



**UNIVERSIDADE FEDERAL DE PERNAMBUCO
DEPARTAMENTO DE FÍSICA – CCEN
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA**

TESE DE DOUTORADO

**DINÂMICA DE SPINS EM INTERFACES METÁLICAS:
MECANISMOS DE RELAXAÇÃO E BOMBEAMENTO DE SPIN**

por

Luis Henrique Vilela Leão

Tese apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física do Departamento de Física da Universidade Federal de Pernambuco como parte dos requisitos para obtenção do título de Doutor em Física.

Banca Examinadora:

Prof. Antonio Azevedo da Costa (Orientador-UFPE)
Prof. Fernando Luis de Araújo Machado (DF - UFPE)
Prof. Flávio Menezes de Aguiar (DF - UFPE)
Prof. Roberto Bechara Muniz (IF-UFF)
Prof. Luiz Carlos Sampaio Lima (CBPF)

Recife - PE, Brasil
Novembro - 2010

Leão, Luis Henrique Vilela.

Dinâmica de spins em interfaces metálicas:
mecanismos de relaxação e bombeamento de spin /

Luis Henrique Vilela Leão. - Recife: O Autor, 2010.

xxviii, 199 folhas : il. fig. tab.

Orientador: Prof. Antonio Azevedo

Tese (Doutorado) - Universidade Federal de
Pernambuco. CCEN. Física, 2010.

Inclui bibliografia e apêndice.

1.Materiais magnéticos. 2.Ressonância magnética.
3.Relaxação. 4.Corrente elétrica. Título.



Universidade Federal de Pernambuco
Departamento de Física – CCEN
Programa de Pós-Graduação em Física
Cidade Universitária - 50670-901 Recife PE Brasil
Fone (+55 81) 2126-8449/2126-8450 - Fax (+55 81) 3271-0359
<http://www.df.ufpe.br/pg> e-mail: posgrad@df.ufpe.br

Parecer da Banca Examinadora de Defesa de Tese de Doutorado

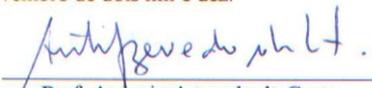
Luis Henrique Vilela Leão

DINÂMICA DE SPINS EM INTERFACES METÁLICAS:
MECANISMOS DE RELAXAÇÃO E BOMBEAMENTO DE SPIN

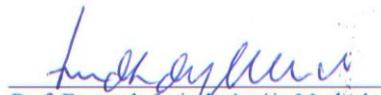
A Banca Examinadora composta pelos Professores Antonio Azevedo da Costa (Presidente e Orientador), Fernando Luis de Araújo Machado, Flávio Menezes de Aguiar, todos do Departamento de Física da Universidade Federal de Pernambuco, Roberto Bechara Muniz, do Instituto de Física da Universidade Federal Fluminense e pelo Pesquisador Luiz Carlos Sampaio Lima, do Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, consideram o candidato:

Aprovado () Reprovado () Em exigência

Secretaria do Programa de Pós-Graduação em Física do Departamento de Física do Centro de Ciências Exatas e da Natureza da Universidade Federal de Pernambuco em oito de novembro de dois mil e dez.



Prof. Antonio Azevedo da Costa
Presidente e Orientador



Prof. Fernando Luis de Araújo Machado



Prof. Flávio Menezes de Aguiar



Prof. Roberto Bechara Muniz



Pesquisador Luiz Carlos Sampaio Lima

Em memória do meu pai, Wilson Cabral Leão

AGRADECIMENTOS

A **Deus** por novamente ter me dado mais uma imerecida vitória, por me sustentar em todos os aspectos e por me dar à graça do seu amor.

A Andréa, minha amada esposa. Obrigado por seu amor. Um amor tão puro e profundo que sempre me fez (e me faz) sentir completo e vitorioso em qualquer circunstância. Amor que me fez seguir em frente, até mesmo nos momentos mais frustrantes e tristes desta jornada. Obrigado neguinha.

A minha mãe (Nadja) e meu irmão (Rafa). Obrigado por sempre me apoiarem e por me alegrarem em todos os momentos. Obrigado pelo amor de vocês.

Ao meu pai Wilson (*in memoriam*) que, em vida sempre, se dedicou nos dar a mim e a minha família o melhor que podia.

A toda a minha família. Obrigado por sempre terem acreditado em mim.

A minha família celeste (todos meus irmãos da PIBCORD). Obrigado pela força e pelas orações.

A todos os colegas de laboratório (Bueno, Alexandre, Gilvânia, Joaquim, Roberto, Padron, Charlie, André, etc.). Obrigado por tudo, pois sei que sem vocês não teria conseguido.

Ao prof. Antonio. Obrigado, não apenas por ser meu orientador deste a graduação, mas também pelo modelo de diligência na pesquisa científica e no profissionalismo.

Ao prof. Sergio Rezende. Obrigado pelo exemplo de motivação e seriedade com o trabalho.

“Tua é, SENHOR, a magnificência, e o poder, e a honra, e a vitória, e a majestade; porque teu é tudo quanto há nos céus e na terra; teu é, SENHOR, o reino, e tu te exaltaste por cabeça sobre todos. E riquezas e glória vêm de diante de ti, e tu dominas sobre tudo, e na tua mão há força e poder; e na tua mão está o engrandecer e o dar força a tudo. Agora, pois, ó Deus nosso, graças te damos, e louvamos o nome da tua glória”.

I Crônicas 29: 11-13;

RESUMO

Nesta tese investigamos propriedades estáticas e dinâmicas da magnetização em interfaces metálicas onde uma das superfícies é ferromagnética (FM) e outra superfície pode ser antiferromagnética (AF) ou não-magnética (NM). Interfaces como estas são sistemas protótipos para a investigação de fenômenos básicos e aplicados, pois muitos dispositivos spintrônicos possuem interfaces similares. As propriedades estáticas e dinâmicas da magnetização dependem fortemente da natureza física e química das interfaces e muitos fenômenos novos têm sido descobertos devido a esta dependência. Aqui exploramos o efeito da indução de anisotropias uniaxiais muito fortes em bicamadas de $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ (Py) quando depositados por *sputtering* inclinado. Verificamos que um material magneticamente mole, como o Py, pode apresentar campos de anisotropia uniaxial da ordem de várias centenas de Oe quando depositados em ângulos de inclinação de 70° . As propriedades dinâmicas da magnetização destes sistemas, medidas por ressonância ferromagnética (FMR), nos permitiram entender o papel dos diversos mecanismos de relaxação magnética existentes em sistemas de baixa dimensão, como filmes e multicamadas. Desenvolvemos um estudo teórico e experimental dos mecanismos intrínsecos e extrínsecos da magnetização. Identificamos claramente situações onde o mecanismo de espalhamento de dois mágnons passa a competir de forma eficiente com os mecanismos intrínsecos de Gilbert. Aqui o mecanismo de dois mágnons foi ativado pelas micro-estruturas que se formam durante o processo de crescimento por *sputtering* oblíquo. Também investigamos propriedades magnéticas de bicamadas FM/AF depositadas pela mesma técnica de *sputtering* oblíquo onde identificamos claramente os diversos mecanismos de relaxação bem como desenvolvemos um método que permite controlar a direção da anisotropia de *exchange bias*. O papel desempenhado pelas flutuações associadas aos os diversos eixos de anisotropia também foi devidamente estudado. Uma das principais contribuições desta tese foi a investigação do efeito de *spin pumping* (SP). O efeito SP ocorre quando a ressonância ferromagnética é excitada na camada FM e a consequência principal é a injeção de uma corrente pura de spin no meio NM adjacente. A injeção da corrente pura de spin no meio NM aparece como um mecanismo adicional de relaxação da magnetização. Um fenômeno investigado nesta tese foi a geração de uma tensão elétrica dc que ocorre como consequência da propagação de uma corrente pura de spin em um meio NM. A propagação de uma corrente pura de spin em um meio que possua forte interação spin-órbita gera uma separação de cargas na direção perpendicular à da corrente de spin. Esta

separação de cargas ocorre devido ao chamado efeito Hall de spin inverso. O sistema investigado foi uma bicamada de Py/Pt. Neste sistema verificamos que a tensão dc gerada na condição de FMR é explicada como devido à superposição de dois efeitos: a contribuição devido à magnetoresistência anisotrópica (AMR) e outra contribuição devida efeito de *spin pumping*. Um dos resultados mais significativos desta tese foi a elaboração de um modelo teórico que consegue explicar todos os resultados experimentais, bem com a dependência da tensão dc em função das espessuras das camadas FM e NM.

Palavras-chave: Filmes finos e multicamadas magnéticas. Mecanismos de relaxação magnética em metais. *Exchange bias*. *Spin pumping*. Efeito Hall de spin inverso. Tensão dc por bombeamento de spin. Ressonância Ferromagnética.

ABSTRACT

In this thesis we investigate static and dynamic properties of magnetization in metallic interfaces where one surface is ferromagnetic (FM) and the other surface can be antiferromagnetic (AF) or non-magnetic (NM). As many spintronic devices have similar interfaces, they are considered as prototype systems for investigation of basic and applied phenomena in the area of nanomagnetism. The static and dynamic properties of magnetization strongly depend on the physical and chemical nature of the interfaces and many new phenomena have been discovered due to this dependence. Here we explore the effect of the induction of a strong uniaxial anisotropy in bilayers of Ni₈₁Fe₁₉ (Py) deposited by tilted sputtering. We found that a magnetically soft material, such as Py, can present uniaxial anisotropy fields of the order of several hundreds of Oe when deposited at a tilted angle of 70°. The magnetization dynamic properties of these systems, measured by ferromagnetic resonance (FMR), allowed us to understand the role of different relaxation mechanisms that exist in low dimensional systems such as films and multilayers. We developed a theoretical and experimental study of intrinsic and extrinsic magnetization relaxation mechanisms. Situations where the 2-magnons scattering mechanism exhibits an interplay with the intrinsic mechanisms of Gilbert were clearly identified. Here the 2-magnons mechanism was activated by micro-structures that form during the process of sputtering growth. We also investigated the magnetic properties of FM/AF bilayers deposited by the same oblique sputtering technique. In this case we studied the role played by different relaxation mechanisms at the same time we developed a method to control the direction of the anisotropy of exchange bias in these bilayers. The role played by fluctuations associated with the different axes of anisotropy has also been well studied. A major contribution of this thesis was to investigate the effect of spin pumping (SP). The SP effect occurs when the ferromagnetic resonance is excited in ferromagnetic layer and the main outcome is the injection of a pure spin current into the adjacent NM layer. The injection of pure spin current into the NM material appears as an additional mechanism of magnetization relaxation. Another phenomenon investigated in this thesis, was the generation a dc voltage in the NM layer. This voltage results from a charge current that is generated perpendicular to the spin current propagation direction. The charge separation occurs due to the spin orbit coupling, a phenomenon called inverse spin Hall effect. The system investigated here was a bilayer of Py/Pt. In this system we found that the dc voltage generated in the FMR condition is explained as due to superposition of two different

contributions: One contribution comes from the anisotropic magnetoresistance (AMR) and the other comes from the spin pumping. One of the most significant results of this thesis was the elaboration of a theoretical model that explains all the experimental results, including the dependence of the dc voltage as a function of the thicknesses of the FM and NM layers.

Keywords: Thin films and magnetic multilayers. Magnetic relaxation. Intrinsic and Extrinsic damping in metals. *Exchange bias*. Spin pumping. Inverse spin Hall Effect. Ferromagnetic Resonance. Spin Pumping Voltage.

“Quem observa o vento, nunca semeará, e o que olha para as nuvens nunca segará.”

Eclesiastes 11:4

LISTA DE FIGURAS

Fig. 2.1 Ilustração mostrando um sistema típico de evaporação catódica ou <i>sputtering</i>	10
Fig. 2.2 Ilustração mostrando a vista transversal do modelo de <i>magnetron</i> utilizado nesta tese.	15
Fig. 2.3 Geometria da deposição por <i>sputtering</i> oblíquo.....	16
Fig. 2.4 Imagens de microscopia eletrônica de varredura de uma sonda típica para realizar imagens de topografia no regime de força repulsiva ($k = 0.2 \text{ N/m}$); (a) imagem mostrando a sonda micro-fabricada sobre a alavanca; (b) sonda usada para medir interações com a amostra.	19
Fig. 2.5 Esquema ilustrativo dos componentes essenciais para o funcionamento de um Microscópio de Força Atômica.....	21
Fig. 2.6 Curva típica da força de interação existente entre átomos da sonda de um Microscópio de Força Atômico e os átomos da superfície da amostra. Os parâmetros utilizados foram: $R = 10 \text{ nm}$, $\sigma = 0,35 \text{ nm}$ e $A_H = 0,425 \text{ aJ}$	22
Fig. 2.7 Imagem de AFM para um degrau de permalloy ($107,5 \text{ nm}$) sobre substrato de vidro. Vista 2D (a) e vista 3D (b).	24
Fig. 2.8 Taxa de deposição para o Py (azul) e o Cu (vermelho) em função do ângulo de inclinação do substrato (β).	25
Fig. 2.9 Configurações para o efeito Kerr magneto-óptico: (L) longitudinal, (T) transversal e (P) polar. O vetor \mathbf{n} representa o vetor normal ao plano do filme.	27
Fig. 2.10 Arranjo experimental utilizado nas medidas de MOKE.....	28
Fig. 2.11 Simulação da dinâmica da magnetização, dada pela equação de precessão, para uma amostra isotrópica. As posições iniciais, em coordenadas esféricas, da magnetização e do campo magnético são: $(\theta_M = 60^\circ, \phi_M = 230^\circ)$ e $(\theta_H = 0^\circ, \phi_M = 0^\circ)$. Em (a) nota-se a oscilação, com uma diferença de fase e amplitudes constantes, das componentes M_x (vermelho) e M_y (verde) da magnetização, enquanto que a componente M_z (azul) e o módulo da magnetização (preto) permanecem constantes no tempo. Este tipo de dinâmica caracteriza o movimento como uma precessão. Em (b) observa-se a evolução temporal do vetor magnetização (vermelho) devido à ação de um vetor torque (verde) causado pela ação de um vetor campo magnético (azul). Esta dinâmica ocorre na superfície de uma esfera de raio unitário devido a independência	

temporal do valor absoluto da magnetização (normalizada). Nesta simulação foi utilizado o valor $H_{ef} = H = 10$ Oe.	38
Fig. 2.12 Simulação da dinâmica da magnetização, dada pela equação LLG, para uma amostra isotrópica. As posições iniciais, em coordenadas esféricas, da magnetização e do campo magnético são: $(\theta_M = 60^\circ, \phi_M = 230^\circ)$ e $(\theta_H = 0^\circ, \phi_M = 0^\circ)$. Em (a) nota-se a oscilação das componentes M_x e M_y da magnetização, mas com um amortecimento temporal. A componente M_z e o módulo da magnetização (preto) permanecem constantes no tempo. Em (b) observa-se a evolução temporal do vetor magnetização (vermelho) devido à ação de um vetor torque que contribui para a precessão (verde) e de um vetor troca (amarelo) que contribui para a relaxação. Apesar da relaxação, esta dinâmica ocorre na superfície de uma esfera de raio unitário devido à independência temporal do valor absoluto da magnetização (normalizada). Nesta simulação foram utilizados os valores $H_{ef} = 100$ Oe e $\alpha = 0,04$	39
Fig. 2.13 Dependência das partes real e imaginária das componentes do tensor susceptibilidade magnética em função do campo externo aplicado, H_0 . O campo de ressonância, H_R , é de 1 kOe e o coeficiente de amortecimento tem valores $\alpha = 0.01, 0.02, 0.04$	44
Fig. 2.14 Sinal de FMR. a) Forma típica da potência média absorvida que corresponde a uma Lorentziana e sua derivada que é proporcional ao sinal detectado em FMR. Campo de ressonância $H=1$ kOe e larguras de linha $\Delta H = 10$ Oe, $\Delta H_L = 20$ Oe e $\Delta H_{pp} = 11,5$ Oe. b) Curva experimental de FMR de um filme de <i>permalloy</i> de 45 Å. Em vermelho o ajuste teórico feito com (2.64).	47
Fig. 2.15 Diagrama simplificado da montagem de ressonância ferromagnética. ^[22]	48
Fig. 2.16 Esquema da detecção da voltagem <i>dc</i> (V) em ressonância ferromagnética de uma bicamada MN/FM. FM indica um filme ferromagnético e MN um filme de metal normal (não magnético).	49
Fig. 2.17 (a) Distribuição dos campos elétrico e magnético dentro dessa cavidade. (b) Esquema de uma cavidade ressonante com dimensões $(a, b, d) = (2.4, 1.19, 5.04)$ em cm.	52
Fig. 3.1 Esquema do processo de espalhamento de elétrons de condução com <i>spin-flip</i> . A onda de spin com a energia $\hbar\omega_q$ colide com um elétron itinerante com energia $\varepsilon_{\mathbf{k},\sigma}$ (σ representa o estado de spin e \mathbf{k} o momento), e cria um elétron itinerante com momento $\mathbf{k} + \mathbf{q}$, orientação de spin σ' e energia $\varepsilon_{\mathbf{k}+\mathbf{q},\sigma'}$	61

- Fig. 3.2 Esquema do processo de espalhamento de dois mágnons. O modo de precessão uniforme é espalhado num modo com vetor de onda finito que é degenerado em frequência..... 68
- Fig. 3.3 Sistema de coordenados utilizado em relação ao plano do filme de espessura t_{FM} . O campo externo H_0 dc e a componente principal da magnetização M_S estão no plano do filme. O vetor de onda $q_{//}$ e o eixo z formam um ângulo $\phi_{q//}$ 69
- Fig. 3.4 Relação de dispersão da onda de spin (Eq. (3.30)). O círculo representa os mágnons com vetor de onda finito, degenerados em frequência com o modo uniforme ($q_{//} = 0$). A linha azul representa a relação de dispersão calculada para o ângulo crítico a partir do qual não existirão mágnons degenerados. Os parâmetros escolhidos correspondem a valores típicos de filmes de Py: $D = 2 \times 10^{-9}$ Oe cm², $H_S = 1$ kOe, $4\pi M_S = 13$ kG, $g = 2$. O campo externo aplicado é $H_R = 1$ kOe e $t_{FM} = 30$ Å..... 73
- Fig. 3.5 Geometria do defeito retangular com lados a , b e c nas direções x , y e z respectivamente. 76
- Fig. 3.6 Imagens, feitas por AFM, da superfície da bicamada Si(001)/Cu(62 Å)/Py(122 Å) para vários ângulos β de deposição. a) $\beta = 0^\circ$, b) $\beta = 40^\circ$ e c) $\beta = 70^\circ$. d) Geometria da deposição: a seta indica a direção do fluxo de átomos e β é o ângulo que o substrato faz com o prato do *sputtering*. 78
- Fig. 3.7 Campo de ressonância H_R (círculos abertos) em função do ângulo azimutal ϕ_H para as amostras crescidas com os seguintes os ângulos de inclinação: $\beta = 0^\circ, 10^\circ, 20^\circ, 30^\circ, 40^\circ, 50^\circ, 60^\circ$ e 70° . A linha sólida é o ajuste H_R para a solução da relação de dispersão H_R vs. ϕ_H 79
- Fig. 3.8 Campo de anisotropia uniaxial, H_U , em função do ângulo de deposição β 80
- Fig. 3.9 Curvas de histerese (eixo fácil e eixo duro de magnetização) obtidas por MOKE para valores da inclinação β iguais a $0^\circ, 40^\circ$ e 60° . Os símbolos são as medidas experimentais e as linhas sólidas pretas, para os gráficos no eixo fácil, são apenas para guiar os olhos. As linhas sólidas vermelhas foram obtidas usando-se o modelo de Stoner-Wohlfahrt.^[42] 81
- Fig. 3.10 Variação da largura de linha (ΔH) em função do ângulo ϕ_H , para amostras depositadas sob ângulos $\beta = 0^\circ, 10^\circ, 20^\circ, 30^\circ, 40^\circ, 50^\circ, 60^\circ$ e 70° . Os círculos são os pontos experimentais, a linha vinho é o ajuste teórico para ΔH , a linha azul é a contribuição dos mecanismos intrínsecos - Gilbert ($\Delta H^{\text{Gilbert}}$), a linha vermelha é a

- contribuição de dois mágnons (ΔH^{2m}) e a linha verde é a contribuição devido a flutuações. 82
- Fig. 3.11 Gráfico (a) mostra o valor médio das contribuições para cada ângulo β : intrínseca (círculo azul), dois mágnons (círculo vermelho), flutuações (losângulo verde), dois mágnons eixo-fácil (triângulo para cima) e dois mágnons eixo-duro (triângulo para baixo). A linha é só para guiar os olhos. Gráfico (b) mostra o valor médio de ΔH para cada ângulo β 84
- Fig. 3.12 Visão ilustrativa do processo de relaxação magnética em filmes finos magnéticos. 86
- Fig. 3.13 Gráfico dos valores médios de $4\pi M_{ef}$ e H_S , em função da espessura da camada FM. 87
- Fig. 3.14 Gráfico da largura de linha, ΔH , em função da espessura da camada FM. As linhas sólidas verde, azul e preta mostram as contribuições de $\Delta H^{Foucault}$, $\Delta H^{Int+ExtSP}$ e ΔH^{Ext} para o ajuste de ΔH , linha vermelha. 88
- Fig. 3.15 Imagens de MFM da superfície do Py(t_{Py}): (a) $t_{Py} = 6,2$ nm; (b) $t_{Py} = 10,8$ nm; (c) $t_{Py} = 30,1$ nm; (d) $t_{Py} = 110$ nm; (e) $t_{Py} = 250$ nm; (f) $t_{Py} = 451$ nm. As linhas delgadas horizontais devem ser artefatos da imagem e podem ser desconsideradas. As linhas espessas, em (e) e (f) são domínio magnéticos perpendiculares ao filme. 89
- Fig. 3.16 Dependência, no plano, do campo de ressonância para três bicamadas de Si(001)/Cu(62 Å)/Py(122 Å)/Ir20Mn80 (t_{AF}), onde $t_{AF} = 5, 42,4$ e 120 Å. A linha contínua, em cada caso, corresponde ao melhor ajuste, da solução para H_R da Eq. (5.38), aos dados experimentais. Observe que devido à alta anisotropia uniaxial induzida pelo crescimento oblíquo, a simetria típica de um *exchange bias* (EB) puro (curva em forma de sino) desaparece. A curva verde possui o menor campo de acoplamento H_{EB} enquanto a curva azul possui o maior campo H_{EB} 91
- Fig. 3.17 (a) Campo de *exchange* (círculos) e campo de anisotropia rotacional (quadrados) em função da espessura da camada AF. (b) Dependência da largura de linha média ($\Delta H_{Méd}$) com a espessura da camada AF e dos seus mecanismos contribuintes: espalhamento de dois mágnons e Gilbert. As linhas são apenas para guiar os olhos. 92
- Fig. 3.18 Dependência da largura de linha com o ângulo ϕ_H para seis amostras. As amostras tem espessuras do AF (em Å) iguais a 6, 19, 62, 111, 148 e 185. 93
- Fig. 3.19 Dependência do campo ressonância com o ângulo ϕ_H para quatro amostras. As direções de H_{dep} , para as amostras da Fig., foram $\phi_{Hdep} = 0^\circ, 30^\circ, 60^\circ$ e 90° 96

Fig. 3.20 Dependência da largura de linha com o ângulo ϕ_H para quatro amostras. As direções de H_{dep} , para as amostras da Fig., foram $\phi_{Hdep} = 0^\circ, 30^\circ, 60^\circ$ e 90°	97
Fig. 4.1 Sistema de interesse no estudo da tensão V_{SP} . Os sistemas de eixos adotados são: (x, y, z) em relação ao laboratório e (x', y', z') em relação à amostra. Devido ao campo desmagnetizante a magnetização \vec{M} faz uma precessão elíptica em torno do campo \vec{H}_0 , onde \vec{M}_0 é a componente da magnetização na direção de equilíbrio. Os ângulos β' e ϕ são respectivamente, o ângulo entre \vec{M} e sua projeção no plano xz e o ângulo entre esta projeção e \vec{M}_0 . ϕ_0 é o ângulo entre o campo \vec{H}_0 e a direção z	104
Fig. 4.2 Interface FM/NM. A magnetização $\mathbf{M} = \mathbf{M}_0 + \mathbf{m}(\mathbf{t})$ pode ser decomposta em uma componente estática \mathbf{M}_0 e uma componente oscilante no tempo $\mathbf{m}(\mathbf{t})$. Na interface, spins com polarização paralela a \mathbf{M}_0 são acumulados ($\propto \mu_{\uparrow} - \mu_{\downarrow}$) gerando assim uma corrente de spin por um processo de difusão.	114
Fig. 4.3 Imagens esquemáticas do efeito Hall de spin. a) Corrente de carga (seta amarela) não polarizada gera uma acumulação e uma corrente pura de spin (seta verde) transversa (SHE). b) Corrente pura de spin gera uma acumulação e uma corrente não polarizada de carga transversa (ISHE). As cargas desenhadas representam portadores “positivos”.	122
Fig. 4.4 Imagem ilustrativa da geração de uma corrente de carga J_c devido ao <i>spin-pumping</i> do metal ferromagnético para o metal normal. O sentido de J_c é dado pelos portadores de carga “positiva”. As cargas desenhadas representam portadores negativos.	130
Fig. 4.5 Gráficos típicos da ressonância ferromagnética (FMR) (a) e da tensão dc (V) (b) detectados em uma amostra de Si/Py(18.5 nm)/Pt(6 nm), para um ângulo $\phi_0 = 30^\circ$. O tamanho do substrato é 3,0 x 1,5 mm.	131
Fig. 4.6 Gráfico de A_{Sim} e $B_{Anti-Sim}$ em função do campo aplicado H_0 para a amostra Si(001)/Pt(6 nm)/Py(18.5 nm) com $\phi_0 \approx 30^\circ$	133
Fig. 4.7 Gráfico da tensão dc , V , em função de H_0 para vários valores da potência de microondas. . Em todos os gráfico a amostra utilizada foi Si(001)/Pt(10.2 nm)/Py(18.5 nm) com $\phi_0 \approx 0^\circ \pm 5^\circ$	134
Fig. 4.8 Gráfico de A_{Sim} e $B_{Anti-Sim}$ em função da potência de microondas. Em todos os gráfico a amostra utilizada foi Si(001)/Pt(10.2 nm)/Py(18.5 nm) com $\phi_0 \approx 0^\circ \pm 5^\circ$	135

Fig. 4.9 Gráfico de medidas de V em função de H_0 , para diversos valores de ângulo ϕ_0 . A amostra utilizada foi Si(001)/Pt(6 nm)/Py(18.5 nm).	136
Fig. 4.10 Gráfico da dependência angular experimental e ajuste de A_{Sim} em relação a ϕ_0 para a amostra Si(001)/Pt(6 nm)/Py(18.5 nm). O gráfico inserido mostra o melhor ajuste com o termo $V_{GM}^{Sim} = 0$ como explicado no texto.	137
Fig. 4.11 Gráfico da dependência angular e ajuste de $B_{Anti-Sim}$ em relação a ϕ_0 para a amostra Si(001)/Pt(6 nm)/Py(18.5 nm).	138
Fig. 4.12 Gráficos mostrando a dependência da constante de relaxação de Gilbert (a) e da magnetização efetiva (b) em função da espessura do filme de Permalloy extraídos de medidas de FMR, com seus respectivos ajustes para amostras do tipo Si(001)Pt(10.2 nm))/Py(t_{FM}).	139
Fig. 4.13 Comportamento dos dados experimentais e do ajuste teórico de V_{SP} em função da espessura da camada MN, para uma série de amostras do tipo Si(001)/Pt(t_{MN})/Py(18.5 nm)	141
Fig. 4.14 Comportamento experimental e ajuste teórico de V_{SP} em função da espessura da camada FM, para uma série de amostras do tipo Si(001)/Pt(10.2 nm)/Py(t_{FM}).	142
Fig. 4.15 Tensão dc para diferentes metais normais.	143
Fig. A.1 Ilustração do campo interno produzido por dipolos magnéticos não compensados induzidos na superfície de uma elipsóide.	152
Fig. A.2 Cossenos diretores da magnetização em coordenadas esféricas.	154
Fig. A.3 Diagrama ilustrativo representando a configuração de <i>spins</i> na bicamada FM/AF antes (a1) e depois do processo de resfriamento (a2) e o ciclo de histerese de uma bicamada FM/AF (linha vermelha). A configuração ideal dos spins, numa bicamada FM/AF e em diferentes estágios de um ciclo de histerese, é representada em (a2), (b), (c) e (d).	158
Fig. A.4 Esquema da formação da parede de domínio no AF. A anisotropia unidirecional no antiferromagnético é escolhida, de forma didática, ao longo do eixo z . A figura mostra a situação na qual, o campo magnético é aplicado contrário a z . Só é mostrado os spins de uma das sub-redes do AF.	161
Fig. A.5 (a) Esquema de uma bicamada FM/AF acoplada por <i>exchange</i> . (b) Sistema de coordenadas usado no cálculo da relação de dispersão, onde \hat{u}_{AF} e \hat{u}_{FM} são, respectivamente, as direções das anisotropias uniaxiais para camada AF e FM, respectivamente.	163

