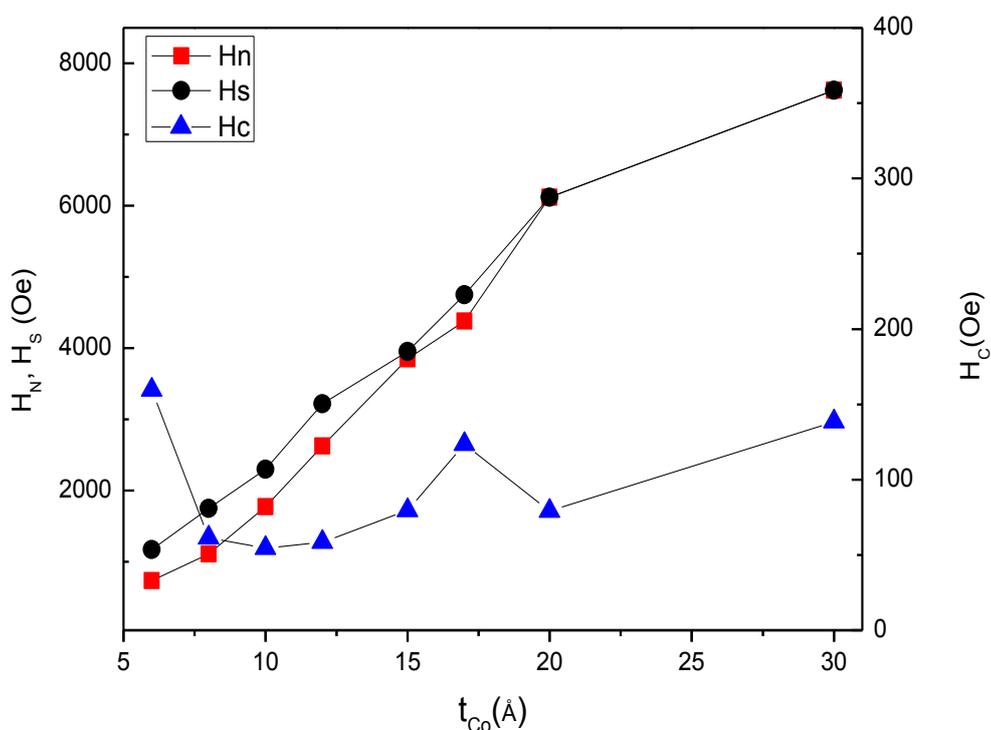


Figura 5. 4. Campo de saturação (H_S), campo de nucleação (H_N) e campo coercivo (H_C) obtidos das curvas de histerese mostradas na Figura 5.3.

5.1.3. Medidas de ressonância ferromagnética

Com o objetivo de estudar a dinâmica das propriedades magnéticas, as amostras foram analisadas por FMR. Os espectros FMR das amostras com $t_{Co}=6$ Å e $t_{Co}=30$ Å são mostradas nas Figuras 5.5 e 5.6, respectivamente. Todas as medidas foram feitas em função do ângulo (φ_H) formado entre a direção do campo magnético com a normal ao plano do filme (ver Figura 3.3). Nas duas figuras, os espectros revelam que dois modos são excitados pelo campo de micro-ondas. Na configuração paralela ($\varphi_H = 90^\circ$) estes modos de ressonância foram denominados de modo principal, aquele com maior campo de ressonância, e o modo secundário, com menor campo de ressonância.

Nas Figuras 5.5(a) e (b) pode-se observar que o modo principal na configuração paralela ($\varphi_H = 90^\circ$) apresenta um campo de ressonância máximo aproximadamente em 4300 Oe, o qual diminui com a redução de φ_H , atingindo um campo de ressonância de 1300 Oe, na configuração perpendicular ($\varphi_H = 0^\circ$). Por outro lado, o modo secundário foi observado em torno de 2800 Oe ($\varphi_H = 90^\circ$) e apresenta um aumento na intensidade do campo de ressonância com a redução de φ_H . Estes dois modos se interceptam em $\varphi_H = 64^\circ$. Além disso, para $\varphi_H < 30^\circ$ o modo secundário foi excitado em campo superior a 3500 Oe e apresenta um considerável aumento da largura de linha e diminuição da amplitude, que depois cai para zero ao redor de $\varphi_H < 18^\circ$.

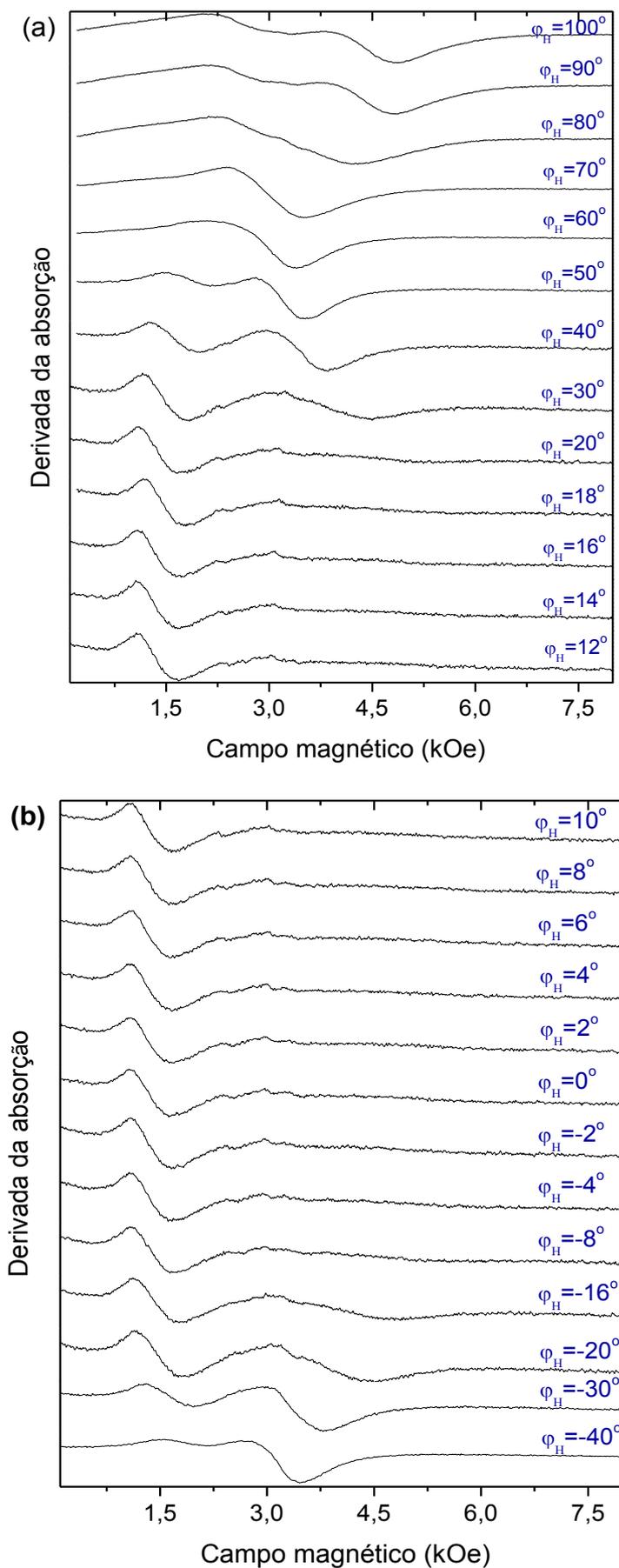


Figura 5. 5. (a), (b) Variação angular dos espectros de FMR da multicamada $[(\text{Co}(6 \text{ \AA})\text{Au}(20 \text{ \AA}))_{20}]$. (a) Ângulo (ϕ_H) variando entre 12° e 100° e (b) ângulo (ϕ_H) variando entre -40° e 10° .

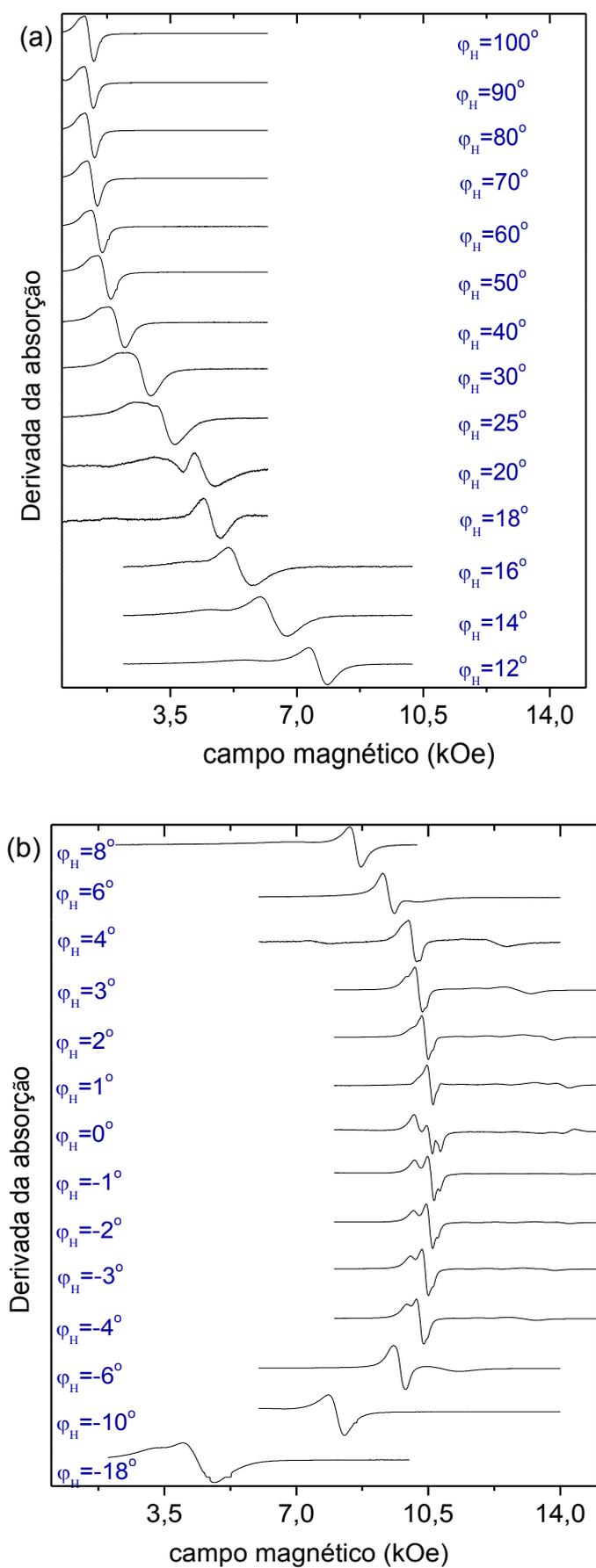


Figura 5. 6. Variação angular dos espectros de FMR da multicamada $[\text{Co}(30 \text{ \AA})\text{Au}(20 \text{ \AA})]_{20}$. (a) Ângulo φ_H variando entre 12° e 100° e (b) Ângulo φ_H variando entre -16° e 10° .

Nas Figuras 5.6 (a) e (b) o modo principal na configuração paralela ($\varphi_H = 90^\circ$) apresenta um campo de ressonância mínimo perto de 1215 Oe, o qual cresce com a redução de φ_H atingindo um campo de ressonância máximo de aproximadamente 10,5 kOe na configuração perpendicular ($\varphi_H = 0^\circ$). Neste caso, o modo secundário mostra um comportamento similar ao modo principal, ou seja exibe um mínimo na configuração paralela (1000 Oe) e um máximo na configuração perpendicular em 14 kOe. Nesta amostra estes modos se cruzam em $\varphi_H = 6^\circ$. Além disso, adicionalmente a estes dois modos foram observados nesta amostra a presença de outros três modos de ressonância, próximo de $\varphi_H = 0^\circ$. Estes modos serão discutidos na seção seguinte.

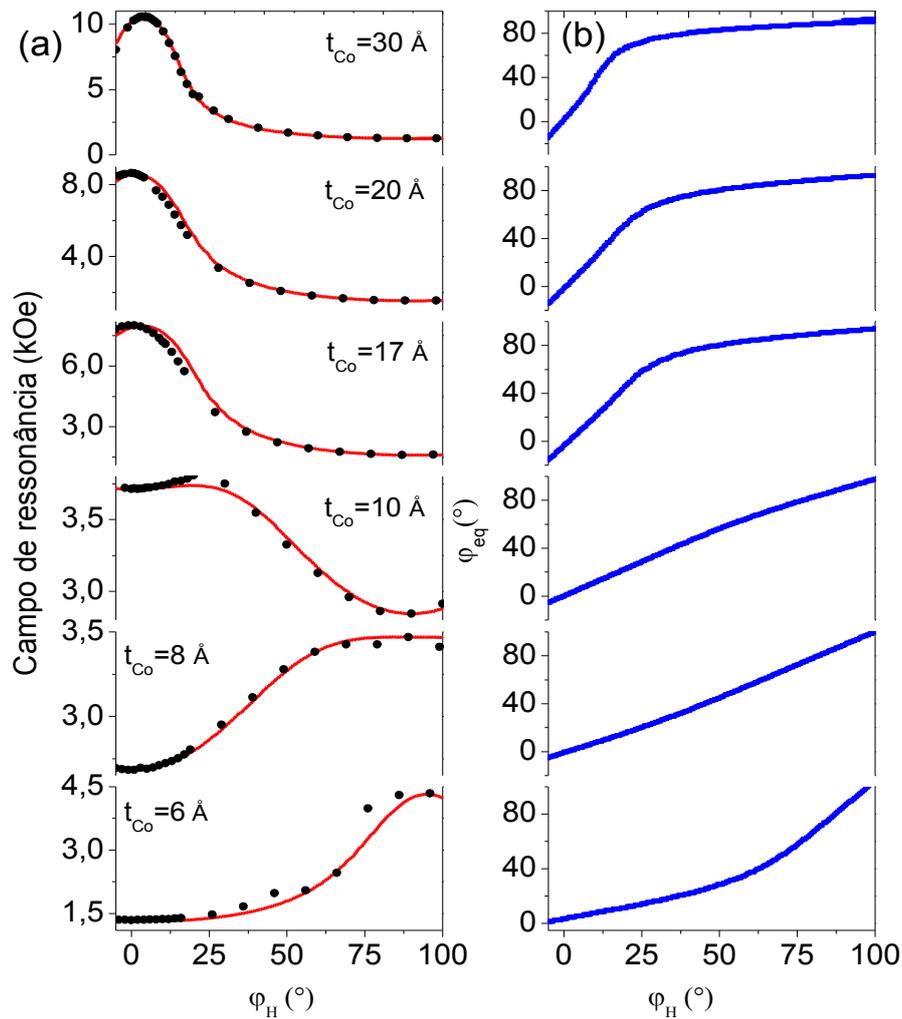


Figura 5. 7. (a) Variação angular do campo de ressonância em função da direção do campo magnético externo (φ_H), ajustado usando a Equação 3.10. (b) Ângulo de equilíbrio da magnetização (φ_{eq}) calculado usando a Equação.3.9. A linha em vermelho mostra os valores calculados.

Com o objetivo de calcular as constantes de anisotropia de primeira (K_1) e segunda (K_2) ordem da camada de Co nas amostras estudadas, foram feitos ajustes dos campos magnéticos de ressonância (Figura 5.7(a)) usando a Equação 3.10. O melhor ajuste foi obtido para $2,09 \leq g$

$\leq 2,33$ para alta e baixa espessura de Co, respectivamente. Nos ajustes, a magnetização de saturação do Co foi assumida como $4\pi M_0 = 17,6$ kOe e independente da espessura, visto que a temperatura de Curie do Co é $T_C = 1400$ K. Além do cálculo de K_1 e K_2 calculou-se a orientação de equilíbrio da magnetização (φ_{eq}), em função da direção do campo, φ_H , (Figura 5.7 (b)), estes cálculos foram realizados através da Equação 3.09.

As constantes K_1 e K_2 calculadas são mostradas nas Figuras 5.8 e 5.9, e a interpretação dos valores calculados serão discutidos na Seção 5.1.4.

5.1.4. Discussão

Os resultados obtidos mostram que a superestrutura cresce na direção [111] do Au-fcc, para pequenas espessuras de Co ($t_{Co} < 10$ Å) e que para espessuras maiores $t_{Co} > 12$ Å, acontece uma relaxação estrutural com o crescimento dos planos da superestrutura na direção [100] do Co-hcp ($2\theta = 41.6^\circ$) em $t_{Co} = 30$ Å. A existência dos picos satélites das multicamadas mostrada na Figura 5.1 é uma indicação direta da boa qualidade das multicamadas crescidas. Este fato foi confirmado pelo cálculo de ξ (ver Tabela 5.1), cujos valores indicam uma boa coerência, entre as camadas adjacentes de Co e Au, proporcional a espessura de Co [80]. Resultados similares a este sistema já foram relatados na literatura mostrando que as propriedades estruturais e magnéticas no sistema Co/Au são influenciadas pela espessura das camadas [19], número de bicamadas [99], e as condições experimentais de crescimento dos filmes [95], [100]–[102].

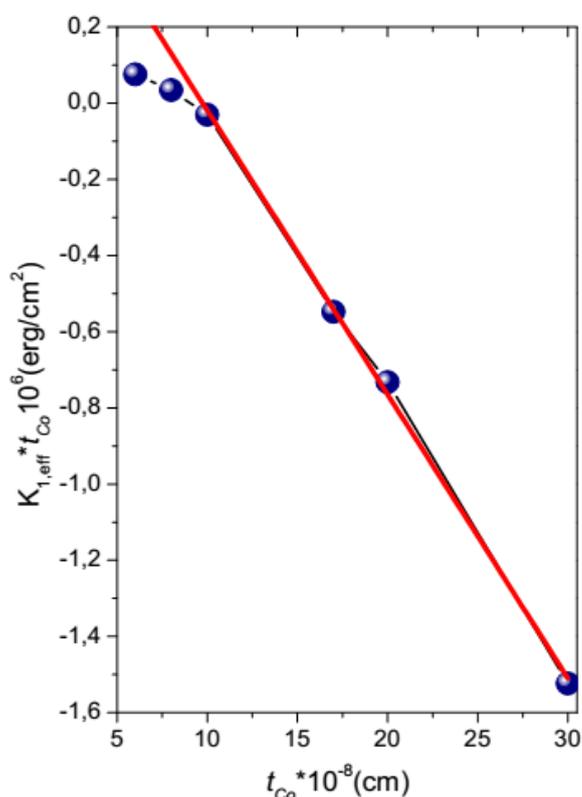


Figura 5. 8. Variação do produto $K_{1,eff} \times t_{Co}$ em função da espessura do Co. A linha em vermelho é o ajuste linear usando a Equação 5.4.

A análise da posição do pico principal da superestrutura (vide Figura 5.1 e 5.2) e a largura da linha dos picos de difração usando o modelo proposto por Fullerton *et al.*[80] para multicamadas, indica a presença de uma desordem contínua nas interfaces, caracterizada por um aumento homogêneo da largura de linha em todos os picos de difração. Este resultado pode ser explicado considerando-se a diferença de (14%) entre os parâmetros de rede de Co e Au. Esta diferença gera descasamento entre as redes cristalinas que, por sua vez, introduz uma tensão interna nas interfaces. Ocorre uma desordem interfacial e uma flutuação contínua nas espessuras das camadas, sendo mais relevante para baixas espessuras. Comportamentos similares em multicamadas metálicas foram relatados na referência [80]. No entanto, foi reportado que multicamadas de Co/Au(001) crescidas num substrato de GaAs(001) apresentam um comportamento oposto, ou seja, o comprimento de coerência estrutural reduz com a espessura da camada de Co devido ao fato da multicamada crescer com a fase metaestável de Co-bcc [103].

Os resultados obtidos das medidas magnéticas (vide Figuras 5.3 e 5.4) complementam a informação estrutural obtida, mostrando que as multicamadas com baixa espessura de Co ($t_{Co} < 10$ Å) apresentam um eixo de fácil magnetização orientado na direção [111]-fcc, perpendicular ao plano do filme. Por outro lado com o aumento da espessura de Co o eixo de fácil magnetização se desvia progressivamente desta direção para permanecer no plano da amostra ($t_{Co} = 30$ Å), orientado na direção [001]-hcp.

O comportamento das curvas de magnetização e os valores de H_C e H_S podem ser interpretados como o resultado de uma competição entre duas interações: (i) uma interação magnetostática entre as camadas, devido à formação de domínios (*stripe domain*) e ou anisotropia de forma; (ii) anisotropia magnética perpendicular, devido à anisotropia magneto cristalina [20], [104]–[106]. Nesta família de multicamadas o acoplamento de troca entre as camadas magnéticas não é relevante uma vez que temos uma grande espessura da camada não magnética ($t_{Au} = 20$ Å) [19]. Nossos resultados mostram que para $t_{Co} \leq 8$ Å, o termo de anisotropia perpendicular domina sob o termo de interação magnetostática. Nesse sentido para $t_{Co} = 6$ Å a relevância da anisotropia magnetocristalina garante que o eixo de fácil magnetização fica próximo da direção do campo externo. Então, neste caso, a reversão do laço de histerese ocorre pela nucleação de domínios de inversão e alta mobilidade das paredes de domínio, produzindo uma abrupta reversão da magnetização. Os defeitos gerados nas interfaces devido ao descasamento dos parâmetros de rede determinam o valor da coercividade para esta espessura da camada de Co [100], [107].

Na região $6 \text{ Å} < t_{Co} < 12 \text{ Å}$ acontece uma mudança na orientação do eixo fácil em relação a direção do campo externo, devido ao aumento do acoplamento magnetostático entre as camadas de Co pela formação de domínios orientados perpendicular à superfície do filme (*stripe domain*) [108], [99]. Assim, a reversão do laço de histerese acontece pela nucleação e deslocamento das paredes de domínio produzindo-se um lento processo de reversão da magnetização. A queda do H_C nesta região é explicada neste contexto. Entretanto, na região $t_{Co} > 12 \text{ Å}$, o forte aumento do H_C

e H_S pode ser associado com a mudança estrutural de fcc para hcp que acontece na camada de Co e aos defeitos gerados nas interfaces. Esta mudança estrutural produz um eixo fácil no plano da amostra.

O comportamento dos modos de ressonância da amostra com $t_{Co}=6 \text{ \AA}$ em função do ângulo φ_H , mostrada nas Figuras 5.5(a) e (b), pode ser entendido considerando uma coexistência de átomos de Co em duas vizinhanças com diferentes anisotropias. O modo principal estaria associado a átomos de Co em locais onde o efeito da anisotropia magnetocristalina [10] orienta a magnetização do Co fora do plano, átomos de Co nas interfaces, enquanto que o modo secundário estaria associado a átomos de Co nas paredes de domínio. Para esta espessura de Co, a maior parte dos átomos forma parte da interface.

Por outro lado, o modo principal da amostra com $t_{Co}=30 \text{ \AA}$ (vide Figura 5.6 b), estaria associado com átomos de Co na parte interna das camadas [18], enquanto que a origem do modo secundário ainda não foi determinada, mas acreditamos que poderia estar associado a átomos de Co na interface das camadas e/ou as paredes de domínios. Os espectros de FMR mostram que nesta espessura os átomos localizados na interface são menos relevantes do que aqueles localizados na parte interna das camadas.