- Fig. A.6 Campo de ressonância medido experimentalmente (círculos) em uma bicamada FM/AF de composição Si(001)/Cu(62Å)/ Ni₈₁Fe₁₉ (122 Å)/Ir₂₀Mn₈₀(167 Å), onde Ir₂₀Mn₈₀ é o filme AF e Ni₈₁Fe₁₉ é o filme AF. Melhor ajuste (linha sólida) para H_R obtido na equação de dispersão (A.38). Os valores obtidos no ajuste foram: $4\pi M_{ef} = 9,65$ kG, $H_U = 139$ Oe, $H_E = 110$ Oe, $H_W = 600$ Oe, $H_{ra} = 182$ Oe e $\phi_A^{AF} = \phi_A^{FM} = 0^\circ$.
..... 170
- Fig. B.1 Ilustração dos sistemas de eixos adotados para o estudo da susceptibilidade magnética em um filme fino. 175
- Fig. C.1 Esquema do arranjo experimental utilizado na reversão da magnetização assistida por microondas. O esquema é semelhante ao do MOKE, descrito no capítulo 2. 190
- Fig. C.2 Ilustração do guia de onda coplanar (CPW). (a) Linhas de campo de rf: As linhas amarelas são do campo elétrico de rf e as vermelhas são do campo magnético de rf. $W = 600 \mu\text{m}$ e $G = 300 \mu\text{m}$ são, respectivamente, as larguras do condutor central e do *gap* entre o ele e o plano de terra. (b) Ilustração do guia com a amostra. 191
- Fig. C.3 Esquema para a simulação numérica de MAS. A anisotropia uniaxial é fixa na direção z (eixo fácil de magnetização), a posição de equilíbrio inicial para a magnetização, sem campo externo, é $+z$, o campo magnético de rf é aplicado na direção x em quanto que o campo magnético H_0 é aplicado na direção dada por $\phi_H = 179,9^\circ$ 192
- Fig. C.4 (a) Simulação da dinâmica do vetor magnetização em quanto é revertido devido a ação do campo magnético $H_{rev} = 34,57$ Oe. (b) Dependência temporal de cada componente da magnetização durante a reversão. Os valores das constantes magnéticas na simulação foram: $4\pi M_S = 10,2$ kG, $H_{ani} = 50$ Oe, $h = 10$ Oe, $\alpha = 0,04$ e $f = 846$ MHz. 193
- Fig. C.5 Gráfico com os resultados da simulação para o campo de reversão (círculos abertos) para vários valores de frequência. A linha sólida é apenas para guiar os olhos. Os valores das constantes magnéticas na simulação foram: $4\pi M_S = 10,2$ kG, $H_{ani} = 50$ Oe, $h = 10$ Oe e $\alpha = 0,04$ 194
- Fig. C.6 Ciclo de histerese para multicamada Vidro/IrMn (148 Å)/Ni₈₁Fe₁₉ (124 Å)/IrMn (148 Å)/SiO₂, acoplada por *exchange*. A potência do campo magnético rf é de 240 mW e sua frequência 8 GHz. 195
- Fig. C.7 Ciclos de histerese para vários valores de potência de rf: (a) 0 W, (b) 4,0 W e (c) 7,3 W (as linhas sólidas são apenas para guiar os olhos) 196

Fig. C.8 Gráfico das medidas experimentais de H_C (círculos vermelhos) e H_{eb} (quadrados pretos) em função da potência de rf 197

Fig. C.9 Gráfico da variação do campo de reversão da magnetização com a potência de rf .
..... 197

LISTA DE TABELAS

Tabela 2.1 Energia mínima de um átomo de Ar necessária para ejetar um átomo da superfície do alvo para alguns dos materiais utilizados nesta tese.	11
Tabela 2.2 <i>Sputtering yields</i> , de alguns dos materiais utilizados nesta tese, para íons de Ar com energia de 0.5 keV e de 1.0 keV.	12
Tabela 2.3 taxa de deposição, para $\beta = 0^\circ$, para a maioria dos materiais utilizados nesta tese.	25
Tabela 3.1 Tabela mostrando o tempo de relaxação de spin e outras quantidades relevantes para estimar o valor de α de alguns materiais ferromagnéticos. ^[15]	64
Tabela 3.2 Parâmetros magnéticos extraídos dos ajustes de H_R e ΔH	84
Tabela 3.3 Parâmetros magnéticos extraídos dos ajustes de H_R e ΔH para diversos t_{AF}	94
Tabela 3.4 Parâmetros magnéticos extraídos dos ajustes de H_R e ΔH para diversos ϕ_{Hdep}	98
Tabela 4.1 Valores extraídos do ajuste de A_{Sim} e $B_{Anti-Sim}$ em função do ângulo ϕ_0	136
Tabela C.1 Valores para os campos coercivo, de <i>exchange bias</i> e de reversão para alguns valores potências do campo de <i>rf</i>	195

SUMÁRIO

CAPÍTULO 1 INTRODUÇÃO	1
1.1. MOTIVAÇÃO.....	1
1.2. ESTA TESE	4
REFERÊNCIAS	6
CAPÍTULO 2 TÉCNICAS EXPERIMENTAIS	9
2.1. INTRODUÇÃO	9
2.2. DEPOSIÇÃO POR EVAPORAÇÃO CATÓDICA OU <i>SPUTTERING</i>	9
2.2.1. O Método	9
2.2.2. Sputtering Yields (Eficiência do Sputtering)	11
2.2.3. Plasma (Descargas Luminosas)	12
2.2.4. Processos de <i>Sputtering</i>	14
2.2.5. Deposição por <i>Sputtering</i> Oblíquo.....	15
2.3. MICROSCOPIA DE FORÇA ATÔMICA (AFM). CALIBRAÇÃO DA TAXA DE DEPOSIÇÃO	18
2.3.1. AFM – Uma Breve Descrição.....	18
2.3.2. Calibração da Espessura de Filmes Depositados por <i>Sputtering</i>	24
2.4. EFEITO KERR MAGNETO-ÓPTICO (MOKE)	26
2.4.1. O Fenômeno.....	26
2.4.2. Classificação do MOKE Segundo a Orientação do Campo Magnético	26
2.4.3. Tratamento Matemático do Fenômeno (Análise Matricial)	28
2.4.4. Efeito Kerr Longitudinal	32
2.4.5. Montagem Experimental.....	35
2.5. RESSONÂNCIA FERROMAGNÉTICA (FMR)	35
2.5.1. Uma Breve Introdução à Técnica de FMR	35
2.5.2. Equação de Movimento – Uma Análise Semi-Clássica.....	36
2.5.3. Susceptibilidade Magnética em Altas Freqüências.....	40
2.5.4. Potência Absorvida e Sinal Detectado em Medidas de FMR.....	44
2.5.4.1. Potência Absorvida pela Amostra em FMR	44
2.5.4.2. Sinal Detectado no Experimento de FMR.....	45
2.5.5. Montagem Experimental.....	48
2.6. DETECÇÃO DE VOLTAGEM <i>DC</i> EM RESSONÂNCIA FERROMAGNÉTICA.....	49
2.6.1. Contatos e Detecção.....	49
2.6.2. Cavidade.....	50

REFERÊNCIAS.....	53
CAPÍTULO 3 RELAXAÇÃO EM FILMES E MULTICAMADAS MAGNÉTICAS: MECANISMOS INTRÍNSECOS E EXTRÍNSECOS	57
3.1. INTRODUÇÃO	57
3.2. MECANISMOS DE RELAXAÇÃO	57
3.3. ORIGENS FÍSICAS DO AMORTECIMENTO MAGNÉTICO INTRÍNSECO EM METAIS.....	59
3.3.1. Correntes de Foucault	59
3.3.2. Espalhamento Mágnon-Fônon.....	59
3.3.3. Espalhamento por Elétrons de Condução.....	60
3.3.3.1. Interação s-d: Espalhamento com <i>Spin-Flip</i>	60
3.3.3.2. Interação Spin-Órbita: Espalhamento sem <i>Spin-Flip</i>	64
3.3.3.2.1. <i>Transições Intra Banda</i> ($\mu = \nu$).....	65
3.3.3.2.2. <i>Transições Entre Bandas</i> ($\mu \neq \nu$).....	66
3.3.3.3. Visão Clássica e Motivação	66
3.4. RELAXAÇÃO MAGNÉTICA EXTRÍNSECA EM METAIS.....	67
3.4.1. Relaxação Extrínseca Local: Espalhamento de Dois Mágnons	68
3.4.2. Relaxação Extrínseca Não-Local: <i>Spin Pumping</i> em Interfaces FM/MN	76
3.5. RELAXAÇÃO DEVIDO A FLUTUAÇÕES INTERNAS	77
3.6. RESULTADOS EXPERIMENTAIS PARA BICAMADAS PY/CU	78
3.6.1. Indução de Anisotropia Uniaxial por Deposição Inclinada.....	78
3.6.2. Separação dos Mecanismos de Relaxação Magnética	81
3.6.3. Competição Entre Mecanismos: Intrínseco x Extrínseco x Flutuações.....	83
3.6.4. Superposição de Mecanismos Intrínsecos e Extrínseco não-Local em Bicamadas Py/Pt.....	87
3.7. RESULTADOS EXPERIMENTAIS PARA BICAMADAS FM/AF ACOPLADAS POR <i>EXCHANGE</i>	90
3.7.1. Investigação da Espessura Crítica para Propriedades Magnéticas em Bicamadas FM/AF Acopladas por Exchange	90
3.7.2. Controlando a Direção da Anisotropia de <i>Exchange</i> entre Bicamadas FM/AF por Deposição Oblíqua	95
REFERÊNCIAS.....	99
CAPÍTULO 4 TENSÃO ELÉTRICA DC POR <i>SPIN PUMPING</i>	103
4.1. INTRODUÇÃO	103
4.2. SISTEMA DE INTERESSE E PRECESSÃO ELÍPTICA DA MAGNETIZAÇÃO.....	103
4.2.1. Sistema de Interesse.....	103

4.2.2. Dinâmica da Magnetização: Precessão Elíptica	105
4.3. EFEITOS GALVANOMAGNÉTICOS EM EXPERIMENTOS DE FMR.....	108
4.4. <i>SPIN PUMPING</i> INDUZIDO POR FMR EM INTERFACES METAL FERROMAGNÉTICO/METAL NORMAL	112
4.4.1. <i>Spin Pumping</i> em Bicamadas FM/MN	112
4.4.2. Acumulação, Difusão e Corrente de Spin em Bicamadas FM/MN	116
4.5. EFEITO HALL DE SPIN (SHE)	122
4.5.1. O que é o efeito Hall de Spin.....	122
4.5.2. Formulação Básica	123
4.6. TENSÃO <i>SPIN PUMPING DC</i> EM BICAMADAS FM/MN.....	127
4.7. RESULTADOS EXPERIMENTAIS E OS AJUSTES COM O MODELO	131
4.7.1. Tensão Detectada.....	131
4.7.2. Dependência com o Campo <i>dc</i> Aplicado.....	133
4.7.3. Dependência com a Potência de Microondas	134
4.7.4. Dependência Angular	135
4.7.5. Dependência de V_{SP} com as Espessuras das Camadas MN e FM em Bicamadas (Py/Pt)	138
4.7.6. Dependência com o Metal Normal (MN).....	142
REFERÊNCIAS	144
CAPÍTULO 5 CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS	147
5.1. CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS.....	147
APÊNDICE A ENERGIAS MAGNÉTICAS E RELAÇÃO DE DISPERSÃO	151
A.1. INTRODUÇÃO	151
A.2. CONTRIBUIÇÕES PARA A ENERGIA LIVRE DE UM FILME FERROMAGNÉTICO	152
A.2.1. Energia de Desmagnetização.....	152
A.2.2. Energia Magnetocristalina.....	153
A.2.3. Anisotropia Cúbica.....	154
A.2.4. Anisotropia Uniaxial.....	155
A.2.5. Energia de Superfície.....	156
A.2.6. Energia Zeeman	157
A.3. CONTRIBUIÇÕES ENERGÉTICAS DO ACOPLAMENTO DIRETO DE <i>EXCHANGE</i> NA INTERFACE FM/AF	157
A.3.1. Energia de <i>Exchange</i>	160
A.3.2. Energia Devido à Parede de Domínio.....	160
A.3.3. Energia Devido a Grãos Rotacionais	162

A.4. ENERGIA LIVRE TOTAL PARA UMA BICAMADA FM/AF ACOPLADA POR EXCHANGE	162
A.5. CÁLCULO DA RELAÇÃO DE DISPERSÃO PARA BICAMADAS FM/AF ACOPLADAS POR <i>EXCHANGE-BIAS</i> E PARA FILME SIMPLES FM	163
A.5.1. Definição do Campo de <i>Exchange-Bias</i>	163
A.5.2. Relação de Dispersão	165
REFERÊNCIAS	172
APÊNDICE B SUSCEPTIBILIDADE MAGNÉTICA EM FILMES FINOS.....	175
B.1. SISTEMAS DE COORDENADAS ADOTADOS:.....	175
B.2. CAMPOS E MAGNETIZAÇÃO:	176
B.3. EQUAÇÃO DE MOVIMENTO (SEM AMORTECIMENTO) E CONDIÇÃO DE EQUILÍBRIO	177
B.3.1. Equação de Movimento sem Amortecimento:.....	177
B.3.2. Condição de Equilíbrio.....	177
B.3.3. Tensor Desmagnetizante	179
B.3.4. Anisotropia Uniaxial	179
B.3.5. Energia de Superfície	181
B.3.6. Tensor desmagnetizante Efetivo	182
B.4. EQUAÇÃO DE MOVIMENTO COM RELAXAÇÃO MAGNÉTICA (AMORTECIMENTO)	183
B.4.1. Equação de Movimento com Amortecimento.....	183
B.4.2. Componentes do Tensor Susceptibilidade Magnética	184
APÊNDICE C REVERSÃO DA MAGNETIZAÇÃO ASSISTIDA POR MICROONDAS.....	189
C.1. INTRODUÇÃO	189
C.2. O MÉTODO DA REVERSÃO DA MAGNETIZAÇÃO ASSISTIDA POR MICROONDAS	189
C.3. SIMULAÇÃO NUMÉRICA PARA UM FILME SIMPLES COM ANISOTROPIA UNIAxIAL	191
C.4. RESULTADOS EXPERIMENTAIS E CONCLUSÕES	194
REFERÊNCIAS	199

Capítulo 1

INTRODUÇÃO

1.1. MOTIVAÇÃO

Nas duas últimas décadas foram descobertos muitos fenômenos novos na área de magnetismo de nano-estruturas.^[1,2] Dentre estes fenômenos, que ocorrem principalmente devido à dimensionalidade reduzida destes sistemas, destacam-se: acoplamento quântico entre camadas, magnetoresistência gigante, acoplamento de contato (*exchange bias*), efeito túnel magnético, torque induzido por transferência de spin, anisotropia magnética perpendicular, magnetos moleculares, nanopartículas biomagnéticas, transferência de torque por injeção de spin, manipulação de paredes de domínio com correntes polarizadas, nano-osciladores de microondas por transferência de torque, condensação Bose-Einstein de magnons, etc. Uma parte considerável destes fenômenos tem gerado aplicações tecnológicas importantes na área de armazenamento digital de dados e processamento de sinais. Um dos trabalhos seminais desta área, que foi a descoberta do efeito da magnetoresistência gigante em 1988.^[3] Esta descoberta gerou um grande interesse na investigação de fenômenos magnéticos em nano-estruturas nas formas de filmes finos, multicamadas e partículas e motivou o surgimento de uma área nova de pesquisa chamada de spintrônica.

A exigência de dimensões, cada vez mais reduzidas para os novos dispositivos de tecnologia magnética, tem trazido grandes desafios para a ciência básica e engenharias. Buscar novas rotas e entender melhor os fenômenos físicos tem sido a diretriz básica para se vencer estes desafios.

Do ponto de vista atual, um dos maiores esforços em aplicação tecnológica do magnetismo, esta na área da gravação magnética. Maior capacidade de gravação, ou seja, mais bits por cm^2 , métodos diferentes de leitura e gravação (reversão da magnetização por corrente spin polarizada, ou, assistida por microondas), dispositivos de memória magnética de acesso aleatório (MRAM, *magnetic random access memory*) são apenas alguns dos exemplos

atuais e futuros desta aplicação. Nesta vasta área, existe um denominador comum, em se tratando de pesquisa para aplicações tecnológicas: a relaxação magnética.

É de grande importância se conhecer os mecanismos de relaxação magnética, de forma a encontrar materiais ou fenômenos que tornem mais eficiente os processos necessários para as aplicações desejadas. Assim, nos dias de hoje, conhecer e entender a dinâmica da magnetização e separar os mecanismos ligados à sua relaxação é um desafio motivador para a quem trabalha com magnetismo.

Nesta tese, os mecanismos associados ao fenômeno de relaxação magnética, ou seja, os fenômenos que determinam o tempo necessário para a magnetização atingir sua posição equilíbrio, são estudados de maneira inovadora. Em filmes finos e multicamadas magnéticas com grande anisotropia induzida, a análise da dependência azimutal da largura de linha, medida por FMR, nos permitiu separar, de maneira inédita, as contribuições de origem intrínseca (associada ao material) das de origem extrínseca (associada a defeitos e fenômenos de interface) para a relaxação magnética.

Outro fator importante, ligado a dinâmica magnética e por sua vez na aplicação em gravação, é a reversão da magnetização. Quanto menor for a região de gravação (bit magnético), mas ela se aproxima do regime superparamagnético. Desta forma, aumento da densidade de gravação implica em instabilidade magnética. Para se contornar este problema, o aumento da anisotropia é uma das soluções encontradas, porém isto torna a magnetização dos bits mais “dura” e difícil de ser revertida pelos métodos convencionais. Assim, novos métodos de reversão da magnetização estão sendo propostos e um deles é a reversão assistida por microondas (MAS, *microwave assisted*). Nesta tese, estudamos (de forma preliminar) os efeitos da ação de um campo magnético de microondas sobre o campo de reversão da magnetização em bicamadas FM/AF (AF, metal antiferromagnético) acopladas por *exchange*. Encontramos resultados bastante interessantes, os quais mostram que, dependendo da potência de microondas, os campos de reversão de magnetização podem ser muito pequenos, mesmo havendo uma grande anisotropia magnética na amostra.

Outro grande desafio, tanto para a física básica quanto do ponto de vista de aplicação, é incorporar, cada vez mais, o uso do spin eletrônico em dispositivos tecnológicos, assim como acontece com a sua carga elétrica, nos dispositivos semicondutores. ^[4,5,6] Historicamente, a primeira observação mostrando que o spin pode afetar o transporte do elétron data de antes de 1857, quando o efeito da magnetoresistência anisotrópica (AMR, *anisotropic magneto resistance*) foi descoberto.^[7] A base para a compreensão do transporte de spin é lançada no trabalho pioneiro de Mott em 1936^[8,9], no qual ele propôs um modelo para

explicar um comportamento incomum da resistência em metais ferromagnéticos (conhecido como o modelo de duas correntes). Nas últimas décadas a eletrônica de spins, ou spintrônica, tem encontrado grande abertura na pesquisa básica e em aplicações, com a descoberta de novos fenômenos. No início da década de 70, foi determinada pela primeira vez, em um experimento de junção túnel realizado por Tedrow e Mersevey^[10], a polarização de spin da banda de condução de um material ferromagnético. A idéia de conservação do spin, durante o processo de tunelamento, é introduzida por Julliere^[11] em experimentos de Magneto Resistência Túnel (TMR, *tunnel magnetoresistance*). Em 1988, Baibich *et al.*^[3] relataram um dos efeitos mais intrigantes na área de transporte magnético com a descoberta da Magneto Resistência Gigante (GMR, *giant magnetoresistance*). Em 1996, Berger^[12] e Slonczewski^[13], propuseram uma nova maneira de manipular spins eletrônicos através de corrente elétrica: a passagem de uma corrente de spin polarizado em um condutor ferromagnético gera um torque sobre a magnetização local. Posteriormente esta proposta foi confirmada experimentalmente por Tsoi^[14,15] e Katine^[16]. Em 2002, Brataas, Tserkovnyak *et al.*^[17] propuseram uma bateria de spin capaz de bombear spins (*spin pumping*) em forma de uma corrente pura de spin. Eles sugeriram que, em uma interface metal ferromagnético/metal normal (FM/MN), uma corrente pura de spin, gerada pela precessão da magnetização em ressonância ferromagnética (FMR), é bombeada para dentro do metal normal. Em 2004, é feita, pelo grupo do Awschalom, D. D.,^[18] a primeira medida experimental do efeito Hall de spin intrínseco (SHE, *spin Hall effect*), predito por Dyakonov, M. I. e Perel, V. I. e Hirsch.^[19,20,21] A. Azevedo *et al.*,^[22] em um experimento inovador realizado em 2005, medem pela primeira tensão elétrica *dc* associada a *spin pumping*. Em 2006, E. Saitho *et al.*^[23] medem o efeito Hall de spin inverso (ISHE, *inverse spin Hall effect*), em uma bicamada FM/MN, gerado por uma corrente pura de spin gerada pelo fenômeno proposto por Brataas e Tserkovnyak.

Para o desenvolvimento da eletrônica de spin, alguns pontos são primordiais: gerar, processar e detectar correntes de spin. Nesta tese, utilizamos um único dispositivo para gerar e detectar corrente pura de spin.^[22,23,24] Como não existem instrumentos que medem corrente de spin, assim como existem os amperímetros que medem corrente elétrica, propusemos uma nova interpretação para relacionar a corrente de carga com a corrente pura de spin, gerada em uma bicamada FM/MN por FMR, através do efeito Hall de spin. Nesta formulação, associamos a corrente pura de spin, advinda do *spin pumping*, a uma voltagem elétrica *dc* que denominamos de voltagem *spin pumping*. Com este modelo, é possível se analisar diversas dependências da corrente pura de spin, como por exemplo, espessura das camadas FM e MN, potência de microondas, materiais MN diferentes, etc. Desta maneira extraímos diversos

parâmetros importantes para futuras aplicações tecnológicas, tais como, comprimento de difusão de spin, taxa de inversão de spin por espalhamento, eficiência Hall de spin (indica quão eficiente é o material MN em transformar corrente de spin em corrente de carga, ou vice versa), etc.

1.2. ESTA TESE

Em vista das motivações apresentadas na seção anterior, esta dissertação está dividida em capítulos, os quais apresentam as técnicas experimentais utilizadas nas investigações propostas, bem como os principais resultados teóricos e experimentais obtidos e as conclusões e perspectivas dos estudos realizados.

De forma didática, os capítulos, que se seguem, podem ser brevemente resumidos da seguinte forma:

O **capítulo 2** é um capítulo de revisão onde são apresentadas as técnicas experimentais utilizadas nesta tese. As técnicas são: (i) A técnica de *sputtering*, utilizada para preparar as estruturas magnéticas estudadas; (ii) Microscopia de força atômica e microscopia de força magnética, onde a primeira é utilizada para calibrar as espessuras depositadas e a segunda é utilizada para caracterizar a morfologia de domínios magnéticos de algumas das estruturas magnéticas analisadas; (iii) Magnetometria óptica por efeito Kerr (MOKE), utilizada para caracterizar a histerese e os campos de reversão das amostras; (iv) Ressonância Ferromagnética (FMR), a qual é usada para caracterizar os campos internos e estudar os mecanismos de relaxação magnética das amostras; (v) Detecção de tensão dc em FMR, usada para gerar e detectar o bombeamento de spins nas interfaces FM/MN.

No **capítulo 3**, apresentamos um amplo estudo da relaxação magnética em filmes simples e bicamadas FM/AF acopladas por *exchange*. Primeiramente, fazemos uma revisão dos principais mecanismos de relaxação presentes em filmes finos e multicamadas magnéticas. Entre estes descreveremos: relaxação por correntes de Foucault, espalhamento mágnon-fônon, espalhamento de elétrons de condução, espalhamento de dois mágnons, transferência de momento angular na interface e relaxação devido às flutuações das condições de ressonância em partes da amostra. Para cada um destes mecanismos apresentamos as expressões fenomenológicas que serviram para identificar o mecanismo de relaxação predominante nas medidas de largura de linha em FMR. Conseguimos separar apropriadamente as contribuições extrínsecas e intrínsecas para a relaxação magnética em medidas de largura de linha de FMR, tanto em filmes finos com forte anisotropia induzida

como em bicamada FM/AF. Nos filmes finos de Cu/Py, crescidos por *sputtering* oblíquo, verificamos que diferentes canais de relaxação podem interagir entre si de maneira que a magnetização pode relaxar eficientemente pelos diferentes processos. Fizemos um estudo sistemático da relaxação em bicamadas FM/AF acopladas. Aqui o efeito de *exchange bias* e de sua influência nos processos de relaxação, foi realizado, variando-se a espessura da camada antiferromagnética. Nos resultados, mostramos que os grãos que constituem a camada AF podem assumir diferentes comportamentos dependendo da espessura da camada. Este comportamento é claramente verificado nas medidas dos campos que representam as anisotropias rotacional e de *exchange* e no comportamento da largura de linha.

No **capítulo 4** apresentamos um modelo detalhado que explica a origem da tensão DC gerada em bicamadas metálicas FM/MN quando a ressonância ferromagnética é excitada. O modelo separa os efeitos de AMR e de *spin pumping* que aparecem superpostos nestas bicamadas. O modelo também explica a dependência dos dois efeitos em função das espessuras das duas camadas. Relatamos um estudo minucioso da tensão *spin pumping* considerando diversos parâmetros físicos, tais como, espessura dos filmes FM e MN, dependência angular azimutal, potência de microondas, etc. Com os nossos resultados conseguimos extrair os valores de várias grandezas físicas tais como: comprimento de difusão de spin, eficiência Hall, taxa de inversão de spin por espalhamento, etc .

No **capítulo 5** apresentamos as considerações finais onde deixaremos claro quais as contribuições inéditas desta tese.

REFERÊNCIAS

1. NALWA, H. S. (Ed.). **Magnetic Nanostructures**. 2. ed. [S.l.]: American Scientific Publishers, 2009.
2. SELLMYER, D.; SKOMSKI, R. (Eds.). **Advanced Magnetic Nanostructures**. New York: Springer Science, 2006.
3. BAIBICH, M. N. et al. **Phys. Rev. Lett.**, v. 61, p. 2472, 1988.
4. KRONMULLER, H.; PARKIN, S. (Eds.). **Handbook of Magnetism and Advanced Materials**. New York: Wiley, 2006.
5. BLAND, J. A. C.; HEINRICH, B. (Eds.). **Ultrathin Magnetic Structures**. Berlin: Springer-Verlag, 1994.
6. MAEKAWA, S.; SHINJO, T. (Eds.). **Spin Dependent Transport in Magnetic Nanostructures**. [S.l.]: Taylor & Francis, 2002.
7. THOMSOM, W. **Proc. R. Soc.**, v. 8, p. 546, 1857.
8. N. F., M. **Proc. R. Soc. London, Ser. A**, v. 153, p. 699, 1936.
9. N. F., M. **Proc. R. Soc. London, Ser. A**, v. 156, p. 368, 1936.
10. TEDROW, P. M.; MESERVEY, R. **Phys. Rev. B**, v. 7, p. 318, 1973.
11. JULLIERE, M. **Physics Letters**, v. 54A, p. 224, 1975.
12. BERGER, L. **Phys. Rev. B**, v. 54, p. 9353, 1996.
13. SLONCZEWSKI, J. **J. Magn. Magn. Mater.**, v. 159, p. L1, 1996.
14. TSOI, M. et al. **Phys. Rev. Lett.**, v. 80, p. 4281, 1998.
15. TSOI, M. et al. **Nature (London)**, v. 406, p. 46, 2000.
16. KATINE, J. A. et al. **Phys.Rev. Lett.**, v. 84, p. 3149, 2000.
17. BRATAAS, A. et al. **Phys. Rev. B**, v. 66, p. 060404, 2002.
18. KATO, Y. et al. **Science**, v. 306, p. 1910, 2004.
19. DYAKONOV, M. I.; PEREL, V. I. **Phys. Lett. A**, v. 35, p. 459, 1971.
20. DYAKONOV, M. I.; PEREL, V. I. **Sov. Phys. JETP Lett.**, v. 13, p. 467, 1971.
21. HIRSCH, J. E. **Phys. Rev. Lett.**, v. 83, p. 1834, 1999.
22. AZEVEDO, A. et al. **J. Appl. Phys.**, v. 97, p. 10C715, 2005.

23. SAITOH, E. et al. **Appl. Phys. Lett.**, v. 88, p. 182509, 2006.

24. MOSENDZ, O. et al. **Phys. Rev. Lett.**, v. 104, p. 046601, 2010.

Capítulo 2

TÉCNICAS EXPERIMENTAIS

2.1. INTRODUÇÃO

Neste capítulo serão apresentadas as principais técnicas experimentais utilizadas nesta tese. Na seção (2.2) é introduzida a técnica de deposição *sputtering*, a qual foi utilizada para fabricar os filmes finos metálicos investigados neste trabalho. Na seção (2.3) é apresentado o método, baseado em microscopia de força atômica (AFM), utilizado para a calibração das taxas de deposição do *sputtering*. Na seção (2.4) é dada uma breve introdução sobre o Efeito Kerr magneto-óptico (MOKE). Esta técnica foi utilizada na investigação das curvas de magnetização dos filmes finos e multicamadas magnéticas. Para o estudo de dinâmica da magnetização, incluindo a excitação dos modos normais e a relaxação magnética foi utilizada a técnica ressonância ferromagnética (FMR). Os princípios básicos deste método são apresentados na seção (2.5). Na seção (2.6) será apresentada a técnica empregada para medida de tensão dc em bicamadas na condição de ressonância ferromagnética.

2.2. DEPOSIÇÃO POR EVAPORAÇÃO CATÓDICA OU SPUTTERING

2.2.1. O Método

A técnica de deposição catódica ou *sputtering* é o método de deposição física de vapor ou *physical vapor deposition* (PVD) mais utilizado na fabricação de filmes finos. Ela baseia-se na retirada de átomos de um material alvo, em um ambiente com baixa pressão de gás, para depositá-los em uma superfície ou substrato.

O processo pode ser fenomenologicamente descrito, como mostra a Fig. 2.1, da seguinte forma: (1) em uma câmara de vácuo, com uma pressão previamente estabelecida da ordem de 10^{-7} Torr, um gás nobre (geralmente argônio, Ar) é injetado elevando a pressão para cerca de 1 mTorr; (2) este gás é ionizado através da aplicação de uma diferença de potencial (dc ou *rf*) aplicada entre o ânodo (substrato) e o catodo (alvo); (3) os íons gerados são

acelerados contra o alvo e ao colidirem transmitem sua energia cinética. Estas colisões dos íons com o material do alvo sólido podem dar origem a muitos fenômenos, cujas probabilidades de ocorrência dependem da faixa de energia cinética das partículas incidentes. Experimentalmente, a energia cinética dos íons incidentes é controlada mediante a voltagem aplicada entre os eletrodos (alvo-substrato), da ordem de alguns kV. Os principais efeitos desta interação são a ejeção de átomos e partículas, a reflexão e implantação de íons e a produção de partículas devido às colisões secundárias em cascata. No *sputtering* propriamente dito, a ejeção de átomos neutros e partículas carregadas é o efeito mais importante. Neste processo, a energia cinética dos íons energéticos é transferida aos átomos da superfície, os quais serão ejetados se a energia dos íons é maior que a energia de ionização destes átomos superficiais; (4) os átomos mais energéticos atingem o substrato, onde são depositados ou criam novas reações. Quando depositados, a energia cinética dos átomos é redistribuída uniformemente na superfície do substrato em forma de energia potencial, criando ligações entre eles e formando as primeiras camadas do filme. Isto ocorre quando a energia cinética dos íons é relativamente baixa, mas suficiente para ejetar os átomos confinados nas primeiras 5-10 monocamadas do alvo.

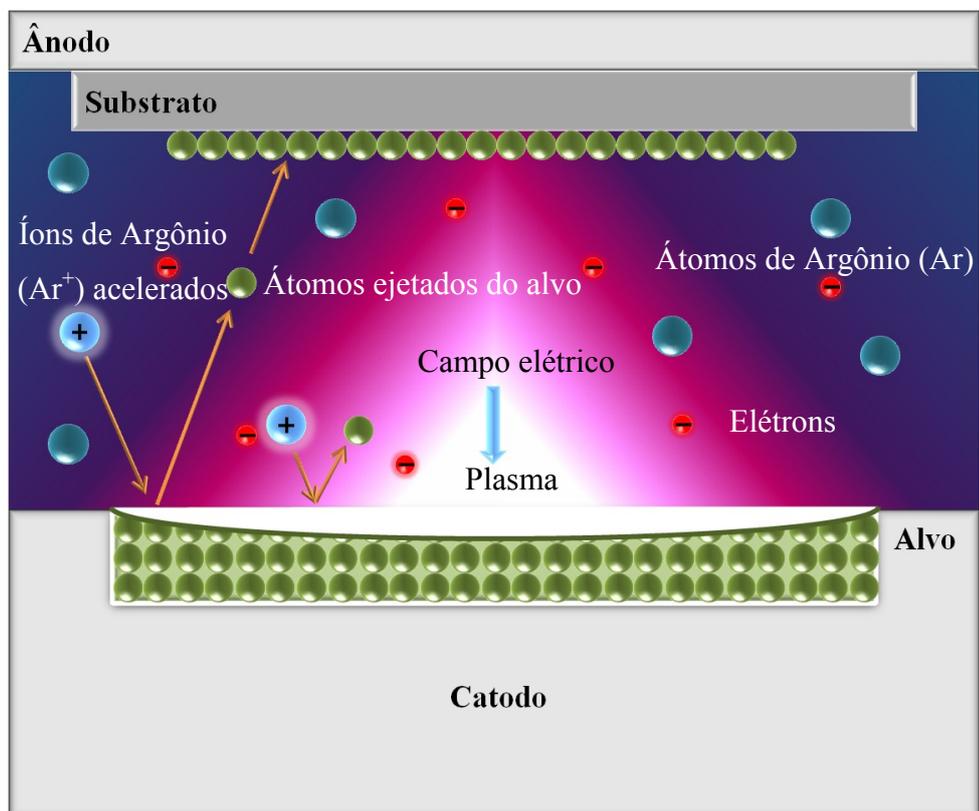


Fig. 2.1 Ilustração mostrando um sistema típico de evaporação catódica ou *sputtering*.

Energias cinéticas muito maiores que a energia de ligação dos átomos do alvo, podem deslocar os átomos até outros sítios, provocando recristalização da rede, vacâncias e até defeitos no alvo. Na Tabela I são apresentados alguns exemplos de valores da energia mínima que um átomo de Ar deve ter, para arrancar átomos de determinados materiais.^[1]

Material	E_{min} (eV)
Ni	21
Fe	20
Cu	17
W	33
Ta	26
SiO ₂	16

Tabela 2.1 Energia mínima de um átomo de Ar necessária para ejetar um átomo da superfície do alvo para alguns dos materiais utilizados nesta tese.

Vários parâmetros determinam as propriedades físico-químicas das camadas pré-depositadas e, portanto, do filme resultante. Dentre os parâmetros que governam a evaporação catódica destacam-se: a energia dos íons, o número de átomos ejetados do alvo por cada íon incidente, a densidade do plasma ou descarga luminosa, as condições do substrato, ambiente da deposição, dopantes, gases residuais, partículas secundárias emitidas desde o substrato, etc. Entender e controlar estes mecanismos permitirá um melhor controle da espessura e uniformidade do filme.

2.2.2. Sputtering Yields (Eficiência do Sputtering)

A eficiência do *sputtering* ou *sputtering yield*, S , é definida como a medida em átomos ejetados por íon incidente. A teoria de maior sucesso para descrever o *sputtering yield* é a proposta por Sigmund.^[2] Esta teoria permite calcular valores de S apenas a partir de dados cristalográficos e parâmetros próprios de cada material, sem parâmetros de ajuste.

Todo estudo de S , deve considerar as características da colisão (elástica ou inelástica), seção transversal de espalhamento, estrutura do material do alvo (randômico ou cristalino), natureza e forças das ligações na superfície do alvo, geometria da deposição (ângulo de incidência, distância alvo-substrato, etc.), energia mínima iônica, etc.^[3]

Segundo a teoria de Sigmund, a eficiência do processo, S , é dada por,

$$S = \frac{3\alpha}{\pi^2} \frac{M_1 M_2}{(M_1 + M_2)^2} \frac{E_1}{E_b}, \quad (E_1 < 1 \text{ keV}) \quad (2.1)$$

$$S = 3.56\alpha \left(\frac{Z_1 Z_2}{Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3}} \right) \frac{M_1}{(M_1 + M_2)} \frac{S_n(E_1)}{E_b}, \quad (E_1 > 1 \text{ keV}) \quad (2.2)$$

onde, M_1 e M_2 são as massas atômicas da partícula incidente e em repouso no alvo, respectivamente; E_1 é a energia da partícula incidente; E_b é a energia de ligação do átomo na superfície; Z_1 e Z_2 são os números atômicos das partículas 1 e 2; α uma função de M_1/M_2 ; e $S_n(E_1)$ a perda de energia por unidade de comprimento durante a colisão. O *sputtering yield* é apenas uma medida relativa da taxa de erosão do alvo e, portanto, da taxa de deposição do filme. Na Tabela 2.2 é mostrado o *sputtering yields* de alguns materiais para dois valores de energia diferentes.^[4,5,6]

Material	S (ion/átomo)	
	$E_i(\text{Ar}) = 0.5 \text{ keV}$	$E_i(\text{Ar}) = 1.0 \text{ keV}$
Fe	1.10	1.3
Ni	1.45	2.2
Co	1.22	-
Cu	2.35	2.85
W	0.57	-
Ta	0.57	-

Tabela 2.2 *Sputtering yields*, de alguns dos materiais utilizados nesta tese, para íons de Ar com energia de 0.5 keV e de 1.0 keV.

2.2.3. Plasma (Descargas Luminosas)

Às vezes, descrito como o "quarto estado da matéria", um plasma gasoso é essencialmente uma descarga luminosa, ou seja, é um estado "dinâmico", onde os átomos de um gás neutro, íons, elétrons e fótons existem em um estado de equilíbrio simultâneo. O plasma é, na média, eletricamente neutro. Para que o processo de *sputtering* ocorra é necessário que a densidade total de partículas seja alta em comparação com as dimensões do

plasma, para que desta forma, exista um número suficiente de interações eletrostáticas, e que também as densidades de elétrons e íons sejam pequenas com relação à densidade total de partículas ($\sim 10^{-4}$).

Para entender como o plasma é formado, consideremos o sistema simplificado da Fig. 2.1. Quando uma voltagem é aplicada cada elétron livre é acelerado de forma a se afastar do eletrodo de polarização negativa (catodo). Devido à existência de uma atmosfera de gás nobre (por exemplo, Ar), estes elétrons colidirão com os átomos neutros do gás arrancando elétrons de suas últimas camadas eletrônicas. Isto produzirá elétrons secundários e deixará os átomos do gás em desequilíbrio eletrônico, ou seja, com carga positiva. Desta forma estes átomos do gás não serão mais neutros, mas sim íons com carga positiva ionizado. Isto pode ser visto para o Ar na forma ($e^- + \text{Ar}^0 \rightarrow \text{Ar}^+ + 2e^-$). Neste ponto, os íons carregados positivamente são acelerados para o eletrodo carregado negativamente (catodo) e ao atingirem superfície ejetando material do alvo também liberam mais elétrons livres por transferência de energia. Estes elétrons adicionais alimentam a formação de íons dando continuidade às reações. Com a multiplicação das partículas carregadas, a corrente aumenta rapidamente, mas a voltagem, limitada pela alta impedância da fonte de potência, permanece constante. Este regime é conhecido como descarga *Townsend*. Neste estágio, um grande número de elétrons e íons são criados em avalanche. Eventualmente, quando uma quantidade suficiente de elétrons gerados produz suficientes íons para regenerar o mesmo número de elétrons iniciais, a descarga torna-se auto-sustentada, o gás começa a brilhar e a voltagem decresce acompanhada de um aumento súbito da corrente. Este estado é chamado de descarga luminosa normal. Nele, a densidade de íons que atingem a superfície do catodo é não uniforme e é concentrada em torno das bordas e outras irregularidades. À medida que a potência é aumentada, os íons acelerados se distribuem por toda a superfície do catodo até a densidade ser uniforme. Este é o estado de descarga anormal e é a região operativa do *sputtering*. A razão de o plasma parecer brilhante vem do fato que os elétrons livres ao colidirem com os íons, formam novamente um átomo neutro liberando fótons. Ou seja, devido às leis de conservação de energia, estes átomos quando retornam ao estado fundamental (gás de átomos neutros) adquirem energia e devem liberar essa energia na forma de fótons. Devido a que ambos, substrato e alvo, estão dentro da região do plasma, os subprodutos criados nas colisões podem bombardear ambas as superfícies. Os átomos neutros ejetados da superfície do alvo devem atravessar a descarga luminosa antes de atingir o substrato, podendo ser ionizados mediante colisões. Isto afeta a qualidade do filme resultante, embora, as reações químicas e processos originados no plasma, geralmente favorecem a deposição do filme ou limpeza do substrato. A configuração na qual

o sistema de substratos fica colocado horizontalmente acima do alvo (*sputter up*), que é o nosso caso, favorece a limpeza do processo de deposição.

2.2.4. Processos de *Sputtering*

Os processos de *sputtering* podem ser classificados em quatro categorias segundo a forma na qual plasma é produzido: **DC**, **RF**, **magnetron** e **reativo**.

No *sputtering* DC, o plasma é produzido e sustentado mediante a aplicação de uma voltagem ou potência DC. Devido a isto, os eletrodos devem ser necessariamente metálicos. Neste processo, os íons são geralmente produzidos longe do alvo e a probabilidade destes não atingirem o mesmo é alta. O livre caminho médio dos elétrons entre colisões é grande, e os elétrons coletados no ânodo não contribuem no processo de ionização que ocorre no catodo quando o impacto dos íons libera elétrons secundários. Por esta razão, a eficiência na ionização é baixa e a descarga auto-sustentada não pode ser mantida para pressões menores que 10 mTorr. Se a pressão é muito alta os átomos ejetados do alvo, têm uma alta probabilidade de serem espalhados pelas colisões e não são depositados no substrato de maneira eficiente. As condições de pressão de Ar e de corrente de plasma para uma operação ótima do *sputtering* DC são 60-140 mTorr e > 160 mA, respectivamente. Em geral, a taxa de deposição é proporcional à potência DC e ao inverso da distância alvo-substrato.^[6,7]

O *sputtering* DC, como visto no parágrafo anterior, tem dois grandes problemas - a taxa de deposição é lenta e o bombardeamento do substrato pelos elétrons é intenso e pode causar superaquecimento e danos estruturais. Desta forma para a fabricação de filmes finos para aplicações tecnológicas e para pesquisa básica, os quais exigem boa qualidade estrutural, processos de deposição eficientes muito bem controlados devem ser usados. O desenvolvimento do processo de deposição por *sputtering* assistida por *magnetrons*, ou *magnetrons sputtering* resolveu os dois problemas ao mesmo tempo. Basicamente, a estrutura de *magnetron* é formada por um catodo (em nosso caso cilíndrico) que é circundado por um ânodo. Por trás do catodo são colocados ímãs permanentes cuja função é produzir um campo magnético para confinar os elétrons livres em um campo magnético diretamente sobre a superfície do alvo mostramos na Fig. 2.2. De fato, os elétrons produzidos no catodo (alvo) são acelerados contra o ânodo em um movimento helicoidal em volta das linhas do campo magnético devido à força de Lorentz. Isto faz com que o tempo em que o elétron fica no plasma aumente desta forma aumentando a probabilidade de ionização de uma molécula de gás neutro por várias ordens de magnitude. Devido a isto, as taxas de deposição no processo

de *magnetron sputtering* podem ser muito altas. Ao mesmo tempo, com baixas pressões, de até 3 mTorr e com voltagens baixas, é possível manter o plasma, conseguindo com isto taxas de deposição tão baixas como 0.4 Å/s como é o nosso caso.

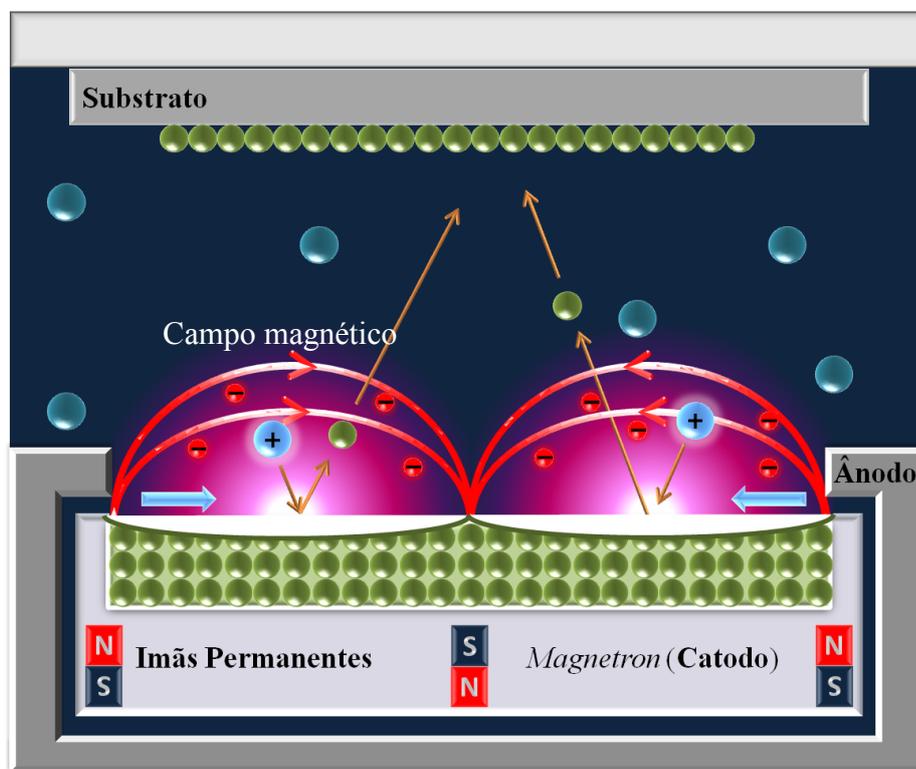


Fig. 2.2 Ilustração mostrando a vista transversal do modelo de *magnetron* utilizado nesta tese.

No *sputtering* reativo, filmes finos de compostos ou ligas são depositados a partir de alvos metálicos na presença da atmosfera do gás inerte (Ar) misturado com algum gás reativo, geralmente, O₂, N₂, C₂H₂, etc. Sob a presença destes gases, as reações do plasma são modificadas, modificando também a cinética do crescimento, morfologia e natureza do filme resultante. Filmes finos depositados numa atmosfera reativa controlada têm qualidades e propriedades únicas difíceis de obter mediante outras técnicas de evaporação.

2.2.5. Deposição por *Sputtering* Oblíquo

A deposição oblíqua de materiais magnéticos é uma das diversas maneiras de introduzir mudanças micro-estruturais em filmes e conseqüentemente induzir propriedades magnéticas de interesse (como anisotropias magneto-cristalina). A deposição por *sputtering oblíqua* é uma das diversas variações que podem ser realizadas no crescimento de filmes

utilizando técnica de *sputtering*. A técnica baseia-se na incidência oblíqua do fluxo médio de átomos, em *sputtering*, em relação à normal do substrato (n) sob deposição. Uma das formas de se fazer isto, em *sputterings* de incidência normal, é se inclinar o substrato em relação ao fluxo de partículas como mostra a Fig. 2.3. Tomando-se β como ângulo de inclinação da normal do substrato em relação à direção de incidência dos átomos, neste trabalho, as deposições foram realizadas variando-o entre zero e oitenta graus com variações mínimas de 10 graus. Para tanto, foram confeccionados suportes feitos de materiais não magnéticos, nos quais foram fixados os substratos (como pode ser visto na Fig. 2.3).

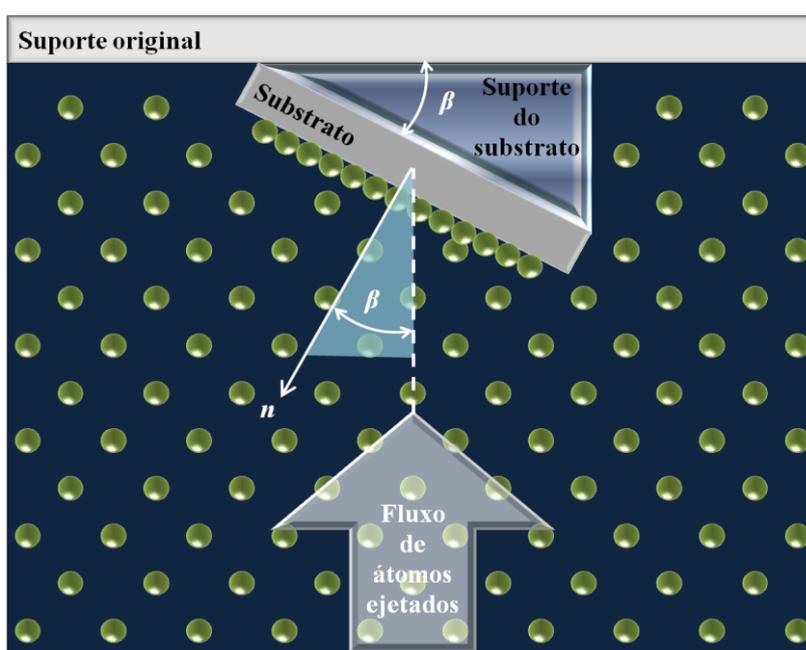


Fig. 2.3 Geometria da deposição por *sputtering* oblíquo.

A deposição oblíqua de materiais magnéticos, com a intenção de produzir anisotropia magnética uniaxial em filmes magnéticos, vem sendo realizada há muitos anos. Em 1959 Smith^[8] verificou que o ângulo entre o substrato e a incidência da deposição por evaporação térmica seria um dos principais efeitos que contribuem para o surgimento de uma anisotropia uniaxial em filmes de *permalloy* ($\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$) sobre vidro. Neste mesmo ano Knorr e Hoffman^[9] verificaram, em filmes de Fe, a dependência da anisotropia magnética com relação à localização geométrica do filamento de evaporação.

Trabalhos importantes sobre as origens do comportamento anisotrópico em filmes depositados obliquamente foram obtidos em meados da década de 1990 por modelos de simulação computacional. Em 1996 Hoshi *et al* ^[10] propuseram um modelo para explicar as

mudanças na anisotropia magnética em filmes de Fe com o ângulo incidente. Na simulação realizada, a forma do grão no filme muda significativamente com o ângulo incidente de deposição das partículas. Grãos alongados em uma direção perpendicular ao plano de incidência da deposição foram claramente observados em simulações de filmes depositados com ângulo de incidência em torno de 60°. No entanto, o filme depositado em um ângulo de incidência de 80° apresentava colunas de grãos separadas uma das outras e inclinadas para a direção de incidência. Mudanças na anisotropia magnética uniaxial do filme podem ser explicadas qualitativamente pela distribuição anisotrópica desses grãos no filme. A diminuição da magnetização de saturação destes filmes com o aumento do ângulo incidência parece ser causada, principalmente, pela formação de um material poroso, como já havia sido sugerido por outros autores.^[11] Segundo eles, a formação de estruturas colunares inclinadas no filme é causada principalmente pelo efeito de auto-sombreamento (*self-shadowing*) no crescimento de filmes. Baseados em simulação Monte Carlo, num modelo simples de esfera dura, foi possível mostrar que as mudanças na anisotropia magnética uniaxial do filme de ferro com o ângulo de incidência foram causadas, principalmente, pelas variações na distribuição do grão do filme. A diminuição na magnetização de saturação do filme de Fe devida ao aumento do ângulo incidência ajustou-se bem com diminuição da densidade do filme. Portanto, o efeito *self-shadowing* é o mais importante mecanismo causador da anisotropia uniaxial magnética em filme de Fe depositado por *sputtering* oblíquo.

Anos mais tarde apareceram estudos sobre a influência de *buffer-layers* na indução de anisotropias em filmes depositados por *sputtering* oblíquo. Em 1999, Michijima *et al.*,^[12] fizeram um estudo comparativo em filmes de *permalloy* com *buffer-layer* de Ta e Al₂O₃, com incidência normal à superfície do substrato e incidência oblíqua de 55°. E verificaram que a *buffer-layer* tem influência direta no campo de anisotropia nos filmes de *permalloy* depositados por *sputtering* oblíquo.

No ano de 2000, McMichael *et al.*,^[13] obtiveram campos de anisotropia superiores a 1500 Oe para filmes de Co com *buffer-layer* de Ta depositados por *sputtering* oblíquo. Foi observada também, para os filmes de Co, a ampliação da anisotropia com o aumento da espessura da *buffer-layer* e com o aumento do ângulo entre a normal ao plano do filme e a fonte incidente de Ta. Nesse trabalho os autores mostram, através de resultados experimentais, que o campo de anisotropia dos filmes aumenta fortemente para ângulos de deposição entre 40° e 60°. Eles também observam esse comportamento anisotrópico em válvulas de spin fazendo, inclusive análises micro-estruturais. Através da Microscopia Eletrônica de Transmissão, eles observam estruturas colunares (com 8 nm de largura) de Ta

inclinados em direção a fonte e alongados perpendicularmente ao plano incidente de fluxo de Ta. A partir dessas imagens de microscopia os autores propuseram um modelo microestrutural do filme que se adequou bem às medidas obtidas de ressonância ferromagnética e de magnetoresistência. Neste modelo, eles afirmam que essa rugosidade verificada na *buffer-layer* na deposição oblíqua, seria a principal responsável pelo acréscimo da anisotropia gerada nesses filmes.

Neste trabalho de doutorado, os filmes crescidos por *sputtering* oblíquo apresentam um forte aumento da anisotropia uniaxial a partir de $\beta = 30^\circ$. A anisotropia tem direção perpendicular ao plano de incidência (formado pela normal do substrato (n) e direção de incidência dos átomos) e sua origem deve vir da superposição dos fenômenos vistos nos parágrafos anteriores. No entanto, o fenômeno de indução de anisotropias magnéticas em filmes magnéticos utilizando *sputtering* oblíquo ainda não é totalmente compreendido, mesmo com os esforços de diversos grupos de pesquisa no decorrer dos últimos anos.^[14,15,16] Veremos adiante que a investigação mais detalhada dos mecanismos de relaxação magnética de tais filmes mostrou-se um problema desafiador.

2.3. MICROSCOPIA DE FORÇA ATÔMICA (AFM). CALIBRAÇÃO DA TAXA DE DEPOSIÇÃO

2.3.1. AFM – Uma Breve Descrição

Diversas técnicas foram criadas, ao passar dos anos, para a observação de detalhes ampliados de superfícies. A primeira técnica, criada para se observar objetos de dimensões inferiores ao limite da visão humana (alguns micra), baseava-se em fenômenos puramente ópticos, ou seja, utilizavam a luz, no limite da óptica geométrica, e a magnificação causada pela superposição de elementos, como lentes, para amplificar o objeto a ser estudado. Esta técnica recebeu o nome de microscopia óptica. Isto ocorreu devido ao seu limite inferior de observação, sendo inicialmente observado, para as amostras de interesse da época, da ordem de alguns micras e que formalmente é dado pelo critério da difração de Rayleigh, ou seja, da metade do comprimento de onda da luz visível (200 a 350 nm). A necessidade, cada vez maior, de se compreender a estrutura básica da qual é composta a matéria, tem se apresentado, ao longo do tempo, como um desafio para os pesquisadores. Uma das peças chaves para este entendimento é a observação ampliada da estrutura atômica matéria. Para este nível de observação, além do limite óptico, novas técnicas de observação foram criadas. Uma das primeiras técnicas criadas para este tipo de observação foi a de microscopia de varredura

eletrônica, ou SEM (*Scanning Electron Microscope*), seguida da microscopia por transmissão eletrônica, ou TEM (*Transmission Electron Microscope*). Estas técnicas baseiam-se na utilização de um feixe de elétrons, o qual devido ao seu comprimento de onda muito menor que o da luz visível, permite resolver escalas nanométricas ($1 \text{ nm} = 10^{-9} \text{ m}$) ou sub-nanométricas, mas, em geral, com efeitos destrutivos para a amostra e apenas capaz de trabalhar em vácuo.

Os mais novos desenvolvimentos, na área de microscopia, são os microscópios de varredura por sonda, ou SPM (*Scanning Probe Microscope*), que na realidade são grupos de instrumentos compostos basicamente de sonda sensora, cerâmicas piezelétricas para posicionar o objeto amostra e fazer varreduras, circuitos de realimentação para controlar a posição vertical da sonda e um computador para mover os scanners de varredura, armazenar dados e os converter em imagens por meio de softwares específicos para esse fim. O primeiro microscópio de sonda desenvolvido foi o de tunelamento, ou STM (*Scanning Tunneling Microscope*). O STM foi inventado por Gerd Binnig e Heinrich Rohrer, da IBM de Zurich, em 1982^[17] e foi o primeiro instrumento capaz de gerar imagens reais de superfícies com resolução atômica. A desvantagem do STM é que ele só pode ser utilizado no estudo de amostras condutoras, pois seu funcionamento baseia-se em medir a corrente elétrica de tunelamento entre a sonda e a amostra. Superando este obstáculo, em 1986,^[18] Binnig, Quate e Gerber propuseram um novo microscópio que, ao invés de medir corrente elétrica, mede forças em escala atômica. Devido a este fato o instrumento recebeu o nome de microscópio de força atômica, ou AFM (*Atomic Force Microscope*).

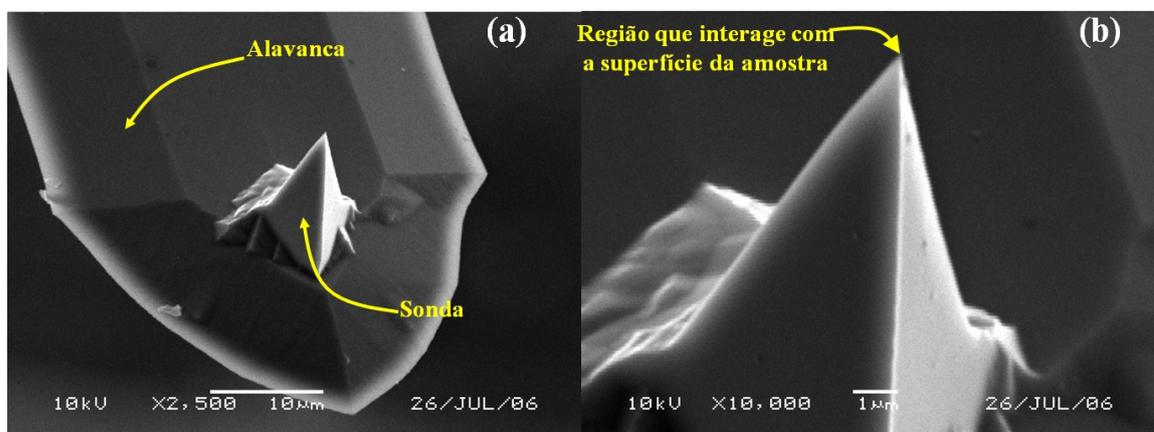


Fig. 2.4 Imagens de microscopia eletrônica de varredura de uma sonda típica para realizar imagens de topografia no regime de força repulsiva ($k = 0.2 \text{ N/m}$); (a) imagem mostrando a sonda micro-fabricada sobre a alavanca; (b) sonda usada para medir interações com a amostra.

O AFM se baseia na medição de interações existentes entre uma sonda e a superfície do material de interesse. Esta sonda é basicamente uma ponteira de silício,^[19,20] microfabricada sobre uma alavanca flexível (*cantilever*), de dimensões de alguns micra de comprimento (100 a 200 μm), e geralmente com menos de vinte nanômetros de diâmetro (ver Fig. 2.4). A interação sonda-amostra provoca deflexões na alavanca. Estas deflexões são causadas pelas interações de forças interatômicas repulsivas e atrativas, que agem entre a sonda e a amostra. A microscopia de força atômica pode ser operada em diversos modos de se produzir as imagens. Estes, também chamados modos de varredura ou de operação, referem-se fundamentalmente à distância mantida entre a sonda e a amostra, no momento da varredura, e às formas de movimentar a sonda sobre a superfície a ser estudada. A escolha do modo apropriado depende da aplicação específica que se deseja fazer. Na Fig. 2.4 é mostrada a imagem de uma sonda típica usada para realizar medidas de topografia.

Para que o processo de formação da imagem realize-se é necessário que a sonda seja aproximada da superfície da amostra até o regime em que as forças interatômicas sejam relevantes, neste momento o *cantilever* sofrerá uma deflexão. Essa deflexão é monitorada por um feixe de laser que incide na parte de trás do *cantilever*, cuja reflexão é detectada por um fotodetector dividido em quatro quadrantes (A, B, C e D) e, a partir desse fotodetector, é possível medir a deflexão e torção do *cantilever* (ver Fig. 2.5^[21,22]). Durante o processo o aquisição de imagem o sinal originado da eletrônica de detecção permanece constante devido ao uso de uma eletrônica de controle que usa o sinal de *feedback* para corrigir a altura “z”. A topografia da superfície é adquirida varrendo-se a sonda sobre a superfície da amostra e armazenando-se a correção na altura “z” como sendo a topografia. A varredura da sonda é feita pelo sistema de translação XYZ (*scanner*) através de um conjunto de cerâmica piezoelétrica (PZT).