A análise da evolução do campo de ressonância do modo principal e o ângulo de equilíbrio da magnetização (φ_{eq}) em função de t_{Co} como mostrada nas Figuras 5.7(a) e 5.7(b), permitiu confirmar a informação estrutural e magnética obtida pelas medidas de raios-X e magnetização. O campo de ressonância para $t_{Co}=30 \text{ \AA}$ apresenta um máximo na configuração perpendicular ($\varphi_H = 0^\circ$) e um mínimo na configuração paralela ($\varphi_H = 90^\circ$) indicando que o eixo de fácil magnetização fica no plano da mostra, orientado na direção [001] do Co-hcp. Por outro lado, para multicamada com $t_{Co}=6 \text{ \AA}$, há um máximo na configuração paralela ($\varphi_H = 90^\circ$) e um mínimo na configuração perpendicular ($\varphi_H = 0^\circ$) indicando que o eixo de fácil magnetização é perpendicular ao plano da mostra. O ângulo de equilíbrio da magnetização obtida pelo ajuste das curvas de ressonância, apresentada na Figura 5.7(b), mostra que a máxima defasagem entre a magnetização e o campo externo acontece nas espessuras extremas; ou seja, em $t_{Co}=6 \text{ \AA}$ e 30 \AA . Entretanto, na região $6 \text{ \AA} < t_{Co} < 15 \text{ \AA}$ a magnetização apresenta uma resposta quase linear com o campo magnético externo (seguindo a direção do campo externo).

As constantes de anisotropia de primeira (K_1) e segunda (K_2) ordem obtidas a partir do ajuste dos campos de ressonância, mostrado na Figura 5.7(a), permitiu calcular o valor médio da constante de anisotropia de superfície (K_S) e de volume (K_V) do Co nas multicamadas.

Este cálculo foi feito a partir do modelo fenomenológico da dependência de K_1 com a espessura, proposto por Rado *et. al.* [109] e Grandman *et. al.* [110].

$$K_1 = K_v + 2 \frac{K_S}{t_{Co}} \quad (5.2)$$

onde foi considerado que o campo de anisotropia efetiva $K_{1,ef}$, depende essencialmente de K_1

[41], como mostrado na Equação 5.3,

$$K_{1,ef} = K_1 - 2\pi M_o^2 \quad (5.3)$$

$$K_{1,ef}xt_{Co} = (K_v - 2\pi M_o^2)xt_{Co} + 2K_s \quad (5.4)$$

Nestas equações $4\pi M_o = 17.6$ kOe e t_{Co} são a magnetização de saturação (*bulk*) e a espessura da camada de Co, respectivamente.

A Figura 5.8 mostra a variação dos valores calculados $K_{1,ef}$ em função de t_{Co} e o ajuste linear destes dados com a Equação 5.4. Neste gráfico é claro que para $t_{Co} \geq 10$ Å o produto $K_{1,ef}xt_{Co}$ apresenta uma dependência linear com t_{Co} a qual mostra a validade do modelo fenomenológico para este intervalo de espessuras. Os valores das constantes de anisotropia calculados a partir do ajuste foram $K_v = 5 \times 10^6$ erg/cm³ e $K_s = 0.36$ erg/cm². Estes valores estão em bom acordo com aqueles relatados por Chubing *et.al.*[18] e Chappert *et.al.* [41] para sistemas de multicamadas de Co/Au e monocamadas Co crescidos sob um substrato de Au, respectivamente. Em consequência, o resultado obtido permite confirmar que as camadas de Co em nossas amostras, no intervalo $t_{Co} \geq 10$ Å, estão efetivamente desacopladas magneticamente [19] e que seu comportamento magnético pode-ser descrito muito bem pelo modelo proposto por Chappert [41] para uma monocamada magnética, representado pelas Eq.(3.8) e Eq.(3.10).

De outro lado, na região $t_{Co} < 10$ Å, ocorre um desvio do comportamento linear na curva experimental $K_{1,ef}(t_{Co})$. Várias causas tem sido propostas para explicar esta mudança, entre elas podemos mencionar a existência de uma região de espessuras na qual ocorre uma transição crescimento coerente–incoerente do filme, devido à anisotropia magnetoelástica [10] que gera defeitos e deslocções na estrutura das camadas. Assim também nesta região tem um papel importante o efeito de tamanho finito da camada (*finite-size effect*) o qual poderia explicar o comportamento não linear devido à redução da temperatura de Curie (T_C) com a espessura da camada magnética [111]. Adicionalmente na região de ultra baixas espessuras da camada magnética a Equação 5.2 não é necessariamente valida, pois não é possível separar a contribuição volumétrica da superficial na energia de anisotropia magnética [16].

Os valores calculados das constantes de anisotropia de primeira (K_1) e segunda ordem (K_2) também permitiram construir o diagrama da transição de orientação de *spins* (*spin reorientation transition diagram*) utilizando o formalismo proposto por Millev *et. al.* [67], [112]. A Figura 5.9 apresenta o diagrama da transição de orientação dos *spins* (TRS) do Co das amostras estudadas em função das constantes de anisotropia $K_{1,ef}$ e K_2 . Nesta figura pode-se ver que a TRS acontece através de região metastável $K_2 \leq -\frac{1}{2}K_{1,ef}$, ($K_{1,ef} > 0$), na qual espera-se uma coexistência de domínios magnéticos orientados no plano e fora do plano. A coexistência destes domínios foi proposta por Millev *et. al.* [67], e comprovada experimentalmente em filmes de Cu/Au, crescidos em forma de cunha, por Oepen *et. al* [113], usando técnicas de microscopia eletrônica. Esta figura confirma os resultados obtidos pelas medidas de magnetização mostrando que a

transição da orientação da magnetização de fora do plano ao plano do filme acontece para $6\text{Å} < t_{Co} < 10\text{Å}$. No entanto, em sistemas de multicamadas de Co/Pt a transição de orientação ocorre ao longo da região $K_2 \geq -\frac{1}{2}K_{1,eff}$, ($K_{1,eff} < 0$), verificando-se inclusive a existência de estados cônicos neste sistema [23], [114].

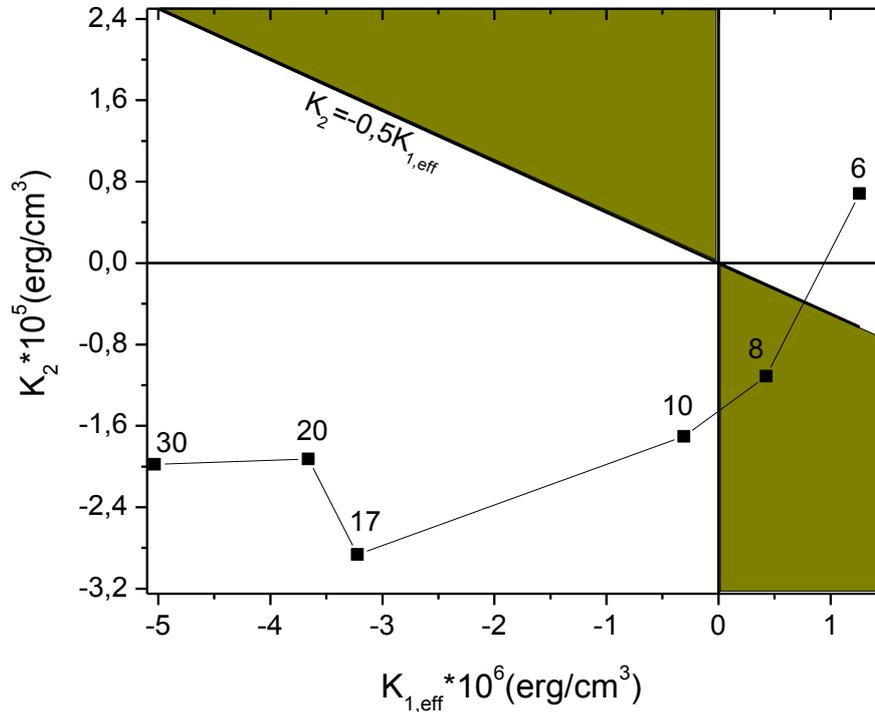


Figura 5. 9. Variação das constantes de anisotropia $K_{1,eff}$ e K_2 como função de t_{Co} . A espessura do Co, em angströms, é indicada no gráfico.

5.1.5. Conclusão

Os resultados obtidos mostraram que as multicamadas de Co/Au, preparadas pela técnica de pulverização catódica, crescem altamente tensionadas na direção [111] do Au-fcc para baixas espessuras de Co ($t_{Co} < 10\text{Å}$). Entretanto, para altas espessuras ($t_{Co} > 12\text{Å}$) acontece uma relaxação estrutural com um crescimento dos planos da superestrutura na direção [100] do Co-hcp em $t_{Co} = 30\text{Å}$. Este comportamento estrutural está correlacionado com um comportamento magnético que revela uma transição de um eixo de fácil magnetização orientado fora do plano, a um plano de fácil magnetização contido no plano da multicamada. As medidas feitas por FMR revelaram também que foram excitados dois modos de ressonância em todo o intervalo angular estudado. Na região $t_{Co} < 10\text{Å}$, o modo principal foi associado a átomos de Co na interface, onde o efeito da anisotropia magnética orienta os *spins* do Co fora do plano. Entretanto, o modo secundário estaria associado a átomos de Co nas paredes de domínio. Nesta espessura de Co a

maior parte dos átomos forma parte da interface. Por outro lado, na região $t_{Co} > 12 \text{ \AA}$, o modo principal foi associado com átomos de Co na parte interna das camadas e o modo secundário estaria associado a átomos de Co na interface das camadas e nas paredes de domínios. Além do mais, a construção do diagrama de transição de orientação permitiu conhecer que a TRS, nas multicamadas estudadas, acontece entre $6 \text{ \AA} < t_{Co} < 10 \text{ \AA}$ por meio da região de coexistência de domínios magnéticos com orientação no plano e fora do plano. Estes resultados foram publicados no artigo intitulado *Preferential orientation of magnetization and interfacial disorder in Co/Au multilayers* [115].

5.2. Ondas de spin na multicamada $[\text{Co}(30 \text{ \AA})\text{Au}(20 \text{ \AA})]_{20}$

O estudo da dependência angular do campo de ressonância da amostra com $t_{\text{Co}} = 30 \text{ \AA}$, apresentou a excitação de ondas de *spin* volumétricas e superficiais. A primeira foi analisada usando o modelo de Kittel de ondas de *spin*, considerando uma anisotropia volumétrica não homogênea distribuída em toda amostra [70], [74], enquanto as ondas de spin superficiais foram analisadas segundo o modelo de inhomogeneidade superficial proposto por Puzskarski [73] e Maksymowicz [75]. Ambos os modelos são descritos na Sec.(3.6).

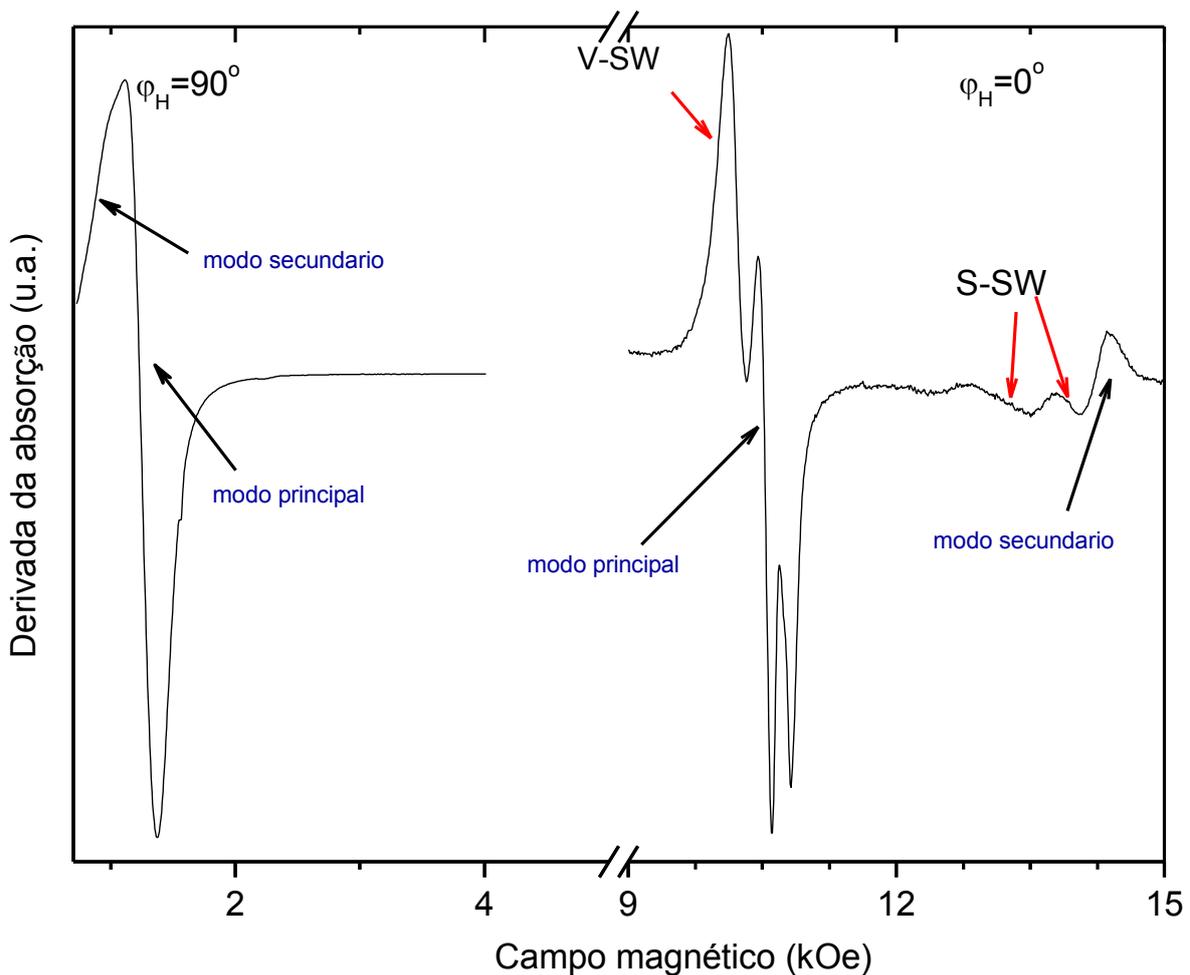


Figura 5. 10. Espectros de FMR da multicamada $[\text{Co}(30 \text{ \AA})\text{Au}(20 \text{ \AA})]_{20}$ obtidos na configuração paralela ($\varphi_H = 90^\circ$) e perpendicular ($\varphi_H = 0^\circ$) do campo magnético externo aplicado.

5.2.1. Medidas de ressonância ferromagnética

Na Figura 5.10 são apresentados os espectros de FMR da amostra $[\text{Co}(30 \text{ \AA})\text{Au}(20 \text{ \AA})]_{20}$ medidos nas configurações paralela e perpendicular. A evolução do campo de ressonância em função de φ_H em todo o rango angular foi exibida na Figura 5.6. Na configuração paralela é observada a excitação de dois modos de absorção de energia, modo uniforme (modo principal) e

modo secundário. A origem do modo secundário poderia estar associada a aglomerados de átomos de Co. Esta hipótese é justificada pelo maior valor de magnetização apresentada pelo modo secundário comparado ao modo principal. Por outro lado, na configuração perpendicular, além destes dois modos foi observada a excitação de modos de ondas de *spin* volumétrico (V-SW) e de superfície (S-SW), que aparecem nos espectros de FMR no intervalo $\varphi_H < 4^\circ$. Este resultado mostra claramente que acontece um acoplamento entre as camadas magnéticas que permite a excitação e propagação destes modos. A variação angular dos campos de ressonância do modo principal e dos modos de ondas de *spin* V-SW e S-SW são mostradas na Figura 5.11.

5.2.2. Discussão

A análise do modo V-SW permitiu calcular a constante de anisotropia de troca efetiva entre as camadas magnéticas A_{ef} , usando a Equação 3.15; o ângulo de equilíbrio da magnetização foi calculado a partir do procedimento de minimização da energia livre. O cálculo foi feito a partir da separação entre os campos de ressonância do modo uniforme ($n = 0$) e do modo V-SW avaliados para $\varphi_H = 0^\circ$. O valor obtido, $A_{ef} = 2.05 \times 10^{-6}$ erg/cm, é próximo à constante de acoplamento de troca para uma monocamada de hcp-Co [116].

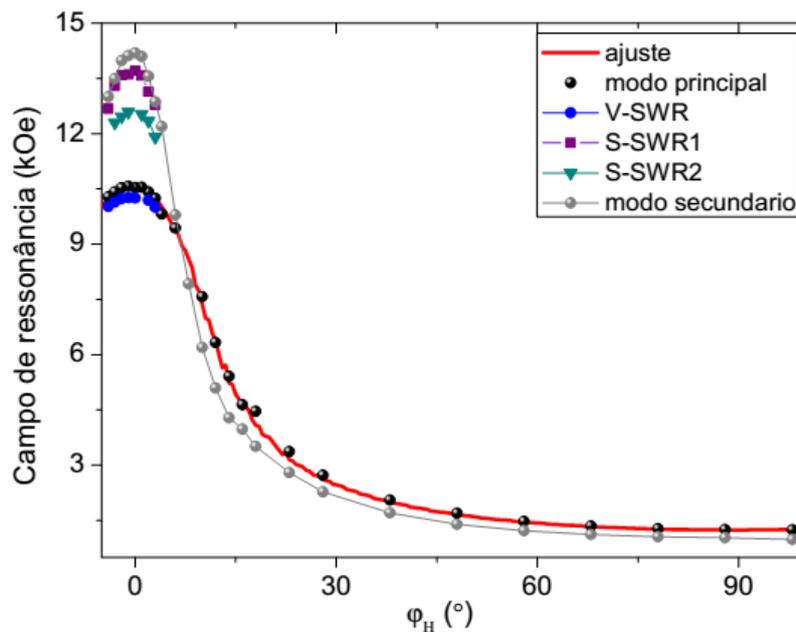


Figura 5. 11. Variação angular do campo de ressonância de todos os modos excitados na amostra $[\text{Co}(30 \text{ \AA})\text{Au}(20 \text{ \AA})]_{20}$. A curva vermelha é um ajuste a usando a Equação 3.10 (vide Figura 5.7), a linha cinza e uma guia para os olhos.

Por outro lado, a análise dos modos de ondas de *spin* de superfície permitiu calcular a constante de anisotropia de superfície (K_S) e a variação da magnetização na direção normal ao plano do filme ($\partial_n M$) para cada modo de superfície. Estes cálculos foram feitos a partir de um ajuste dos campos de ressonância segundo a Equação 3.16, em função do ângulo de equilíbrio da

magnetização, como é mostrado na Figura 5.12. Nesta figura pode-se notar que os ajustes lineares são quase paralelos, isto significa que os valores de K_S nas duas superfícies são aproximadamente iguais, como demonstrado na Tabela 5.2. Além disso, os valores positivos das constantes de anisotropia de superfície indicam que os *spins* na interface estão orientados no plano destas amostras. Portanto, as mudanças da magnetização de saturação perto da interface estariam causando o *pinning* dos *spins*, responsáveis pela formação dos modos de ondas de *spin* na multicamada.

Tabela 5. 2. K_{S1} , $\partial_1 M$, K_{S2} , $\partial_2 M$ são as constantes de anisotropia de superfície e variação da magnetização na direção normal ao plano do filme, de cada modo de superfície, respectivamente. A_{ef} é constante de anisotropia de troca efetiva.

$ K_{S1} $	$\partial_1 M = dM/dz_1$	$ K_{S2} $	$\partial_2 M = (dM/dz)_2$	A_{ef}
$0,112 \frac{erg}{cm^2}$	$2,2 \frac{G}{nm}$	$0,093 \frac{erg}{cm^2}$	$1,8 \frac{G}{nm}$	$2,05 * 10^{-6} \frac{erg}{cm}$

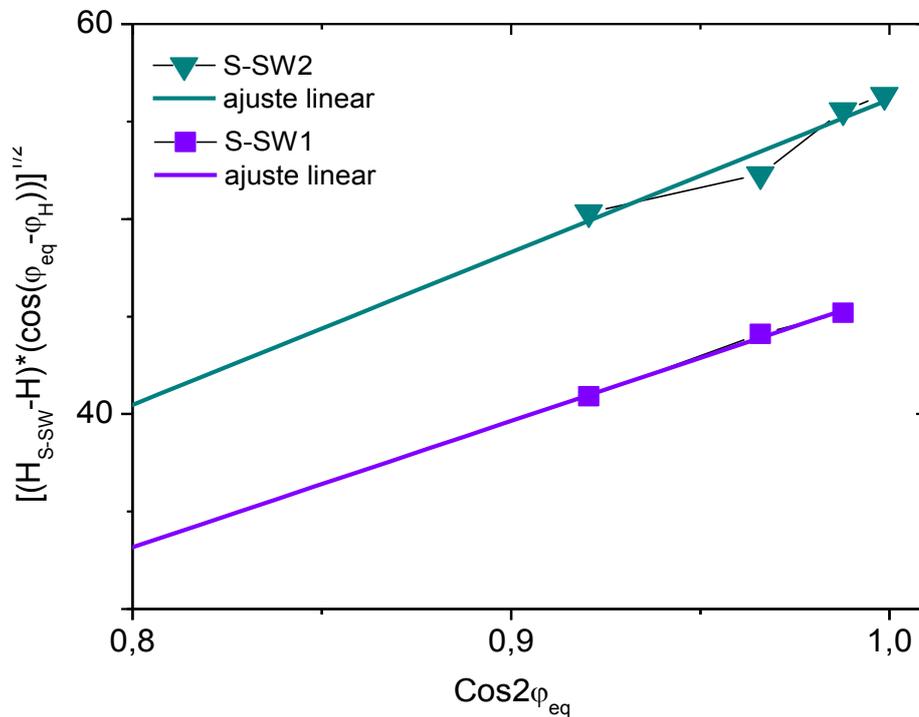


Figura 5. 12. Ajuste linear dos modos de ondas de spin usando a Equação 3.16.

5.2.3. Conclusão

A multicamada $[\text{Co}(30 \text{ \AA})\text{Au}(20 \text{ \AA})]_{20}$ apresentou, além dos modos de ressonância principais e secundário, a excitação de ondas de *spin* de volume e superfície no intervalo $\varphi_H < 4^\circ$. A análise das ondas de *spin* permitiu calcular a constante de anisotropia de troca efetiva da multicamada, obtendo-se um valor próximo à constante de acoplamento de troca para uma monocamada de

hcp-Co, a qual é consistente com os resultados obtidos na seção anterior. Além disso, foi possível calcular a constante de anisotropia de superfície e a variação da magnetização na direção normal ao plano do filme, a partir da análise dos modos de ondas de *spin* de superfície. Os valores das constantes de anisotropia de superfície, calculadas para cada interface, foram próximos o que indica que as mudanças da magnetização de saturação perto da interface estariam originando o *pinning* dos *spin*, responsáveis pela formação dos modos de ondas de *spin* na multicamada. Além disso, os valores positivos das constantes de anisotropia de superfície indicam que os *spin* na interface estão orientados no plano destas amostras.