A deflexão vertical e torção da alavanca são dadas respectivamente por,^[23]

$$[(A+B)-(C+D)]/[A+B+C+D] \quad (2.3)$$

e

$$[(B+C)-(A+D)]/[A+B+C+D] \quad (2.4)$$

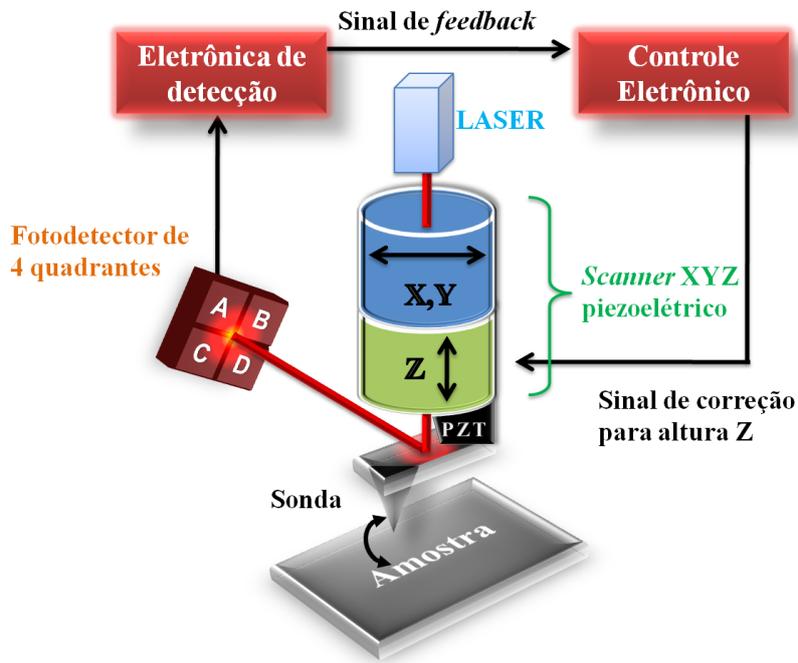


Fig. 2.5 Esquema ilustrativo dos componentes essenciais para o funcionamento de um Microscópio de Força Atômica.

Durante o processo de aproximação sonda-amostra diversos fenômenos de interação acontecem. Caso a distância z entre a amostra e a sonda seja muito grande não haverá potencial de interação e, portanto, a força de interação será nula. A partir do momento que a sonda começa a se aproximar da superfície da amostra, inicialmente, aparecerá uma força do tipo *van der Waals*.^[24] Logo depois, para distâncias bem próximas, será verificada uma força repulsiva entre sonda-superfície, decorrente da repulsão *coulombiana* entre as nuvens eletrônicas dos átomos da sonda e da superfície de contato. O potencial de interação, devido a estas duas contribuições, pode ser representado pelo potencial de Lennard-Jones.^[24] O potencial de Lennard-Jones aplica-se estritamente à interação entre duas moléculas ou átomos, mas pode-se, contudo, aproximá-lo para as interações macroscópicas do AFM através da integração nos corpos microscópicos.^[25] Desta aproximação, o potencial (U) e a força de interação (F) podem ser escritos como:

$$U(z) = \frac{A_H R}{6\sigma} \left[\frac{1}{210} \left(\frac{\sigma}{z} \right)^7 - \left(\frac{\sigma}{z} \right) \right] \quad (2.5)$$

$$F(z) = \frac{A_H R}{6\sigma} \left[\frac{1}{30} \left(\frac{\sigma^7}{z^8} \right) - \left(\frac{\sigma^3}{z^2} \right) \right] \quad (2.6)$$

onde, R é o raio da ponta, σ é uma distância atômica típica, A_H é a constante de Hamaker e z é a distância da ponta à amostra.

A partir disso, podem-se entender os três diferentes modos de operação da técnica de AFM: **contato**, **não-contato** e **contato intermitente** (“*tapping*”). O gráfico da força de interação em função da distância sonda-superfície juntamente com os modos de operação pode ser vista na Fig. 2.6.

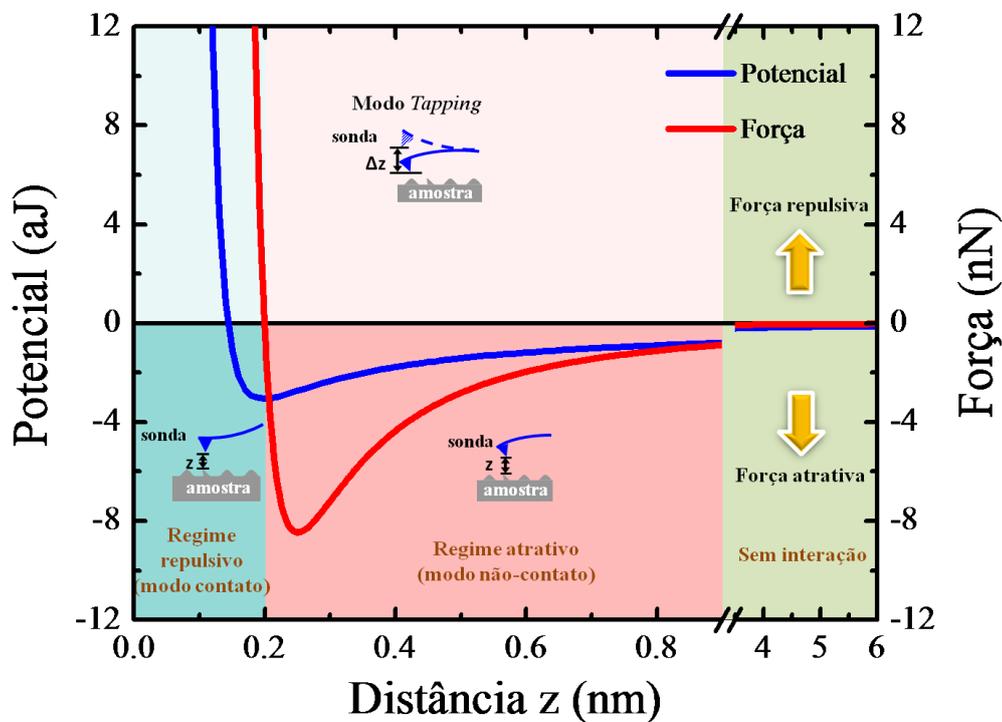


Fig. 2.6 Curva típica da força de interação existente entre átomos da sonda de um Microscópio de Força Atômico e os átomos da superfície da amostra. Os parâmetros utilizados foram: $R = 10$ nm, $\sigma = 0,35$ nm e $A_H = 0,425$ aJ.

No **modo contato**, o *cantilever* é mantido a poucos angstroms da superfície da amostra e a força interatômica entre a ponta e a amostra é repulsiva. Neste modo de operação, a ponta faz um leve “contato físico” com a amostra (ocasionando uma pequena deflexão no *cantilever*) que é detectada pelo fotodetector como um *setpoint*. A constante de mola do *cantilever* deve possuir um valor intermediário de modo que seja suficientemente pequena para não provocar deformações mecânicas na superfície da amostra e seja suficientemente alta

para não se deformar. Contudo, a compressão e as forças geradas, entre a ponta e a superfície, podem causar danos à amostra. As constantes de mola para forças interatômicas para amostras sólidas estão entre 10 e 100 N/m.^[26] As constantes de mola dos *cantilevers* utilizados no modo de contato em imagens de topografia estão na faixa 0,01 e 5 N/m, portanto, são menores do que as constantes de mola da amostra e alta suficiente para não se deformarem durante as medidas. Os *cantilevers* utilizados no modo de contato para realização deste trabalho possuem uma constante de mola de aproximadamente 0.2 N/m.

Aproximando-se a relação entre força e distância no regime repulsivo (ver Fig. 2.6) por uma reta, obtém-se:

$$F_{repulsiva} = F_0 - zk_{repulsivo} \quad (2.7)$$

onde, F_0 e $k_{repulsivo}$ são constantes positivas e z é a distância entre a sonda e a superfície da amostra. A força repulsiva ($F_{repulsiva}$) é obtida indiretamente pelas medidas de deflexão do *cantilever* através do fotodetector de quatro quadrantes (ver Fig. 2.5). Durante a aquisição de imagem de topografia o sistema de controle, através do sinal de *feedback*, mede a deflexão do *cantilever* e corrige a separação “ z ” entre a sonda e a superfície da amostra. Mantendo assim a deflexão constante em um valor de *setpoint* e, portanto, a força de repulsão entre sonda e superfície também é constante. Desta forma o sinal detectado no modo de contato é proporcional à força.

No **modo de não-contato**, o *cantilever* é mantido a uma distância entre dezenas e centenas de angstroms da superfície da amostra e a força interatômica entre a ponta e a amostra é atrativa. Neste caso, a ponta oscila em alta frequência (100 kHz a 1 MHz), a força total entre a ponta e a amostra é muito baixa, geralmente em torno de 10^{-12} N. Esta oscilação aumenta consideravelmente a sensibilidade do microscópio, o que faz com que forças de *van der Waals* e forças eletrostáticas possam ser detectadas. O modo de não-contato não sofre os efeitos do atrito sobre a amostra, causada pela ponta, como observado no modo contato após diversas varreduras. Por outro lado, este modo não tem encontrado aplicabilidade geral, devido à instabilidade que ocorre entre a ponta e as forças adesivas da superfície e devido, também, a resolução reduzida pela distância ponta-amostra que é relativamente grande. Esta limitação tem sido contornada com a utilização do modo intermitente.

O **modo contato intermitente** (*Tapping*) é similar ao não-contato, exceto pelo fato de que a ponta vibrante fica mais próxima da amostra, de forma que tenha um contato

intermitente e é utilizado para contornar as limitações impostas pelo modo contato. A comparação das imagens nos modos contato e intermitente mostra que as superfícies são menos modificadas no modo intermitente, ou seja, as forças de fricção e de interação ponta-amostra responsáveis por exercer torques sobre a ponta são consideravelmente reduzidas.

2.3.2. Calibração da Espessura de Filmes Depositados por Sputtering

Devido à grande resolução em profundidade (escala atômica), o AFM se tornou uma das principais técnicas utilizadas na visualização e na caracterização de perfis de profundidade (Fig. 2.7), principalmente no que se diz respeito à medida da altura destes. Com relação à medida da altura destes perfis, por exemplo, para se descobrir a espessura de um filme fino, o AFM se mostra mais sensível, e muitas vezes de mais fácil aplicação, do que outras técnicas convencionais, tais como, raios-X de baixo ângulo e perfilometria. Em vista desta qualidade, o AFM foi utilizado para se aferir a taxa de deposição de *sputtering* para diversos materiais.

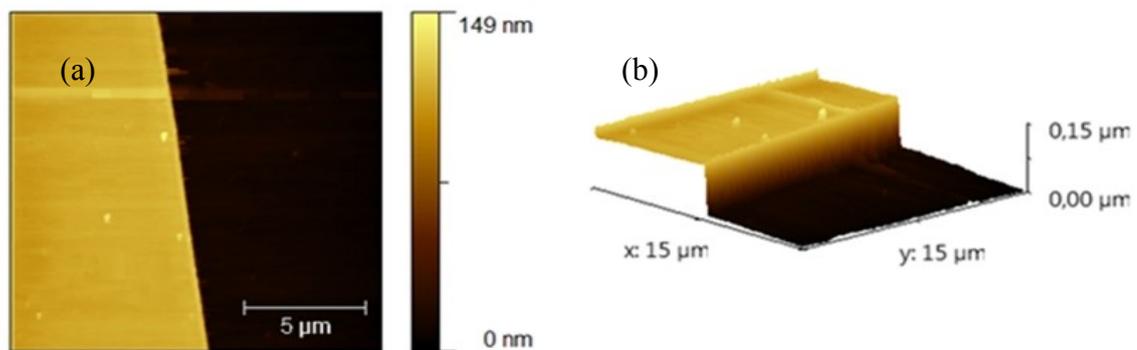


Fig. 2.7 Imagem de AFM para um degrau de permalloy (107,5 nm) sobre substrato de vidro. Vista 2D (a) e vista 3D (b).

O processo de calibração, ou de aferição, da taxa de deposição é realizado, basicamente, em duas etapas: (1) O material, a ser calibrado, é depositado, em forma de degrau, sobre vários substratos de vidro - cada um com um tempo de deposição diferente, mas sob as mesmas condições. (2) Em seguida utiliza-se o AFM, no modo de contato, para medir a altura dos degraus, obtendo-se assim, o gráfico da dependência da espessura do filme formado (altura do degrau) com o tempo de deposição – uma reta. O coeficiente angular desta reta é igual à taxa de deposição para o dado material. A Fig. 2.7 mostra um destes degraus em

uma imagem feita por AFM. A Tabela 2.3 mostra a taxa e as condições de deposição, com $\beta = 0^\circ$, para a maioria dos materiais utilizados nesta tese.

Material	Corrente de Plasma (mA)	Fluxo de Ar (SCCM)	Taxa (nm/min)
Py	50	550	6,18
Fe	50	550	4,2
Cu	50	550	13,4
Pt	50	550	10,2
Ag	50	550	28,8
IrMn	50	840	7,4

Tabela 2.3 taxa de deposição, para $\beta = 0^\circ$, para a maioria dos materiais utilizados nesta tese.

Nas deposições por *sputtering* oblíquo, já é conhecido que a espessura dos filmes varia com o ângulo de deposição. Desta forma, através do mesmo método de calibração citado acima, obteve-se a taxa de deposição, em função do ângulo de deposição, para os materiais de interesse em nosso trabalho.

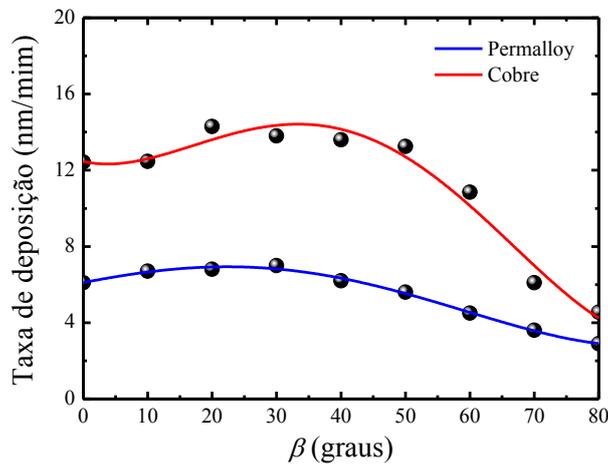


Fig. 2.8 Taxa de deposição para o Py (azul) e o Cu (vermelho) em função do ângulo de inclinação do substrato (β).

Na Fig. 2.8, pode-se visualizar as taxas de deposição para Py e para o cobre (Cu) em função do ângulo de inclinação do substrato (β).

2.4. EFEITO KERR MAGNETO-ÓPTICO (MOKE)

2.4.1. O Fenômeno

Pode-se dizer que um efeito magnético-optico, é qualquer um de uma série de fenômenos que podem alterar o estado de uma onda eletromagnética devido à interação de um campo magnético com meio no qual a onda se propaga. Um destes é o efeito Kerr, o qual foi descoberto, de forma brilhante, por John Kerr em 1877.^[27] A sua primeira sentença na introdução do seu trabalho resume a sua descoberta:

“I was led some time ago to think it very likely, that if a beam of plane-polarized light were reflected under proper conditions from the surface of intensely magnetized iron, it would have its plane of polarization turned through a sensible angle in the process of reflection.”

Em seu trabalho, ele observou que quando a luz linearmente polarizada é refletida pela superfície de um meio magnético, surge uma mudança no estado de polarização da mesma. O fenômeno foi interpretado como devido a uma birrefringência circular, isto é, a onda incidente linearmente polarizada, é resolvida em uma onda circularmente polarizada à esquerda e em outra circularmente polarizada à direita com diferentes índices de refração. Este tipo de efeito ficou conhecido como efeito Kerr magneto-ótico (MOKE).

No formalismo atual, a resposta de um material à radiação eletromagnética está relacionada aos tensores de permissividade dielétrica, $\vec{\epsilon}$, e de permeabilidade magnética, $\vec{\mu}$.

2.4.2. Classificação do MOKE Segundo a Orientação do Campo Magnético

Dependendo da orientação do campo magnético aplicado com relação ao plano de incidência da luz, o MOKE é classificado como: transversal, longitudinal ou polar (Fig. 2.9).

No MOKE transversal (TMOKE), o campo magnético é orientado no plano do filme e perpendicular ao plano de incidência, no longitudinal (LMOKE) o campo magnético é orientado da mesma maneira só que paralelo ao plano de incidência, e por último no MOKE polar (PMOKE), o campo é aplicado paralelo ao plano de incidência e perpendicular ao plano do filme.

A teoria fenomenológica dos efeitos magneto-óticos, Longitudinal, Transversal e Polar foi originalmente desenvolvida por Voigt em 1908.^[28] Teorias mais completas incluindo a derivação dos coeficientes de Fresnel foram realizadas por Argyres,^[29] Robinson,^[30] Pluinage e Torguet^[31] e Hunt.^[32] Recentemente, teorias baseadas na interação *spin-órbita* e

na interação de intercâmbio, provêm uma descrição microscópica dos fenômenos magneto-ópticos em filmes finos metálicos.^[33,34,35]

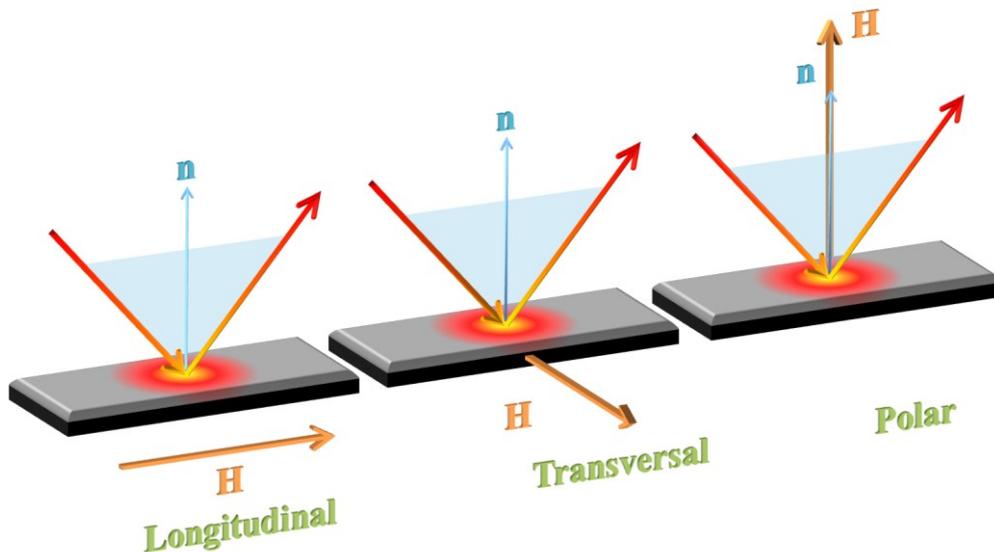


Fig. 2.9 Configurações para o efeito Kerr magneto-óptico: (L) longitudinal, (T) transversal e (P) polar. O versor \mathbf{n} representa o vetor normal ao plano do filme.

Devido a que o efeito Kerr existe para uma direção arbitrária da magnetização (em relação ao plano de incidência), para uma incidência que não seja normal, o sinal MOKE detectado por qualquer dos três efeitos vai ser proporcional à componente da magnetização paralela ao campo magnético. Isto faz com que esta técnica seja bastante usada no estudo de domínios magnéticos,^[36] na determinação de curvas de histerese,^[37] em aplicações para gravação magnética e na tecnologia de armazenamento de alta densidade,^[38] etc.

As curvas de histerese obtidas por qualquer uma das três configurações fornecem informação detalhada sobre a dependência da magnetização com a temperatura, condições de crescimento e espessura do filme, além de ser muito sensível às anisotropias presentes no filme.

Na prática, os métodos magneto-ópticos são simples em comparação com outras técnicas de magnetometria, como por exemplo, SQUID^[39,40] e VSM^[41,42] permitindo além disso medir simultaneamente, ou em separado, todas as componentes da magnetização em relação ao campo magnético.^[43] Por estas razões é que dentre as técnicas existentes para medir curvas de histerese magnética, a baseada no efeito Kerr é uma das mais usadas na investigação de filmes finos magnéticos.

Nesta tese, as medidas de magnetização por MOKE foram todas obtidas na configuração longitudinal. A montagem é constituída por um laser; polarizador (P); modulador foto-elástico (M); analisador (A); lentes (L); filtros; detector (D) e um magneto (eletroímã). O diagrama da montagem utilizada é mostrado na Fig. 2.10.

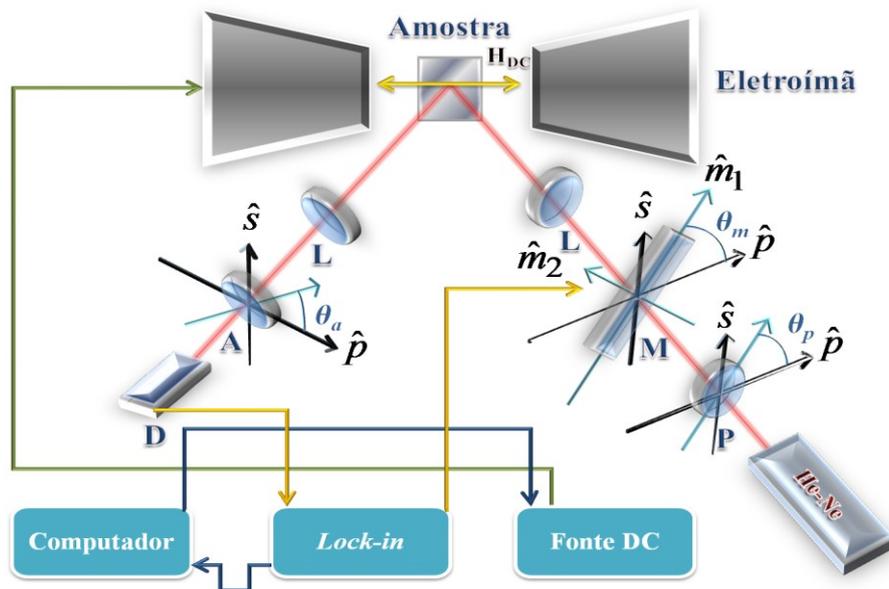


Fig. 2.10 Arranjo experimental utilizado nas medidas de MOKE.

2.4.3. Tratamento Matemático do Fenômeno (Análise Matricial)

O MOKE pode ser tratado matematicamente em termos do método das matrizes de Jones^[44] combinado com o cálculo dos coeficientes de Fresnel.^[45] Neste método, cada componente óptico, utilizado no arranjo experimental, pode ser expresso por uma matriz de Jones. As direções perpendiculares escolhidas como as de referência (bases do sistema) são: paralela ao plano de incidência (\hat{p}) e a perpendicular ao plano de incidência (\hat{s}).

Cada elemento mostrado na Fig. 2.10 pode ser tratado, no formalismo matricial, da seguinte forma:

a) Radiação eletromagnética (Laser)

A radiação eletromagnética polarizada, de frequência ω_0 e vetor de onda $k_0 = \sqrt{\mu_0 \epsilon_0}$ pode ser descrita através de seu campo elétrico

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0 \exp[i(\vec{k}_0 \cdot \vec{r} - \omega_0 t)] \quad (2.8)$$

o qual pode ser escrito na forma matricial, em termos das direções principais, como:

$$E = \begin{bmatrix} E_p \\ E_s \end{bmatrix} = E_0(k_0, \omega_0, \vec{r}) \begin{bmatrix} \cos \theta \\ \sin \theta \end{bmatrix} = E_0(k_0, \omega_0, \vec{r}) E(\theta) \quad (2.9)$$

b) Polarizador (P)

O polarizador, elemento óptico onde somente a componente da polarização paralela ao eixo principal é transmitida, pode ser escrito na forma matricial^[46] como:

$$P(\theta_p) = \begin{bmatrix} \cos^2 \theta_p & \cos \theta_p \sin \theta_p \\ \sin \theta_p \cos \theta_p & \sin^2 \theta_p \end{bmatrix} \quad (2.10)$$

onde, θ_p é o ângulo entre o eixo principal do polarizador e a direção \hat{p} .

c) Modulador foto-elástico (M)

Um modulador fotoelástico, ou *photoelastic modulator* (PEM) é um dispositivo óptico usado para modular a polarização de um feixe de luz e é composto por duas partes: uma óptica (cristal birrefringente) e uma eletrônica (transdutor). O princípio de funcionamento dos moduladores fotoelásticos é baseado no efeito fotoelástico, em que um dado material, ao sofrer um estresse mecânico, exibe uma birrefringência proporcional à tensão aplicada para ocasionar este estresse. Estes elementos são dispositivos ressonantes, onde sua frequência de oscilação é determinada pelas propriedades do conjunto elemento óptico/transdutor. Uma corrente é enviada através do transdutor fazendo vibrar o elemento óptico por meio do seu alongamento e de sua compressão, o que altera a birrefringência do material transparente. Devido a este caráter ressonante, a birrefringência do elemento óptico pode ser modulada a grandes amplitudes, mas também pela mesma razão, a operação de um PEM é limitada a uma única frequência, e a maioria dos aparelhos comerciais fabricados hoje operam em 50 kHz (nosso caso). A utilização do PEM permite, como será visto adiante, a amplificação *lock-in* em medidas, o que permite a eliminação de todos os ruídos fora da frequência de oscilação do equipamento. Isto é uma grande vantagem em medidas de sinais de baixa intensidade.

O resultado da oscilação da birrefringência em uma radiação eletromagnética polarizada, sendo transmitida através do meio óptico do modulador, é a indução uma

diferença de fase $\varphi = \varphi_0 \sin(\omega t)$ entre as componentes do campo elétrico da radiação, onde ω é a frequência de oscilação e φ_0 é a amplitude de oscilação.

A matriz que representa o modulador, na representação das direções principais \hat{p} e \hat{s} é dada por:

$$\underline{\underline{M}}(\theta_m) = \begin{bmatrix} \cos\left(\frac{\varphi}{2}\right) - i \sin\left(\frac{\varphi}{2}\right) \cos(2\theta_m) & -i \sin\left(\frac{\varphi}{2}\right) \sin(2\theta_m) \\ -i \sin\left(\frac{\varphi}{2}\right) \sin(2\theta_m) & \cos\left(\frac{\varphi}{2}\right) + i \sin\left(\frac{\varphi}{2}\right) \cos(2\theta_m) \end{bmatrix} \quad (2.11)$$

onde, θ_m é o ângulo entre a direção principal do modulador \hat{m}_1 e a direção principal adotada \hat{p} .

d) Amostra Magnética (R)

Como dito anteriormente a resposta de um material à radiação eletromagnética está relacionada aos tensores de permissividade dielétrica, $\vec{\epsilon}$, e de permeabilidade magnética, $\vec{\mu}$. Em frequências ópticas a permeabilidade magnética pode ser tratada como uma constante igual a um. A permissividade dielétrica não pode ser considerada como uma constante. O tensor $\vec{\epsilon}$ pode ser escrito, em termos dos cossenos diretores da magnetização (m_x , m_y e m_z) e em primeira ordem em Q , como:^[47,48]

$$\vec{\epsilon} = \begin{bmatrix} \epsilon_q & -i\epsilon_q Q m_z & i\epsilon_q Q m_y \\ i\epsilon_q Q m_z & \epsilon_q & -i\epsilon_q Q m_x \\ -i\epsilon_q Q m_y & i\epsilon_q Q m_x & \epsilon_q \end{bmatrix} \quad (2.12)$$

onde, o sistema de coordenadas (x , y , z) tem origem na interface meio magnético (amostra)/meio dielétrico (ar) e Q é uma constante magneto-óptica complexa proporcional à magnetização $\vec{M}(\vec{H})$. A direção z é perpendicular a interface e tem sentido apontando para dentro do meio magnético, enquanto que x e y são respectivamente paralelos as projeções de \hat{s} e \hat{p} na interface.

Com o tensor (2.12) e condições de contorno apropriadas, a interação radiação-matéria, em uma amostra magnética, pode ser expressa em termos da matriz de espalhamento

magneto-óptica.^[47] No plano do filme, a matriz de reflexão, em termos dos coeficientes de Fresnel, tem a seguinte forma:

$$\underline{\underline{R}} = \begin{bmatrix} r_{pp} & r_{ps} \\ r_{sp} & r_{ss} \end{bmatrix} \quad (2.13)$$

onde, os elementos da matriz são conhecidos como coeficientes de Fresnel. Estes coeficientes são em geral funções complicadas dos ângulos de incidência e de refração bem como dos parâmetros dos materiais que formam a interface. Considerando uma interface ar/ferromagnético, estes coeficientes são, até primeira ordem em Q ^[45], dados por:

$$r_{ss} = \frac{\mu \cos \theta_i - N \cos \theta_r}{\mu \cos \theta_i + N \cos \theta_r} \quad (2.14)$$

$$r_{ps} = \frac{i\mu N \cos \theta_i m_y \tan \theta_r Q}{(N \cos \theta_i + \mu \cos \theta_r)(\mu \cos \theta_i + N \cos \theta_r)} \quad (2.15)$$

$$r_{sp} = -r_{ps}^* \quad (2.16)$$

$$r_{pp} = \frac{N \cos \theta_i - \mu \cos \theta_r}{N \cos \theta_i + \mu \cos \theta_r} + \frac{2i\mu N \cos \theta_i \sin \theta_r m_x Q}{(N \cos \theta_i + \mu \cos \theta_r)^2} \quad (2.17)$$

onde, μ é a permeabilidade magnética do material ferromagnético, θ_i e θ_r os ângulos de incidência e refração respectivamente e $N = n + ik$ é o índice de refração complexo.

A partir destes elementos, pode-se escrever os termos de rotação (θ) e elipticidade Kerr (η) na forma:

$$\theta_x = \text{Re} \left[\frac{r_{sp}}{r_{pp}} \right], \theta_y = -\text{Re} \left[\frac{r_{ps}}{r_{pp}} \right], \eta_x = \text{Im} \left[\frac{r_{sp}}{r_{pp}} \right] \text{ e } \eta_x = \text{Im} \left[\frac{r_{ps}}{r_{pp}} \right] \quad (2.18)$$

Na aproximação $Q \ll 1$, a matriz (2.13) pode ser reescrita como:

$$\underline{R} = \begin{bmatrix} |f_{pp}| e^{i\delta_{pp}} & m_y |f_{ps}| e^{i\delta_{ps}} \\ -m_y |f_{ps}| e^{-i\delta_{ps}} & |f_{ss}| e^{i\delta_{ss}} \end{bmatrix} \quad (2.19)$$

onde, as funções f são dadas por:

$$f_{pp} = f_{pp}(N, \theta_i, \theta_r) = \left(\frac{N \cos \theta_i - \mu \cos \theta_r}{N \cos \theta_i + \mu \cos \theta_r} \right) \quad (2.20)$$

$$f_{ss} = f_{ss}(N, \theta_i, \theta_r) = \left(\frac{\mu \cos \theta_i - N \cos \theta_r}{\mu \cos \theta_i + N \cos \theta_r} \right) \quad (2.21)$$

$$f_{ps} = f_{ps}(N, \theta_i, \theta_r, Q) = \left(\frac{\mu N \cos \theta_i \tan \theta_r Q}{(N \cos \theta_i + \mu \cos \theta_r)(\mu \cos \theta_i + N \cos \theta_r)} \right) \quad (2.22)$$

e) Analisador (A)

O analisador é um polarizador, logo sua forma matricial é dada como:

$$\underline{A}(\theta_p) = \begin{bmatrix} \cos^2 \theta_p & \cos \theta_p \sin \theta_p \\ \sin \theta_p \cos \theta_p & \sin^2 \theta_p \end{bmatrix} \quad (2.23)$$

O sinal no detector é proporcional à intensidade, I , da radiação eletromagnética que incide nele. Esta intensidade pode ser normalizada em relação à radiação inicial, I_0 , e em relação aos elementos ópticos pode ser escrita como:

$$\frac{I}{I_0} = \left| \frac{E_D}{E_0} \right| = \left| A(\theta_a) \cdot R \cdot M(\theta_m, \phi) \cdot P(\theta_p) \cdot E(\theta) \right| \quad (2.24)$$

2.4.4. Efeito Kerr Longitudinal

No efeito Kerr Longitudinal (configuração utilizada nesta tese), o campo magnético aplicado é paralelo ao plano de incidência e fica no plano do filme (Fig. 2.9). Nesta geometria

a componente da magnetização paralela ao campo magnético é $m_y = m_l$ (longitudinal), enquanto que a componente $m_x = m_t$ (transversal) é perpendicular ao mesmo.