5.3. Multicamadas [Co (8 Å)/Au(6 Å)]_N

Nesta seção, são discutidas as propriedades estruturais e magnéticas em função do número de bicamadas da família de amostras crescidas na composição: Si(100)/Cu(33 Å) / [Au(6 Å) / Co (8 Å)]_N / Au(30Å) sendo N={3, 5, 8, 13, 21} o número de bicamadas.

5.3.1. Caracterização estrutural

A Figura 5.13(a) e (b) apresenta os dados de refletividade e difração de raios X em função do número de bicamadas (N). Os ajustes das curvas de refletividade indicam que todas as amostras crescidas apresentam uma estrutura com uma alta rugosidade, tanto nas camadas de Co como nas de Au, sendo que a rugosidade interfacial e superficial diminuem com o aumento do número de camadas, como mostrado na Tabela 5.3.

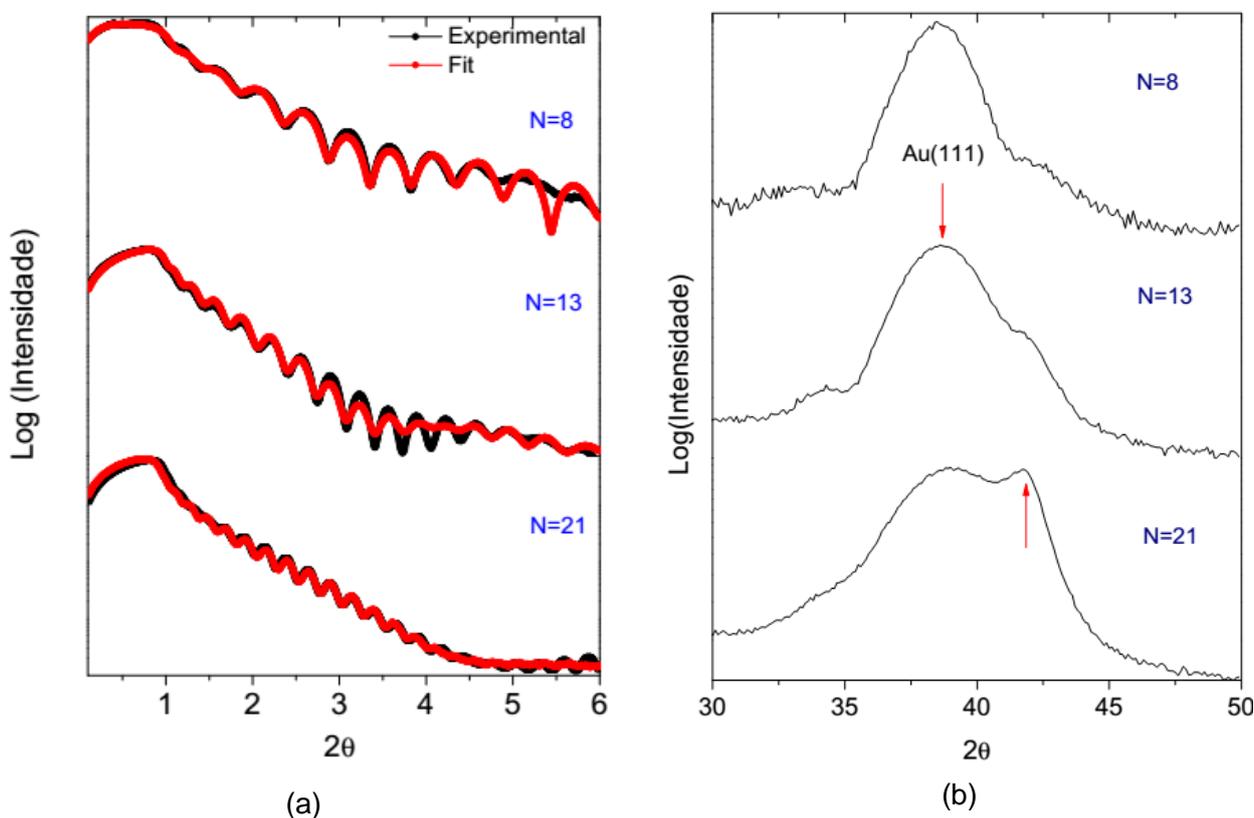


Figura 5. 13. (a) Refletividade e (b) difração de raios-X em função de número de camadas.

Por outro lado, a análise das curvas de difração de raios X em alto ângulo mostra que as multicamadas crescem segundo a estrutura hcp (100) do Co, com distância interplanar $d_{100}=2,177$ Å. Este resultado indica que a rede do Co sofre uma moderada expansão de 0.4% em relação aos valores do *bulk*. Na Figura 5.13 (b) observa-se também que o pico de difração da superestrutura define-se melhor com o aumento do número de bicamadas, enquanto que nas amostras com $N < 8$, os picos de difração são imperceptíveis devido ao pequeno número de camadas que difratam. O fato de não se poder observar os picos satélites nos difratogramas de alto ângulo das

multicamadas, indica uma baixa coerência estrutural associada à alta rugosidade presente nestas amostras, embora as curvas de refletividade estejam bem definidas, associadas à modulação química na direção de crescimento dos filmes.

A distância interplanar calculada do Au foi $d_{111}=2,333 \text{ \AA}$. Este resultado mostra que a rede cristalina de Au sofre uma compressão de 0.9% em relação aos valores de uma amostra *bulk*.

Tabela 5. 3. Parâmetros estruturais das multicamadas obtidos do ajuste das curvas de refletividade de raios X mostradas na Figura 5.13(a). Δ , é a periodicidade e t_{Co} , t_{Au} , σ_{Co} , σ_{Au} são as espessuras e as rugosidades do Co e Au, respectivamente.

	$\Delta [\text{\AA}]$	$\Delta_{exp} [\text{\AA}]$	$t_{Co} [\text{\AA}]$	$\sigma_{Co} [\text{\AA}]$	$t_{Au} [\text{\AA}]$	$\sigma_{Au} [\text{\AA}]$
$(Co_{8\text{\AA}}Au_{6\text{\AA}})_8$	14	12,78	7,68	4,93	5,10	4,698
$(Co_{8\text{\AA}}Au_{6\text{\AA}})_{13}$	14	14,13	7,06	4,09	7,07	4,00
$(Co_{8\text{\AA}}Au_{6\text{\AA}})_{21}$	14	13,53	6,97	4,0	6,67	4,18

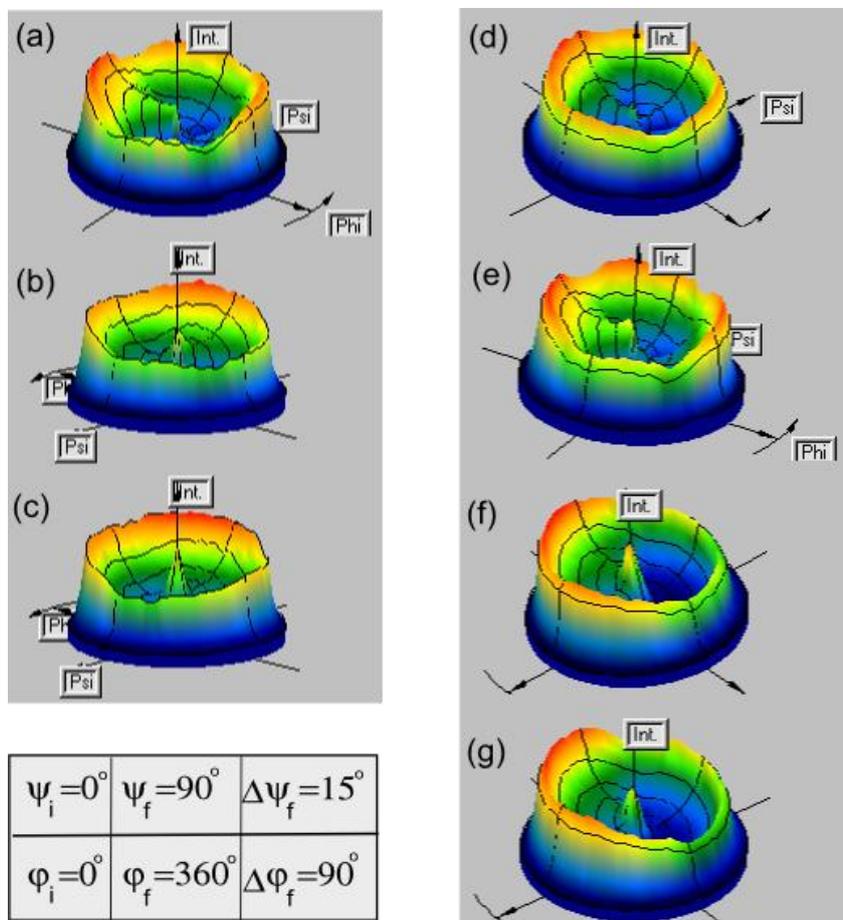


Figura 5.14. Figuras de polo medidas na direção hcp(100) para N=8(a), 13(b) e 21(c), e na direção fcc(111) para N=5(d), 8(e), 13(f) e 21(g). Na figura, a cor vermelha e preta indicam uma alta e baixa intensidade de difração, respectivamente.

As medidas das figuras de polo da família de amostras estudadas são apresentadas na Figura 5.14, onde a cor vermelha e preta indicam uma alta e baixa intensidade dos planos de difração. Esta análise foi feita na posição do pico fcc (111) do Au e na posição do pico hcp (100) do Co, indicadas na Figura 5.13(b). As medidas no pico de Au(111) indicam que as amostras com menor número de camadas tem uma pequena intensidade de difração em $\psi = 0^\circ$ e alta intensidade em $\psi = 70^\circ$. Este resultado também indica que em baixo número de camadas uma pequena fração dos planos fcc(111) cresce paralela à superfície do filme, enquanto a maior parte cresce formando um ângulo de 70° . Com o aumento do número de camadas o pico de difração em $\psi = 0^\circ$ aumenta em intensidade, o que indica que o número de planos paralelos à superfície aumenta, mas a maior parte das camadas continua formando um ângulo de 70° com a superfície. Um comportamento similar acontece com a direção de crescimento da superestrutura, na qual os planos hcp(100) orientam-se num ângulo de 75° em relação à superfície do filme. Porém, com o aumento do número de camadas os planos hcp(100) tendem a orientar-se paralelos a superfície do filme.

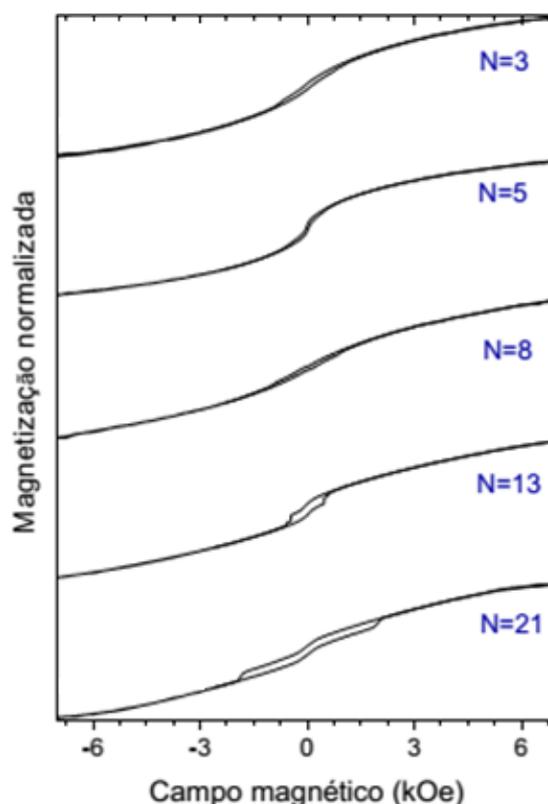


Figura 5. 15. Magnetização normalizada medida fora do plano da amostra.

5.3.2. Medidas de magnetização

As medidas de magnetização feitas com o campo magnético externo aplicado perpendicular ao plano do filme são apresentadas na Figura 5.15. Estas medidas mostram uma aproximação quase linear na saturação, o que indica que foram feitas em relação ao eixo duro da magnetização, isto é, as amostras apresentam um plano de fácil magnetização contido no plano da amostra.

Observa-se também uma pequena histerese em baixos campos associada ao acoplamento entre as camadas devido às descontinuidades nas camadas de Au, e à alta desordem estrutural mostrada na análise de raios X.

Nesta família de amostras, a baixa espessura do Au gera um forte acoplamento de troca entre as camadas de Co [19]. Além disso, o alto nível de rugosidade interfacial não garante um filme de espessura homogênea e contínua, ou seja teremos diferentes valores da constante de acoplamento de troca para diferentes regiões da amostra [117]. Os resultados obtidos mostram que o acoplamento de troca, o qual orienta os momentos magnéticos no plano da amostra, é maior que o efeito da anisotropia magneto cristalina do Co, gerando uma anisotropia efetiva no plano da amostra.

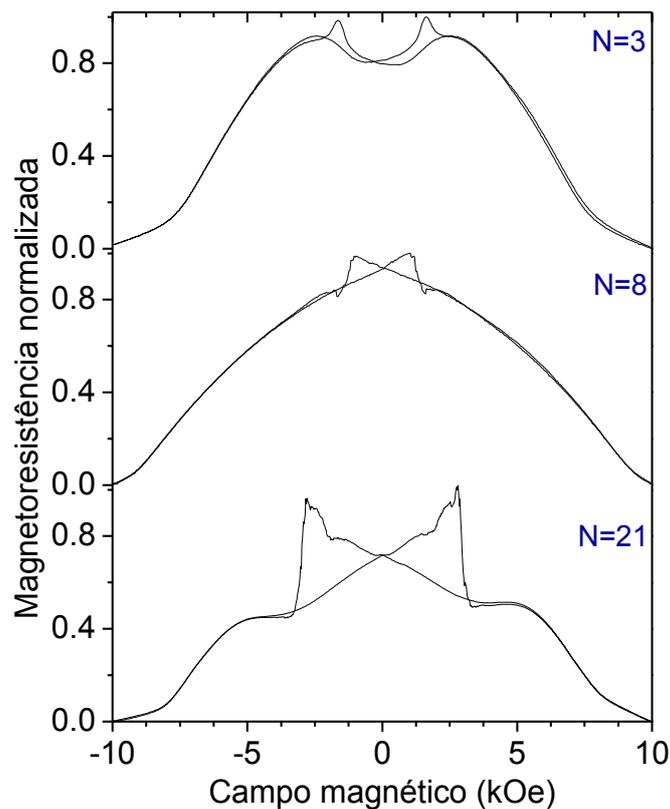


Figura 5. 16. Magnetoresistência medida na configuração perpendicular. As medidas estão normalizadas em relação ao máximo valor da MR.

5.3.3. Medidas de magnetoresistência

As medidas de MR com a corrente elétrica no plano do filme e campo magnético perpendicular ao filme são mostradas na Figura 5.16. Nesta figura pode-se observar que as medidas de magnetoresistência apresentam duas regiões bem diferentes, dependendo do número de bicamadas. Uma região histerética em baixos campos ($-H_S \leq H \leq H_S$) associada com a região histerética na curva de magnetização, e outra região não histerética em altos campos ($|H| \geq H_S$). Das Figuras 5.15 e 5.16 o máximo da MR na região histerética acontece perto da saturação da magnetização. Estes resultados mostram também que o máximo valor da MR nestas amostras

acontece para $N=8$ bicamadas.

5.3.4. Medidas de ressonância ferromagnética

A Figura 5.17 exibe a dependência do modo de ressonância fora do plano medido em função do ângulo (φ_H) formado entre o campo magnético externo e a normal ao filme. Este gráfico mostra que o campo de ressonância, em todas as amostras apresenta um máximo em $\varphi_H = 0^\circ$ e um mínimo em $\varphi_H = 90^\circ$, característico de amostras que apresentam um plano de fácil magnetização contido no plano da amostra. As medidas de FMR indicaram também que o máximo campo de ressonância depende do número de camadas. Nesta família o máximo campo encontrado foi de 10,75 kOe na amostra com $N=8$ bicamadas. Este resultado está de acordo com as medidas de magnetoresistência onde o máximo valor da MR acontece nesta mesma amostra.

Além disso, com o intuito de estudar o comportamento magnético no plano da amostra, foram feitas medidas de ressonância ferromagnética aplicando o campo magnético externo no plano das multicamadas. A Figura 5.18 mostra uma representação polar dos diferentes modos de ressonância, medidos no plano da amostra. Nesta figura pode-se observar que o número de modos ressonantes e o ângulo de acoplamento entre os diferentes modos dependem do número de bicamadas. Os resultados destas medidas serão discutidas na seção seguinte.

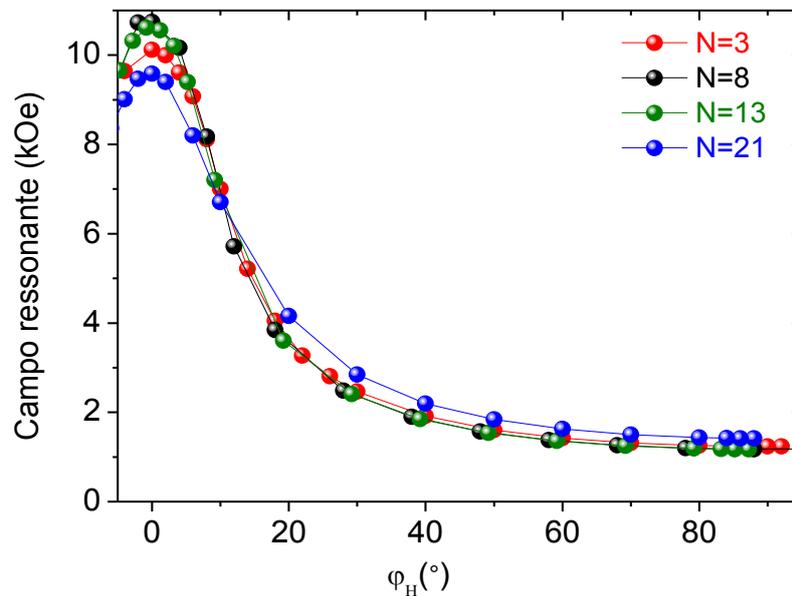


Figura 5. 17. Campo de ressonância fora do plano, medido em função da direção do campo externo (φ_H), das multicamadas $(\text{Co}_{8\text{Å}}\text{Au}_{6\text{Å}})_N$

5.3.5. Discussão

Os resultados obtidos mostram que as multicamadas crescem com uma alta rugosidade e que o Co cresce em uma estrutura hcp (100). Isto pode ser associado com o comportamento das curvas de histerese que exibem um plano de fácil magnetização contido no plano da amostra.

Além disso, a rede de Co cresce expandida em 0.4% em relação aos valores do *bulk*, enquanto as camadas de Au crescem segundo a estrutura fcc, com a rede cristalina comprimida em 0.9% em relação ao *bulk*. Resultados similares sobre o crescimento tensionado de multicamadas Co/Au foram relatados por Kehagias [96] e Stavroyiannis [118]. Estes autores sugerem que um crescimento altamente tensionado favorece a formação de uma superestrutura fcc. Além disto, a análise das figuras de polo mostraram uma forte desorientação dos planos de crescimento em todas as amostras, sendo que com o aumento do número de camadas alguns planos tendem a orientar-se paralelamente a superfície do filme.

Por outro lado, as medidas de magnetoresistência junto com as medidas de magnetização (vide Figura 5.15 e 5.16) permitiram identificar duas regiões claramente diferentes. Na região histerética, o máximo da MR acontece perto da saturação da magnetização, para a qual deve acontecer um máximo acoplamento antiparalelo entre as camadas magnéticas. Nesta região, o comportamento da MR da amostra com $N=3$ pode ser descrita devido à coexistência de dois efeitos: MRG e MRI (vide Sec.2.6.2), esta última responsável pelo mínimo observado em $H=0$ Oe [52]. Renard *et.al* [52] associou a existência da MRI a efeitos extrínsecos, como a rugosidade, em sistemas onde as magnetizações não são colineares. No caso das amostras com $N=8$ e 21 , o efeito da MRI não é evidente, mas sim a competição entre os efeitos da MRA e da MRG [119]. Na região não histerética (altos campos), o comportamento da MR é associado ao efeito da MRA [42] onde os elétrons são espalhados segundo o mecanismo de Mott [42], [120], ou seja, a resistividade é proporcional a densidade de estados no nível de Fermi na banda d

As medidas por FMR, nas diferentes configurações, confirmaram que esta família de amostras cresce com uma anisotropia no plano da amostra com número de modos ressonantes dependente do número de bicamadas, isto pode ser visto na Figura 5.18. A Figura 5.18 (a), associada à amostra com 3 bicamadas, apresenta só um modo de ressonância com anisotropia levemente uniaxial, identificado como modo principal (MP). A elipticidade desta figura foi calculada para $f = 0.06$, onde a diferença entre o valor máximo e mínimo do modo ressonante é da ordem de $\Delta H_S = 90$ Oe. Este valor indica que a distribuição planar dos momentos magnéticos associados a este modo é quase isotrópico. Este resultado pode ser associado a desordem estrutural observada na figura de polo desta amostra, assim como à alta rugosidade observada. As Figuras 5.18 (b) e (c) apresentam dois modos de ressonância: MP e o modo secundário (MS). Nestes casos, a distribuição dos momentos associados ao MP é também levemente uniaxial com, $0.07 < f < 0.09$, enquanto os modos secundários respondem a uma anisotropia fortemente uniaxial de momentos magnéticos. A formação destes modos secundários estaria associada ao aumento do acoplamento biquadrático entre as camadas magnéticas devido ao aumento do número de camadas e a alta rugosidade [121]. No caso da Figura 5.18 (d), além do modo principal ($f = 0.08$), observa-se a formação de dois modos secundários com dependência uniaxial e que estão acoplados perpendicularmente entre si. A Figura 5.18 mostra também que o ângulo de acoplamento entre o MP e o MS depende do número de camadas, onde os ângulos de

acoplamento são 90° , 70° e 20° para as amostras com 8, 13, e 21 bicamadas, respectivamente.

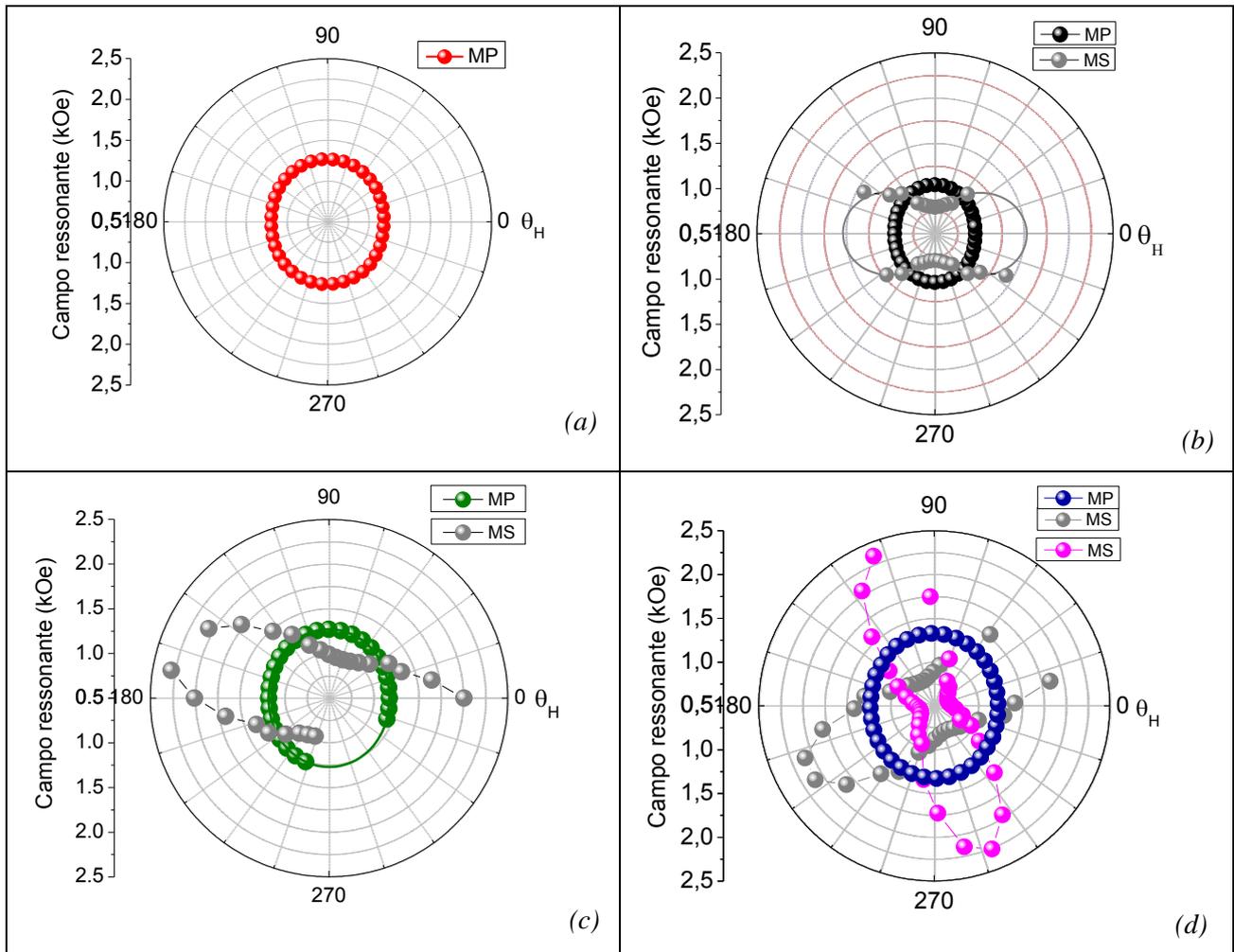


Figura 5. 18. Representação polar dos campos de ressonância em função da direção do campo magnético externo medida no plano da amostra para: (a) 3 bicamadas, (b) 8 bicamadas, (c) 13 bicamadas e (d) 21 bicamadas.

5.3.6. Conclusão

A família de amostras estudadas mostrou um crescimento das camadas de Co segundo a estrutura hcp(100), apresentando um plano de fácil magnetização contido no plano da amostra. Estes resultados permitiram entender a distribuição quase isotrópica dos momentos magnéticos, associados ao MP, no plano da amostra, assim como a excitação dos MS devido ao aumento do acoplamento bilinear e biquadrático com o aumento do número de camadas. A identificação dos diferentes modos ressonantes com eixos fáceis em diferentes direções, no plano da amostra, assim como um provável crescimento descontínuo das camadas de Au, permitiu explicar a forte influência da magnetoresistência anisotrópica nos dados de MR [117], [122].

5.4. Multicamadas [Co(8 Å) Au(33 Å)]_N

Nesta seção, são discutidas as propriedades estruturais e magnéticas em função do número de bicamadas da família de amostras crescidas na composição: Si(100)/Cu(33 Å) / [Au(33 Å) / Co (8 Å)]_N / Au(30Å) sendo N={3, 5, 8, 13, 21} o número de bicamadas.

5.4.1. Caracterização estrutural

As Figuras 5.19 (a) e (b) mostram as curvas de refletividade e difração de raios X em alto ângulo em função do número de camadas (N). A observação dos picos de Bragg em alto e baixo ângulo além dos picos satélites em alto ângulo indica uma boa reprodutibilidade das camadas de Co e de Au nas amostras crescidas. O ajuste das curvas de refletividade em baixo ângulo indica que o efeito da rugosidade interfacial é quase constante em ambas as camadas de Co e Au, sendo menos evidente com o aumento do número de camadas, enquanto a rugosidade superficial cresce com o número de camadas. Os dados dos ajustes são mostrados na Tabela 5.4. Por outro lado, a análise dos difratogramas em alto ângulo mostra claramente que todas às multicamadas desta família crescem orientadas segundo a estrutura fcc(111), com uma distância interplanar média de $d_{111}=2,315\text{Å}$. Este dado representa uma expansão volumétrica de 13% do Co e uma compressão de 2% do Au [123] na direção fcc(111), em relação aos valores conhecidos para uma amostra bulk.

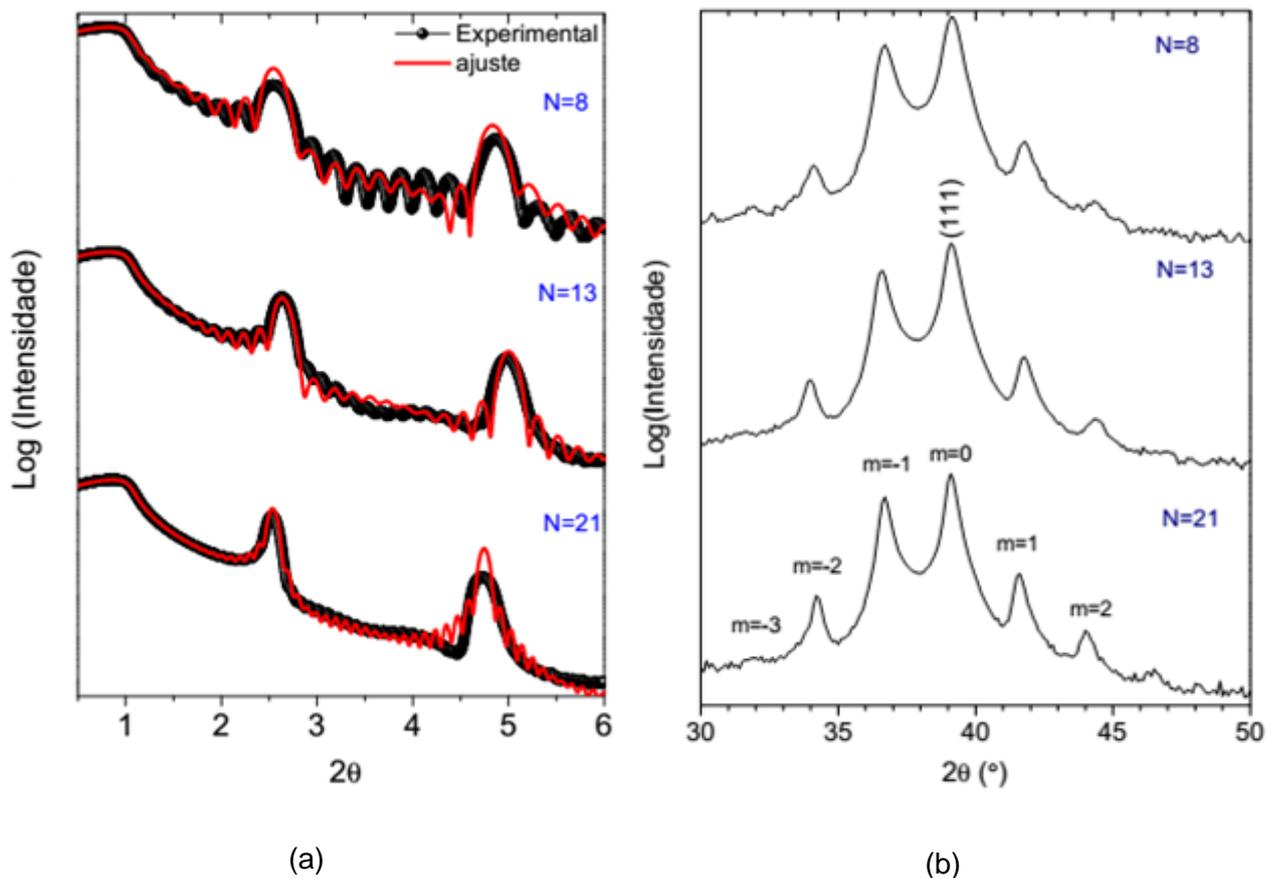


Figura 5. 19. (a) Refletividade e (b) difração de raios-X em função de número de camadas.

Tabela 5. 4. Parâmetros estruturais obtidos a partir do ajuste das curvas de refletividade das multicamadas mostradas na Figura 5.19(a).

	Δ [Å]	Δ_{exp} [Å]	t_{Co} [Å]	σ_{Co} [Å]	t_{Au} [Å]	σ_{Au} [Å]	d_{exp} [Å]	ξ [Å]
$(Co_{8\text{Å}}Au_{33\text{Å}})_8$	41	37,7	8,2	3,2	29,1	3,1	2,298	141
$(Co_{8\text{Å}}Au_{33\text{Å}})_{13}$	41	36,4	8,7	3,2	27,7	2,7	2,299	183
$(Co_{8\text{Å}}Au_{33\text{Å}})_{21}$	41	38,4	7,8	3,0	30,6	3,4	2,300	241

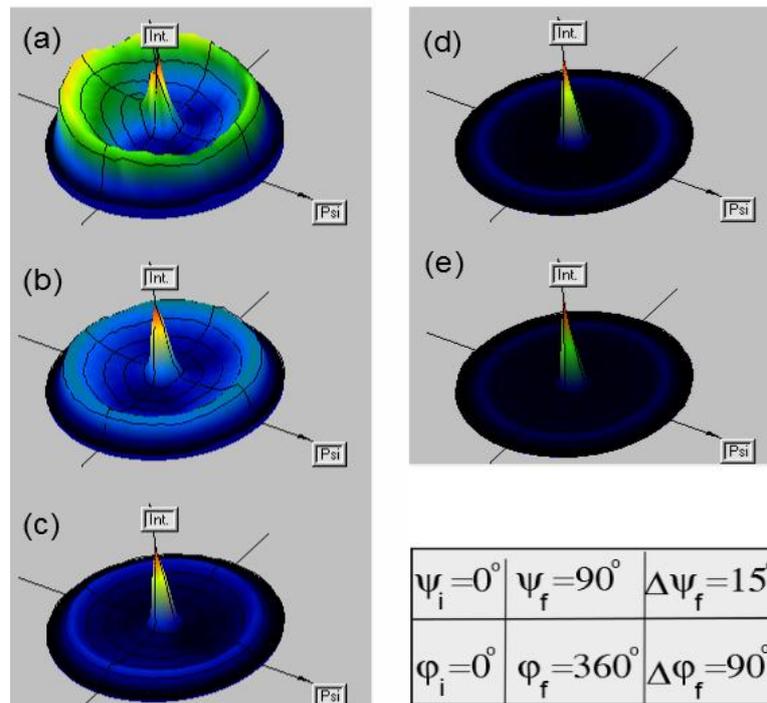


Figura 5. 20. Figura de polo das multicamadas $[Co(8 \text{ \AA}) Au(33 \text{ \AA})]_N$, com $N=3$ (a), 5 (b), 8 (c), 13 (d) e 21 (e). A cor vermelha e preta indicam uma alta e baixa intensidade dos planos de difração respectivamente.

A análise da textura cristalina da família de amostras estudadas é apresentada na Figura 5.20. Esta análise foi feita na posição do pico fcc (111) da superestrutura mostrada na Figura 5.19(b). Os resultados obtidos das figuras de polo indicam que nas amostras com $N < 8$, uma parte dos planos (111) cresce formando um ângulo de $\psi = 70^\circ$ com a superfície do filme (Figura 5.20.(a)-(b)). Este comportamento muda ao aumentar o número de camadas, onde os planos (111) se orientam paralelos a superfície do filme aumentando assim a intensidade do pico em $\psi = 0^\circ$, como mostrado na Figura 5.20 (d), (e) que corresponde as amostras com 13 e 21 repetições, respectivamente. Nestes casos as multicamadas crescem altamente texturizadas com a família de planos (111) paralelos à superfície do filme.

5.4.2. Medidas de magnetização

Os laços de histerese medidos com o campo magnético externo aplicado no plano e perpendicular ao plano das amostras são apresentados na Figura 5.21 (a). O comportamento do laço de histerese em ambas as configurações de medida indicam que as amostras apresentam uma coexistência de sítios de Co com diferente anisotropia como proposta por Millev *et.al* [67], para este tipo de multicamadas (ver Seção 3.5). A coexistência de vizinhanças de Co com anisotropia no plano e perpendicular ao plano das amostras, serão discutidas nas subseções seguintes com base nas medidas de magnetoresistência e FMR.

A análise do laço de histerese da multicamada com N=3 mostra que as vizinhanças de Co com anisotropia no plano é a componente majoritária nesta amostra (75%), enquanto os sítios de Co com anisotropia perpendicular correspondem a 25%. Esta relação inverte-se com o aumento do número de camadas; por exemplo, para N=21 os sítios de Co com anisotropia no plano correspondem a 15% enquanto aqueles com anisotropia perpendicular correspondem a um 85%. Os resultados da análise dos laços de histerese medidos com o campo magnético externo perpendicular as multicamadas são listados na Tabela 5.5.

Tabela 5. 5. Coercividade (H_{C1}), campo de nucleação (H_{N1}) e campo de saturação (H_{S1}) da componente com a magnetização perpendicular ao plano do filme. H_{C2} e H_{S2} correspondem a coercividade e ao campo de saturação da componente com a magnetização orientada no plano, respectivamente.

N	H_{C1} (Oe)	H_{N1} (Oe)	H_{S1} (Oe)	H_{C2} (Oe)	H_{S2} (Oe)	MR(%)
3	37	170	320	10	5150	1,64
5	42	240	357	40	4750	1,77
8	52,0	570	869	29	5350	2,72
13	32,3	760	1300	17	4650	1,01
21	22,2	980	1660	12	5240	0,814

Estes resultados mostram também que o campo de nucleação (H_{N1}) e o campo de saturação (H_{S1}), crescem com o número de camadas. Este comportamento é associado a um aumento do número de domínios orientados perpendicular à superfície do filme (*stripe domain*) devido a um aumento do acoplamento magnetostático entre as camadas de Co [99]. Ao mesmo tempo, o campo de saturação (H_{S2}) dos domínios com a magnetização contida no plano da amostra é quase independente do número de camadas. A inversão da magnetização destes sítios de Co

acontece pela rotação coerente dos domínios em relação ao campo magnético externo.

5.4.3. Medidas de magnetoresistência

As medidas da magnetoresistência (MR) registradas com o campo magnético externo perpendicular a superfície do filme são mostradas na Figura 5.21 (b). O comportamento das medidas da MR está de acordo com as medidas da magnetização, no sentido de que estas indicam a coexistência de átomos de Co distribuídos em diferentes vizinhanças, com diferentes anisotropias. Os dados de MR claramente exibem duas regiões: (i) uma região histerética em baixos campos dependente da orientação relativa da magnetização dos átomos de Co, com anisotropia perpendicular, (ii) uma região não histerética em altos campos dependente do ângulo formado entre a magnetização dos átomos de Co com anisotropia no plano e o campo magnético externo. A análise das curvas de MR mostra que a região não histerética é independente do número de camadas; no entanto, a região histerética é fortemente dependente do número de camadas.

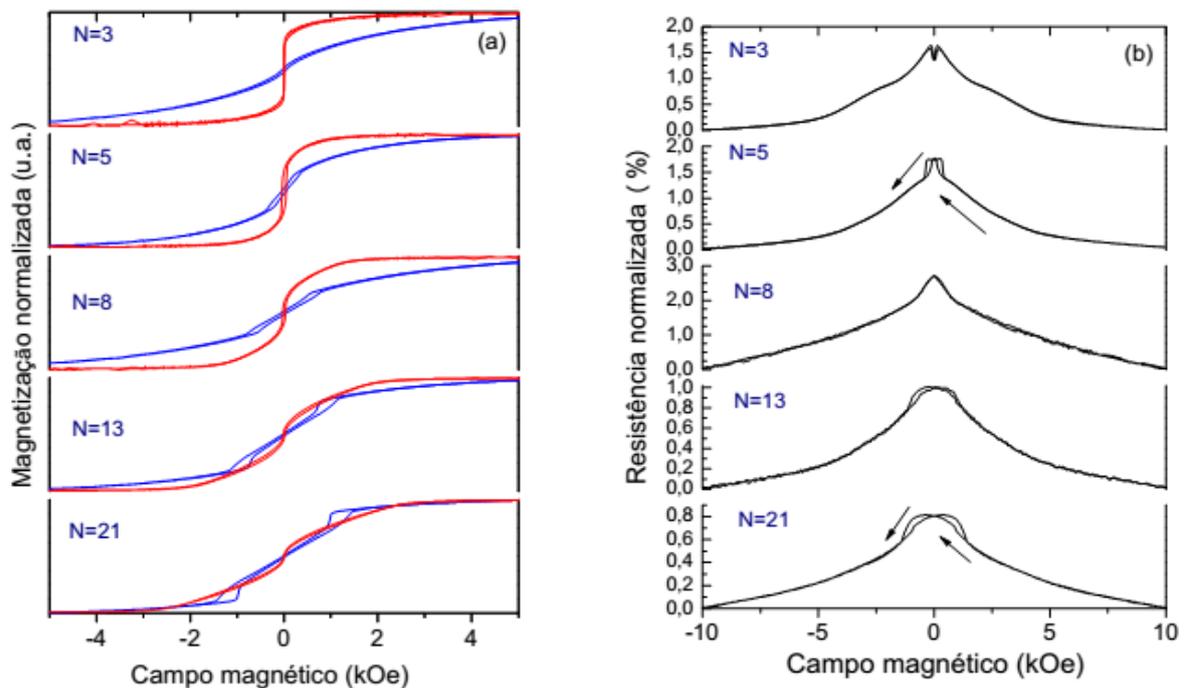


Figura 5. 21. (a) Magnetização medida com o campo magnético externo aplicado no plano (linha vermelha) e perpendicular (linha azul) ao plano da amostra. (b) Resistência medida com o campo magnético externo perpendicular ao plano da amostra. As medidas foram normalizadas em relação a seu valor na saturação.

5.4.4. Medidas de ressonância ferromagnética

As Figuras 5.22 (a) e (b) mostram os espectros de FMR fora do plano da multicamada $(\text{Co}_{8\text{Å}}\text{Au}_{33\text{Å}})_{21}$ medidos para diferentes ângulos φ_H . Estes espectros exibem inequivocamente que os átomos de Co nesta amostra estão distribuídos em dois tipos de vizinhanças com diferente

anisotropias; magnetizações orientadas no plano e perpendicular ao plano da multicamada, como foi descrito na Seção 5.1.3.

Nas Figuras 5.22 (a) e (b) pode-se observar que o modo principal (MP) na configuração paralela ($\varphi_H = 90^\circ$) apresenta um campo de ressonância aproximadamente em 3450 Oe, que diminui com a redução de φ_H , atingindo um campo de ressonância mínimo de 2100 Oe na configuração perpendicular ($\varphi_H = 0^\circ$). Ao contrário, o modo secundário (MS), que foi observado em torno de 1760 Oe ($\varphi_H = 90^\circ$), apresenta um aumento no seu campo de ressonância com a redução de φ_H . Estes dois modos se interceptam em $\varphi_H = 45^\circ$, enquanto abaixo de $\varphi_H = 16^\circ$ o modo secundário diminui fortemente sua intensidade, atingindo um valor máximo 8450 Oe em $\varphi_H = 0^\circ$. Os resultados exibidos mostram que o modo principal está associado a sítios de Co com anisotropia perpendicular, enquanto o modo secundário é devido à sítios de Co com anisotropia no plano.

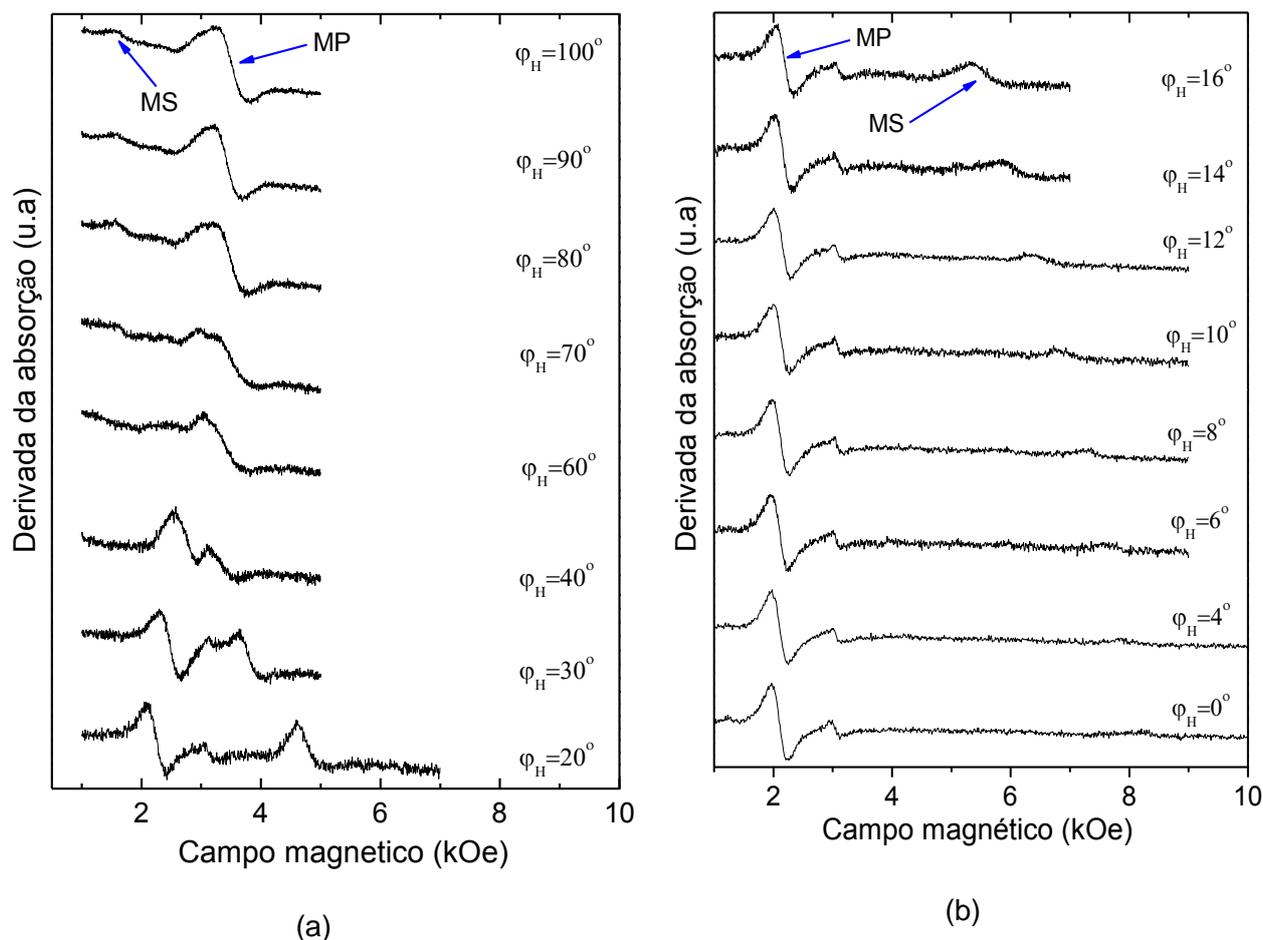


Figura 5. 22. Dependência angular fora do plano dos espectros FMR da multicamada $[\text{Co}(8 \text{ \AA}) \text{Au}(33 \text{ \AA})]_{21}$. MP e MS representam o modo principal e o modo secundário, respectivamente.