No arranjo experimental utilizado nesta tese, a radiação incidente é polarizada a 45° ($\theta = 45^\circ$ e $\theta_p = 45^\circ$), o eixo principal do modulador é fixo em $\theta_m = 0^\circ$ e o analisador em $\theta_a = 0^\circ$. Com estes valores as matrizes dos elementos ópticos envolvidos em ficam como:

$$E = \frac{1}{\sqrt{2}} E_0(k_0, \omega_0, \vec{r}) \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix} \quad (2.25)$$

$$\underline{P}(\theta_p = \frac{\pi}{4}) = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{bmatrix} \quad (2.26)$$

$$\underline{M}(\theta_m = 0^\circ) = \begin{bmatrix} e^{-i\left(\frac{\varphi}{2}\right)} & 0 \\ 0 & e^{i\left(\frac{\varphi}{2}\right)} \end{bmatrix} \quad (2.27)$$

$$\underline{A}(\theta_p = 0^\circ) = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (2.28)$$

A intensidade normalizada, para estas condições, é dada por:

$$\frac{I}{I_0} = \frac{1}{2} \left[|f_{pp}|^2 + m_l^2 |f_{ps}|^2 + 2m_l |f_{ps}| |f_{pp}| \cos \left[(\delta_{pp} - \delta_{ps}) - (\varphi_0 \sin(\omega t)) \right] \right] \quad (2.29)$$

ou

$$\frac{I}{I_0} = \frac{1}{2} \left\{ |f_{pp}|^2 + m_l^2 |f_{ps}|^2 + 2m_y |f_{ps}| |f_{pp}| \times \right. \\ \left. \left[\cos(\delta_{pp} - \delta_{ps}) \cos(\varphi_0 \sin(\omega t)) + \sin(\delta_{pp} - \delta_{ps}) \sin(\varphi_0 \sin(\omega t)) \right] \right\} \quad (2.30)$$

As funções temporais podem ser decompostas em termos de componentes de Fourier e reescritas em com auxílio das funções de Bessel utilizando as relações:

$$\cos[\varphi(t)] = J_0(\varphi_0) + 2\sum_{n=1}^{\infty} J_{2n}(\varphi_0)\cos(2n\omega t) \quad (2.31)$$

$$\sin[\varphi(t)] = 2\sum_{n=0}^{\infty} J_{2n+1}(\varphi_0)\sin[(2n+1)\omega t]$$

Das equações (2.30) e (2.31) chega-se ao resultado:

$$\begin{aligned} \frac{I}{I_0} = \frac{1}{2} \left\{ |f_{pp}|^2 + m_y^2 |f_{ps}|^2 + 2m_l |f_{ps}| |f_{pp}| \times \right. \\ \left. \left[\cos(\delta_{pp} - \delta_{ps}) J_0(\varphi_0) + 2 \sin(\delta_{pp} - \delta_{ps}) J_1(\varphi_0) \sin(\omega t) + \right. \right. \\ \left. \left. 2 \cos(\delta_{pp} - \delta_{ps}) J_2(\varphi_0) \cos(2\omega t) + \dots \right] \right\} \quad (2.32) \end{aligned}$$

Com a detecção por amplificador *lock-in*, é possível seleccionar o sinal a ser medido escolhendo-se a frequência de detecção (ω ou 2ω), logo os termos que realmente importam para a medida são:

$$\frac{I}{I_0} \Big|_{\omega} = 2m_l |f_{ps}| |f_{pp}| \sin(\delta_{pp} - \delta_{ps}) J_1(\varphi_0) \sin(\omega t) \quad (2.33)$$

e

$$\frac{I}{I_0} \Big|_{2\omega} = 2m_l |f_{ps}| |f_{pp}| \cos(\delta_{pp} - \delta_{ps}) J_2(\varphi_0) \cos(2\omega t) \quad (2.34)$$

É possível notar que ambos os termos dependem linearmente da magnetização longitudinal, ou seja, o sinal medido é proporcional à componente longitudinal da magnetização. Uma vez escolhida a frequência de detecção, maximiza-se a função de Bessel, referente ao termo escolhido, através da escolha do valor de fase φ_0 apropriada. Para medidas em ω esta fase deve ser $\varphi_0 = 108^\circ$ e para medidas em 2ω deve-se ter $\varphi_0 = 176^\circ$.

2.4.5. Montagem Experimental

As curvas de histerese nesta tese foram obtidas mediante o efeito Kerr magneto-óptico na geometria longitudinal (LMOKE). Como foi mostrado na seção anterior, o sinal detectado é diretamente proporcional à componente da magnetização paralela ao campo evitando assim efeitos não desejados devido à mistura entre as duas componentes da magnetização no plano do filme. As medidas foram feitas à temperatura ambiente e em campos magnéticos estáticos de até 1.5 kOe. Na Fig. 2.10 é mostrado o esquema da montagem experimental usada. A radiação eletromagnética proveniente de um laser de He-Ne (632.8 nm) é linearmente polarizada a 45° com relação ao plano de incidência ($\theta = 45^\circ$ e $\theta_p = 45^\circ$), modulada por um modulador fotoelástico a uma frequência $f_m = 50$ kHz e ângulo de modulação $\theta_m = 0^\circ$. O ângulo de incidência é aproximadamente 60° (próximo do ângulo de Brewster). A radiação refletida pela amostra passa por um analisador para, desta forma, selecionar a componente proporcional a m_l . A amostra é colocada no centro de um goniômetro em forma de disco, que permite girar o plano do filme em relação à direção do campo magnético. As curvas de histerese são obtidas para cada posição do campo magnético no plano do filme.

2.5. RESSONÂNCIA FERROMAGNÉTICA (FMR)

2.5.1. Uma Breve Introdução à Técnica de FMR

Ressonância ferromagnética, ou FMR (*Ferromagnetic Resonance*), é uma técnica espectroscópica usada para sondar a magnetização de materiais ferromagnéticos. É a técnica padrão para o estudo da dinâmica de spin em materiais ferromagnéticos.

O fenômeno da ressonância ferromagnética, ou absorção ferromagnética ressonante, é semelhante a outros fenômenos ressonantes conhecidos, tais como a absorção paramagnética eletrônica e a absorção magnética nuclear. O efeito da ressonância ferromagnética foi originalmente descoberto em 1912 por V.K.Arkadyev,^[49] o qual observou pela primeira vez a absorção de radiação de microondas em meios ferromagnéticos. Onze anos depois, em 1923, Ya.G.Dorfman^[50] deu a primeira interpretação teórica dos experimentos realizados. Progressos substanciais, nesta nova área, só começaram em 1946, quando E.K.Zavoiskii^[51] e J.H.E.Griffiths^[52] observaram, independentemente, linhas de ressonância em Ni, Fe, e Co. Posteriormente C.Kittel^[53,54] em 1947 e 1948, generalizou a teoria que havia sido proposta originalmente por Landau-Lifshitz.^[55]

O fenômeno de FMR decorre, em uma visão básica e semi-clássica, da resposta dos momentos magnéticos de um material ferromagnético a aplicação de um campo magnético externo $\vec{H}(\text{dc})$. Esta resposta é o movimento de precessão da magnetização, \vec{M} (densidade de momentos magnéticos), em torno de um campo magnético efetivo \vec{H}_{ef} . O campo magnético efetivo sentido pela magnetização é a soma do campo magnético externo com os campos internos do material (anisotropias, desmagnetizante, etc.). O campo efetivo exerce um torque sobre a magnetização o que faz com que os momentos magnéticos da amostra precessionem com uma frequência $\omega_0 = \gamma H_{ef}$ (frequência de Larmor), onde $\gamma = g\mu_B / \hbar$ GHz/kOe, sendo g o fator de Landé. A constante g leva em conta a interação *spin* órbita. Para $g=2$, o valor de γ é $2\pi \times 2.8$ GHz/kOe; portanto para campos típicos de laboratórios, com intensidades de alguns kOe, a frequência situa-se na faixa de microondas. A frequência de precessão da magnetização do material depende das características estruturais e magnéticas do material, assim como também do campo externo.

2.5.2. Equação de Movimento – Uma Análise Semi-Clássica

Para descrever qualquer fenômeno em materiais ferromagnéticos e, em particular, os processos dinâmicos, a aproximação de um meio contínuo pode ser utilizada. Aplicando esta aproximação, pode-se definir a magnetização (\vec{M}) como uma grandeza que conecta os estados magnéticos microscópicos numeráveis do material ferromagnético a um estado magnético macroscópico local. A magnetização pode ser escrita como

$$\vec{M} = \frac{\sum_{\Delta V} \vec{\mu}}{\Delta V} \quad (2.35)$$

onde, $\sum_{\Delta V} \vec{\mu}$ é o momento magnético de um volume pequeno ΔV , (ΔV é grande suficiente para conter um grande número de momentos).

Uma vez utilizada a aproximação de um meio contínuo, a teoria semi-clássica pode ser utilizada para descrever os fenômenos existentes neste meio. Neste ponto de vista, supõe-se que cada átomo, com momento angular \vec{J} e momento magnético $\vec{\mu}$, pertencente ao volume ΔV , ao interagir com um campo magnético \vec{H} tem a evolução temporal de seu momento \vec{J} dada por:

$$\hbar \frac{d\vec{J}}{dt} = \vec{\mu} \times \vec{H} \quad (2.36)$$

onde, \vec{J} é dado em unidades de \hbar e $\vec{\mu}$ em unidades absolutas. Multiplicando-se a equação (2.36) pelo número de elementos átomos no volume ΔV obtém-se a equação de movimento para a magnetização do volume ΔV , a qual é dada por;

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma \vec{M} \times \vec{H} \quad (2.37)$$

onde, γ é a constante giromagnética, a qual é dada por $\gamma = g\mu_B/\hbar$ e g é o fator de Landé (para os materiais utilizados nesta tese, γ pode ser considerado igual a 2). A equação (2.37) mostra que a magnetização sofre um torque, devido à ação do campo magnético \vec{H} , o que faz com que ela oscile livremente em volta de \vec{H} .

A Fig. 2.11 mostra um exemplo desta oscilação. É notório que a equação acima não leva em consideração as perdas, ou seja, a dissipação da energia magnética. Estas perdas foram levadas em conta por Landau e Lifshitz (LL) em 1935.^[56] Eles propuseram um termo fenomenológico adicional de torque na equação (2.37). Este novo torque é responsável em levar a magnetização para seu estado relaxado: paralela ao campo local.

Para uma amostra magnética, pode-se escrever a equação Landau-Lifshitz na forma:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma(\vec{M} \times \vec{H}_{ef}) - \frac{\lambda}{M_S^2} [\vec{M} \times (\vec{M} \times \vec{H}_{ef})] \quad (2.38)$$

onde, λ é a constante de amortecimento de LL e \vec{H}_{ef} é o campo efetivo, que inclui campos externos aplicados e campos internos da amostra (desmagnetização, anisotropia cristalina, etc.).

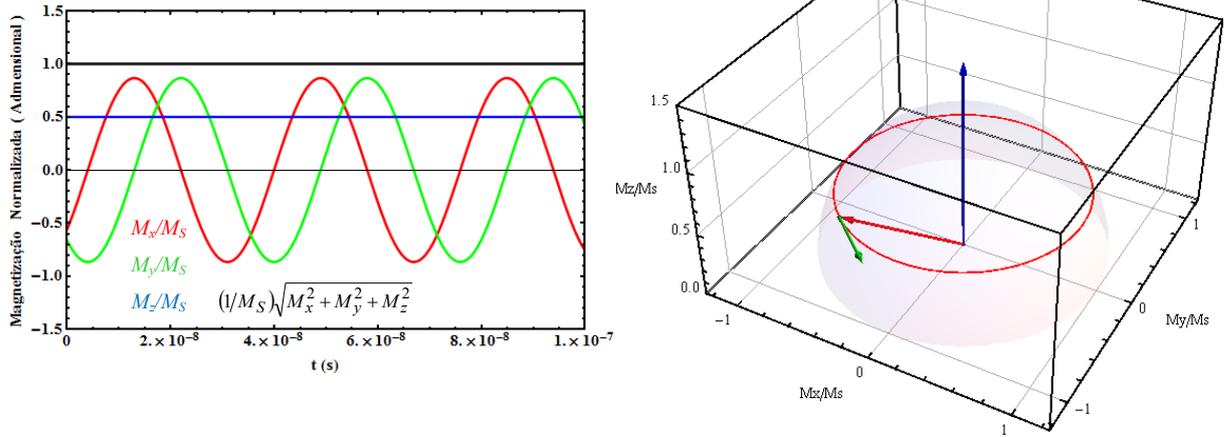


Fig. 2.11 Simulação da dinâmica da magnetização, dada pela equação de precessão, para uma amostra isotrópica. As posições iniciais, em coordenadas esféricas, da magnetização e do campo magnético são: $(\theta_M = 60^\circ, \phi_M = 230^\circ)$ e $(\theta_H = 0^\circ, \phi_H = 0^\circ)$. Em (a) nota-se a oscilação, com uma diferença de fase e amplitudes constantes, das componentes M_x (vermelho) e M_y (verde) da magnetização, enquanto que a componente M_z (azul) e o módulo da magnetização (preto) permanecem constantes no tempo. Este tipo de dinâmica caracteriza o movimento como uma precessão. Em (b) observa-se a evolução temporal do vetor magnetização (vermelho) devido à ação de um vetor torque (verde) causado pela ação de um vetor campo magnético (azul). Esta dinâmica ocorre na superfície de uma esfera de raio unitário devido a independência temporal do valor absoluto da magnetização (normalizada). Nesta simulação foi utilizado o valor $H_{ef} = H = 10$ Oe.

Para uma amostra magnética microscópica a magnetização pode depender fortemente da posição além de depender do tempo, $\vec{M} = \vec{M}(\vec{r}, t)$. Se a magnetização não depende da posição, pode-se dizer que a magnetização da amostra é uma macromagnetização (também chamada de macros spin) e que sua dependência temporal é uníssona para todos os pontos da amostra.

Em 1955, Gilbert^[57] propôs uma equação de movimento alternativa. Esta equação, chamada de Landau-Lifshitz-Gilbert, é escrita como:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma(\vec{M} \times \vec{H}_{ef}) - \frac{\alpha}{M_S} \left(\vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} \right) \quad (2.39)$$

onde, α é a constante de amortecimento de valor positivo, onde $\alpha = G/(\gamma M_S)$, sendo G o parâmetro de Gilbert. Nesta equação o novo termo de torque $-(\alpha/M_S)[\vec{M} \times (\partial \vec{M}/\partial t)]$ não apenas representa a relaxação magnética, como também pode contribuir para a precessão da

magnetização. A equação de Landal-Lifshitz-Gilbert pode ser transformada na equação de Landau-Lifshitz substituindo-se γ por $\gamma' = \gamma / (1 + \alpha^2)$ e λ por $\lambda' = \alpha \gamma M_S / (1 + \alpha^2)$ ^[58]. Quando o amortecimento é muito pequeno ($\alpha \ll 1$) obtém-se $\gamma' = \gamma$ e que $\lambda = \alpha \gamma M_S$, ou seja,

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma (\vec{M} \times \vec{H}_{ef}) - \frac{\alpha}{M_S} \left(\vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} \right) = -\gamma \vec{M} \times \left[\vec{H}_{ef} - \frac{\alpha}{\gamma} \left(\frac{\partial \vec{m}}{\partial t} \right) \right] \quad (2.40)$$

onde, se pode definir um campo efetivo \vec{H}_{ef}^G proporcional a variação temporal da magnetização, o qual produz, simultaneamente, um torque de precessão e de relaxação. Este campo é dado por:

$$\vec{H}_{ef}^G = \frac{\alpha}{\gamma} \left(\frac{\partial \vec{m}}{\partial t} \right) = \frac{G}{\gamma^2 M_S} \left(\frac{\partial \vec{m}}{\partial t} \right) \quad (2.41)$$

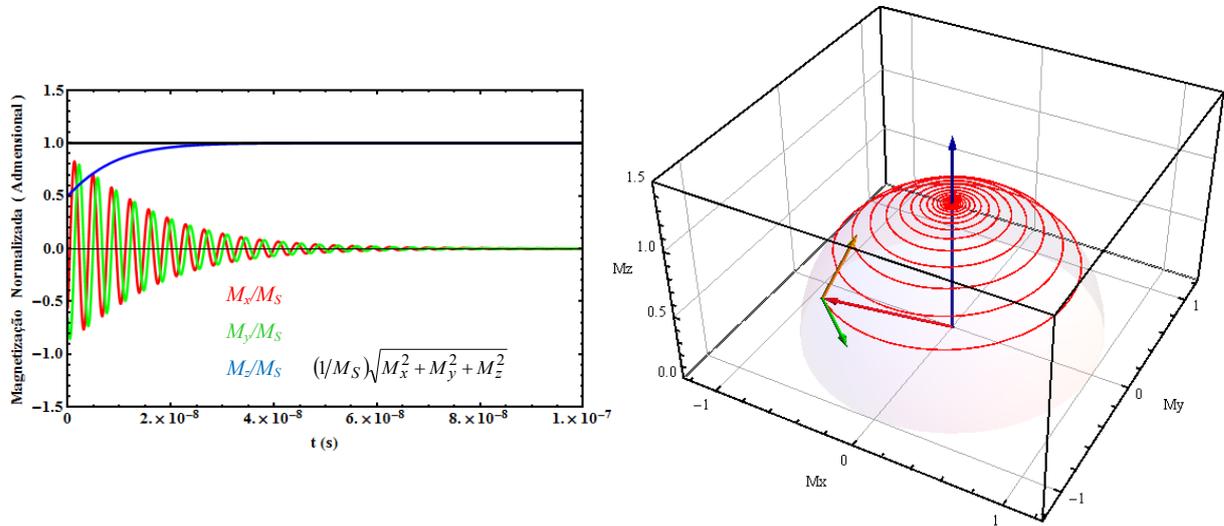


Fig. 2.12 Simulação da dinâmica da magnetização, dada pela equação LLG, para uma amostra isotrópica. As posições iniciais, em coordenadas esféricas, da magnetização e do campo magnético são: $(\theta_M = 60^\circ, \phi_M = 230^\circ)$ e $(\theta_H = 0^\circ, \phi_H = 0^\circ)$. Em (a) nota-se a oscilação das componentes M_x e M_y da magnetização, mas com um amortecimento temporal. A componente M_z e o módulo da magnetização (preto) permanecem constantes no tempo. Em (b) observa-se a evolução temporal do vetor magnetização (vermelho) devido à ação de um vetor torque que contribui para a precessão (verde) e de um vetor torque (amarelo) que contribui para a relaxação. Apesar da relaxação, esta dinâmica ocorre na superfície de uma esfera de raio unitário devido à independência temporal do valor absoluto da magnetização (normalizada). Nesta simulação foram utilizados os valores $H_{ef} = 100$ Oe e $\alpha = 0,04$.

É importante notar que o resultado do produto escalar de \vec{M} com a equação (2.40) é a condição que o módulo da magnetização não varia com tempo

$$\frac{d(\vec{M} \cdot \vec{M})}{dt} = \frac{d|\vec{M}(t)|^2}{dt} = 0 \Rightarrow |\vec{M}(t)| = cte \quad (2.42)$$

ou seja, apesar de haver relaxação da magnetização o seu valor absoluto é constante no tempo, $|\vec{M}(t)| = M_S$.

2.5.3. Susceptibilidade Magnética em Altas Freqüências

Pode-se definir susceptibilidade magnética (χ) como a resposta da magnetização de um determinado material a ação de um estímulo magnético, ou seja, de um campo magnético. Esta resposta depende de diversos parâmetros, tanto os relacionados com o material (interações internas de acoplamento entre os momentos, anisotropias, impurezas, etc.) como os relacionados com o campo (fontes externas e internas, dependência temporal e local, etc.).

Uma grande aplicação para susceptibilidade magnética é seu emprego em medidas espectroscópicas, como por exemplo, em FMR. Nesta técnica, a medida da susceptibilidade magnética dá informação sobre várias características da amostra estudada, desde grandezas relacionadas à estrutura cristalina e forma, até efeitos quânticos ligados a processos de relaxação magnética. Como visto na seção anterior, em um material real, a viscosidade magnética intrínseca do meio faz com que a energia do acoplamento campo/magnetização seja dissipada, logo para que haja FMR é necessário que energia seja continuamente bombeada para o meio. Isto é feito através da aplicação de um pequeno campo magnético, \vec{h} , oscilante no tempo (em GHz). Este campo se acopla com a magnetização fazendo com que ela oscile em um movimento periódico de mesma freqüência.

Considerando que o material é ferromagnético e que o campo magnético efetivo que age sobre o mesmo é uniforme e composto de uma componente estática ($\vec{H}_{ef,E}$) e outra dinâmica oscilante ($\vec{h}_{ef}(t)$), a resposta magnética deste material pode ser calculada utilizando-se a equação LLG. Para calcular a resposta da amostra em freqüências de microondas, considere que inicialmente a magnetização está sujeita a dois campos, o campo estático ($\vec{H}_{ef,E} = \vec{H}_0$) na direção do eixo z e o campo oscilante ($\vec{h}_{ef}(t) = \vec{h}(t)$) de freqüência

ω e amplitude $h \ll H_0$ aplicado na direção transversal ao campo estático (eixo x). O campo total (a anisotropia é desprezada por razões didáticas) é então:

$$\vec{H}_{ef} = \vec{H}_0 + \vec{h}(t) \quad (2.43)$$

onde

$$\vec{h}(t) = \vec{h}e^{i\omega t} \quad (2.44)$$

A não linearidade da equação (2.40) implica que a dinâmica da magnetização é sofisticada, porém, nos experimentos de FMR, a magnetização precessiona em torno da direção do campo estático com um ângulo pequeno. Sendo assim a magnetização pode ser escrita como a soma de uma componente na direção do campo dc mais uma componente transversal, ou seja:

$$\vec{M} = \vec{M}_0 + \vec{m}(t) \approx (m_x(t), m_y(t), M_S) \quad (2.45)$$

Substituindo-se (2.43) e (2.45) na equação (2.37) e utilizando-se o método de aproximações sucessivas, obtém-se, para ordem zero de aproximação nos termos oscilantes, a condição de contorno, ou de equilíbrio, para a magnetização:

$$\vec{M}_0 \times \vec{H}_0 = 0 \quad (2.46)$$

Esta equação mostra que se a amostra for isotrópica, a posição de equilíbrio da magnetização é paralela ao campo estático.

Para a primeira ordem de aproximação nos termos oscilantes, chega-se à equação linearizada de movimento para a magnetização

$$\frac{d\vec{m}(t)}{dt} + \gamma \vec{m}(t) \times \vec{H}_0 + \frac{\alpha}{\gamma} \left(\frac{\partial \vec{m}}{\partial t} \right) = -\gamma \vec{M}_0 \times \vec{h}(t) \quad (2.47)$$

Este processo de linearização só é válido quando $m(t) \ll M_S$ e $h \ll H_0$. Na resposta de \vec{M} ao campo $\vec{h}(t)$, dado pela equação (2.44), $\vec{m}(t)$ pode ser escrita como:

$$\vec{m}(t) = \vec{m} e^{i\omega t} \quad (2.48)$$

Logo, a equação (2.47) pode ser reescrita como:

$$i\omega \vec{m} + \gamma \vec{m} \times \vec{H}_0 + \frac{i\alpha\omega}{M_S} \vec{m} \times \vec{M}_0 = -\gamma \vec{M}_0 \times \vec{h} \quad (2.49)$$

Resolvendo-se a equação (2.49) para as componentes de \vec{m} , ou seja

$$\begin{cases} i\omega m_x = \gamma M_S h_y - (\gamma H_0 + i\alpha\omega) m_x \\ i\omega m_y = -\gamma M_S h_x + (\gamma H_0 + i\alpha\omega) m_y \\ i\omega m_z = 0 \end{cases} \quad (2.50)$$

chega-se ao tensor susceptibilidade magnética ($\vec{\chi}$), o qual é definido através da relação

$$\vec{m} = \vec{\chi} \cdot \vec{h} \quad (2.51)$$

Para o sistema coordenado adotado, $\vec{\chi}$ terá a forma:

$$\vec{\chi} = \begin{vmatrix} \chi_{xx} & i\chi_{xy} & 0 \\ -i\chi_{xy} & \chi_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{vmatrix} \quad (2.52)$$

As componentes do tensor são números complexos, ou seja, $\chi_{xx} = \chi'_{xx} - i\chi''_{xx}$ e $\chi_{xy} = \chi'_{xy} - i\chi''_{xy}$, sendo os termos χ' e χ'' reais. Desta forma as componentes são escritas como:

$$\chi'_{xx} = \frac{1}{D} M_0 H_0 \left[H_0^2 - (1 - \alpha^2) (\omega/\gamma)^2 \right], \chi''_{xx} = \frac{1}{D} \alpha M_0 (\omega/\gamma) \left[H_0^2 + (1 + \alpha^2) (\omega/\gamma)^2 \right] \quad (2.53)$$

e

$$\chi'_{xy} = \frac{1}{D} M_0 H_0 \left[H_0^2 - (1 + \alpha^2) (\omega/\gamma)^2 \right], \chi''_{xy} = \frac{1}{D} 2\alpha M_0 H_0 (\omega/\gamma)^2 \quad (2.54)$$

Com (não confundir D com a constante de *exchange*)

$$D = \left\{ [2\alpha H_0 (\omega/\gamma)]^2 + [H_0^2 - (1 + \alpha^2) (\omega/\gamma)^2]^2 \right\} \quad (2.55)$$

Tomando $\alpha \ll 1$ e assumindo o campo de ressonância como $H_R = \omega/\gamma$ obtém-se:

$$\begin{aligned} \chi'_{xx} &= \frac{1}{D} M_0 H_0 [H_0^2 - H_R^2], \chi''_{xx} = \frac{1}{D} \alpha M_0 H_R [H_0^2 + H_R^2] \\ \chi'_{xy} &= \frac{1}{D} M_0 H_0 [H_0^2 - H_R^2], \chi''_{xy} = \frac{1}{D} 2\alpha M_0 H_0 H_R^2 \\ D &= \left\{ [2\alpha H_0 H_R]^2 + [H_0^2 - H_R^2]^2 \right\} \end{aligned} \quad (2.56)$$

Para campos próximos do campo de ressonância as equações (2.56) assumem formas Lorentzianas, ou seja,

$$\begin{aligned} \chi'_{xx} &= \frac{1}{D} M_0 [H_0 - H_R], \chi''_{xx} = \frac{1}{D} M_0 (\Delta H_L/2) = \frac{1}{D} M_0 (\Delta H) \\ \chi'_{xy} &= \frac{1}{D} M_0 [H_0 - H_R] = \chi'_{xx} \\ \chi''_{xy} &= \frac{1}{D} M_0 (\Delta H_L/2) = \frac{1}{D} M_0 (\Delta H) = \chi''_{xx} \\ D &= 2 \left[(\Delta H_L/2)^2 + (H_0 - H_R)^2 \right] = 2 \left[(\Delta H)^2 + (H_0 - H_R)^2 \right] \end{aligned} \quad (2.57)$$

onde, $\Delta H_L = 2\alpha H_R = 2\alpha (\omega/\gamma)$ é a largura, a meia altura, da susceptibilidade (Lorentziana) neste limite e $\Delta H = \alpha H_R = \alpha (\omega/\gamma)$ é a largura de linha de relaxação, a qual será definida nos próximos capítulos.

A Fig. 2.13 mostra a dependência das componentes do tensor susceptibilidade em função do campo aplicado para diversos valores do coeficiente de amortecimento α .

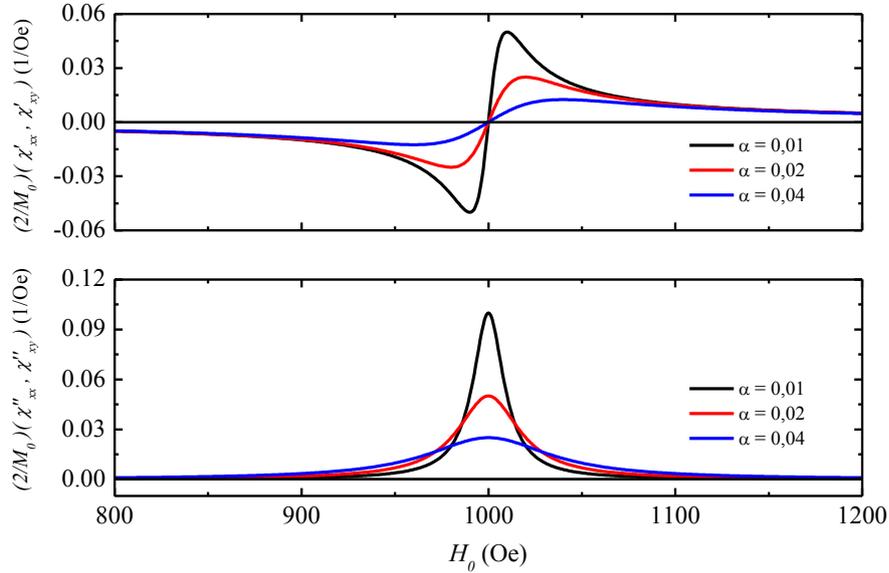


Fig. 2.13 Dependência das partes real e imaginária das componentes do tensor susceptibilidade magnética em função do campo externo aplicado, H_0 . O campo de ressonância, H_R , é de 1 kOe e o coeficiente de amortecimento tem valores $\alpha = 0.01, 0.02, 0.04$.