Com o objetivo de calcular as constantes de anisotropia dos MP e MS mostrados na Figura 5.22, foram feitos ajustes dos campos de ressonância usando a Equação 3.10. Nestes ajustes foi suposto que os modos de ressonância não estão acoplados. Os gráficos dos campos de ressonância e a orientação de equilíbrio da magnetização (φ_{eq}) em função da direção do campo

magnético externo (φ_H), assim como os ajustes, são exibidos nas Figura 5.23 (a) e (b). O melhor ajuste para MP foi obtido usando $g=2,2$ obtendo-se $K_1=2,08 \cdot 10^6 \text{ erg/cm}^3$ e $K_2=-0,62 \cdot 10^5 \text{ erg/cm}^3$. Entretanto, o melhor ajuste para MS foi obtido usando $g=2,1$ obtendo-se $K_1=1,39 \cdot 10^6 \text{ erg/cm}^3$ e $K_2=0,61 \cdot 10^5 \text{ erg/cm}^3$. Os cálculos de φ_{eq} em função de φ_H , foram realizados usando a Equação 3.09.

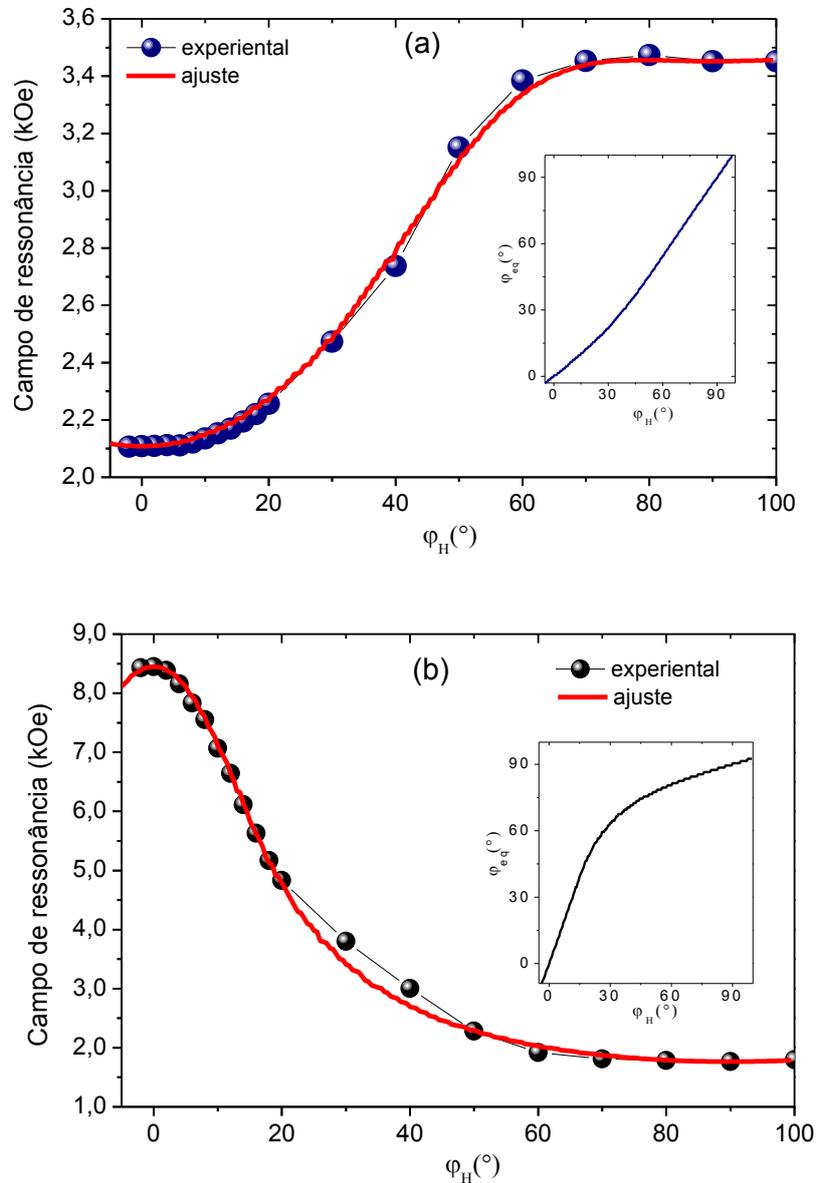


Figura 5. 23. Valores experimentais e calculados da variação angular do campo de ressonância em função da direção do campo magnético externo (φ_H) do modo principal (a) e do modo secundário (b). Os ajustes foram feitos usando a Eq.3.10. Nos gráficos inseridos são exibidos os ângulos de equilíbrio da magnetização φ_{eq} versus φ_H calculado usando a Eq.(3.9).

5.4.5. Discussão

Os resultados obtidos mostraram que as multicamadas nesta família crescem segundo a direção [111]-fcc e que a rede de Au experimenta uma compressão de 2% na direção [111], enquanto a rede de Co experimenta uma forte expansão volumétrica de 13% [96], [98], [123].

Embora as camadas cresçam inicialmente desorientadas em relação à superfície da amostra para $N < 5$, a existência dos picos satélites da superestrutura exibidas na Figura 5.19(b) indicam uma boa qualidade das multicamadas crescidas. Isto foi confirmado pelo cálculo do comprimento de coerência estrutural, $\xi \gg \Delta$ (ver Tabela 5.4), cujos valores indicam um alto grau de coerência entre as camadas adjacentes de Co e Au [80]. Resultados similares a este sistema já foram relatados na literatura onde as propriedades estruturais e magnéticas no sistema Co/Au são influenciadas pela espessura das camadas [19], número de bicamadas [99], e das condições experimentais de crescimento dos filmes [95], [100]–[102].

A análise da posição de pico principal da superestrutura e da largura da linha dos picos de difração usando o modelo proposto por Fullerton *et. al.*[80] para multicamadas, indica a presença de uma desordem contínua nas interfaces, caracterizadas por um aumento homogêneo da largura da linha em todos os picos de difração, (vide Figura 5.19 (b)). Por outro lado, a assimetria na intensidade dos picos satélites ao redor do pico da superestrutura foi associada a flutuações nas espessuras das camadas e ao desajuste (14%) entre as estruturas cristalinas do Co e Au. [80] [124]. Esta diferença introduz uma tensão interna nas interfaces gerando uma desordem interfacial e uma flutuação contínua nas espessuras das camadas, sendo mais relevante em baixo número de camadas.

Os resultados mostram que as propriedades estruturais tem uma forte influência sobre as propriedades magnéticas, no sentido de que o aumento do número de camadas está diretamente associado com a saturação, nucleação e orientação relativa dos diferentes domínios magnéticos nas multicamadas estudadas. Utilizando técnicas magneto-ópticas e por espectroscopia Mössbauer, Tekielak *et. al.* [99] e Hamada, *et. al.* [125] estudaram a reorientação da magnetização em multicamadas de Co/Au. Eles reportaram que as mudanças nos laços de histerese, que acontece durante a reorientação da magnetização, estão associadas a uma drástica redução do tamanho dos domínios magnéticos devido ao aumento do acoplamento magnetostático com o aumento do número de camadas de Co. Embora eles não tenham verificado a coexistência de domínios magnéticos estes foram proposta por Millev *et. al.* [67] e comprovado experimentalmente por Oepen *et. al.* [113], usando técnicas de microscopia eletrônica, além da comprovação por nós apresentada através de medidas de FMR [115]. Considerando o modelo proposto por Tekielak *et. al.* [20], [99], nossos resultados mostram que um forte processo de reorientação da magnetização acontece a partir de $N > 5$, implicando uma forte mudança dos campos H_{S1} , H_{N1} e H_{C1} associada com o aumento do acoplamento magnetostático entre as camadas de Co (vide Tabela 5.5).

As medidas de magnetoresistência permitiram estudar o efeito do campo magnético externo nas vizinhanças de Co com diferente anisotropia determinado pelas medidas de FMR. Na região $H > H_{S2}$ o sistema é saturado na direção do campo perpendicular ao filme (eixo fácil). Nesta condição, a resistência é mínima. Na região não histerética ($H_{S2} > H > H_{S1}$) os sítios de Co com anisotropia perpendicular ao filme são saturados segundo a orientação do campo externo. Então, nesta região, a dependência quase linear da MR em função do campo magnético externo é

governada pela rotação coerente dos domínios com anisotropia no plano [126], caracterizada pelo ângulo (ϕ) formado entre a magnetização dos sítios de Co com anisotropia no plano e o campo magnético externo, ver Figura 5.21 (b). No entanto, na região histerética ($H_{S1} > H > -H_{S1}$) as medidas da magnetoresistência são fortemente dependentes do número de camadas. Na multicamada com $N=3$ bicamadas, o máximo secundário na MR ocorre em H_{N1} , enquanto o máximo principal acontece no H_{S1} . Nesta região, como a componente majoritária são os domínios com anisotropia no plano, o efeito da formação dos domínios tipo faixa (*stripe domain*) são desprezíveis. No campo H_{N1} os domínios com anisotropia perpendicular da camada mais externa invertem sua orientação diminuindo o ângulo ϕ para gerar o máximo secundário na MR, enquanto que o máximo principal acontece quando os domínios com anisotropia perpendicular da camada mais interna inverte sua orientação. No caso das multicamadas com $N>3$, a formação dos domínios tipo faixa são mais relevantes o que afeta a orientação dos domínios com anisotropia no plano. Os resultados de MR e magnetização para o caso da multicamada com $N=21$ bicamadas mostram claramente o efeito dos domínios tipo faixa presentes só na região $H_{S1} > H > -H_{S1}$. Nesta região, a magnetização apresenta um comportamento quase linear logo depois do início da nucleação. Este comportamento é associado com uma rotação coerente dos domínios com anisotropia no plano e uma inversão da magnetização dos domínios com anisotropia perpendicular [126]. Os resultados também mostraram que o efeito da MR diminui com o número de camadas, como foi reportado por Takahata *et.al* [127] e Mulloy *et.al* [128], em multicamadas de Co/Au.

O comportamento do campo de ressonância e do φ_{eq} , do MP, em função do campo magnético externo mostram que este modo segue o campo magnético quase linearmente. Isto é, a defasagem entre φ_{eq} e φ_H é mínimo na região de medição. No entanto, o comportamento de φ_{eq} e φ_H , do MS, em função do campo externo, exibe um forte defasagem no intervalo de medida isto reflete uma forte anisotropia no plano, como indicado pelas constantes de anisotropia calculadas.

5.4.6. Conclusão

Os resultados da família de amostras $[\text{Co}(8 \text{ \AA})\text{Au}(33 \text{ \AA})]_N$ mostraram que as multicamadas crescem em uma estrutura 111-(fcc) com uma alta coerência estrutural sendo que a rede de Co é expandida em 13%, enquanto a rede de Au experimenta uma compressão de 2% na direção [111]. Os resultados da análise estrutural mostram que esta tem uma forte influência sobre as propriedades magnéticas, no sentido de que a orientação de crescimento cristalino e o aumento do número de camadas está diretamente associado com as mudanças no campo de saturação, nucleação e orientação relativa dos domínios magnéticos coexistentes nas multicamadas. Estas mudanças foram associadas também a uma drástica redução do tamanho dos domínios magnéticos devido ao aumento do acoplamento magnetostático com o aumento do número de camadas de Co.

As medidas de magnetização e magnetoresistência junto com as medidas de FMR permitiram estudar o efeito do campo magnético externo sob as vizinhanças de Co, com diferentes anisotropias, coexistentes nas multicamadas. Foram identificadas duas regiões bem diferentes. A primeira é uma região não histerética em altos campos, dependente do ângulo formado entre os domínios magnéticos com anisotropia no plano e o campo magnético externo. Esta região é governada pela rotação coerente dos domínios com anisotropia no plano, pois os domínios com anisotropia perpendicular estão saturados. Por outro lado, a segunda região que é a região histerética e ocorre em baixos campos magnéticos é fortemente dependente do número de camadas. Nesta região acontece uma competição entre as anisotropias dos domínios magnéticos coexistente e a interação magnetostática entre as camadas magnéticas que gera a formação dos domínios tipo faixa com anisotropia perpendicular. É relevante salientar a identificação por medidas de FMR da coexistência dos modos com diferentes anisotropias nesta família de amostras. Os diferentes comportamento destes modos com o campo magnético externo reflete a diferente anisotropia associada a cada um deles como indicado pelos valores das constantes de anisotropia calculadas.

CAPÍTULO 6

MULTICAMADAS APERIÓDICAS DE Co/Au

Neste capítulo são apresentados os resultados preliminares sobre o estudo das propriedades magnéticas e de transporte em multicamadas aperiódicas crescidas seguindo uma sequência de empilhamento dada pela sequência de Fibonacci (vide Seção 4.3), com a espessura da camada de Co ($d_{Co}=8 \text{ \AA}$) escolhida para ficar na região de TRS. As espessuras da camada não magnética de Au foram escolhidas com o intuito de garantir um acoplamento ferromagnético ou antiferromagnético entre as camadas magnéticas (vide Capítulo I e Seção 4.3).

6.1. Multicamadas aperiódicas acopladas ferromagneticamente

A figura 6.1 mostra as curvas de refletividade e difração de raios X do primeiro grupo de multicamadas aperiódicas estudadas (família I, vide Tabela 4.4). Nestas amostras os termos básicos de empilhamento S_0 e S_1 foram escolhidos de modo que a interação entre as camadas magnéticas de Co fosse do tipo ferromagnética (vide tabela 4.4), isto é $S_0=[\text{Au}(6 \text{ \AA})/\text{Co}(8 \text{ \AA})]$ e $S_1=[\text{Au}(26 \text{ \AA})/\text{Co}(8 \text{ \AA})]$.

Os dados na Figura 6.1 são mostrados como função da ordem na sequência de Fibonacci, isto é, as multicamadas S_5 , S_6 e S_7 correspondem ao empilhamento aperiódico associado ao quinto, sexto e sétimo termo da sequência de Fibonacci, descrita na Seção 4.3 (vide tabela 4.5). A indexação das curvas de refletividade em baixo ângulo foi feita usando uma equação modificada de Bragg proposta por Levine et.al. [82] para descrever o espaço recíproco de estruturas aperiódicas, Equação 4.3.

Os resultados da análise para a multicamada nomeada como S_7 são exibidos na Tabela 6.1. Estes resultados mostram a natureza aperiódica da rede recíproca da superestrutura crescida onde as relações entre os vetores de onda estão relacionadas pela Equação 4.4. Estudos similares reportando a natureza aperiódica da rede recíproca em multicamadas metálicas aperiódicas foram relatados na literatura [85], [129]. Na Figura 6.1, as setas de cor azul correspondem as espessuras dos blocos básicos S_0 , S_1 e S_0+S_1 , no entanto, as setas de cor vermelho não foram identificados ainda.

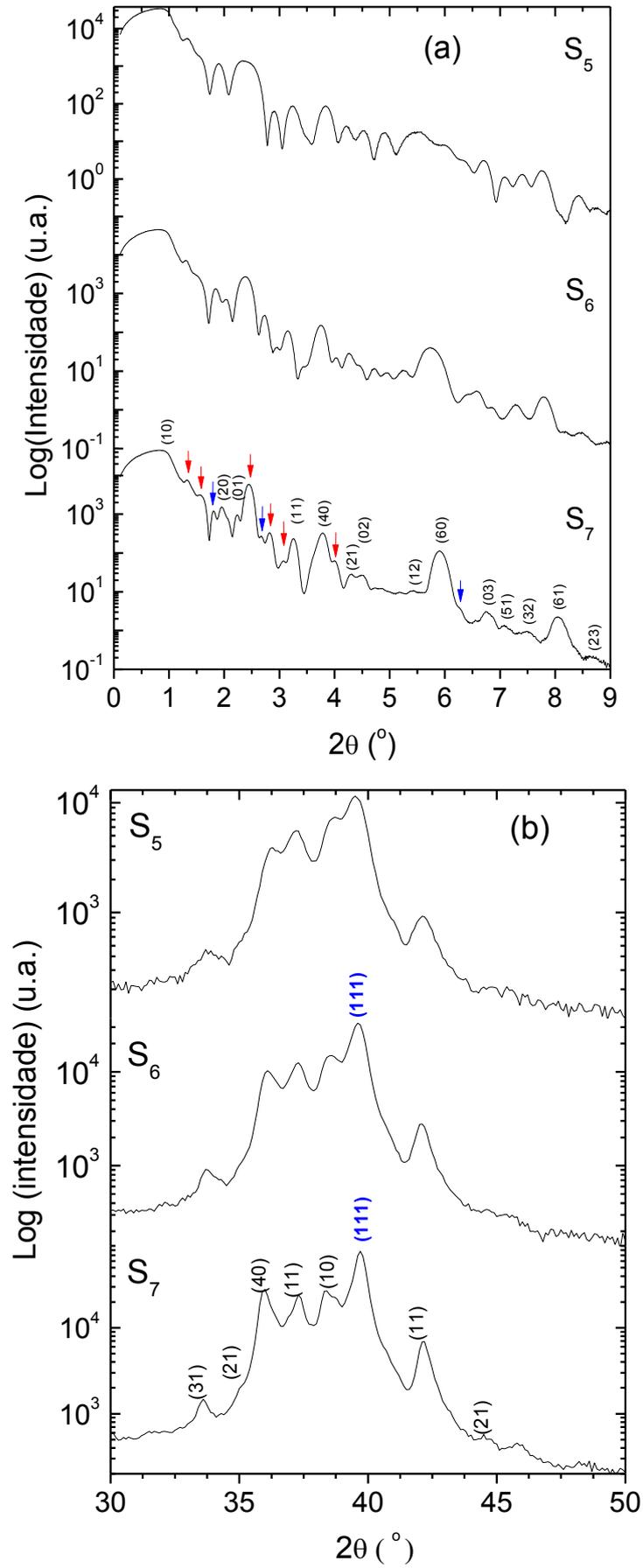


Figura 6. 1. (a) Refletividade e (b) difração de raios-X em função da ordem na sequência de Fibonacci.

Tabela 6. 1. Vetores da rede recíproca da multicamada S₇ medidos por refletividade e difração de raios X.

Refletividade em baixo ângulo			Difração em alto ângulo		
Índice (n,m)	$K_{exp} = \frac{4\pi}{\lambda} \text{sen}(\theta)$	$K_A = \frac{2\pi}{\Delta_A} (n + m\tau)$	Índice (n,p)	$K_{exp} = \frac{4\pi}{\lambda} \text{sen}(\theta)$	$K_A = \frac{2\pi}{\Delta_A} (n\tau^p)$
(10)	0,06148	0,06841	(10)	0,06527	0,06653
(20)	0,13828	0,13683	(11)	0,16137	0,15718
(01)	0,15798	0,15994	(40)	0,25992	0,26614
(11)	0,23043	0,22835	(21)	0,31373	0,31436
(40)	0,268	0,27366	(31)	0,41303	0,47154
(21)	0,30439	0,29677	(13)	0,82317	0,87719
(02)	0,31754	0,31988			
(12)	0,38284	0,38829			
(60)	0,41778	0,41049			
(22)	0,46242	0,45671			
(03)	0,47148	0,4789			
(51)	0,49965	0,50201			
(32)	0,52958	0,52512			
(61)	0,5692	0,57043			

$\Delta_{exp}=91,84 \text{ \AA} \pm 2\%$; $\tau_{exp}=2,3378 \pm 3\%$

Por outro lado, a caracterização em alto ângulo mostra que a distribuição dos picos satélites ao redor do pico principal das multicamadas está governada pela Equação 4.5, ou seja, a distribuição dos picos satélites segue uma progressão geométrica de razão τ (vide Tabela 6.1) [129], [130]. O pico principal indicado nas multicamadas corresponde a uma distância interplanar média de $d_{111}=2,281 \text{ \AA}$. Este resultado mostra claramente que tanto as camadas de Co quanto as de Au crescem orientadas na direção fcc(111). No entanto, o empilhamento das camadas segue uma sequência aperiódica dada pela sequência de Fibonacci.

As Figuras 6.2 (a) e (b) exibem as medidas de magnetização e magnetoresistência obtidas com o campo magnético externo perpendicular a superfície das multicamadas. As medidas da magnetoresistência foram feitas aplicando uma corrente elétrica no plano da amostra.

Os resultados obtidos por medidas de magnetização e magnetoresistência são complementares e mostram diferentes comportamentos dependendo da ordem na sequência de Fibonacci. Na multicamada com S₃, o laço de histerese exhibe que esta medida foi feita no eixo

magnético difícil da amostra, isto é, a multicamada S_3 apresenta um eixo fácil contido no plano dela. Por outro lado, a medida de magnetoresistência exhibe um alto valor da magnetoresistência anisotrópica nesta amostra. Os comportamentos descritos podem ser entendidos a partir do diagrama de empilhamento mostrado na Figura 6.3. Nesta figura, para a multicamada S_3 , as camadas internas de Co estão separadas por uma camada de Au de 6 Å que permite um forte acoplamento de troca entre elas. Este acoplamento orienta a magnetização no plano da amostra. Além disto, um alto nível de rugosidade e/ou descontinuidades na camada espaçadora de Au explicaria o forte efeito da magnetoresistência anisotrópica nesta amostra.

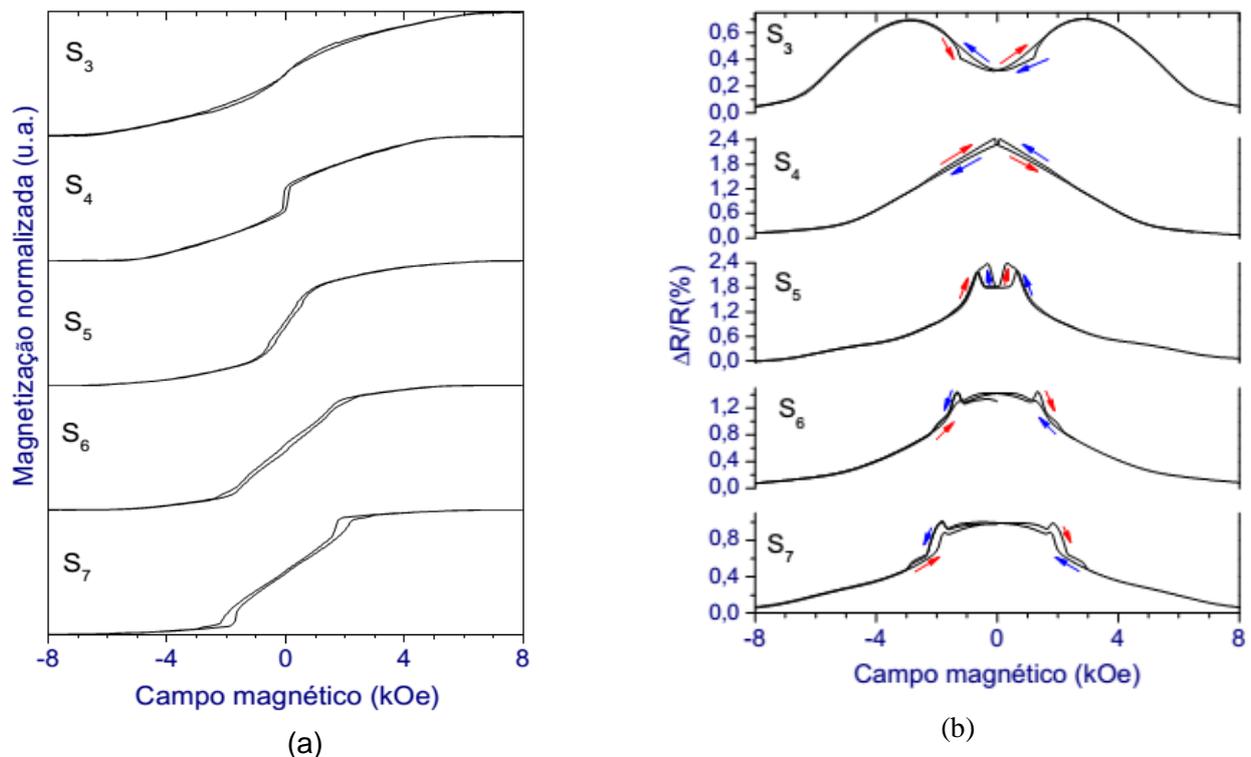


Figura 6. 2. (a) Medidas de magnetização e (b) magnetoresistência normalizadas com relação ao seu valor na saturação. Os valores de magnetoresistência foram medidos aplicando uma corrente elétrica no plano dos filmes. As setas indicam a direção da corrente elétrica.

No caso da multicamada S_4 , as medida de magnetização e magnetoresistência exibem uma competição entre domínios orientados no plano e fora do plano, como foi discutido nas Seções 5.3 e 5.4. Ambas as medidas mostram a existência de duas regiões. Uma primeira região de baixo campo governada pela orientação relativa da magnetização dos domínios com anisotropia perpendicular. Esta região é limitada pelo campo coercivo ($H \leq H_C$), onde acontece o máximo da magnetoresistência [$\frac{\Delta R}{R}(H = 75 \text{ Oe}) = 2,4\%$]. Uma segunda região, $H > 75 \text{ Oe}$, onde foi observada uma dependência linear da magnetização e magnetoresistência com o campo magnético externo. Esta região é governada pelo ângulo (ϕ) (vide Eq. 2.7a) formado entre o campo externo e a magnetização dos domínios orientados no plano da amostra. Nesta região os domínios com orientação perpendicular estão saturadas na direção do campo magnético externo. O diagrama de

empilhamento para a multicamada S_4 , mostrado na Figura 6.3, exibe que o número de camadas com anisotropia perpendicular aumentou nesta amostra. Isto é, neste caso não existe predominância entre domínios com anisotropia no plano ou perpendicular, a diferença do que foi observado na amostra S_3 , na qual os domínios com anisotropia no plano são predominantes.

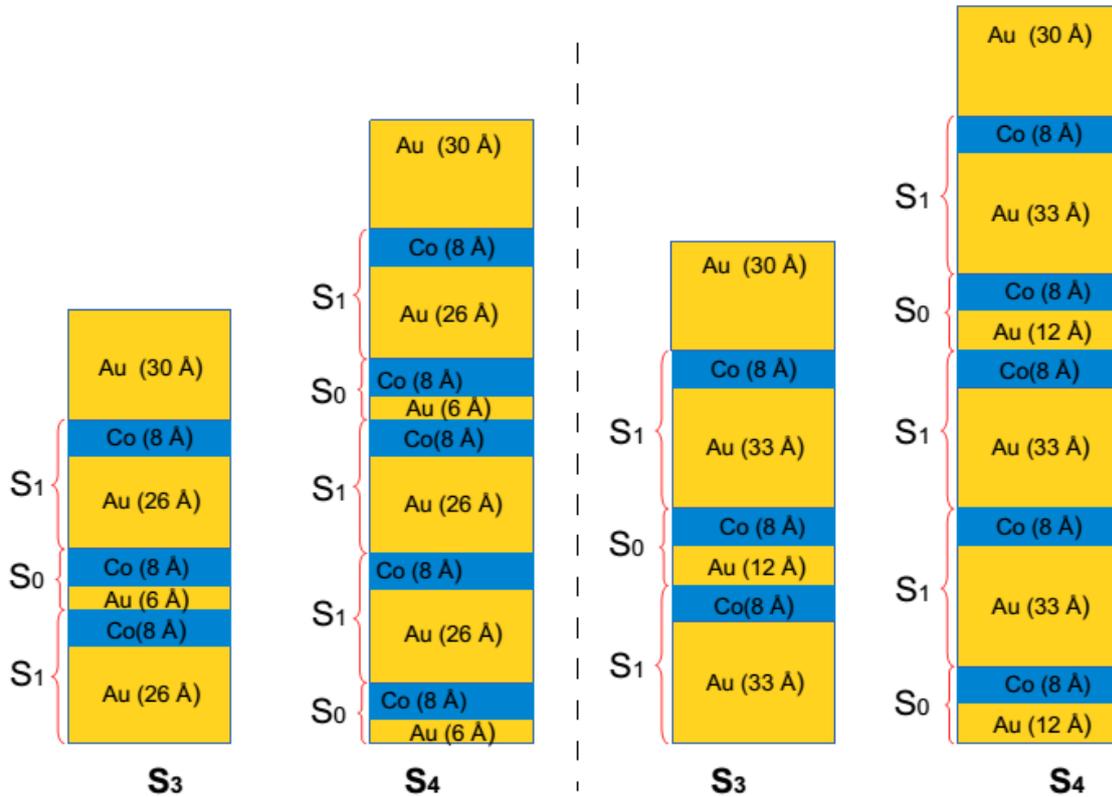
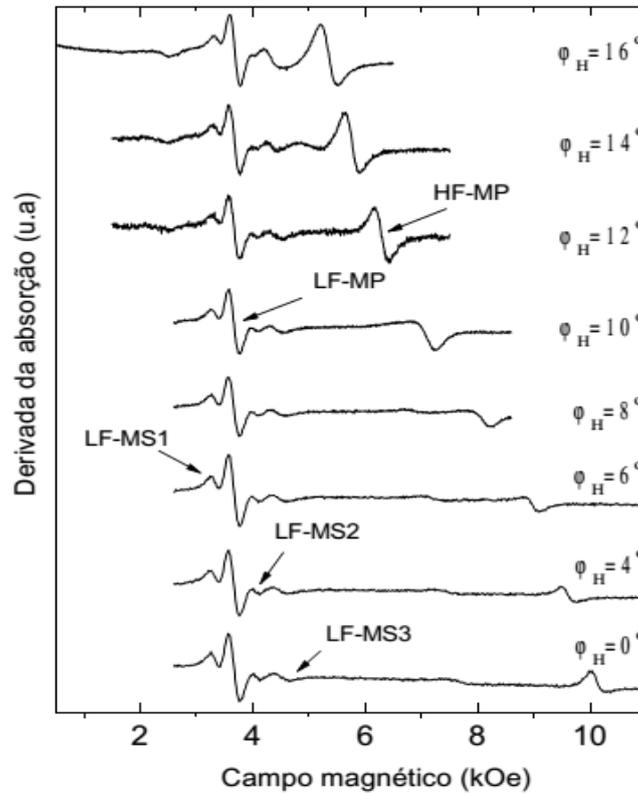
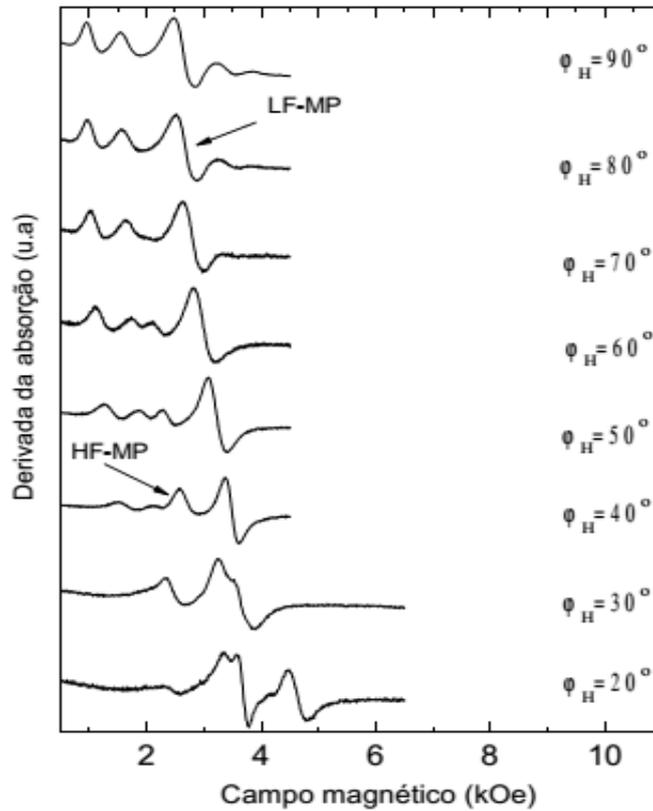


Figura 6. 3. Diagrama esquemático mostrando o empilhamento das multicamadas S_3 , S_4 , das duas famílias de multicamadas aperiódicas estudadas.

No caso das multicamadas associadas aos termos $S_N > S_4$, as medidas de magnetização exibem um eixo fácil orientado perpendicular às camadas. Estas medidas também apresentam um aumento sistemático do campo de nucleação e saturação com o incremento da ordem na sequência aperiódica. Este comportamento estaria associado à formação dos domínios tipo faixa (*stripe domain*), com orientação perpendicular as camadas, devido ao aumento do acoplamento magnetostático entre as camadas magnéticas, como é exibido a partir das curvas de histerese características para este tipo de domínios (vide seções 5.4.2). A existência deste tipo de domínios está delimitada pelo campo de nucleação e caracteriza-se pela dependência quase linear da magnetização com o campo magnético externo. Assim, a reversão do laço de histerese acontece pela nucleação e deslocamento das paredes de domínio produzindo-se um lento processo de reversão da magnetização [108]. Além disto, as medidas de magnetoresistência mostram duas regiões. A primeira é uma região histerética de baixo campo, delimitada pelo campo de saturação ($H < H_S$), onde os máximos da magnetoresistência acontecem no campo de nucleação, $R_{max} = R(H_N)$.



(a)



(b)

Figura 6. 4. Espectros FMR medidos fora do plano da multicamada aperiódica S_7 . (a) Ângulo variando entre $0^\circ \leq \varphi_H \leq 16^\circ$ e (b) ângulo variando entre $20^\circ \leq \varphi_H \leq 90^\circ$.

É importante salientar que nesta região a magnetoresistência atinge um patamar cujo comprimento aumenta com H_N . O ângulo formado pelo campo magnético externo e os domínios orientados no plano das amostras (ϕ) é constante, e as pequenas mudanças nos valores de magnetoresistência são definidas pela orientação relativa entre os momentos magnéticos dos domínios orientados perpendicular ao plano da amostras. A segunda região corresponde a uma região não histerética onde o comportamento da magnetoresistência depende do ângulo ϕ , descrito na Eq.2.7a.

A figura 6.4 exibe os espectros de ressonância ferromagnética da multicamada aperiódica S_7 medidos em função do ângulo ϕ_H formado entre a normal ao filme e a direção do campo magnético externo. A Figura 6.4.a, exibe a coexistência de vários modos; quatro modos em campo baixo, nomeados como LF-MS1, LF-MS2, LF-MS3 e LF-MP onde as três primeiras correspondem a modos secundários de baixa intensidade que rodeiam o modo principal (LF-MP), e um modo em alto campo nomeado (HF-MP). Entretanto, a Figura 6.4.b, exibe principalmente o comportamento dos modos LF-MP e HF-MP. A dependência angular dos campos de ressonância destes modos em função da direção do campo magnético externo é exibida na Figura 6.5.

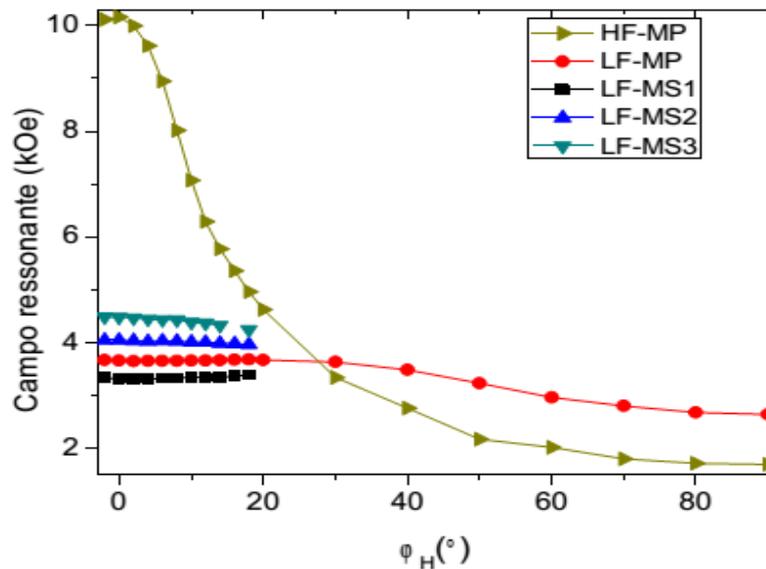


Figura 6. 5. Variação angular fora do plano dos campos de ressonância dos modos identificados na Figura 6.4.

A figura 6.5 mostra que o modo HF-MP apresenta uma forte anisotropia no plano, enquanto que o modo LF-MP apresenta uma pequena anisotropia fora do plano na região $0 < \phi_H < 20^\circ$ e uma anisotropia no plano na configuração paralela ($\phi_H = 90^\circ$). O comportamento deste modo é similar ao que foi apresentado na Figura 5.7, onde se mostra que o ângulo de equilíbrio da magnetização segue quase linearmente a direção do campo magnético externo. Por outro lado, os modos secundários nomeados como LF-MS1, LF-MS2, e LF-MS3 estariam relacionados a modos de ondas de *spin* nesta amostra, similarmente ao que foi mostrado na Figura 5.2.1.b. Está é uma hipótese ainda por confirmar em trabalhos futuros.

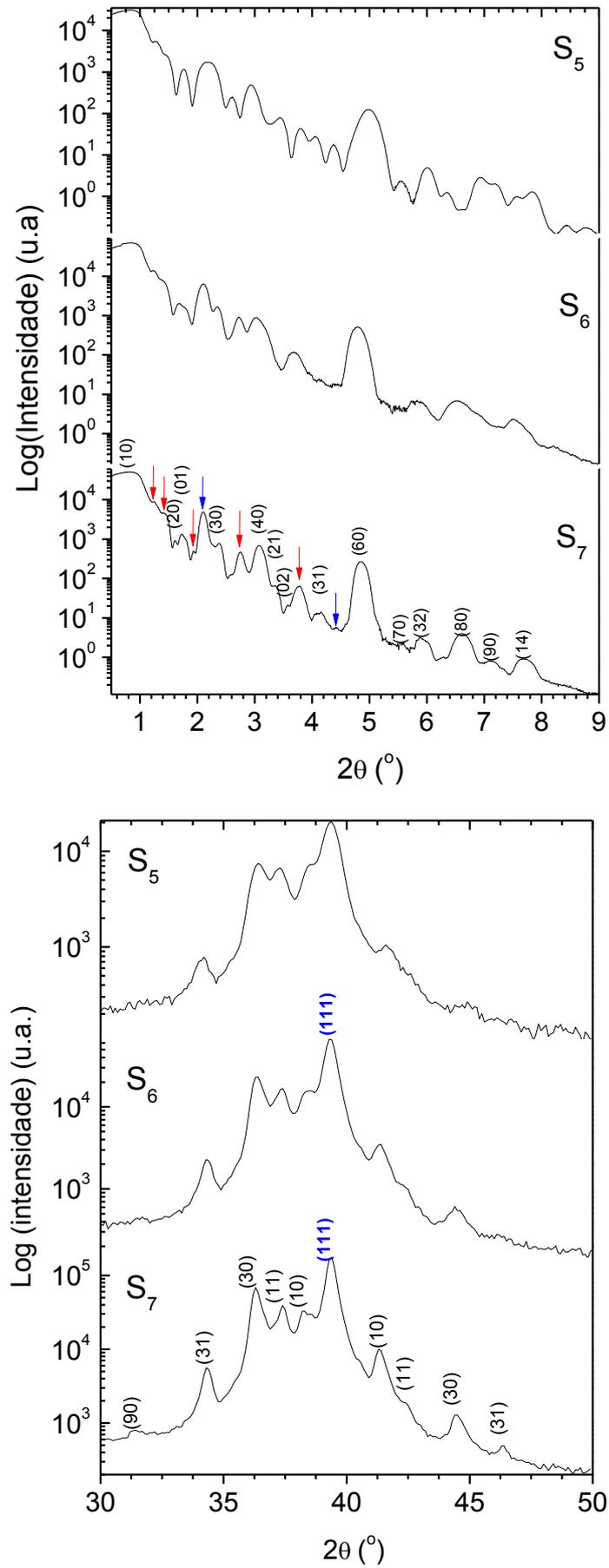


Figura 6.6. (a) Refletividade e (b) difração de raios-X em função da ordem na sequência de Fibonacci.

6.2. Multicamadas aperiódicas acopladas antiferromagneticamente

A figura 6.6 exibe as curvas de refletividade e difração de raios X do segundo grupo de multicamadas aperiódicas estudadas (família II, vide Tabela 4.4). Nesta família os termos básicos de empilhamento foram escolhidos de modo que a interação entre as camadas magnéticas de Co fosse do tipo antiferromagnética, assim: $S_0=[\text{Au}(12 \text{ \AA})/\text{Co}(8 \text{ \AA})]$ e $S_1=[\text{Au}(33 \text{ \AA})/\text{Co}(8 \text{ \AA})]$.

Como no caso da primeira família de multicamadas aperiódicas estudadas estas são mostradas como função da ordem na sequência de Fibonacci. A indexação das curvas de refletividade e difração correspondente a multicamada S_7 é exibida na Tabela 6.2. Similarmente ao caso da primeira família, as relações entre os vetores de onda encontrados experimentalmente indica a natureza aperiódica da rede recíproca. As setas de cor azul correspondem as espessuras dos blocos básicos S_0 e S_1 no entanto, as setas de cor vermelho não foram identificados ainda.

As figuras 6.7 (a) e (b) exibem os resultados das medidas de magnetização e magnetoresistência obtidos com o campo magnético externo perpendicular a superfície das multicamadas. Neste caso, as medidas da magnetoresistência também foram obtidas aplicando uma corrente elétrica no plano da amostra.

Os resultados mostrados na Figura 6.7.(a), exibem um comportamento sistemático em todas as amostras, onde as curvas de magnetização possuem uma forte influência dos domínios com anisotropia perpendicular em função da ordem na sequência de Fibonacci. Observa-se que para um baixo número de camadas o efeito da coexistência de domínios com anisotropias no plano e fora do plano é relevante; no entanto, para um alto número de camadas o efeito do acoplamento magnetostático devido a formação dos domínios tipo faixa é maior. Em todas as amostras o eixo fácil de magnetização orienta-se na direção perpendicular a superfície do filme.

Os resultados das medidas de magnetoresistência exibidos na figura 6.7.(b) são coerentes com as medidas de magnetização. Em todas as amostras os dados de magnetoresistência apresentam duas regiões. Uma região histerética, limitada pelo campo de saturação dos laços de histerese, dependente da orientação relativa dos momentos com anisotropia perpendicular. Uma segunda região não histerética onde a magnetoresistência exibe uma dependência linear. O comportamento da magnetoresistência nesta região em função do ângulo ϕ é dado pela equação 2.7a.

A figura 6.8 exibe os espectros de ressonância ferromagnética da amostra S_7 . Estes espectros foram medidos em função do ângulo φ_H . A Figura 6.8.a, exibe a coexistência de dois modos. Um modo em campo baixo nomeado como MP e um segundo modo em campo alto nomeado como MS. A dependência angular destes modos é exibida na Figura 6.9.