2.5.4. Potência Absorvida e Sinal Detectado em Medidas de FMR

2.5.4.1. Potência Absorvida pela Amostra em FMR

Como visto na seção anterior, em experimentos de FMR, quando a frequência da radiação de microondas coincide com a frequência natural de precessão da magnetização, o campo de rf manterá o movimento de precessão dos spins e o filme (amostra) absorverá energia da radiação eletromagnética.

A potência média de absorção na ressonância, $\langle P \rangle$, é dada pela derivada temporal da energia, $E = -\vec{M} \cdot (\vec{H}_{ef,E} + \vec{h}(t))$, ou seja:

$$\langle P \rangle = \left\langle \frac{dE}{dt} \right\rangle = \left\langle \frac{d}{dt} \left[-\vec{M} \cdot (\vec{H}_{ef,E} + \vec{h}_{ef}(t)) \right] \right\rangle \quad (2.58)$$

Considerando $\vec{M} = \vec{M}_0 + \vec{m}(t)$ e $\vec{m}(t) = \tilde{\chi}(H_0) \cdot \vec{h}(t)$, onde H_0 é um campo externo *dc* aplicado, e levando-se em conta que o valor médio de uma função harmônica impar é nulo e que $\vec{h}(t)$ transversal à $\vec{H}_{ef,E}$, obtém-se:

$$\begin{aligned} \langle P \rangle &= \left\langle \frac{d\vec{M}}{dt} \cdot (\vec{H}_{ef,E} + \vec{h}(t)) + \vec{M} \cdot \frac{d(\vec{H}_{ef,E} + \vec{h}(t))}{dt} \right\rangle = \\ &= \langle i\omega \vec{m}(t) \cdot (\vec{H}_{ef,E} + \vec{h}(t)) + i\omega \vec{M} \cdot \vec{h}(t) \rangle = \\ &= -\frac{1}{2} \text{Re} [i\omega \vec{m}(t) \cdot \vec{h}(t) + i\omega \vec{m}(t) \cdot \vec{h}(t)] = -\frac{1}{2} \text{Re} [2i\omega \vec{h}(t) \cdot \tilde{\chi}(H_0) \cdot \vec{h}(t)] \end{aligned} \quad (2.59)$$

onde, o termo dentro dos colchetes pode ser escrito como $\vec{h}(t) \cdot \tilde{\chi}(H_0) \cdot \vec{h}(t) = h_i h_j \chi_{ij}(H_0)$, sendo os índices repetidos considerados como somatório. Tomando-se também $\chi_{ij}(H_0) = \chi'_{ij}(H_0) - i\chi''_{ij}(H_0)$, onde χ'_{ij} e χ''_{ij} são reais, a equação (2.59) pode ser reescrita como:

$$\langle P(H_0) \rangle = -\omega h_i h_j \chi''_{ij}(H_0) \quad (2.60)$$

A equação (2.60) mostra que a potência média de absorção da amostra é proporcional ao termo imaginário da susceptibilidade e a frequência da microondas incidente.

Nesta tese, a microonda incidente é polarizada na direção *x* resultando em uma potência de absorção dada por:

$$\langle P(H_0) \rangle = -\omega h_x^2 \chi''_{xx}(H_0) = -\omega h^2 \chi''_{xx}(H_0) \quad (2.61)$$

onde, a potência média de absorção da amostra é proporcional ao quadrado do campo magnético da radiação incidente, ou seja, a potência desta radiação.

2.5.4.2. Sinal Detectado no Experimento de FMR

O sinal de absorção de filmes finos e ultrafinos é usualmente muito pequeno em comparação com os sinais detectados em amostras massudas. Isto dificulta a obtenção de

espectros de ressonância em filmes finos, devendo ser usadas técnicas de detecção mais sofisticadas e sensíveis. Uma destas técnicas é a modulação do campo magnético dc ^[59,60] e a detecção da potência média por *lock-in*. Esta técnica consiste em modular o sinal de absorção mediante um campo alternado de baixa frequência, paralelo ao campo H_0 , de frequência ω_m ($\omega_m \ll \omega_{rf}$) e amplitude $h_m \ll H_0$. Neste caso pode-se escrever o campo externo na direção de H_0 , como:

$$\vec{H}_0 \rightarrow \vec{H} = [H_0 + h_m \cos(\omega_m t)] \hat{z} \quad (2.62)$$

A tensão medida no detector é proporcional à potência média de absorção da amostra, $V(H) \propto \langle P(H) \rangle$. Devido à modulação, o sinal detectado dependerá do tempo. Expandindo-o em série de Taylor encontra-se:

$$\begin{aligned} V(H) &= V(H) \Big|_{H_0} + \frac{dV(H)}{dH} \Big|_{H_0} (H - H_0) + \frac{1}{2} \frac{d^2V(H)}{dH^2} \Big|_{H_0} (H - H_0)^2 + \dots = \\ &\approx V(H) \Big|_{H_0} + \frac{dV(H)}{dH} \Big|_{H_0} (h_m \cos(\omega_m t)) + \frac{1}{2} \frac{d^2V(H)}{dH^2} \Big|_{H_0} (h_m \cos(\omega_m t))^2 \end{aligned} \quad (2.63)$$

Na detecção *lock-in*, é possível escolher medir os termos em ω_m ou em $2\omega_m$. Escolhendo-se o primeiro harmônico, o sinal detectado é dado por:

$$\begin{aligned} V(H) &= h_m \frac{dV(H)}{dH} \Big|_{H_0} \propto h_m \frac{d\langle P(H) \rangle}{dH} \Big|_{H_0} = -h_m \omega h^2 \frac{d\langle \chi''_{xx}(H) \rangle}{dH} \Big|_{H_0} = \\ &= h_m \omega h^2 (M_0) \left[\frac{(H_0 - H_R) \Delta H}{(\Delta H)^2 + (H_0 - H_R)^2} \right] \end{aligned} \quad (2.64)$$

No experimento de FMR o resultado obtido é dado pela equação (2.64). Sendo assim, a largura de linha experimental medida será a largura de linha pico-a-pico ΔH_{pp} , ou seja, a distância entre os picos da equação (2.64) e uma nova relação com ΔH deve ser encontrada. Esta relação pode ser calculada encontrando-se os pontos críticos, H_C , da função dada em (2.64). Estes pontos são dados por:

$$H_C = H_R \pm \frac{\Delta H}{\sqrt{3}} \quad (2.65)$$

ou seja, a largura de linha pico-a-pico é dada por:

$$\Delta H_{pp} = \frac{2}{\sqrt{3}} \Delta H \quad (2.66)$$

A Fig. 2.14 mostra a diferença teórica entre ΔH_L e ΔH_{pp} e uma medida convencional de FMR realizada em um filme de *Py*.

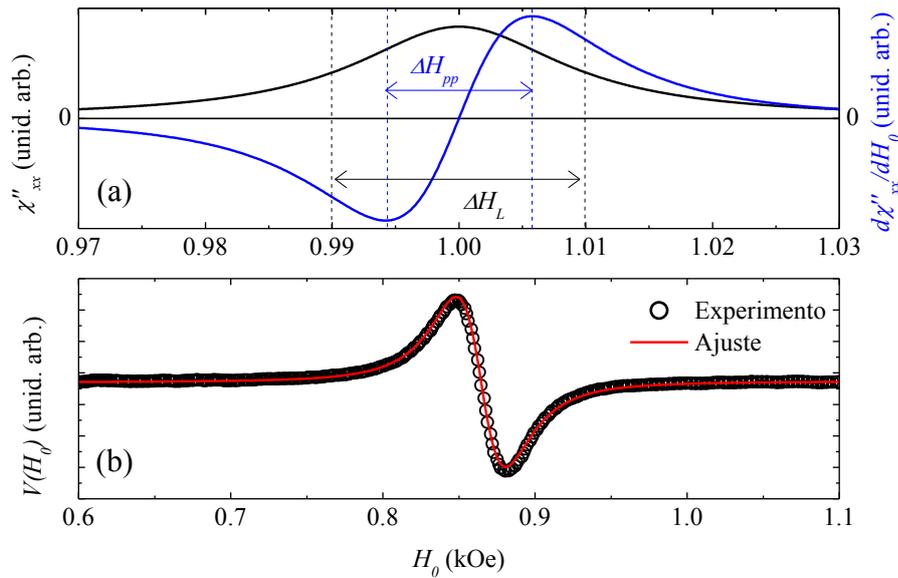


Fig. 2.14 Sinal de FMR. a) Forma típica da potência média absorvida que corresponde a uma Lorentziana e sua derivada que é proporcional ao sinal detectado em FMR. Campo de ressonância $H=1$ kOe e larguras de linha $\Delta H = 10$ Oe, $\Delta H_L = 20$ Oe e $\Delta H_{pp} = 11,5$ Oe. b) Curva experimental de FMR de um filme de *permalloy* de 45 Å. Em vermelho o ajuste teórico feito com (2.64).

Em resumo, as medidas de FMR fornecem duas grandezas experimentais: a) O campo de ressonância que permite investigar os campos efetivos de anisotropia e demais interações (entre camadas, através de interfaces, etc); b) A largura de linha que fornece informações sobre os processos de relaxação da magnetização. Isto faz a técnica de FMR uma das mais poderosas e utilizadas no estudo dos filmes finos e multicamadas magnéticas.

2.5.5. Montagem Experimental

Nas medidas de ressonância ferromagnética, realizadas nesta dissertação, foi utilizado um espectrômetro de ressonância ferromagnética, o qual foi montado pelo grupo de magnetismo do DF-UFPE. Este espectrômetro, na configuração usada, utiliza microondas na banda-X (8.0 GHz – 12.0 GHz). No caso desta dissertação, a frequência de microondas foi fixa 8.6 GHz, frequência de ressonância da cavidade utilizada, para todas as medidas. A configuração básica do espectrômetro é mostrada na Fig. 2.15 (diagrama em bloco).

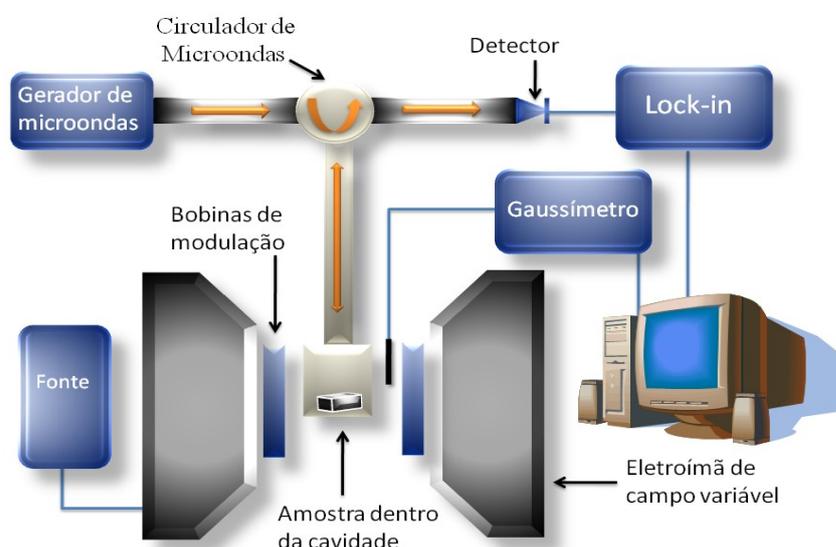


Fig. 2.15 Diagrama simplificado da montagem de ressonância ferromagnética. ^[22]

Na montagem experimental, a primeira parte a destacar é a de microondas, composta por: gerador de microondas, circulador e cavidade. O circulador faz com que a microondas, vinda do gerador, passe pela amostra e a parte refletida dirija-se ao detector. A segunda parte refere-se à detecção do sinal, nela a tensão gerada no detector passa por um amplificador sintonizado cuja frequência central de passagem é a mesma da frequência de modulação do campo externo. Em seguida o sinal é enviado ao amplificador *lock-in* para fazer detecção diferencial travada em fase com o sinal de modulação. Nas medidas feitas nesta tese, o sinal de modulação do campo externo é ajustado para 1,2 kHz, em ressonância com bobinas externas que funcionam na configuração Helmholtz. Quando usamos cavidades comerciais fabricadas pela Varian, a modulação passa a ser 100 kHz, com bobinas Helmholtz internas à cavidade. O amplificador seletivo (*lock-in*) é travado em fase e frequência com a modulação do campo externo (1,2 kHz ou 100 kHz). Desta maneira, o sinal corresponde à derivada da

absorção de microondas pela amostra. O sinal de saída do Lock-in, digitalizado, é diretamente controlado por uma interface GPIB que é diretamente conectada a um micocomputador. Uma melhor informação sobre estes componentes pode ser obtida na Tese de Doutorado de Chesman, C.^[61] e no livro de Poole, C. P.^[62]

Todas as medidas de FMR apresentadas nesta dissertação foram feitas na configuração onde o campo magnético estático é aplicado no plano do filme.

2.6. DETECÇÃO DE VOLTAGEM DC EM RESSONÂNCIA FERROMAGNÉTICA

2.6.1. Contatos e Detecção

Quando um filme ferromagnético metálico está sob a ação de uma radiação eletromagnética, ambos os campos elétrico e magnético da radiação podem gerar tensões neste filme. Estas tensões podem ser oscilantes ou constantes (*dc*) e têm diversas origens, tais como, indução eletromagnética convencional, efeito Hall anômalo, etc... Nesta tese, algumas destas origens são focadas.

A tensão *dc* gerada no filme é tipicamente da ordem de microvolts. Para se detectar valores de tensão, nesta escala, foi utilizado um nanovoltímetro do modelo Keithley 2182a. Como eletrodos, foram utilizados dois fios de cobre com diâmetro em torno de 250 μm e tinta de prata para fazer contato entre eles e o filme.

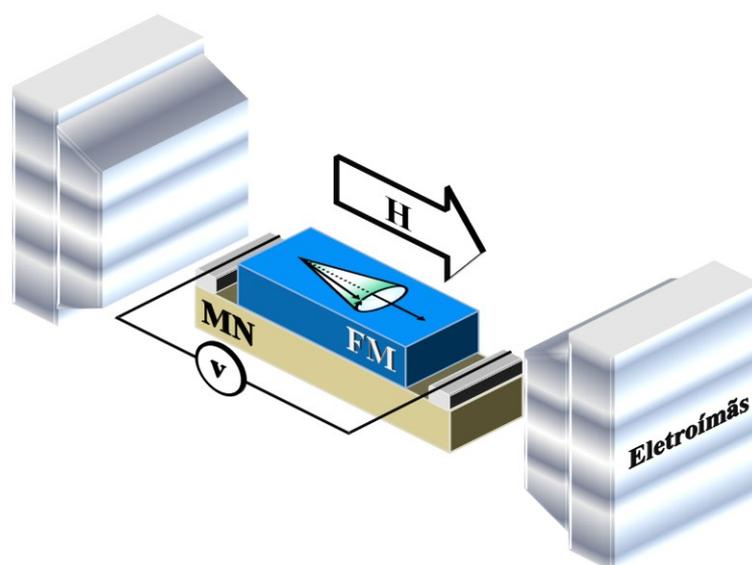


Fig. 2.16 Esquema da detecção da voltagem *dc* (V) em ressonância ferromagnética de uma bicamada MN/FM. FM indica um filme ferromagnético e MN um filme de metal normal (não magnético).

Quando o filme ferromagnético é posto em ressonância ferromagnética uma tensão *dc* é gerada no filme não-magnético e, assim uma diferença de potencial é medida entre os contatos no filme pelo nanovoltímetro. Na Fig. 2.16 isto é mostrado esquematicamente como o sinal medido por este nanovoltímetro é lido, através de uma interface GPIB, por um computador, onde um programa em linguagem DELPHI mostra e armazena estes dados em tempo real.

2.6.2. Cavidade

Um fator importante na realização do experimento de detecção de tensão *dc* e de FMR é saber como os campos são distribuídos dentro da cavidade utilizada no espectrômetro. Partindo das equações de Maxwell para os campos \vec{E} e \vec{H} e sabendo que a cavidade utilizada nas medidas desta dissertação é retangular, (Fig. 2.17), se obtém as seguintes expressões para os modos de propagação TE (Transversal Elétrico) e TM (Transversal Magnético)^[63]:

Campos TE:

$$\begin{aligned}\vec{E}_t &= -\frac{i\omega\mu}{\gamma^2} \sin\left(\frac{p\pi y}{d}\right) \hat{y} \times \vec{\nabla}_t \psi \\ \vec{H}_t &= \frac{p\pi}{d\gamma^2} \cos\left(\frac{p\pi y}{d}\right) \vec{\nabla}_t \psi, \quad (p = 1, 2, 3, \dots)\end{aligned}\tag{2.67}$$

Campos TM:

$$\begin{aligned}\vec{E}_t &= -\frac{p\pi}{d\gamma^2} \sin\left(\frac{p\pi y}{d}\right) \vec{\nabla}_t \psi \\ \vec{H}_t &= \frac{i\varepsilon\omega}{\gamma^2} \cos\left(\frac{p\pi y}{d}\right) \hat{y} \times \vec{\nabla}_t \psi, \quad (p = 0, 1, 2, 3, \dots)\end{aligned}\tag{2.68}$$

onde, $\omega = (1/\mu\varepsilon)\sqrt{\gamma^2 + (p\pi/d)^2}$ e ψ satisfazem o seguinte problema de contorno bidimensional, nas variáveis x, z :

$$\left(\vec{\nabla}_t^2 + \gamma^2\right)\psi = 0\tag{2.69}$$

e

$$\left(\frac{\partial \psi}{\partial n}\right)_s = 0, \text{ para o modo TE e } \psi_s = 0 \text{ para o modo TM} \quad (2.70)$$

onde, $\frac{\partial}{\partial n}$ é a derivada normal num ponto da superfície. Logo, aplicando o método de separação de variáveis se obtém:

Modo TE:

$$\begin{aligned} \psi_{mn}(z, x) &= H_o \cos\left(\frac{m\pi z}{a}\right) \cos\left(\frac{n\pi x}{b}\right) \\ \gamma_{mn}^2 &= \pi^2 \left[\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2 \right], (n, m = 0, 1, 2, 3, \dots) \end{aligned} \quad (2.71)$$

Modo TM:

$$\begin{aligned} \psi_{mn}(z, x) &= E_o \sin\left(\frac{m\pi z}{a}\right) \sin\left(\frac{n\pi x}{b}\right) \\ \gamma_{mn}^2 &= \pi^2 \left[\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2 \right], (n, m = 1, 2, 3, \dots) \end{aligned} \quad (2.72)$$

Das equações anteriores, a frequência de cada modo ressonante dentro da cavidade é dada por:

$$\omega_{mnp} = \frac{\pi}{\sqrt{\mu\epsilon}} \sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2 + \left(\frac{p}{d}\right)^2} \quad (2.73)$$

Dadas as dimensões da cavidade, o modo de operação é tal que $(m, n, p) = (1, 0, 2)$ que corresponde ao modo TE₁₀₂, nota-se que, para este conjunto de valores, os modos TM ressonante não se propagam em cavidades (são ondas estacionárias) – ver Eq. (2.72).

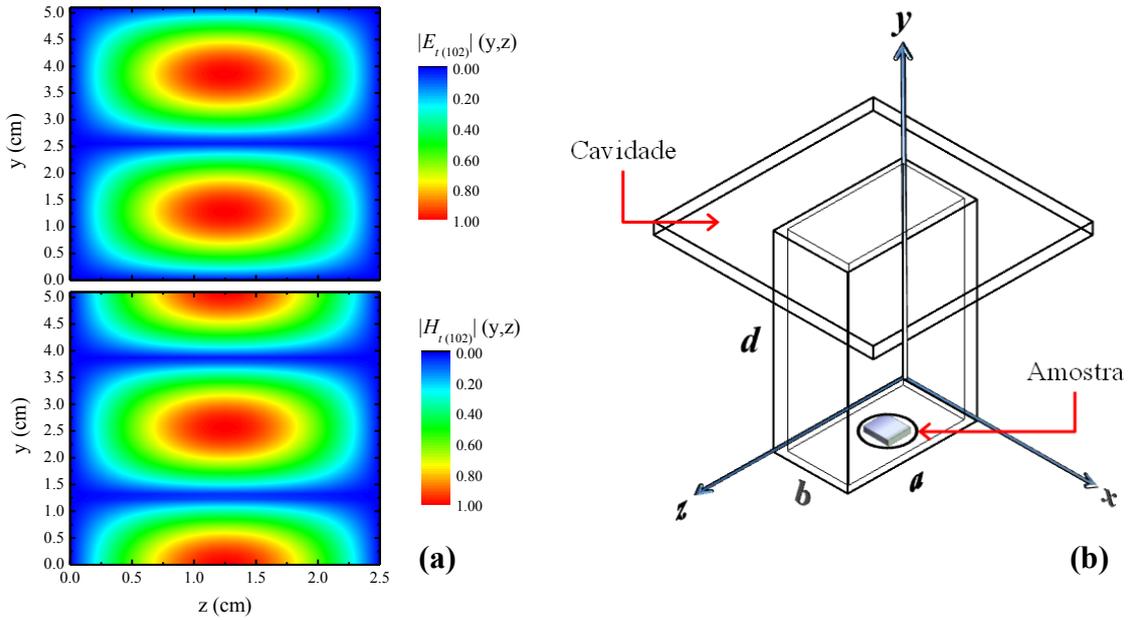


Fig. 2.17 (a) Distribuição dos campos elétrico e magnético dentro dessa cavidade. (b) Esquema de uma cavidade ressonante com dimensões $(a, b, d) = (2.4, 1.19, 5.04)$ em cm.

Para o modo TE_{102} em particular, as expressões para os campos transversais são:

$$\begin{aligned} \vec{E}_t(102) &= i\sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \sqrt{\left(1 + 4\left(\frac{a}{d}\right)^2\right)} H_o \sin\left(\frac{2\pi y}{d}\right) \sin\left(\frac{\pi z}{a}\right) \hat{x} \\ \vec{H}_t(102) &= \frac{-2\pi^2}{ad\gamma^2} H_o \cos\left(\frac{2\pi y}{d}\right) \sin\left(\frac{\pi z}{a}\right) \hat{z} \end{aligned} \quad (2.74)$$

Daqui, fica claro que os campos \vec{E}_t e \vec{H}_t na amostra dependem de sua localização dentro da cavidade. Deve-se notar também que o campo magnético de *rf*, \vec{H} , circula dentro da cavidade pois tem componentes nas direções x e y , ou seja, $\vec{H} = H_y \hat{y} + H_z \hat{z}$. A Fig. 2.17 mostra a distribuição dos campos \vec{E}_t e \vec{H}_t versus as dimensões da cavidade (y, z) . Como se pode observar, na região onde a amostra se encontra $(x, y, z) \cong (b/2, 0, a/2)$ o campo elétrico é zero e o campo magnético transversal é máximo. Isto é muito importante, pois isto permite assegurar que nas condições reais em que o experimento de ressonância ferromagnética (FMR) se efetua o campo elétrico é aproximadamente nulo e o mais importante, o campo magnético é uniforme em toda a amostra.

REFERÊNCIAS

1. WEHNER, G. K.; ANDERSON, G. S. **Handbook of Thin Film Technology**. New York: McGraw-Hill, 1970.
2. SIGMUND, P., v. 184, p. 383, 1969.
3. GLASER, A. B.; SUBAK-SHARPE, G. E. **Integrate Circuit Engineering**. MA: Addison-Wesley, 1979.
4. VOSSER, J. L.; CUOMO, J. J. **Thin Film Processes**. New York: Academic Press, 1978.
5. CHAPMAN, B. N. **Glow Discharge Processes**. New York: Wiley, 1980.
6. OHRING, M. **The Materials Science of Thin Films**. New York: Academic Press, 1992.
7. THORNTON, J. A. **Thin Film Processes**. New York: Academic Press, 1978.
8. SMITH, D. O. **J. Appl. Phys**, v. 30, p. 264S, 1959.
9. KNORR, T. G.; HOFFMAN, R. W. **Phys. Review**, v. 113, p. 1039, 1959.
10. HOSHI, Y.; SUZUKI, E.; NAOE, M. **J. Appl. Physics**, v. 79, p. 4945, 1996.
11. HASHIMOTO, T. et al. **J. Phys. Soc. Jpn.**, v. 43, p. 1415, 1973.
12. MICHIJIMA, M. et al. **IEEE Trans. Magn.**, v. 35, p. 3442, 1999.
13. MCMICHAEL, R. D. et al. **J. Appl. Physics**, v. 88, p. 5296, 2000.
14. UMLOR, M. T. **Applied physics Letters**, v. 87, p. 082505, 2005.
15. LISFI, A. et al. **Physical Review B**, v. 66, p. 174420, 2002.
16. YU, M. et al. **Thin Solid Films**, v. 516, p. 7903, 2008.
17. BINNIG, G. et al. **Phys. Rev. Lett.**, v. 49, p. 57, 1982.
18. BINNIG, G.; QUATE, C. F.; GERBER, C. **Phys. Rev. Lett.**, v. 56, p. 930, 1986.
19. AKAMINE, S.; BARRETT, R. C.; QUATE, C. F. **Appl. Phys. Lett.**, v. 57, p. 316, 1990.
20. KELLER, D. J.; CHIH-CHUNG, C. **Surf. Sci.**, v. 268, p. 333, 1992.
21. OLIVEIRA, A. B. **Nanolitografia com microscópio de força atômica: Estruturas magnéticas confinadas e transporte magnético**. Tese de Doutorado - Departamento de Física - Universidade Federal de Pernambuco. Recife. 2009.
22. MENDES, J. B. S. **Investigação de relaxação e anisotropias magnéticas em filmes obliquamente depositados**. Dissertação de Mestrado - Departamento de Física -

- Universidade Federal de Pernambuco. Recife. 2009.
23. MANUAL do usuário do microscópio de força atômica da Molecular Imaging. [S.l.]: [s.n.].
 24. SARID, D. **Scanning Force Microscopy With Applications to Electric, Magnetic and Atomic Forces**. Revised edition. ed. New York: OXFORD UNIVERSITY PRESS, 1994.
 25. SARID, D. **Exploring Scanning Probe Microscopy with MATHEMATICA**. Second, Completely Revised and Enlarged Edition. ed. Weinheim: WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 2007.
 26. HANDBOOK of Nanotechnology. [S.l.]: Springer-Verlag, 2004.
 27. KERR, J. **Philos. Mag.**, v. 3, p. 321, 1877.
 28. FREISER, M. J. **IEEE Trans. Magn.**, v. 4, p. 152, 1968.
 29. ARGYRES, P. N. **Phys. Rev.**, v. 97, p. 334, 1955.
 30. ROBINSON, C. C. **J. Opt. Soc. Am.**, v. 54, p. 1220, 1964.
 31. METZGER, G.; PLUVINAGE, P.; TORQUET, R. **Ann. Phys.**, v. 10, p. 5, 1965.
 32. HUNT, R. P. **J. Appl. Phys.**, v. 38, p. 1652, 1967.
 33. GASCHE, T.; BROOKS, M. S. S.; JOHANSSON, B. **Phys. Rev. B**, v. 53, p. 296, 1996.
 34. EBERT, H. **Rep. Prog. Phys.**, v. 59, p. 1665, 1996.
 35. OPPENEER, P. M. **J. Magn. Magn. Mater.**, v. 188, p. 275, 1998.
 36. NIEDOBA, H. et al. **J. Magn. Magn. Mater.**, v. 80, p. 379, 1989.
 37. SATO, K. **Jpn. J. Appl. Phys.**, v. 20, p. 2403, 1981.
 38. KRYDER, M. H. **J. Appl. Phys.**, v. 57, p. 3913, 1985.
 39. MORAN, T. J.; GALLEGRO, J. M.; SCHULLER, I. K. **J. Appl. Phys.**, v. 78, p. 1887, 1995.
 40. VAN DER ZAAG, P. J. et al. **J. Magn. Magn. Mater.**, v. 148, p. 346, 1995.
 41. ABDUL-RAZZAQ, W.; WU, M. **J. Appl. Phys.**, v. 69, p. 5078, 1991.
 42. SUZUKI, Y. et al. **J. Appl. Phys.**, v. 79, p. 5923, 1996.
 43. VAVASSORI, P. **Appl. Phys. Letters**, v. 77, p. 1605, 2000.
 44. JONES, R. C. **J. Opt. Soc. Am.**, v. 31, p. 488, 1941.
 45. YANG, Z. J.; SCHEINFEIN, M. R. **J. Appl. Phys.**, v. 74, p. 680, 1993.
 46. KIM, W. S.; ADERHOLZ, M.; KLEEMANN, W. **Meas. Sci. Technol.**, v. 4, p. 1275,

- 1993.
47. HEIM, K. R.; SCHEINFEIN, M. R. **J. Magn. Magn. Mater.**, v. 154, p. 141, 1996.
 48. RODRÍGUEZ-SUAREZ, R. L. **Fenômenos magneto-eletrônicos em interfaces metálicas, Tese de Doutorado**. Departamento de Física, Universidade Federal de Pernambuco. Recife. 2006.
 49. ARKAD'YEV, V. K. **J. Russ. Phys. Chem. Soc., Phys. Part**, v. 44, p. 165, 1912.
 50. DORFMAN, Y. G. **Zs. F. Phys.**, v. 17, p. 98, 1923.
 51. ZAVOISKII, E. K. **J. Phys. USSR**, v. 10, p. 197, 1946.
 52. GRIFFITHS, J. H. E. **Nature**, v. 158, p. 670, 1946.
 53. KITTEL, C. **Phys. Rev.**, v. 71, p. 270, 1947.
 54. KITTEL, C. **Phys. Rev.**, v. 73, p. 155, 1948.
 55. LANDAU, L. D.; LIFSHITZ. In: LANDAU, L.; LIFSHITZ **Collected Papers of L. D. Landau**. Oxford: New York and Pergamon, 1965. Cap. 18, p. 101.
 56. LANDAU, L.; LIFSCHITZ, E. **Phys. Z. Sowjetunion**, v. 8, p. 153, 1935.
 57. GILBERT, T. L. **Phys. Rev.**, v. 100, p. 1243, 1955.
 58. MALLINSON, J. **IEEE Trans. Magn.**, v. 23, p. 2003, 1987.
 59. PORTIS, A. M. **Phys. Rev.**, v. 91, p. 1071, 1953.
 60. WEGER, M. **Bell Sys. Tech. J.**, v. 39, p. 1013, 1960.
 61. CHESMAN, A. F. **Tese de Doutorado**. Departamento de Física - UFPE. Recife. 2000.
 62. POOLE JR., C. P. **Electron Spin Resonance**. [S.l.]: John Wiley & Sons, 1967.
 63. JACKSON, J. D. Classical Electrodynamics. In: JACKSON, J. D. **Classical Electrodynamics**. 3. ed. [S.l.]: Wiley Text Books, 1998. Cap. 8, p. 369.