Tabela 6. 2. Vetores da rede recíproca da multicamada S₇. $\Delta_{\text{exp}}=104.63 \pm 2\% \text{ \AA}$; $\tau_{\text{exp}}=2.1133 \pm 2\%$

Refletividade em baixo ângulo			Difração em alto ângulo		
(n, m)	$K_{\text{exp}} = \frac{4\pi}{\lambda} \text{sen}(\theta)$	$K_A = \frac{2\pi}{\Delta_A} (n + m\tau)$	(n, p)	$K_{\text{exp}} = \frac{4\pi}{\lambda} \text{sen}(\theta)$	$K_A = \frac{2\pi}{\Delta_A} (n\tau^p)$
(20)	0.11424	0.11489	(90)	0.53915	0.54045
(01)	0.12236	0.1214	(31)	0.33924	0.37324
(30)	0.16844	0.17234	(30)	0.1834	0.18015
(11)	0.18197	0.17885	(11)	0.13097	0.12441
(40)	0.21801	0.22978	(10)	0.05701	0.06005
(21)	0.23642	0.23629	(10)	-0.07432	0.06005
(02)	0.25246	0.24883	(11)	-0.13173	0.12441
(50)	0.28865	0.28723	(30)	-0.19281	0.18015
(31)	0.29411	0.29374	(31)	-0.33851	0.37324
(60)	0.34327	0.34468	(80)	-0.46259	0.4804
(70)	0.39355	0.40212			
(32)	0.41746	0.41514			
(80)	0.46773	0.45957			
(90)	0.50268	0.51701			

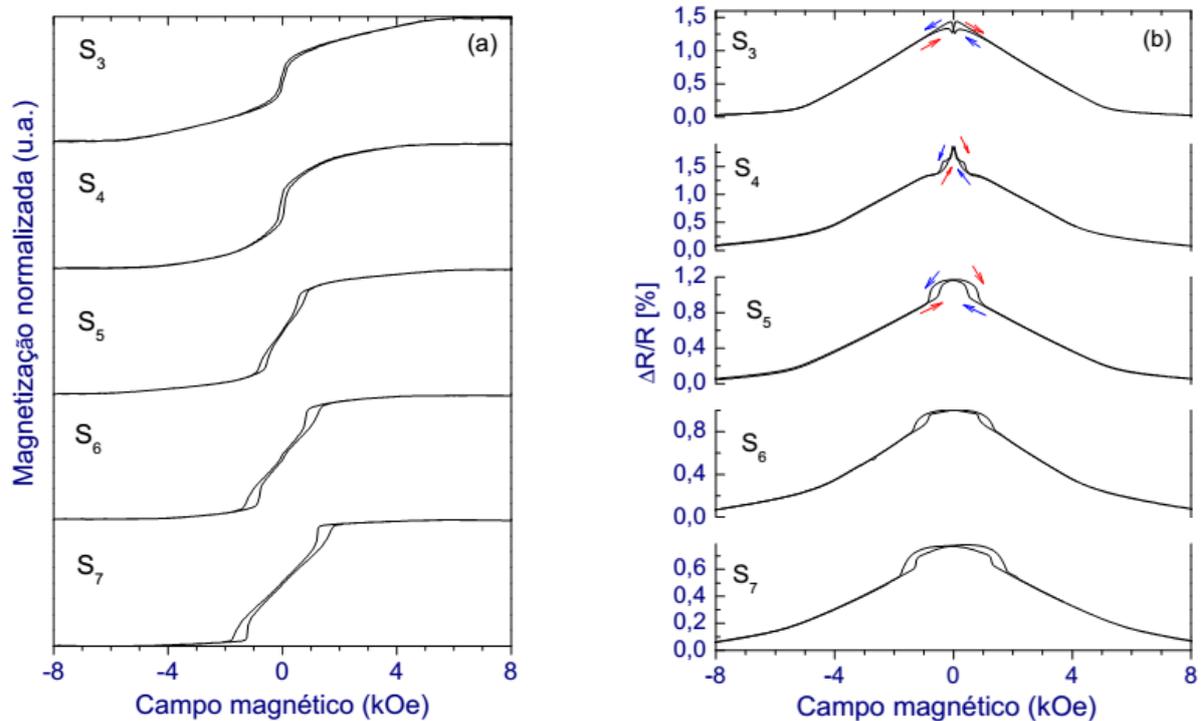
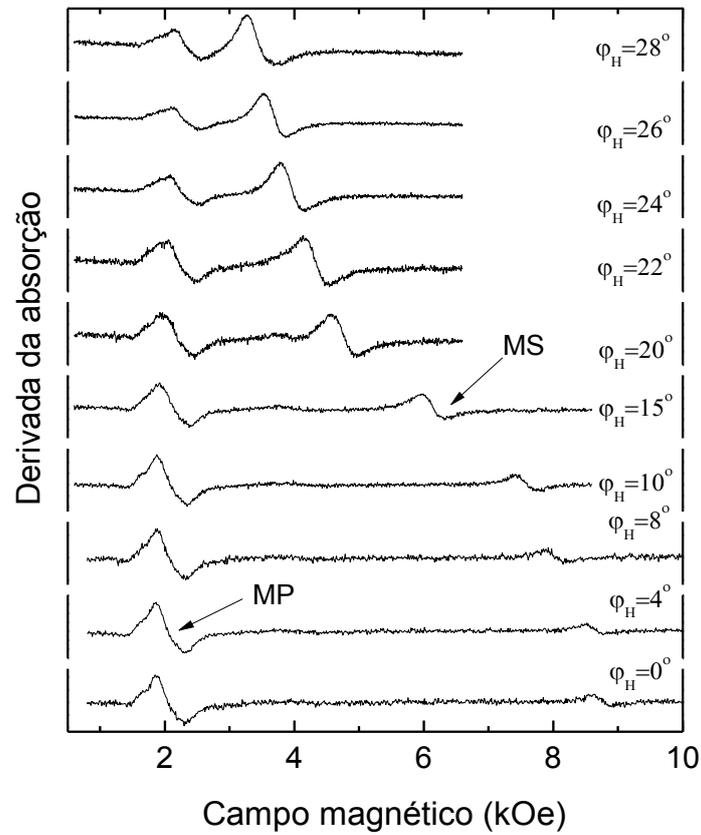
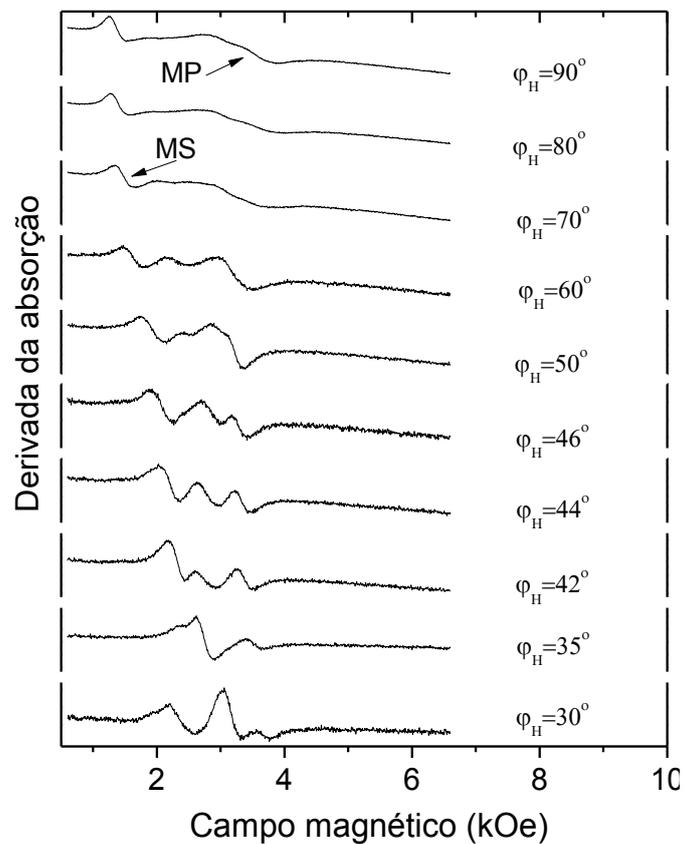


Figura 6. 7. (a) Medidas de magnetização e (b) magnetoresistência normalizadas em relação a seus valores na saturação. As setas indicam a direção da corrente elétrica.



(a)



(b)

Figura 6. 8. Espectros FMR medidos fora do plano da multicamada aperiódica S7 (a) Ângulo variando entre $0^\circ \leq \phi_H \leq 28^\circ$ e (b) ângulo variando entre $30^\circ \leq \phi_H \leq 90^\circ$.

A análise da dependência angular dos modos MP e MS exibida na Figura 6.8 mostra que estes modos apresentam diferentes tipos de anisotropia. O modo MP apresenta uma anisotropia perpendicular a superfície da amostra, enquanto que, o modo MS apresenta uma anisotropia no plano da amostra. Este comportamento é esperado uma vez que as amostras foram crescidas com uma espessura de Co na qual a coexistência de vizinhanças com anisotropias no plano e fora do plano é esperada.

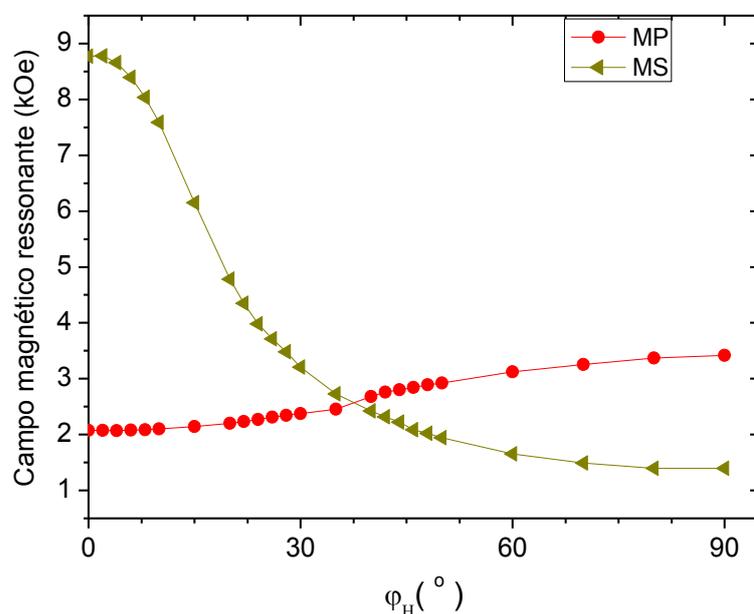


Figura 6. 9. Variação angular fora do plano dos campos de ressonância dos modos identificados na Figura 6.4.

6.3. Conclusões preliminares

Os resultados encontrados mostram que as multicamadas crescidas usando uma regra de empilhamento aperiódica apresentam propriedades diferentes das encontradas em multicamadas crescidas usando uma sequência periódica. A caracterização estrutural exibe um comportamento aperiódico dos vetores da rede recíproca, relacionados por um fator de proporcionalidade dado por $\tau = S_1/S_0$. Além do mais, as propriedades magnéticas estudadas exibem comportamentos diferentes dependendo da espessura dos blocos básicos usados para empilhar as multicamadas aperiódicas. Assim empilhamento com espessuras do S_0 e S_1 que permitam um acoplamento ferromagnético entre as camadas magnéticas apresentam máximos na fronteira da região histerética, nas medidas de magnetoresistência. No entanto, estes não foram observados quando as espessuras permitem um acoplamento antiferromagnético. Estudos teóricos em multicamadas quasiperiódicas de Fe/Cr [32], [33] apresentaram resultados similares, mas neste caso eles reportaram este comportamento como dependente da ordem na sequência de Fibonacci. Uma análise mais profunda das medidas das propriedades magnéticas, assim como uma simulação

dos resultados encontrados ainda estão em andamento.

Embora tenham sido relatados muitos estudos teóricos e experimentais em multicamadas semicondutoras aperiódicas [25]–[27], poucos trabalhos foram feitos em multicamadas metálicas [84], [85], [129]–[131], e em particular em multicamadas metálicas magnéticas [28], [132], [133]. Nesse sentido, os resultados obtidos neste capítulo contribuem para abrir uma nova área de pesquisa na área de filmes magnéticos aperiódicos.

CAPÍTULO 7

CONCLUSÕES

Neste trabalho foram estudadas as propriedades estruturais e magnéticas assim como as propriedades de transporte eletrônico de multicamadas periódicas e aperiódicas Co/Au, crescidas com espessuras da camada de Co na região de transição de reorientação de *spin* (TRS). Os resultados obtidos das diferentes etapas deste estudo mostraram uma forte influência da vizinhança ao redor dos átomos de Co nas propriedades magnéticas e de transporte das multicamadas estudadas.

Na primeira etapa deste trabalho, os resultados obtidos mostraram que as multicamadas $[\text{Co}(t_{\text{Co}})/\text{Au}(20 \text{ \AA})]_{20}$, crescem altamente tensionadas na direção [111] do Au-fcc para baixas espessuras de Co ($t_{\text{Co}} < 10 \text{ \AA}$). Entretanto, para altas espessuras ($t_{\text{Co}} > 12 \text{ \AA}$) acontece uma relaxação estrutural com um crescimento dos planos da superestrutura na direção [100] do Co-hcp. Este comportamento estrutural foi confirmado por medidas magnéticas que revelaram uma transição de um eixo de fácil magnetização, orientado perpendicular a superfície das amostras, a um plano de fácil magnetização contido no plano da multicamada. Foi determinada experimentalmente que esta TRS ocorre para valores de anisotropia na região com $K_2 \leq -\frac{1}{2} K_{1,\text{eff}}$, ($K_{1,\text{eff}} > 0$), na qual é esperada a coexistência de domínios magnéticos com anisotropias no plano e perpendicular ao plano. Este resultado foi confirmado por medidas FMR que revelaram a coexistência de modos de ressonância com diferentes anisotropias. Na multicamada com $[\text{Co}(30 \text{ \AA})\text{Au}(20 \text{ \AA})]_{20}$ foi possível observar a excitação de ondas de *spin* de volume e superfície no intervalo $0^\circ < \varphi_{\text{H}} < 4^\circ$. A análise da ressonância de ondas de *spin* permitiu calcular a constante de anisotropia de troca efetiva da multicamada, obtendo-se um valor próximo à constante de acoplamento de troca para uma monocamada de hcp-Co.

Na segunda etapa deste trabalho, os estudos feitos nas multicamadas $[\text{Co}(8 \text{ \AA})/\text{Au}(6 \text{ \AA})]_{\text{N}}$ mostraram que estas crescem segundo a estrutura hcp(100), apresentando um plano de fácil magnetização contido no plano da amostra. Este resultado permitiu entender a distribuição quase isotrópica do modo principal de ressonância no plano da amostra, observado por medidas de FMR, assim como a excitação dos modos secundários com o aumento do número de camadas. A identificação dos diferentes modos secundários com eixos fáceis em diferentes direções, no plano da amostra, assim como um provável crescimento descontínuo das camadas de Au, permitem explicar a forte influência da magnetoresistência anisotrópica nos dados de MR. Por outro lado, os estudos feitos nas multicamadas $[\text{Co}(8 \text{ \AA})/\text{Au}(33 \text{ \AA})]_{\text{N}}$, mostraram um crescimento texturizado na direção fcc(111), sendo que a rede de Co é expandida em 13%, enquanto a rede de Au experimenta uma compressão de 2% na direção [111]. Além disto, os resultados das medidas

magnéticas mostraram que o aumento do número de camadas está diretamente associado com as mudanças no campo de saturação, nucleação e orientação relativa dos domínios magnéticos coexistentes nas multicamadas. Estas mudanças foram associadas ao aumento do acoplamento magnetostático com o número de camadas de Co. As medidas de magnetização e magnetoresistência junto com as medidas de ressonância ferromagnética permitiram estudar o efeito do campo magnético externo sobre as diferentes vizinhanças de Co, com diferentes anisotropias, coexistentes nas multicamadas. Foram identificadas duas regiões: a primeira é uma região não histerética em altos campos, dependente do ângulo formado entre os domínios magnéticos com anisotropia no plano e o campo magnético externo. Esta região é governada pela rotação coerente dos domínios com anisotropia no plano, pois os domínios com anisotropia perpendicular estão saturados. Por outro lado, a segunda região, que é a região histerética e que ocorre em baixos campos magnéticos, é fortemente dependente do número de camadas. Nesta região ocorre uma competição entre os domínios magnéticos coexistentes com diferentes anisotropias e a interação magnetostática entre as camadas magnéticas, que gera a formação dos domínios tipo faixa com anisotropia perpendicular.

Os resultados obtidos na terceira parte deste trabalho mostraram que as multicamadas crescidas usando uma regra de empilhamento aperiódica apresentam propriedades diferentes das encontradas em multicamadas crescidas usando uma sequência periódica. A caracterização estrutural exibe um comportamento aperiódico dos vetores da rede recíproca relacionados por um fator de proporcionalidade τ . Além disto, as propriedades magnéticas exibem comportamentos diferentes dependentes da espessura dos blocos básicos usados para empilhar as multicamadas aperiódicas. Assim, empilhamento com espessuras S_0 e S_1 que permitam um acoplamento ferromagnético entre as camadas magnéticas apresentam máximos na fronteira da região histerética, na medida de magnetoresistência; no entanto, estes máximos não são observados quando as espessuras dos blocos básicos permitem um acoplamento antiferromagnético. Neste aspecto, experimentos de FMR usando diferentes frequências de micro-ondas poderão contribuir para um melhor entendimento das propriedades magnéticas das estruturas aperiódicas e sua análise teórica.

Referências Bibliográficas

- [1] J. M. D. Coey, *Magnetism and Magnetic Materials*. CAMBRIDGE UNIVERSITY PRESS, 2010, p. 633.
- [2] T. Shinjo, Ed., *Nanomagnetism and spintronics*. Elsevier B.V., 2009.
- [3] C. Chappert, A. Fert, and F. N. Van Dau, "The emergence of spin electronics in data storage.," *Nat. Mater.*, vol. 6, no. 11, pp. 813–23, Nov. 2007.
- [4] R. Sbiaa, H. Meng, and S. N. Piramanayagam, "Materials with perpendicular magnetic anisotropy for magnetic random access memory pss Review @ RRL," *Phys. Status Solidi RRR*, vol. 419, no. 12, pp. 413–419, 2011.
- [5] C. H. Marrows and B. J. Hickey, "New directions in spintronics.," *Philos. Trans. A. Math. Phys. Eng. Sci.*, vol. 369, no. 1948, pp. 3027–36, Aug. 2011.
- [6] J. Pelegrí Sebastiá, J. Alberola Lluch, and J. R. Lajara Vizcaíno, "Signal conditioning for GMR magnetic sensors," *Sensors Actuators A Phys.*, vol. 137, no. 2, pp. 230–235, Jul. 2007.
- [7] R. Weiss, R. Mattheis, and G. Reiss, "Advanced giant magnetoresistance technology for measurement applications," *Meas. Sci. Technol.*, vol. 24, no. 8, p. 082001, Aug. 2013.
- [8] O. Posth, C. Hassel, M. Spasova, G. Dumpich, J. Lindner, and S. Mangin, "Influence of growth parameters on the perpendicular magnetic anisotropy of [Co/Ni] multilayers and its temperature dependence," *J. Appl. Phys.*, vol. 106, no. 2, p. 023919, 2009.
- [9] M. Ohtake, O. Yabuhara, J. Higuchi, and M. Futamoto, "Preparation and characterization of Co single-crystal thin films with hcp, fcc and bcc structures," *J. Appl. Phys.*, vol. 109, no. 7, p. 07C105, 2011.
- [10] C. Chappert and P. Bruno, "Magnetic anisotropy in metallic ultrathin films and related experiments on cobalt films (invited)," *J. Appl. Phys.*, vol. 64, no. 10, p. 5736, 1988.
- [11] Z. Liu, F. Zhang, H. Chen, B. Xu, D. Yu, J. He, and Y. Tian, "Antiferromagnetic interlayer coupling in Pt/Co multilayers with perpendicular anisotropy," *Phys. Rev. B*, vol. 79, no. 2, p. 024427, Jan. 2009.
- [12] H. J. G. Draaisma and W. J. M. de Jonge, "Magnetization curves of Pd/Co multilayers with perpendicular anisotropy," *J. Appl. Phys.*, vol. 62, no. 8, p. 3318, 1987.
- [13] K.-W. Moon, J.-C. Lee, S.-B. Choe, and K.-H. Shin, "Determination of perpendicular magnetic anisotropy in ultrathin ferromagnetic films by extraordinary Hall voltage measurement.," *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 80, no. 11, p. 113904, Nov. 2009.
- [14] R. Sbiaa, H. Meng, and S. N. Piramanayagam, "Materials with perpendicular magnetic anisotropy for magnetic random access memory," *Phys. status solidi - Rapid Res. Lett.*, vol. 5, no. 12, pp. 413–419, Dec. 2011.
- [15] P. Bruno, "Magnetic surface anisotropy of cobalt and surface roughness effects within Neel's model," *J. Phys. F Met. Phys.*, vol. 18, no. 6, pp. 1291–1298, Jun. 1988.

-
- [16] M. T. Johnson, P. J. H. Bloemen, F. J. A. den Broeder, and J. J. de Vries, "Magnetic anisotropy in metallic multilayers," *Reports Prog. Phys.*, vol. 59, no. 11, pp. 1409–1458, Nov. 1996.
- [17] F. J. A. den Broeder, W. Hoving, and P. J. H. Bloemen, "Magnetic anisotropy of multilayers," *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 93, pp. 562–570, Feb. 1991.
- [18] P. Chubing, D. Daosheng, and F. Ruiyi, "Magnetic anisotropy and interlayer exchange coupling of evaporated Au/Co multilayers," *Phys. Rev. B*, vol. 46, no. 18, pp. 12022–12025, Nov. 1992.
- [19] V. Grolier, D. Renard, B. Bartenlian, P. Beauvillain, C. Chappert, C. Dupas, J. Ferré, M. Galtier, E. Kolb, M. Mulloy, J. Renard, and P. Veillet, "Unambiguous evidence of oscillatory magnetic coupling between Co layers in ultrahigh vacuum grown Co/Au(111)/Co trilayers," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 71, no. 18, pp. 3023–3026, Nov. 1993.
- [20] M. Tekielak, R. Gieniusz, M. Kisielewski, P. Mazalski, a. Maziewski, V. Zablotskii, F. Stobiecki, B. Szymański, and R. Schäfer, "The effect of magnetostatic coupling on spin configurations in ultrathin multilayers," *J. Appl. Phys.*, vol. 110, no. 4, p. 043924, 2011.
- [21] P. Bruno and C. Chappert, "Oscillatory coupling between ferromagnetic layers separated by a nonmagnetic metal spacer.," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 67, no. 12, pp. 1602–1605, Sep. 1991.
- [22] P. Bruno and C. Chappert, "Ruderman-Kittel theory of oscillatory interlayer exchange coupling," *Phys. Rev. B*, vol. 46, no. 1, pp. 261–270, Jul. 1992.
- [23] H. Stillrich, C. Menk, R. Frömter, and H. P. Oepen, "Magnetic anisotropy and the cone state in Co/Pt multilayer films," *J. Appl. Phys.*, vol. 105, no. 7, p. 07C308, 2009.
- [24] B. Miao, Y. Millev, L. Sun, B. You, W. Zhang, and H. Ding, "Thickness-driven spin reorientation transition in ultrathin films," *Sci. China Physics, Mech. Astron.*, vol. 56, no. 1, pp. 70–84, Dec. 2012.
- [25] E. Maciá, "The role of aperiodic order in science and technology," *Reports Prog. Phys.*, vol. 69, no. 2, pp. 397–441, Feb. 2006.
- [26] E. Maciá, "Exploiting aperiodic designs in nanophotonic devices.," *Rep. Prog. Phys.*, vol. 75, no. 3, p. 036502, Mar. 2012.
- [27] E. Maciá, *Aperiodic structures in condensed matter. Fundamental and applications*. Taylor & Francis Group, 2009.
- [28] E. L. Albuquerque and M. G. Cottam, "Theory of elementary excitations in quasiperiodic structures," *Phys. Rep.*, vol. 376, no. 4–5, pp. 225–337, Mar. 2003.
- [29] Y. C. Tao, "Large increase in perpendicular giant magnetoresistance of quasiperiodic magnetic multilayers," *EPL (Europhysics Lett.)*, vol. 90, no. 2, p. 27005, Apr. 2010.
- [30] C. Bezerra, J. de Araújo, C. Chesman, and E. Albuquerque, "Self-similar magnetoresistance of Fibonacci ultrathin magnetic films," *Phys. Rev. B*, vol. 60, no. 13, pp. 9264–9267, Oct. 1999.
- [31] C. G. Bezerra and M. G. Cottam, "Magnetization in quasiperiodic magnetic multilayers with biquadratic exchange and uniaxial anisotropy," *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 240, no. 1–3, pp. 529–531, Feb. 2002.