Capítulo 3

RELAXAÇÃO EM FILMES E MULTICAMADAS MAGNÉTICAS: MECANISMOS INTRÍNSECOS E EXTRÍNSECOS

3.1. INTRODUÇÃO

Neste capítulo, é apresentado um estudo sistemático dos principais mecanismos que contribuem para a relaxação magnética em filmes finos e multicamadas. Na seção (3.2), é feita uma breve introdução ao tema, onde os principais mecanismos de relaxação serão apresentados. Na seção (3.3), é realizada uma revisão dos principais mecanismos intrínsecos, incluindo a relaxação por corrente de *Eddy* (nesta tese usaremos o termo correntes de Foucault), espalhamento mágnon-fônon e espalhamento de elétrons de condução. Na seção (3.4), é abordado o mecanismo extrínseco local de espalhamento de dois mágnons juntamente com o extrínseco não local de *spin pumping*. A contribuição das flutuações de algumas grandezas magnéticas para a relaxação é discutida na seção (3.5). A relação de dispersão para filme simples e bicamadas AF/FM acopladas por *exchange* é calculada na seção (3.6). Na seção (3.7), é feita, em experimentos de FMR, a separação das contribuições intrínsecas e extrínsecas da largura de linha, em filmes de Py depositados obliquamente. Também nesta seção apresentamos uma investigação mostrando que os diversos mecanismos de relaxação podem apresentar uma competição entre si. Na seção (3.8), é realizada uma análise cuidadosa, em bicamadas AF/FM, utilizando-se o método deposição oblíqua, da espessura crítica do AF para propriedades magnéticas destas bicamadas, assim como do controle da direção da anisotropia de *exchange* pela aplicação de um campo magnético na amostra durante a deposição.

3.2. MECANISMOS DE RELAXAÇÃO

A maneira como a magnetização relaxa para sua posição de equilíbrio envolve uma enorme gama de fenômenos, os quais apresentam uma dependência intrínseca ou extrínseca

ao material. Normalmente a dependência intrínseca é inevitável enquanto que a dependência extrínseca pode, em princípio, ser controlada externamente, pois depende de propriedades tais como: estado da superfície/interface, forma geométrica da amostra, da sua cristalinidade, dos níveis de defeitos microscópicos existentes e de impurezas atômicas. Algumas destas propriedades extrínsecas podem ser cuidadosamente controladas através de técnicas modernas de nano-fabricação.

Alguns processos de relaxação são inevitáveis. Em temperaturas finitas não se é capaz de evitar mágnons e fônons.^[1,2] Em ligas, a existência de potenciais eletrônicos não-homogêneos são inevitáveis. Nos filmes ultrafinos o espalhamento de elétrons nas interfaces pode ser parcialmente difuso. A presença dessas perturbações afeta até mesmo as interações verdadeiramente intrínsecas, tais como, o acoplamento de intercâmbio intra e entre camadas, a interação dipolo-dipolo e as anisotropias magnéticas. Os processos de relaxação magnética, que envolvem a interação da onda de spin de interesse com fônons, elétrons, com outras ondas de spin e outras excitações elementares, podem ser chamados de intrínsecos, pois são parte integrante do sistema. As contribuições dos defeitos estruturais e das características geométricas, que em princípio podem ser evitadas, são conhecidas como contribuições extrínsecas. O valor intrínseco da relaxação magnética pode ser estimado a partir do menor valor medido experimentalmente da largura de linha, sob condições bem definidas.

É consenso na literatura que os principais mecanismos intrínsecos de relaxação magnética em metais são: (i) correntes de Foucault ^[1] (ii) acoplamento mágnon-fônon^[3] e (iii) espalhamento por elétrons itinerantes (elétrons de condução).^[4,5] Em regimes de excitação não-linear de ondas de spin existem os processos de decaimentos de três e quatro mágnons que não serão estudados nesta tese. Já os principais mecanismos extrínsecos, para esta tese, podem ser divididos em local e não-local, os quais são: (i) local: espalhamento de dois mágnons (mecanismo de Arias-Mills^[6]), ocasionado por defeitos existentes nas interfaces e superfícies; (ii) não-local: transferência de momento angular através de interfaces (*spin pumping*^[7]).

Apesar dos avanços teóricos e experimentais a definição dos mecanismos intrínsecos e extrínsecos, na relaxação magnética, ainda gera bastante controvérsia e a separação de suas contribuições em materiais reais ainda é um assunto desafiador.

3.3. ORIGENS FÍSICAS DO AMORTECIMENTO MAGNÉTICO INTRÍNSECO EM METAIS

3.3.1. Correntes de Foucault

A precessão da magnetização induz correntes de Foucault, e a dissipação devido a este fenômeno é proporcional à condutividade da amostra. Em filmes finos, onde o campo de rf penetra totalmente no filme (*skin depth* $\delta > t_{FM}$), podemos calcular a contribuição de correntes de Foucault para o amortecimento na equação de movimento da magnetização (Landau-Lifschitz-Gilbert). Para isto integramos as equações de Maxwell em toda a espessura do filme (t_{FM}). O campo efetivo resultante tem uma forma semelhante ao campo efetivo de Gilbert, onde a constante de amortecimento efetiva é dada (no sistema Gaussiano) por:^[1]

$$\alpha_{Foucault} = \frac{1}{6} M_S \gamma \sigma_{FM} \left(\frac{4\pi}{c} \right)^2 t_{FM}^2, \quad (3.1)$$

onde σ_{FM} é a condutividade elétrica. O *skin depth* para filmes finos de Py pode variar, em média, entre $\delta \sim 1 \mu\text{m}$ (longe da ressonância) e $\delta \sim 0.1 \mu\text{m}$ (próximo da ressonância)^[8]. Para as amostras desta tese, as espessuras consideradas estão abaixo de 25 nm. Para este limite a Eq. (3.1) pode ser usada, resultando numa contribuição desprezível, $\alpha_{Foucault} \sim 1\%$ do valor amortecimento total.

3.3.2. Espalhamento Mágnon-Fônon

A relaxação magnética por espalhamento direto mágnon-fônon é também um possível mecanismo para a relaxação. A contribuição do espalhamento mágnon-fônon foi investigado por Suhl^[3] em sistemas geometricamente pequenos onde, a magnetização e a tensão da rede são homogêneos. Utilizando a equação de movimento para a magnetização e para a tensão na rede, a constante de amortecimento devido aos fônons pode ser assintoticamente descrita por:

$$\alpha_{fônon} = \frac{2\eta\gamma}{M_S} \left(\frac{B_2(1+\nu)}{E} \right)^2 \quad (3.2)$$

onde, η é a viscosidade de fônons, B_2 é a constante magneto-elástica de cisalhamento, E é o módulo de Young e ν é a razão de Poisson. Todos os parâmetros podem ser facilmente obtidos, exceto a viscosidade de fônons η . Heinrich, em experimentos de transmissão de microondas,^[9] determinou o valor da constante η para um cristal de Ni. Para o Ni o valor obtido foi $\eta = 3.4$ (CGS). Isto leva a uma constante de amortecimento de $\alpha_{\text{fonon}} \sim 1 \times 10^{-3}$, o qual é 30 vezes menor que o valor total medido para Ni e 6 vezes menor que o valor de volume para Py. Claramente, o espalhamento direto mágnon–fônnon não é importante para amostras geometricamente pequenas.^[10]

3.3.3. Espalhamento por Elétrons de Condução

O mecanismo tido como o dominante para o processo de relaxação magnética em metais é baseado no espalhamento de elétrons de condução.

3.3.3.1. Interação s-d: Espalhamento com *Spin-Flip*

Este modelo, proposto originalmente por Heinrich *et al.*^[4,5], baseia-se na interação de elétrons itinerantes (elétrons da banda *s-p*) com spins localizados (elétrons da banda *d*) através da interação de troca *s-d*. A energia desta interação pode ser obtida através da integração do funcional da densidade de energia de troca *s-d*, ou seja,

$$H_{sd} = \sum_j \int_V J(\vec{r}_j - \vec{r}) \vec{S}_{j,d} \cdot \vec{s}_s(\vec{r}) d\vec{r}, \quad (3.3)$$

onde $J(\vec{r}_j - \vec{r})$ é a interação de troca *s-d* entre a densidade de spins \vec{s}_s dos elétrons itinerantes e os spins dos elétrons localizados $\vec{S}_{j,d}$ e j é um dado sítio da rede. Esta interação também pode ser escrita na representação de partículas, como:

$$\hat{H}_{sd} = \sqrt{\frac{2S}{N}} \sum_{\vec{k}} J(\vec{q}) a_{\vec{k},\uparrow} a_{\vec{k}+\vec{q},\downarrow}^\dagger b_{\vec{q}} + h.c., \quad (3.4)$$

onde N é o número de sítios atômicos, S é o *spin* dos elétrons *d*, $J(\vec{q})$ é a constante de interação de troca *s-d*, a e a^\dagger aniquilam e criam elétrons com vetor de onda \vec{k} e *spin* (\uparrow, \downarrow),

respectivamente, e b aniquila mágnons com vetor de onda \vec{q} . Os sub-índices \uparrow e \downarrow correspondem aos *spins* majoritários e minoritários respectivamente.

Elétrons itinerantes e mágnons são coerentemente espalhados pela interação de troca $s-d$ resultando na criação e na aniquilação (*h.c.*) de pares elétron-buraco, ver Fig. 3.1. O momento angular total e o vetor de onda se conservam na colisão destas três partículas e devido a esta conservação, o elétron itinerante sofre uma inversão em sua orientação de spin (*spin-flip*) quando espalhados por um mágnon. Espalhamentos coerentes não são suficientes para causar relaxação magnética com mágnons de vetor de onda $\vec{q} \sim 0$ (sofrem apenas a uma re-normalização no fator $g^{[4]}$). Para que ocorra relaxação é necessário que o par elétron-buraco seja espalhado incoerentemente por mágnons e fônons termicamente excitados.

O processo de espalhamento incoerente pode ser levado em conta através da inclusão de um tempo de vida finito τ_{ef} para o par elétron-buraco excitado. Neste caso a energia de excitação tem um termo imaginário adicional e é dada por:

$$\delta\varepsilon = \varepsilon_{\vec{k},\uparrow}^- - \varepsilon_{\vec{k}+\vec{q},\downarrow}^- + i \frac{\hbar}{\tau_{ef}} \quad (3.5)$$

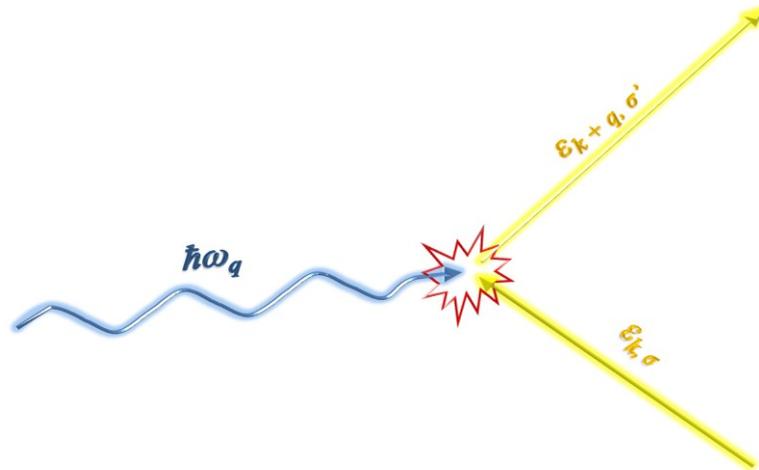


Fig. 3.1 Esquema do processo de espalhamento de elétrons de condução com *spin-flip*. A onda de spin com a energia $\hbar\omega_q$ colide com um elétron itinerante com energia $\varepsilon_{\mathbf{k},\sigma}$ (σ representa o estado de spin e \mathbf{k} o momento), e cria um elétron itinerante com momento $\mathbf{k} + \mathbf{q}$, orientação de spin σ' e energia $\varepsilon_{\mathbf{k}+\mathbf{q},\sigma'}$.

O tempo de vida efetivo τ_{ef} , para o presente caso, é dado pelo tempo de *spin-flip* τ_{sf} , que pode ser determinado por medidas de comprimento de difusão de spin λ_{SD} , onde a relação entre eles é dada por:^[11,12]

$$\tau_{sf} = \frac{6\lambda_{SD}^2}{v_F} \frac{\lambda_{\uparrow} + \lambda_{\downarrow}}{\lambda_{\uparrow}\lambda_{\downarrow}}, \quad (3.6)$$

onde v_F é a velocidade de Fermi e λ_{\uparrow} (λ_{\downarrow}) é o livre caminho médio de momento para o elétron de spin *up*(*down*). Uma relação direta de τ_{sf} com parâmetros experimentalmente mais acessíveis, é dada por:

$$\tau_{sf} = \frac{12\lambda_{SD}^2 m}{n e (1 - \beta^2)} \frac{1}{\rho} \quad (3.7)$$

onde, ρ é a resistividade do material, β é o coeficiente de assimetria de spin do volume, m é massa do elétron e n é a densidade total de elétrons de condução do material ferromagnético. Para o Py os valores $\rho = 12.3 \mu\Omega$, $\beta = 0.73$, $n = 6.3 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ e $\lambda_{SD} = 4.3 \text{ nm}$ levam a um tempo $\tau_{sf} = 3 \times 10^{-14} \text{ s}$.

A susceptibilidade pode ser calculada usando o formalismo da função de Green introduzido por Kubo na aproximação de fase aleatória (ou, *Random Phase Approximation* RPA).^[13] Desta susceptibilidade é possível se retirar o campo efetivo de amortecimento, o qual pode ser escrito como:

$$\alpha_{s-d} \frac{\omega}{\gamma} = \frac{2\langle S \rangle}{Ng\mu_B} \sum_{\vec{k}} |J(\vec{q})|^2 \left(n_{\vec{k}+\vec{q}}^{\downarrow} - n_{\vec{k}}^{\uparrow} \right) \delta(\varepsilon_{\vec{k},\uparrow} - \varepsilon_{\vec{k}+\vec{q},\downarrow} + \hbar\omega_{\vec{q}}), \quad (3.8)$$

onde a soma é cuidadosamente feita sobre todos os estados permitidos na superfície de Fermi, $\langle S \rangle = S [M_S(T)/M_S(0)]$ é o spin reduzido. O espalhamento incoerente dos pares elétron-buraco excitados causa um alargamento na função delta da Eq. (3.8) de forma que ele pode ser reescrito na forma de uma Lorentziana, ou seja,

$$\delta(\varepsilon_{\vec{k},\uparrow}^- - \varepsilon_{\vec{k}+\vec{q},\downarrow}^- + \hbar\omega_{\vec{q}}) \approx \frac{\hbar/\tau_{sf}}{(\varepsilon_{\vec{k},\uparrow}^- - \varepsilon_{\vec{k}+\vec{q},\downarrow}^- + \hbar\omega_{\vec{q}})^2 + (\hbar/\tau_{sf})^2} \quad (3.9)$$

A diferença no número de ocupação é $\Delta n = n_{\vec{k}+\vec{q}}^{\downarrow} - n_{\vec{k}}^{\uparrow} = \delta(\varepsilon_{\vec{k}}^- - \varepsilon_F)\hbar\omega_{\vec{q}}$, (onde δ é a função delta de Dirac), mostra que os processos de relaxação são limitados aos elétrons no nível de Fermi. Desta equação, também é possível notar que, a energia $\hbar\omega_{\vec{q}} = \hbar\omega$ do mágnon ressonante é a energia que é envolvida no processo de espalhamento e que a Lorentziana é uma função de distribuição de probabilidade de certo evento de espalhamento ocorrer. Na ressonância ferromagnética, onde é excitado o modo de onda de *spin* uniforme $\vec{q} \approx 0$, a diferença de energia, para as excitações do par elétron-buraco com *spin-flip*, é dominada pela energia de troca, $\varepsilon_{\vec{k},\uparrow}^- - \varepsilon_{\vec{k}+\vec{q},\downarrow}^- = -2\langle S \rangle J(0)$. [10] Utilizando-se $N\langle S \rangle g\mu_B = M_S(T)$, se obtém um campo efetivo de amortecimento com as mesmas características do campo de Gilbert, $\vec{H}_{ef}^G = (\alpha/\gamma)(\partial\hat{m}/\partial t)$, ou seja, proporcional à frequência ω e inversamente proporcional a magnetização de saturação M_S . Após a integração da Eq. (3.8) sobre a superfície de Fermi, pode-se extrair a constante de amortecimento, a qual pode ser escrita como:

$$\alpha_{s-d} = \frac{\chi_p}{M_S \gamma \tau_{sf}}, \quad (3.10)$$

onde χ_p é a susceptibilidade de Pauli para elétrons de condução (itinerantes), a qual pode ser calculada como:

$$\chi_p = \left(\frac{\hbar\gamma}{2\pi}\right)^2 \int k^2 dk \delta(\varepsilon_{\vec{k}}^- - \varepsilon_F) = \mu_B^2 N(\varepsilon_F), \quad (3.11)$$

onde $N(\varepsilon_F)$ é a densidade de estados no nível de Fermi, onde para metais *3d* o seu valor está dentro do intervalo $3-9 \times 10^{-6}$. [14]

Para se obter um $\alpha_{s-d} \approx 5 \times 10^{-3}$ é necessário um $\tau_{sf} \approx 3 \times 10^{-14}$ s. Isto é verdade para Py, como visto anteriormente (ver Tabela 3.1 [15]). Logo, supõe-se que o principal mecanismo,

que contribui para o valor da constante de Gilbert em Py é o espalhamento de elétrons de condução. Um forte indício deste fato é que pelas Eqs. (3.7) e (3.10) a constante de amortecimento α_{s-d} é diretamente proporcional à resistividade, o que recentemente foi comprovado por Ingvarsson *et. al.*^[16] Para outros metais puros, como Co, Fe e Ni, τ_{sf} é muito grande para que a interação *s-d* contribua o amortecimento de Gilbert.

Os cálculos acima foram feitos para mágnons circularmente polarizados, mas a elipticidade dos mágnons (configuração paralela) não altera o amortecimento intrínseco de Gilbert baseado nestes processos de espalhamento.

FM	g	λ_{SD} (nm)	β	ρ ($\mu\Omega\cdot\text{cm}$)	τ_{sf} (ps)	G (10^7 Hz)	α (10^{-3})	M_S (G)
Fe	2.09 ^[17]			9.7 ^[18]		5.8 ^[19]	2	1710 ^[20]
Co	2.18 ^[17]	59 ^[21]	0.36	6.2 ^[18]	3.8 ^[11]	30 ^[22]	11	1425 ^[20]
Ni	2.21 ^[23]			6.8 ^[18]		25 ^[23]	19	485 ^[20]
Py	2.14 ^[24]	4.3 ^[11]	0.73 ^[11]	12.3 ^[11]	0.03 ^[11]	9	6	860 ^[20]
MnNiSb	2.03 ^[25]		1			3.1 ^[25]	2.8	580 ^[25]

Tabela 3.1 Tabela mostrando o tempo de relaxação de spin e outras quantidades relevantes para estimar o valor de α de alguns materiais ferromagnéticos.^[15]

3.3.3.2. Interação Spin-Órbita: Espalhamento sem *Spin-Flip*

Kambersky^[26,27] mostrou que o amortecimento intrínseco em metais ferromagnéticos poderia ser tratado, de forma mais geral, utilizando o Hamiltoniano de interação spin-órbita.

O Hamiltoniano correspondente às componentes transversais do spin e do momento angular pode ser expresso como um Hamiltoniano de interação de três partículas, ou seja,

$$\hat{H}_{so} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{2S}{N}} \xi \sum_{\vec{k}} \sum_{\mu, \nu, \sigma} \langle \mu | L^+ | \nu \rangle c_{\nu, \vec{k} + \vec{q}, \sigma}^+ c_{\mu, \vec{k}, \sigma} b_{\vec{q}} + h.c., \quad (3.12)$$

onde ξ é o coeficiente da interação spin-órbita, $L^\pm = L_x \pm iL_y$ são as componentes horária e a anti-horária do sítio atômico de momento angular transversal \vec{L} , $c_{\mu, \vec{k}, \sigma}^+$ ($c_{\nu, \vec{k} + \vec{q}, \sigma}^+$) é o operador aniquilação (criação) de elétrons com o spin σ em estados de Bloch adequados e $b_{\vec{q}}$ aniquila uma onda de spin com vetor de onda \vec{q} . Os índices representam os orbitais dos

estados de Bloch e são usados para identificar uma banda individual. Desconsiderando, por simplicidade, a dependência dos elementos de matriz $\langle \mu | L^\pm | \nu \rangle$ com o vetor de onda, a susceptibilidade pode ser novamente calculada usando o formalismo de Kubo para função de Green na fase de aproximação aleatória (RPA). De maneira similar à da seção anterior, o campo efetivo de amortecimento de Gilbert, para uma onda de spin com vetor de onda \vec{q} e energia $\hbar\omega$, é dado por:

$$\alpha_{so} \frac{\omega}{\gamma} = \frac{\langle S \rangle^2}{2M_S} \xi^2 \left(\frac{1}{2\pi} \right)^3 \int d\vec{k} \sum_{\mu, \nu, \sigma} \langle \nu | L^+ | \mu \rangle \langle \mu | L^- | \nu \rangle \times \delta(\varepsilon_{\mu, \vec{k}, \sigma} - \varepsilon_F) \hbar\omega \frac{\hbar/\tau_m}{(\varepsilon_{\mu, \vec{k}, \sigma} - \varepsilon_{\nu, \vec{k} + \vec{q}, \sigma} + \hbar\omega)^2 + (\hbar/\tau_m)^2} \quad (3.13)$$

Como não ocorre *spin-flip*, o tempo τ_{sf} é trocado pelo tempo τ_m , que é o tempo de relaxação do momento. A relação entre τ_m e τ_{sf} pode ser escrita como:

$$\tau_m = \frac{v_F^2}{12\lambda_{SD}^2} \frac{1}{\tau_{sf}}, \quad (3.14)$$

onde τ_m , ao contrário de τ_{sf} , escala linearmente com a resistividade.

3.3.3.2.1. Transições Intra Banda ($\mu = \nu$)

Para ondas de spin com pequenos vetores de onda $q \ll k_F$ o balanço de energia no denominador da Eq. (3.13), ou seja, $\varepsilon_{\mu, \vec{k}, \sigma} - \varepsilon_{\nu, \vec{k} + \vec{q}, \sigma} + \hbar\omega = \left(\hbar^2/2m \right) (2\vec{k} \cdot \vec{q} + q^2) + \hbar\omega$, é significativamente menor que \hbar/τ_m . Em estruturas cristalinas este limite é satisfeito em baixas temperaturas criogênicas. Após a integração sobre a superfície de Fermi, a constante de amortecimento pode ser aproximada por:

$$\alpha_{so}^{\text{intra}} \cong \frac{\langle S \rangle^2}{\gamma M_S} \left(\frac{\xi}{\hbar} \right)^2 \sum_{\mu} \chi_P^{\mu} \langle \mu | L^+ | \mu \rangle \langle \mu | L^- | \mu \rangle \tau_m, \quad (3.15)$$

onde χ_p^μ corresponde a susceptibilidade de Pauli de uma dada camada de Fermi. Neste limite, o amortecimento de Gilbert é proporcional a τ_m , ou seja, ele escala linearmente com a condutividade.

3.3.3.2.2. Transições Entre Bandas ($\mu \neq \nu$)

Quando as transições entre bandas caracterizadas por *gaps* de energia $\Delta\varepsilon_{\mu,\nu}$ são levadas em conta, as excitações elétron-buraco podem contribuir de forma significativa para a relaxação magnética. Para bandas com *gaps* de energia maiores que a frequência de relaxação do momento eletrônico \hbar/τ_m , a constante de amortecimento pode ser aproximada por:

$$\alpha_{so}^{\text{entre}} \cong \frac{\langle S \rangle^2}{\gamma M_S} \sum_{\mu} \chi_p^\mu (\Delta g_{\mu})^2 \frac{1}{\tau_m}, \quad (3.16)$$

onde $\Delta g_{\mu} = 4\xi \sum_{\nu} \langle \mu | L_x | \nu \rangle \langle \nu | L_x | \mu \rangle / \Delta\varepsilon_{\mu,\nu}$ determina a contribuição da interação spin-órbita para o fator espectroscópico g .^[28] Nesta aproximação a constante de amortecimento é proporcional $1/\tau_m$ e conseqüentemente escala com a resistividade de forma semelhante à Eq. (3.10). Uma grande distribuição de *gaps* de energia entre bandas modifica a dependência global do sistema com a temperatura. Com o aumento da temperatura a taxa de relaxação \hbar/τ_m torna-se comparável às separações de energia $\Delta\varepsilon_{\mu,\nu}$, o que resulta em saturação gradual do amortecimento de Gilbert para processos entre bandas. Desta forma a constante de amortecimento, para este processo, só deve depender da resistividade em baixas temperaturas.
[10]

3.3.3.3. Visão Clássica e Motivação

Originalmente, o modelo de Kambersky foi baseado na observação de que os níveis de energia no cristal dependem da direção da magnetização. Isto pode ser entendido classicamente da seguinte forma: A precessão da magnetização “altera”, em tempo e espaço a superfície de Fermi a qual é então distorcida periodicamente. Isto é conhecido na literatura

como o termo “*breathing Fermi surface*”. O “esforço” dos elétrons para re-popular a superfície de Fermi alterada é atrasado em um tempo finito τ_m de relaxação do seu momento, o que resulta numa defasagem entre a distorção da superfície de Fermi e a mudança de \hat{m} . Esta defasagem dá origem ao amortecimento da magnetização.^[27,29]

Já a interação de troca *s-d* pode ser vista como o acoplamento mútuo, através de um campo de troca *s-d*, de dois momentos magnéticos em precessão, um localizado (*d*) e outro itinerante (*s*). Na ausência de amortecimento, a excitação de baixa energia (modo acústico - FMR) corresponde à precessão em uníssono dos momentos magnéticos. No entanto, devido ao livre médio de spin dos elétrons itinerantes, a equação de movimento para estes elétrons tem de incluir a relaxação de spin no campo efetivo instantâneo,

$$-\frac{1}{\gamma\tau_{sp}}\vec{m} - \chi_p\vec{h}_{ef}, \quad (3.17)$$

onde \vec{h}_{ef} inclui o campo de troca entre os elétrons localizados e os itinerantes. Isto resulta em uma diferença de fase entre os dois momentos magnéticos em precessão^[30] e, conseqüentemente em um amortecimento magnético. A diferença de fase, devido aos fenômenos de “*breathing Fermi surface*” e de interação de troca *s-d*, é proporcional à frequência microondas ω e em ambos os casos, tem-se a “fricção” como amortecimento.

3.4. RELAXAÇÃO MAGNÉTICA EXTRÍNSECA EM METAIS

Como visto na seção anterior, o amortecimento intrínseco de Gilbert leva à dependência linear da largura de linha de FMR, ΔH , com a frequência de ressonância. De fato, em cristais massudos (*bulk*) observa-se que contribuição intrínseca em ΔH varia linearmente com a frequência de FMR.^[31,32] Contudo, em filmes finos, a análise dos experimentos de FMR^[10,33] mostra freqüentemente a presença de um termo linear, mas com uma inclinação maior do que aquela encontrada em cristais simples, como por exemplo para Fe, e também mostra que a extrapolação da largura de linha para $\omega \rightarrow 0$ leva a um valor não nulo para $\Delta H(\omega) \rightarrow \Delta H(0) \neq 0$.^[33] Conseqüentemente, a largura de linha pode ser interpretada, sob algumas considerações, como:

$$\Delta H(\omega) = \Delta H(0) + \Delta H^{Gilbert}(\omega), \quad (3.18)$$

onde $\Delta H^{Gilbert}(\omega) = \alpha(\omega/\gamma)$. O termo $\Delta H(0)$ é associado a fenômenos extrínsecos ao material, ou seja, defeitos (extrínseco local) e vizinhança (extrínseco não local).

3.4.1. Relaxação Extrínseca Local: Espalhamento de Dois Mágns

Estudos de ressonância ferromagnética realizados na década de 1960, em $Y_3Fe_5O_{12}$ (*Yttrium Iron Garnet* – YIG), apresentaram como resultados larguras de linha substancialmente maiores que os valores esperados para os processos intrínsecos. LeCraw *et al.*^[34] fizeram uma observação crucial de que a largura de linha, nestes experimentos, tinha uma relação direta com o tamanho dos grãos utilizados para polir as esferas de YIG utilizadas nas medidas de FMR. Isto deixou claro que processos extrínsecos ligados à rugosidade superficial das esferas de YIG dariam origem ao aumento da largura de linha. Em um outro artigo clássico, Sparks *et al.*^[35] desenvolveram uma teoria para o espalhamento de dois-mágns, que explicaria o aumento da largura de linha devido à presença de rugosidades. Os resultados desta teoria mostraram-se adequados com os dados experimentais.

O espalhamento de dois mágns (*two magnon scattering*) pode ser bem entendido com base no formalismo de segunda quantização. Aqui o modo uniforme de precessão da magnetização ($\omega_0, \vec{k} \cong 0$), é destruído e um outro modo de onda de spin com mesma frequência e vetor de onda $\vec{k} \neq 0$ é criado, como mostrado esquematicamente na Fig. 3.2.

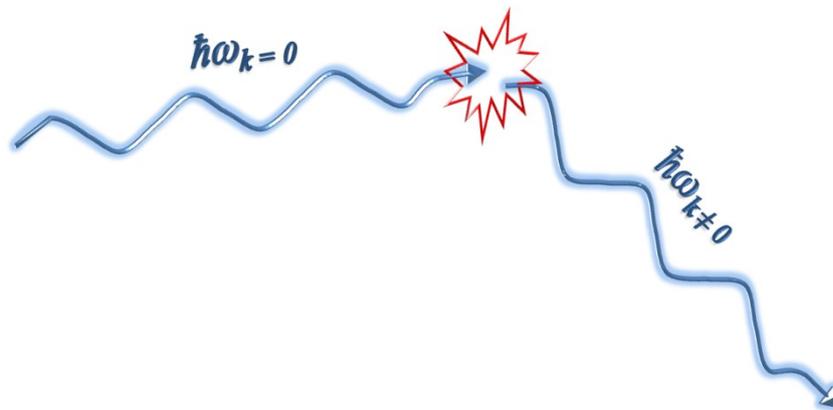


Fig. 3.2 Esquema do processo de espalhamento de dois mágns. O modo de precessão uniforme é espalhado num modo com vetor de onda finito que é degenerado em frequência

Para filmes finos magnéticos metálicos, um experimento ideal de FMR deve excitar o modo uniforme, ou seja, o vetor de onda paralelo a superfície é nulo $\vec{q}_{//} = 0$. Contudo, se houver algum acoplamento dipolar entre os spins, modos de ondas de spins degenerados com o modo de FMR e de pequenos comprimentos de onda ($q_{//} \cong 10^5 \text{ cm}^{-1}$), podem ser excitados.^[36] A presença de interação dipolar, em filmes finos magnéticos, pode ser atribuída a defeitos na superfície do filme, os quais, como já dito, espalham energia do modo uniforme para outros estados degenerados, produzindo desta forma uma relaxação de origem extrínseca.