-
- [32] L. D. Machado, C. G. Bezerra, M. a. Correa, C. Chesman, J. E. Pearson, and a. Hoffmann, "Static and dynamic properties of Fibonacci multilayers," *J. Appl. Phys.*, vol. 113, no. 17, p. 17C102, 2013.
- [33] L. D. Machado, C. G. Bezerra, M. a. Correa, C. Chesman, J. E. Pearson, and a. Hoffmann, "Anomalous magnetoresistance in Fibonacci multilayers," *Phys. Rev. B*, vol. 85, no. 22, p. 224416, Jun. 2012.
- [34] C. Kittel, *Solid-state physics*. Jhon Wiley&Sons, 2005.
- [35] L. Neel, "L'approche à la saturation de la magnétostriction," *J. Phys. le Radium*, vol. 15, no. 5, pp. 376–378, 1954.
- [36] P. Bruno, "Dipolar magnetic surface anisotropy in ferromagnetic thin films with interfacial roughness," *J. Appl. Phys.*, vol. 64, no. 6, p. 3153, 1988.
- [37] S. Chikazumi, *Physics of Ferromagnetism*. Oxford University Press, 2009.
- [38] B. D. CULLITY, *Introduction to magnetic materials*, 2nd editio. Jhon Wiley & Son, 2009.
- [39] F. Huang, M. Kief, G. Mankey, and R. Willis, "Magnetism in the few-monolayers limit: A surface magneto-optic Kerr-effect study of the magnetic behavior of ultrathin films of Co, Ni, and Co-Ni alloys on Cu(100) and Cu(111)," *Phys. Rev. B*, vol. 49, no. 6, pp. 3962–3971, Feb. 1994.
- [40] A. P. . Guimarães, *Magnetism and magnetic resonance in solids*. Canada: Wiley-Interscience Publication, 1998.
- [41] C. Chappert, K. Dang, P. Beauvillain, H. Hurdequint, and D. Renard, "Ferromagnetic resonance studies of very thin cobalt films on a gold substrate," *Phys. Rev. B*, vol. 34, no. 5, pp. 3192–3197, Sep. 1986.
- [42] N. F. Mott, "The Electrical Conductivity of Transition Metals," *Proc. R. Soc. A Math. Phys. Eng. Sci.*, vol. 153, no. 880, pp. 699–717, Feb. 1936.
- [43] J. Smit, "Magnetoresistance of ferromagnetic metals and alloys at low temperatures," *Physica*, vol. 17, no. 6, pp. 612–627, Jun. 1951.
- [44] H. Jaeger, D. Haviland, B. Orr, and A. Goldman, "Onset of superconductivity in ultrathin granular metal films," *Phys. Rev. B*, vol. 40, no. 1, pp. 182–196, Jul. 1989.
- [45] T. McGuire and R. Potter, "Anisotropic magnetoresistance in ferromagnetic 3d alloys," *IEEE Trans. Magn.*, vol. 11, no. 4, pp. 1018–1038, Jul. 1975.
- [46] P. Grünberg, R. Schreiber, and Y. Pang, "Layered Magnetic Structures: Evidence for Antiferromagnetic Coupling of Fe Layers across Cr Interlayers," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 57, no. 19, pp. 2442–2445, Nov. 1986.
- [47] M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. N. Van Dau, and F. Petroff, "Giant Magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr Magnetic Superlattices," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 61, no. 21, pp. 2472–2475, Nov. 1988.
- [48] S. S. P. Parkin, N. More, and K. P. Roche, "Oscillations in exchange coupling and magnetoresistance in metallic superlattice structures: Co/Ru, Co/Cr, and Fe/Cr," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 64, no. 19, pp. 2304–2307, May 1990.

-
- [49] N. F. Mott, "The Resistance and Thermoelectric Properties of the Transition Metals," *Proc. R. Soc. A Math. Phys. Eng. Sci.*, vol. 156, no. 888, pp. 368–382, Aug. 1936.
- [50] M. Ziese, Ed., *Spin electronics*. Springer Berlin Heidelberg, 2001.
- [51] Mills-Bland, Ed., *Nanomagnetism*, vol. 8, no. 6. Elsevier Inc., 2008.
- [52] J.-P. Renard, P. Bruno, R. Mégy, B. Bartenlian, P. Beauvillain, C. Chappert, C. Dupas, E. Kolb, M. Mulloy, J. Prieur, P. Veillet, and E. Vélú, "Inverse giant magnetoresistance (invited)," *J. Appl. Phys.*, vol. 79, no. 8, p. 5270, 1996.
- [53] C. Vouille, A. Barthélémy, F. Elokani Mpondo, A. Fert, P. Schroeder, S. Hsu, A. Reilly, and R. Loloee, "Microscopic mechanisms of giant magnetoresistance," *Phys. Rev. B*, vol. 60, no. 9, pp. 6710–6722, Sep. 1999.
- [54] C. Vouille, A. Fert, A. Barthélémy, S. Y. Hsu, R. Loloee, and P. A. Schroeder, "Inverse CPP-GMR in (A/Cu/Co/Cu) multilayers (A=NiCr, FeCr, FeV) and discussion of the spin asymmetry induced by impurities," *J. Appl. Phys.*, vol. 81, no. 8, p. 4573, 1997.
- [55] J. A. Weil and J. R. Bolton, *Electron Paramagnetic Resonance*. Hoboken, NJ, USA: John Wiley & Sons, Inc., 2006.
- [56] G. A. Gurevich, A. G. Melkov, *Magnetization Oscillations and Waves*. CRC Press, 1996, p. 456.
- [57] O. Yalçın, *Ferromagnetic Resonance - Theory and Applications*. InTech, 2013, p. 248.
- [58] J. Quispe-Marcatoma, C. Rojas-Ayala, C. V. Landauero, M. A. Sousa, F. Pelegrini, M. Taquire, V. A. P. Rodriguez, and E. M. Baggio-Saitovitch, "Nanostructuring of i-Al₆₄Cu₂₃Fe₁₃ quasicrystals produced by arc-furnace," *Hyperfine Interact.*, vol. 203, no. 1–3, pp. 1–8, Aug. 2011.
- [59] C. Kittel, "On the Theory of Ferromagnetic Resonance Absorption," *Phys. Rev.*, vol. 73, no. 2, pp. 155–161, Jan. 1948.
- [60] D. Polder, "On the Quantum Theory of Ferromagnetic Resonance," *Phys. Rev.*, vol. 73, no. 9, pp. 1116–1116, May 1948.
- [61] C. Kittel, "On the Gyromagnetic Ratio and Spectroscopic Splitting Factor of Ferromagnetic Substances," *Phys. Rev.*, vol. 76, no. 6, pp. 743–748, Sep. 1949.
- [62] M. Farle, "Ferromagnetic resonance of ultrathin metallic layers," *Reports Prog. Phys.*, vol. 61, no. 7, pp. 755–826, Jul. 1998.
- [63] H. Smit, J. Beljers, "Ferromagnetic resonance absorption in BaFe₁₂O₁₉, a highly anisotropic crystal," *Philips Res. Rep.*, vol. 10, pp. 113–130, 1955.
- [64] J. Lindner and K. Baberschke, "Ferromagnetic resonance in coupled ultrathin films," *J. Phys. Condens. Matter*, vol. 15, no. 5, pp. S465–S478, Feb. 2003.
- [65] J. Dubowik and F. Stobiecki, "Anisotropy Distribution in NiFe / Au / Co / Au Multilayers," *Acta Phys. Pol. A*, vol. 115, no. 1, pp. 315–318, 2009.

-
- [66] K. Lenz, E. Kosubek, T. Toli ski, J. Lindner, and K. Baberschke, "In situ ferromagnetic resonance in coupled ultrathin trilayers with perpendicularly oriented easy axes," *J. Phys. Condens. Matter*, vol. 15, no. 43, pp. 7175–7183, Nov. 2003.
- [67] Y. Millev and J. Kirschner, "Reorientation transitions in ultrathin ferromagnetic films by thickness- and temperature-driven anisotropy flows.," *Phys. Rev. B. Condens. Matter*, vol. 54, no. 6, pp. 4137–4145, Aug. 1996.
- [68] H. P. Oepen, M. Speckmann, Y. Millev, and J. Kirschner, "Unified approach to thickness-driven magnetic reorientation transitions," *Phys. Rev. B*, vol. 55, no. 5, pp. 2752–2755, Feb. 1997.
- [69] E. Vedmedenko, H. Oepen, and J. Kirschner, "Microstructure of the spin reorientation transition in second-order approximation of magnetic anisotropy," *Phys. Rev. B*, vol. 66, no. 21, p. 214401, Dec. 2002.
- [70] C. Kittel, "Excitation of Spin Waves in a Ferromagnet by a Uniform rf Field," *Phys. Rev.*, vol. 110, no. 6, pp. 1295–1297, Jun. 1958.
- [71] M. Seavey and P. Tannenwald, "Direct Observation of Spin-Wave Resonance," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 1, no. 5, pp. 168–169, Sep. 1958.
- [72] S. M. Rezende, "Ressonância Ferromagnética e Ondas de Spin," 1999.
- [73] H. Puzskarski, "Theory of surface states in spin wave resonance," *Prog. Surf. Sci.*, vol. 9, no. 5–6, pp. 191–247, Jan. 1979.
- [74] G. Suran, M. Rivoire, and J. C. S. Levy, "Excitation of standing spin wave modes in amorphous soft ferromagnetic films: the effect of the random local anisotropy," *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 123, no. 1–2, pp. 52–66, May 1993.
- [75] L. J. Maksymowicz and D. Sendorek, "Surface modes in magnetic thin amorphous films of GdCoMo alloys," *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 37, no. 2, pp. 177–188, Jun. 1983.
- [76] M. Ohring, *Materials Science of thin films*. Academic Press, 2001.
- [77] L. Eckertová, *Physics of Thin Films*. Boston, MA: Springer US, 1977.
- [78] A. Mello, "Instrumentação para produção e caracterização de filmes finos nanoestruturados," Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, 2002.
- [79] V. P. Nascimento, "Estudo das Interfaces nas multicamadas NiFe/FeMn/ NiFe," Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, 2005.
- [80] E. Fullerton, I. Schuller, H. Vanderstraeten, and Y. Bruynseraede, "Structural refinement of superlattices from x-ray diffraction," *Phys. Rev. B*, vol. 45, no. 16, pp. 9292–9310, Apr. 1992.
- [81] B. D. Cullity, *Elements of X-ray diffraction*. Addison-Wesley Publishing, 2001.
- [82] D. Levine and P. Steinhardt, "Quasicrystals: A New Class of Ordered Structures," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 53, no. 26, pp. 2477–2480, Dec. 1984.
- [83] R. Merlin, K. Bajema, R. Clarke, F. Juang, and P. Bhattacharya, "Quasiperiodic GaAs-AlAs Heterostructures," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 55, no. 17, pp. 1768–1770, Oct. 1985.

-
- [84] J. Birch, M. Severin, U. Wahlström, Y. Yamamoto, G. Radnoczi, R. Riklund, J.-E. Sundgren, and L. Wallenberg, "Structural characterization of precious-mean quasiperiodic Mo/V single-crystal superlattices grown by dual-target magnetron sputtering," *Phys. Rev. B*, vol. 41, no. 15, pp. 10398–10407, May 1990.
- [85] R. W. Peng, A. Hu, and S. S. Jiang, "Study on quasiperiodic Ta/Al multilayer films by x-ray diffraction," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 59, no. 20, p. 2512, 1991.
- [86] J. Ehlers, K. Hepp, E. Board, R. Beig, W. Domcke, U. Frisch, W. Hillebrandt, and R. L. Jaffe, *X-ray and Neutron Reflectivity*, vol. 770. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2009.
- [87] L. Parratt, "Surface Studies of Solids by Total Reflection of X-Rays," *Phys. Rev.*, vol. 95, no. 2, pp. 359–369, Jul. 1954.
- [88] X. Ming, Y. Tao, Y. Wen-xue, Y. Ning, L. Cui-xiu, M. Zhen-hong, L. Wu-yan, and T. Kun, "Accurate determination of film thickness by low-angle X-ray reflection," *Chinese Phys.*, vol. 9, no. 11, pp. 833–836, Nov. 2000.
- [89] M. Sugawara, M. Kondo, S. Yamazaki, and K. Nakajima, "Exact determination of superlattice structures by small-angle x-ray diffraction method," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 52, no. 9, p. 742, 1988.
- [90] M. Björck and G. Andersson, "GenX: an extensible X-ray reflectivity refinement program utilizing differential evolution," *J. Appl. Crystallogr.*, vol. 40, no. 6, pp. 1174–1178, Nov. 2007.
- [91] S. Foner, "Versatile and Sensitive Vibrating-Sample Magnetometer," *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 30, no. 7, p. 548, 1959.
- [92] M. A. De Sousa, "Estudo do fenômeno de exchange bias em bicamadas NiFe/IrMn e tricamadas NiFe/IrMn/Co," Universidade Federal de Goiás, 2013.
- [93] I. L. Castro, "Fenômenos de Exchange Bias e Exchange Spring em Tricamadas NiFe/IrMn/Co: A Influência da Textura Cristalográfica da camada IrMn," Universidade Federal do Espírito Santo, 2013.
- [94] W. . Rodríguez, "Anisotropia magnética e acoplamento de troca em multicamadas de metais de transição," Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, 2007.
- [95] F. den Broeder, D. Kuiper, A. van de Mosselaer, and W. Hoving, "Perpendicular Magnetic Anisotropy of Co-Au Multilayers Induced by Interface Sharpening," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 60, no. 26, pp. 2769–2772, Jun. 1988.
- [96] T. Kehagias, P. Komninou, C. Christides, G. Nouet, S. Stavroyiannis, and T. Karakostas, "Growth of fcc Co in sputter-deposited Co/Au multilayers with (111) texture," *J. Cryst. Growth*, vol. 208, no. 1–4, pp. 401–408, Jan. 2000.
- [97] F. Albertini, G. Carlotti, F. Casoli, G. Gubbiotti, H. Koo, and R. D. Gomez, "Magnetic properties of perpendicularly magnetized Co/Au multilayers," *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 240, no. 1–3, pp. 526–528, Feb. 2002.
- [98] S. Stavroyiannis, "Structural and elastic properties of magnetron-sputtered fcc-Co/Au(111) multilayers as a function of Au layer thickness," *Mater. Sci. Eng. B*, vol. 95, no. 3, pp. 195–201, Sep. 2002.

-
- [99] M. Tekielak, P. Mazalski, A. Maziewski, R. Schafer, J. McCord, B. Szymanski, M. Urbaniak, and F. Stobiecki, "Creation of out-of-plane magnetization ordering by increasing the repetitions number N in $(\text{Co}/\text{Au})N$ multilayers," *IEEE Trans. Magn.*, vol. 44, no. 11, pp. 2850–2853, Nov. 2008.
- [100] G. Gubbiotti, G. Carlotti, F. Albertini, F. Casoli, E. Bontempi, L. E. Depero, P. Mengucci, a. Di Cristoforo, H. Koo, and R. D. Gomez, "Dependence of the perpendicular anisotropy in Co/Au multilayers on the number of repetitions," *J. Appl. Phys.*, vol. 93, no. 10, p. 7241, 2003.
- [101] M. Matczak, P. Kuświk, B. Szymański, M. Urbaniak, M. Schmidt, J. Aleksiejew, F. Stobiecki, and a. Ehresmann, "Co/Au multilayers with graded magnetic anisotropy for magnetic field sensing," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 100, no. 16, p. 162402, 2012.
- [102] L. Wu, N. Nakayama, and T. Shinjo, "Structural and magnetic properties of $\text{Co}/\text{Au}(001)$ superlattices," *J. Phys. D. Appl. Phys.*, vol. 28, no. 5, pp. 825–830, May 1995.
- [103] L. Wu, K. Shintaku, T. Shinjo, and N. Nakayama, "Preparation and structural characterization of $\text{Co}/\text{Au}(001)$ superlattices," *J. Phys. Condens. Matter*, vol. 5, no. 36, pp. 6515–6524, Sep. 1993.
- [104] D. Weller, J. Stöhr, R. Nakajima, A. Carl, M. Samant, C. Chappert, R. Mégy, P. Beauvillain, P. Veillet, and G. Held, "Microscopic Origin of Magnetic Anisotropy in $\text{Au}/\text{Co}/\text{Au}$ Probed with X-Ray Magnetic Circular Dichroism," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 75, no. 20, pp. 3752–3755, Nov. 1995.
- [105] L. Thomas, M. Samant, and S. Parkin, "Domain-wall induced coupling between ferromagnetic layers," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 84, no. 8, pp. 1816–9, Feb. 2000.
- [106] M. Bazarnik, J. Dabrowski, and R. Czajka, "MFM Investigations of $[\text{NiFe} / \text{Au} / \text{Co} / \text{Au}] N$ Multilayers," *Acta Phys. Pol. A*, vol. 115, no. 1, pp. 220–222, 2009.
- [107] A. Bellec, S. Rohart, M. Labrune, J. Miltat, and A. Thiaville, "Domain wall structure in magnetic bilayers with perpendicular anisotropy," *EPL (Europhysics Lett.)*, vol. 91, no. 1, p. 17009, Jul. 2010.
- [108] O. Hellwig, G. P. Denbeaux, J. B. Kortright, and E. E. Fullerton, "X-ray studies of aligned magnetic stripe domains in perpendicular multilayers," *Phys. B Condens. Matter*, vol. 336, no. 1–2, pp. 136–144, Aug. 2003.
- [109] G. Rado, "Theory of ferromagnetic resonance and static magnetization in ultrathin crystals," *Phys. Rev. B*, vol. 26, no. 1, pp. 295–304, Jul. 1982.
- [110] U. Gradmann, "Magnetic surface anisotropies," *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 54–57, pp. 733–736, Feb. 1986.
- [111] P. J. H. Bloemen, W. J. M. de Jonge, and F. J. a. den Broeder, "The temperature dependence of the magnetization of magnetic multilayers," *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 93, pp. 105–108, Feb. 1991.
- [112] Y. Millev, H. Oepen, and J. Kirschner, "Influence of external field on spin reorientation transitions in uniaxial ferromagnets. I. General analysis for bulk and thin-film systems," *Phys. Rev. B*, vol. 57, no. 10, pp. 5837–5847, Mar. 1998.
- [113] H. P. Oepen, Y. T. Millev, and J. Kirschner, "The reorientation transition in $\text{Co}/\text{Au}(111)$," *J. Appl. Phys.*, vol. 81, no. 8, p. 5044, 1997.

-
- [114] R. Frömter, H. Stillrich, C. Menk, and H. Oepen, "Imaging the Cone State of the Spin Reorientation Transition," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 100, no. 20, p. 207202, May 2008.
- [115] J. Quispe-Marcatoma, B. Pandey, W. Alayo, M. a. de Sousa, F. Pelegrini, and E. B. Saitovitch, "Preferential orientation of magnetization and interfacial disorder in Co/Au multilayers," *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 344, pp. 176–181, Oct. 2013.
- [116] F. Schreiber and Z. Frait, "Spin-wave resonance in high-conductivity films: The Fe-Co alloy system," *Phys. Rev. B*, vol. 54, no. 9, pp. 6473–6480, Sep. 1996.
- [117] S. Honda, T. Fujimoto, and M. Nawate, "Giant magnetoresistance of perpendicular magnetic Co/Au multilayers," *J. Appl. Phys.*, vol. 80, no. 9, p. 5175, 1996.
- [118] S. Stavroyiannis, "Structural and Elastic Properties of Magnetron-Sputtered fcc-Co/Au(111) Magnetic Multilayers Exhibiting Oscillatory Giant Magnetoresistance Effect," *Phys. Scr.*, vol. 64, no. 6, pp. 605–611, Jan. 2001.
- [119] C. Christides, "Strong interplay between giant and anisotropic magnetoresistance observed in face-centered-cubic-Co/Au multilayers between 5 and 280 K," *J. Appl. Phys.*, vol. 94, no. 4, p. 2516, 2003.
- [120] R. A. Hajjar, M. Mansuripur, and H.-P. D. Shieh, "Measurements of the anomalous magnetoresistance effect in Co/Pt and Co/Pd multilayer films for magneto-optical data storage applications," *J. Appl. Phys.*, vol. 69, no. 8, p. 4686, 1991.
- [121] J. C. Slonczewski, "Origin of biquadratic exchange in magnetic multilayers (invited)," *J. Appl. Phys.*, vol. 73, no. 10, p. 5957, 1993.
- [122] C. S. Rizal, "Study of magnetic anisotropy and magnetoresistance effects in ferromagnetic Co/Au multilayer films prepared by oblique incidence evaporation method," *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 310, no. 2, pp. e646–e648, Mar. 2007.
- [123] N. Mliki, K. Abdelmoula, G. Nihoul, C. Marlière, and D. Renard, "Expansion of ultrathin cobalt films in (Au/Co) multilayers measured by diffraction methods," *Thin Solid Films*, vol. 224, no. 1, pp. 14–21, Feb. 1993.
- [124] A. Cebollada, J. Martinez, J. Gallego, J. de Miguel, R. Miranda, S. Ferrer, F. Batallán, G. Fillion, and J. Rebouillat, "Antiferromagnetic ordering in Co-Cu single-crystal superlattices," *Phys. Rev. B*, vol. 39, no. 13, pp. 9726–9729, May 1989.
- [125] S. Hamada, N. Hosoito, T. Ono, and T. Shinjo, "Spin reorientation of the micromagnetic structure in Co/Au multilayer films with moderate perpendicular anisotropy," *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 198–199, pp. 496–499, Jun. 1999.
- [126] F. Stobiecki, M. Urbaniak, B. Szymański, M. Schmidt, and T. Luciński, "Non-collinear magnetic states in Ni-Fe/Au/Co/Au multilayers investigated by magnetoresistance measurements," *Phys. Status Solidi*, vol. 243, no. 1, pp. 210–213, Jan. 2006.
- [127] T. Takahata, S. Araki, and T. Shinjo, "Magnetism and magnetoresistance of Au/Co multilayers," *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 82, no. 2–3, pp. 287–293, Dec. 1989.
- [128] M. Mulloy, E. Kolb, C. Dupas, M. Galtier, D. Renard, J. P. Renard, and E. Vélú, "Magnetoresistance of Co/Au multilayers as a function of the number of Co layers," *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 148, no. 1–2, pp. 337–338, Jul. 1995.

-
- [129] S. S. Jiang, a. Hu, R. W. Peng, and D. Feng, "Quasiperiodic metallic multilayers," *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 126, no. 1–3, pp. 82–88, Sep. 1993.
- [130] M. Karkut, J. Triscone, D. Ariosa, and Ø. Fischer, "Quasiperiodic metallic multilayers: Growth and superconductivity," *Phys. Rev. B*, vol. 34, no. 6, pp. 4390–4393, Sep. 1986.
- [131] F. M. Pan, J. W. Feng, G. J. Jin, a. Hu, and S. S. Jiang, "X-ray diffraction study of W/Ti quasiperiodic superlattices," *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 156, no. 1–3, pp. 49–50, Apr. 1996.
- [132] L. Y. Zhu, X. M. Cheng, and C. L. Chien, "Magnetic properties of one-dimensional quasiperiodic CoPt multilayers," *J. Appl. Phys.*, vol. 99, no. 8, p. 08C902, 2006.
- [133] T. Freire, C. Salvador, M. a. Correa, C. G. Bezerra, C. Chesman, a. B. Oliveira, and F. Bohn, "Theoretical and experimental study of Fe/Cr nanometric quasiperiodic multilayers," *Solid State Commun.*, vol. 151, no. 4, pp. 337–340, Feb. 2011.