Há cerca de uma década atrás, Arias e Mills^[6] desenvolveram uma teoria para estudar a contribuição do espalhamento de dois mágnons devido a defeitos superficiais e interfaces nos filmes finos ferromagnéticos magnetizados no plano. Esta teoria será empregada nas análises de largura de linha em filmes finos magnéticos realizados nesta tese.

Considerando o limite de filmes muito finos, as ondas de spin estacionárias com vetores de onda finitos perpendiculares a superfície, $q_{\perp}^{(n)} = n\pi/t_{FM}$ (onde, $n \neq 1$ e t_{FM} é a espessura do filme) são deslocadas pelo *exchange* para frequências muito superiores ao intervalo utilizado em FMR. Logo, pode-se assumir que a resposta magnética é dominada apenas por ondas de spin que se propagam no plano do filme e com vetor de onda $\vec{q}_{//}$.

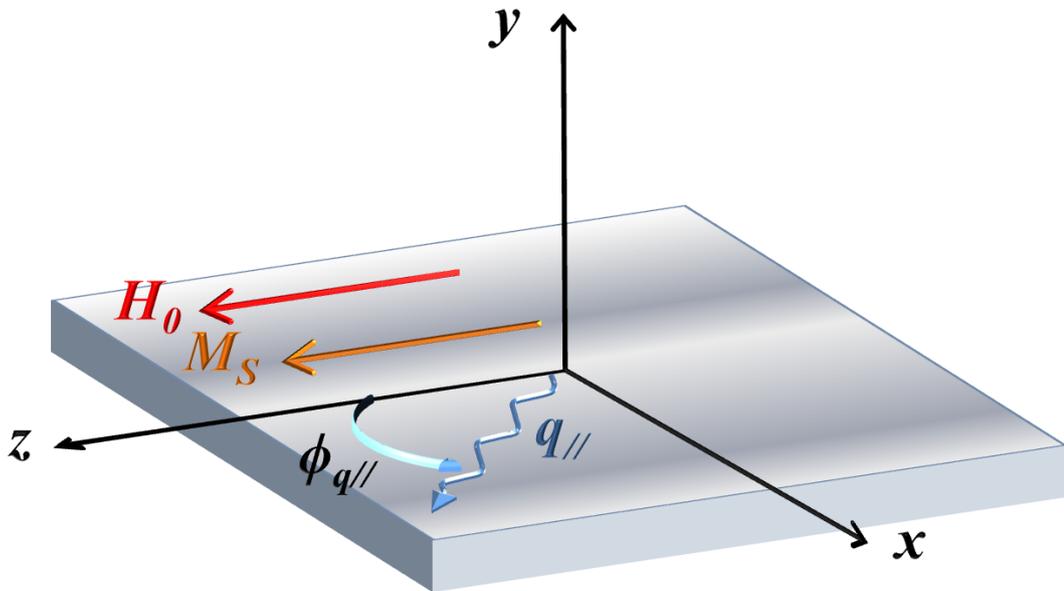


Fig. 3.3 Sistema de coordenadas utilizado em relação ao plano do filme de espessura t_{FM} . O campo externo H_0 dc e a componente principal da magnetização M_S estão no plano do filme. O vetor de onda $q_{//}$ e o eixo z formam um ângulo $\phi_{q_{//}}$.

Pelas considerações feitas acima e utilizando a geometria proposta na Fig. 3.3, a magnetização do sistema pode ser escrita como:

$$\vec{M}(\vec{r}, t) = M_S \hat{z} + \vec{m}(\vec{r}, t), \quad (3.19)$$

onde $\vec{m}(\vec{r}, t) = m_x(\vec{r}, t)\hat{x} + m_y(\vec{r}, t)\hat{y}$. Tomando $\phi_{\vec{q}_{//}}$ como o ângulo entre o vetor de onda $\vec{q}_{//}$ e $H_0(\vec{M}_S)$, as amplitudes transversas das componentes dinâmicas da magnetização, associadas com a dada onda de *spin*, podem ser escritas como a média ao longo direção y :^[6]

$$m_{x,y}(x, z; t) = \int_0^{t_{FM}} m_{x,y}(x, y, z; t) \frac{dy}{t_{FM}} \quad (3.20)$$

É conveniente trabalhar com a transformada de Fourier

$$m_{x,y}(x, z; t) = \frac{1}{\sqrt{L^2 t_{FM}}} \sum_{\vec{q}_{//}} m_{x,y}(\vec{q}_{//}; t) e^{i\vec{q}_{//} \cdot \vec{r}_{//}} \quad (3.21)$$

onde, L^2 é a área do filme, $\vec{q}_{//} = q_x \hat{x} + q_z \hat{z}$ e $\vec{r}_{//} = r_x \hat{x} + r_z \hat{z}$.

A relação de dispersão para as ondas de *spin*, em função de $m_{x,y}(\vec{q}_{//})$ pode ser obtida, em geral, escrevendo o Hamiltoniano magnético do sistema (por unidade de volume) na forma quadrática.^[6]

$$H = \frac{1}{2M_S} \sum_{\vec{q}_{//}} \left\{ H_x(\vec{q}_{//}) m_x^*(\vec{q}_{//}) m_x(\vec{q}_{//}) + H_y(\vec{q}_{//}) m_y^*(\vec{q}_{//}) m_y(\vec{q}_{//}) \right\} \quad (3.22)$$

Desprezando anisotropias cristalinas, as principais contribuições para a energia magnética livre, são:^[6]

i. Energia Zeeman (H_z):

$$H_z = \frac{H_0}{2M_S} \sum_{\vec{q}_{//}} \left[m_x^*(\vec{q}_{//}) m_x(\vec{q}_{//}) + m_y^*(\vec{q}_{//}) m_y(\vec{q}_{//}) \right], \quad (3.23)$$

onde o termo constante da energia foi desconsiderado e H_0 é o campo externo *dc* aplicado.

ii. Energia de *Exchange* (H_{ex}):

$$H_{ex} = \frac{1}{2M_S} \sum_{\vec{q}_{//}} D q_{//}^2 \left[m_x^*(\vec{q}_{//}) m_x(\vec{q}_{//}) + m_y^*(\vec{q}_{//}) m_y(\vec{q}_{//}) \right], \quad (3.24)$$

onde $D = 2A/M_S$ é a constante de *exchange*.

iii. Energia de Anisotropia de Superfície (H_A):

$$H_A = \frac{1}{2M_S} H_S \sum_{\vec{q}_{//}} m_y^*(\vec{q}_{//}) m_y(\vec{q}_{//}), \quad (3.25)$$

onde $H_S = 2K_S/(M_S t_{FM})$ é o campo de anisotropia ($H_S > 0, < 0$, quando \hat{y} coincide com a direção do eixo duro ou eixo fácil respectivamente).

iv. Energia devida ao Campo Dipolar (H_d):

$$H_d = 2\pi \sum_{\vec{q}_{//}} \left(1 - \frac{q_{//} t_{FM}}{2} \right) m_y^*(\vec{q}_{//}) m_y(\vec{q}_{//}) + \pi \sum_{\vec{q}_{//}} q_{//} t_{FM} \text{sen}^2 \phi_{\vec{q}_{//}} m_x^*(\vec{q}_{//}) m_x(\vec{q}_{//}) \quad (3.26)$$

A energia dipolar é muito importante para o espalhamento de dois mágnons, pois a sua dependência linear em $\vec{q}_{//}$ determina a existência de modos degenerados com o modo de FMR. O primeiro termo da Eq. (3.26) é devido ao campo dipolar que é gerado pela densidade superficial de cargas magnéticas, $\hat{n} \cdot \vec{M}$, onde \hat{n} é o vetor unitário que aponta na direção normal à superfície do filme. O segundo termo é devido ao campo dipolar gerado pela densidade volumétrica de cargas magnéticas.

Das transformações de Holstein-Primakoff^[37,38], a frequência das ondas de *spin* é dada por:

$$\omega(\vec{q}_{//}) = \gamma \sqrt{H_x(\vec{q}_{//}) H_y(\vec{q}_{//})}, \quad (3.27)$$

onde os campos $H_x(\vec{q}_{//})$ e $H_y(\vec{q}_{//})$ são dados pela comparação da Eq. (3.22) com as Eqs. (3.23), (3.24), (3.25) e (3.26), ou seja,

$$H_x(\vec{q}_{//}) = H_0 + 2\pi M_S q_{//} t_{FM} \text{sen}^2 \phi_{\vec{q}_{//}} + Dq_{//}^2 \quad (3.28)$$

$$H_y(\vec{q}_{//}) = B + H_S - 2\pi M_S q_{//} t_{FM} + Dq_{//}^2$$

onde, $B = H_0 + 4\pi M_S$.

Em um experimento ideal de FMR, o modo com vetor de onda $\vec{q}_{//} = 0$ é excitado, desta forma, das Eqs. (3.27) e (3.28) vê-se que a frequência deste modo é dada por:

$$\omega_{FMR} = \gamma \sqrt{H_R(H_R + H_S + 4\pi M_S)} = \gamma \sqrt{H_R(H_R + 4\pi M_{ef})}, \quad (3.29)$$

onde H_R é o campo H_0 na ressonância e $4\pi M_{ef}$ é a magnetização efetiva.

Supondo que há vetores de onda finitos, mas pequenos, ou seja, colocando explicitamente a Eq. (3.28) na Eq.(3.27) e ficando apenas com os termos de segunda ordem em $\vec{q}_{//}$ (para os filmes de interesse a contribuição da energia dipolar quadrática em $\vec{q}_{//}$ é pequena) obtém-se:

$$\begin{aligned} \omega^2(\vec{q}_{//}) &= \omega_{FMR}^2 - 2\pi\gamma^2 M_S q_{//} t_{FM} \left[H_R - (B + H_S) \text{sen}^2 \phi_{\vec{q}_{//}} \right] \\ &\quad + \gamma^2 (B + H_S + H_R) D q_{//}^2 \\ &= \omega_{FMR}^2 - 2\pi\gamma^2 M_S q_{//} t_{FM} \left[H_R - (H_R + 4\pi M_{ef}) \text{sen}^2 \phi_{\vec{q}_{//}} \right] \\ &\quad + \gamma^2 (2H_R + 4\pi M_{ef}) D q_{//}^2 \end{aligned} \quad (3.30)$$

Observe que o segundo termo da Eq. (4.30) poderá ser negativo e maior do que o terceiro termo. Desta maneira poderemos ter modos de ondas de spin com vetores de onda $q_{//} > 0$ e frequência $\omega(\vec{q}_{//})$ e energia ($\hbar\omega(\vec{q}_{//})$), menores do que a do modo uniforme, ω_{FMR} e $\hbar\omega_{FMR}$. À medida que valor de $q_{//}$ aumenta, o campo de *exchange* (dado pelo terceiro termo) aumenta e a relação de dispersão passa a ter um comportamento crescente, até que voltamos a

ter ondas de spin com vetores de onda $q_{\parallel} > 0$ cuja frequência passa a ser igual à frequência de FMR. Os valores típicos destes vetores de onda são $q_{\parallel}^0 \sim 10^5 \text{ cm}^{-1}$ para Permalloy. Isto significa que para filmes finos existe uma multiplicidade de modos degenerados com o modo uniforme e vetores de onda $q_{\parallel} \leq q_{\parallel}^0$.

Os valores de $\phi_{\vec{q}_{\parallel}}$, para os quais há degenerescência são dados pela relação:

$$\text{sen}^2(\phi_{\vec{q}_{\parallel}}) < \frac{H_R}{B + H_S} = \frac{H_R}{H_R + 4\pi M_{ef}} \quad (3.31)$$

o que define também um ângulo crítico $\phi_{\vec{q}_{\parallel}}^{crit}$ (ver exemplo na Fig. 3.4).

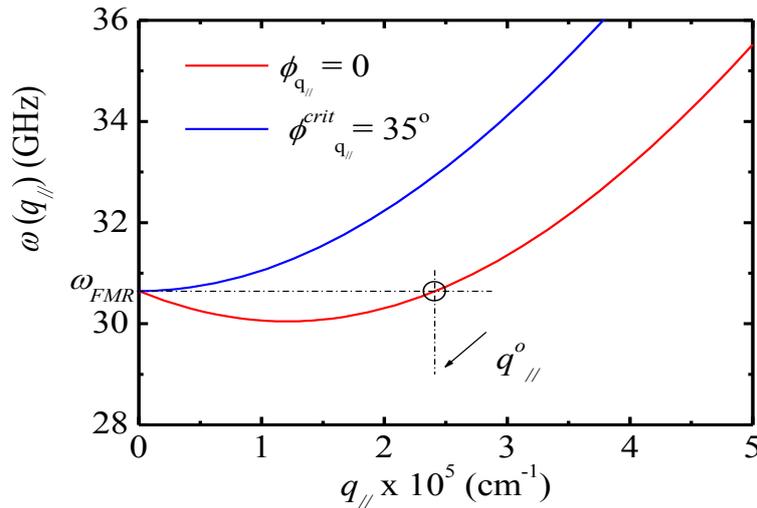


Fig. 3.4 Relação de dispersão da onda de spin (Eq. (3.30)). O círculo representa os mágnons com vetor de onda finito, degenerados em frequência com o modo uniforme ($q_{\parallel} = 0$). A linha azul representa a relação de dispersão calculada para o ângulo crítico a partir do qual não existirão mágnons degenerados. Os parâmetros escolhidos correspondem a valores típicos de filmes de Py: $D = 2 \times 10^{-9} \text{ Oe cm}^2$, $H_S = 1 \text{ kOe}$, $4\pi M_S = 13 \text{ kG}$, $g = 2$. O campo externo aplicado é $H_R = 1 \text{ kOe}$ e $t_{FM} = 30 \text{ \AA}$.

A Fig. 3.4, mostra duas relações de dispersão obtidas para $\phi_{\vec{q}_{\parallel}} = 0^\circ$ (curva vermelha) e $\phi_{\vec{q}_{\parallel}} = \phi_{\vec{q}_{\parallel}}^{crit} = 35^\circ$ (curva azul) utilizando os parâmetros do Py. Observe que para $q_{\parallel} \leq q_{\parallel}^0$ existe inúmeros modos degenerados com o modo uniforme e $0 \leq \phi_{\vec{q}_{\parallel}} \leq \phi_{\vec{q}_{\parallel}}^{crit}$, descritos pela linha tracejada. Em resumo, quando levamos em consideração a interação dipolar, a relação de dispersão de filmes finos possui uma variedade de modos degenerados com o modo uniforme.

Para calcular os efeitos da degenerescência, ou melhor, do espalhamento de dois mágnons Arias e Mills desenvolveram uma teoria baseada no formalismo de funções resposta (funções de Green) com aproximação contínua. ^[6] As funções resposta, para este caso, são definidas como:

$$S_{\alpha\beta}(\vec{q}_{//}, t) = i \frac{\Theta(t)}{\hbar} \left\langle \left[m_{\alpha}(\vec{q}_{//}, t), m_{\beta}^{+}(\vec{q}_{//}, 0) \right] \right\rangle, \quad (3.32)$$

onde os operadores são escritos na representação de Heisenberg, $\alpha, \beta = x, y$ e $\Theta(t)$ é a função de Heaviside.

Para incluir a contribuição do espalhamento de dois mágnons é necessário introduzi-lo no Hamiltoniano e examinar a sua influência na estrutura de $S_{\alpha\beta}(\vec{q}_{//}, \omega)$. O potencial de espalhamento de dois mágnons a ser incluído na Eq. (3.22) poder ser escrito como:^[6]

$$\begin{aligned} V = & \frac{1}{2} \sum_{\vec{q}_{//}, \vec{q}'_{//}} m_x^{+}(\vec{q}'_{//}) V_{XX}(\vec{q}'_{//}, \vec{q}_{//}) m_x(\vec{q}_{//}) + \\ & + \sum_{\vec{q}_{//}, \vec{q}'_{//}} m_x^{+}(\vec{q}'_{//}) V_{XY}(\vec{q}'_{//}, \vec{q}_{//}) m_y(\vec{q}_{//}) + \\ & + \frac{1}{2} \sum_{\vec{q}_{//}, \vec{q}'_{//}} m_y^{+}(\vec{q}'_{//}) V_{YY}(\vec{q}'_{//}, \vec{q}_{//}) m_y(\vec{q}_{//}) \end{aligned} \quad (3.33)$$

Para o caso de interesse, ou seja, para o modo de FMR com vetor de onda $\vec{q}_{//} = 0$, pode-se mostrar que a expressão para uma das funções de Green é dada por:^[6]

$$\bar{S}_{XX}(\vec{q}_{//} = 0, \omega) = \frac{(H_R + 4\pi M_{ef}) M_S}{\left(\frac{\omega_{FMR}}{\gamma} \right)^2 - \left(\frac{\omega}{\gamma} \right)^2 - i\alpha \left(\frac{\omega}{\gamma} \right) (2H_R + 4\pi M_{ef}) - \Gamma_{2m}}, \quad (3.34)$$

onde a parte imaginária de Γ_{2m} (parâmetro adicional devido ao espalhamento de dois mágnons) é responsável pela relaxação de dois mágnons o que resulta em um amortecimento

adicional no modo uniforme (FMR), enquanto que a parte real de Γ_{2m} causa um leve desvio em sua frequência. A parte imaginária de Γ_{2m} , onde $\text{Im}[\Gamma_{2m}] = \Gamma$, é definida como:^[6]

$$\Gamma = \frac{\pi \gamma^4 M_S^2}{2\omega_{FMR}} \sum_{\bar{q}''_{//}} \gamma^2 \left| (H_0 + 4\pi M_{ef}) V_{XX}(0, \bar{q}''_{//}) + H V_{YY}(0, \bar{q}''_{//}) \right. \\ \left. + i [H_0(H_0 + 4\pi M_{ef})]^{1/2} [V_{XY}(0, \bar{q}''_{//}) - V_{XY}^*(0, \bar{q}''_{//})] \right|^2 \delta[\omega(\bar{q}''_{//}) - \omega] \quad (3.35)$$

Para calcular explicitamente Γ , Arias e Mills^[6] supuseram que nas superfícies do filme os defeitos têm forma de ilhas e depressões (*bumps and pits*). Partindo desta suposição, os valores para os elementos de matriciais $V_{\alpha\beta}(\bar{q}_{//}, \bar{q}'_{//})$ foram determinados utilizando três fontes diferentes de perturbação devido a estes defeitos: (i) energia Zeeman espacialmente não-homogênea; (ii) energia dipolar espacialmente não homogênea; (iii) variação espacial da direção do eixo da anisotropia de superfície. Destas, a terceira contribuição apresentou uma contribuição dominante, em relação às outras, para o espalhamento de dois mágnons.

Assumindo que as ilhas e depressões, na superfície ou na interface, têm forma de paralelepípedos retangulares de dimensões laterais a e c (ver Fig. 4.5) e dimensões que variam aleatoriamente, podemos obter a contribuição do espalhamento de dois mágnons para a largura de linha de FMR é dada por:

$$\Delta H^{2m} = \frac{N}{(2H_R + 4\pi M_{ef})^2} \left[H_R^2 + (2H_R + 4\pi M_{ef})^2 \left(\left\langle \frac{a}{c} \right\rangle - 1 \right) \right. \\ \left. + (H_R + 4\pi M_{ef})^2 \left(\left\langle \frac{c}{a} \right\rangle - 1 \right) \right] \sin^{-1} \left[\frac{H_R^{1/2}}{(H_R + 4\pi M_{ef})^{1/2}} \right], \quad (3.36)$$

onde b e p são, respectivamente, a altura média e a fração da área da superfície coberta pelos defeitos e $N = 8H_S^2 b^2 p / (\pi D)$.

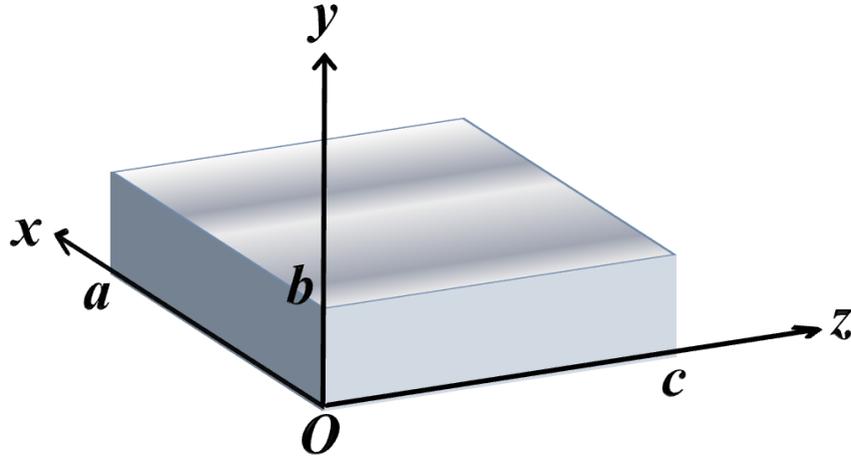


Fig. 3.5 Geometria do defeito retangular com lados a , b e c nas direções x , y e z respectivamente.

Da Eq. (3.34), escreve-se a largura de linha total como:

$$\Delta H = \frac{\omega}{\gamma} \alpha_G + \frac{\Gamma}{[\gamma^2 (2H_R + 4\pi M_{ef})]} = \Delta H^{Gilbert} + \Delta H^{2m} \quad (3.37)$$

Esta equação representa exatamente a relação mostrada na Eq. (3.18), ou seja, o valor não nulo apresentado por algumas amostras em $\omega \rightarrow 0$ é devido à contribuição de fenômenos extrínsecos (neste caso, espalhamento de dois mágnons) para a relaxação magnéticas.

3.4.2. Relaxação Extrínseca Não-Local: *Spin Pumping* em Interfaces FM/MN

Visto em mais detalhes no próximo capítulo, este mecanismo, proposto Tserkovnyak et al. [7] ocorre em interfaces do tipo FM/NM. Este tipo de amortecimento interfacial pode ser gerado por uma corrente do spin \vec{I}_s fluindo de um camada ferromagnética (FM) para uma camada de metal normal (MN) adjacente. A corrente de spin é gerada pela precessão do momento magnético da camada FM, e foi quantitativamente calculada usando o formalismo de matriz de espalhamento dependente do tempo.[7] A injeção de momento magnético (corrente de spin) na camada FM pode ser vista como um torque ($\vec{\mathcal{G}} = -\vec{I}_s$) sofrido pela magnetização do FM. Este torque modifica a equação de LLG fornecendo um termo adicional para a constante de amortecimento, o qual é escrito como,[39]

$$\alpha' = \frac{\gamma \hbar}{4\pi M_S} \left(\frac{A_{ef,r}}{S} \right) \frac{1}{t_{FM}}, \quad (3.38)$$

onde S é a área da interface FM/MN e $A_{ef,r}$ é a parte real da condutância de *spin pumping*. É interessante notar que α' escala inversamente com a espessura do filme FM (t_{FM}).

Para metais normais, com um fraco espalhamento spin-órbita, o torque, injetado pela precessão da magnetização no FM, voltará para a camada FM, pois não haverá acumulação de spin no MN. Desta forma, o metal FM não sentirá o torque extra \vec{G} e α' será desprezível ou nulo. Já para metais com um forte espalhamento spin-órbita, o *spin-flip* provocará uma acumulação de spin no MN e desta forma um fluxo líquido não nulo de spins será injetado na camada MN vindo de FM. Esta injeção de spins (“perda de momento magnético” em FM) causará um amortecimento extra, α' , no metal ferromagnético (ver capítulo seguinte).

3.5. RELAXAÇÃO DEVIDO A FLUTUAÇÕES INTERNAS

Um aumento da largura de linha de FMR também pode ocorrer por causa de variações das condições de ressonância, devido a flutuações locais de alguns parâmetros físicos da amostra.^[40] As flutuações dos parâmetros da amostra são pequenas em relação aos seus valores padrão.^[40] Estas flutuações podem ocorrer em vários parâmetros, tais como: flutuações nos valores e direções das anisotropias, flutuações dos campos internos, flutuações da magnetização local, etc. Desta forma, o sinal macroscópico de FMR medido será uma superposição das linhas locais de FMR produzindo assim, um aumento na largura de linha. Para flutuações de parâmetros x_i a contribuição para a largura de linha é dada por:^[40]

$$\Delta H^{Flut} = \sum_i \left| \frac{\partial H_R}{\partial x_i} \right| |\Delta x_i|, \quad (3.39)$$

onde x_i pode ser quaisquer uma das flutuações descritas acima.

Antes dos resultados experimentais para a relaxação magnética serem apresentados, é importante entender como os valores para os campos internos da amostra são obtidos. Estes campos internos são importantes para a análise de qualquer fenômeno magnético em filmes

finos inclusive os fenômenos de relaxação. Estes valores são obtidos utilizando-se a solução da relação de dispersão, a qual é calculada no apêndice A para dois sistemas: bicamadas *exchange bias* e filmes simples.

3.6. RESULTADOS EXPERIMENTAIS PARA BICAMADAS PY/CU

3.6.1. Indução de Anisotropia Uniaxial por Deposição Inclinada

A anisotropia magnetocristalina da liga $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ (*Permalloy*) massuda é desprezível. Quando depositada em forma de filmes finos podem aparecer anisotropias devido ao processo de fabricação. Um dos métodos utilizados para se induzir altas anisotropias em filmes finos é inclinar o substrato durante o processo de deposição. Nesta tese preparamos bicamadas $\text{Si}(001)/\text{Cu}(62 \text{ \AA})/\text{Py}(122 \text{ \AA})$ depositadas por *sputtering* com diferentes ângulos β de incidência ($0^\circ \leq \beta \leq 70^\circ$). Como dito no Cap. 2, este tipo de deposição pode alterar a dinâmica de crescimento do filme alterando, desta forma, a morfologia de sua superfície. Para uma análise da superfície das amostras foram realizadas imagens por AFM. A Fig. 3.6 mostra a superfície, do filme de Py para os ângulos $\beta = 0^\circ, 40^\circ$ e 70° .

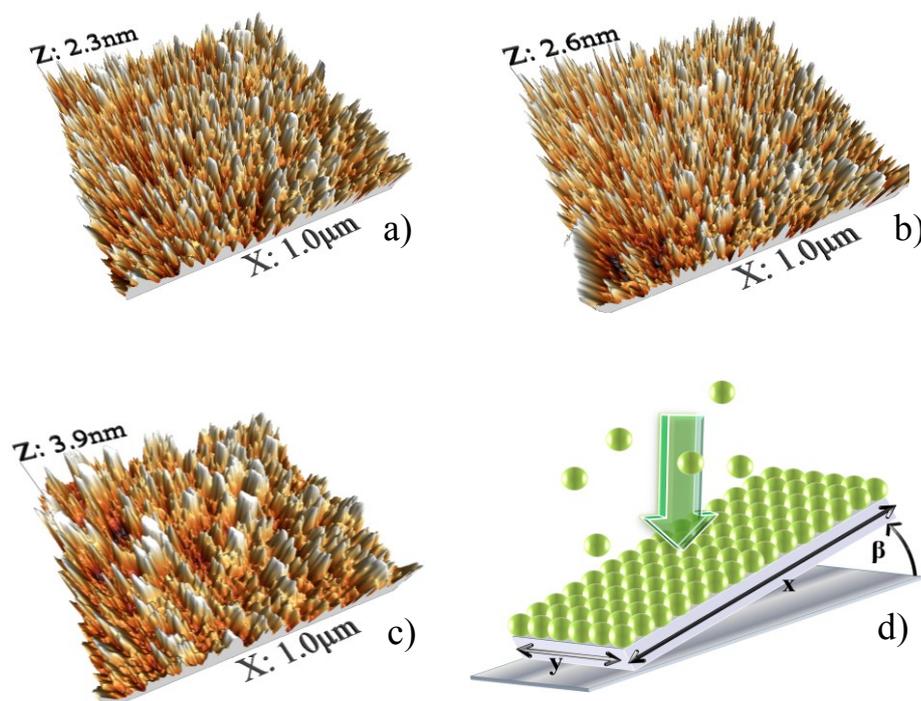


Fig. 3.6 Imagens, feitas por AFM, da superfície da bicamada $\text{Si}(001)/\text{Cu}(62 \text{ \AA})/\text{Py}(122 \text{ \AA})$ para vários ângulos β de deposição. a) $\beta = 0^\circ$, b) $\beta = 40^\circ$ e c) $\beta = 70^\circ$. d) Geometria da deposição: a seta indica a direção do fluxo de átomos e β é o ângulo que o substrato faz com o prato do *sputtering*.

As imagens mostram alteração da superfície do filme magnético à medida que o ângulo β aumenta. Pela análise das imagens, as rugosidades RMS encontradas para estas amostras foram: 0.50 nm ($\beta = 0^\circ$), 0.58 nm ($\beta = 40^\circ$) e 0.86 nm ($\beta = 70^\circ$). Estas rugosidades, aliadas ao surgimento de platôs (vistos mais claramente em $\beta = 70^\circ$), são tomadas como uma das prováveis responsáveis da criação de anisotropias magnéticas no filme magnético.^[41] Que fique claro que estas imagens são preliminares e um estudo mais detalhado e com maior definição de imagem deve ser realizado, para que uma correlação mais precisa seja feita entre estas rugosidades e a anisotropia magnética.

Para se verificar a influência deste tipo de deposição nos parâmetros magnéticos da amostra, medidas de FMR e MOKE foram realizadas. A Fig. 3.7 mostra medidas do campo de ressonância em função do ângulo azimutal ϕ_H , que define a direção do campo estático aplicado no plano do filme, para os ângulos $\beta = 0^\circ, 10^\circ, 20^\circ, 30^\circ, 40^\circ, 50^\circ, 60^\circ$ e 70° .

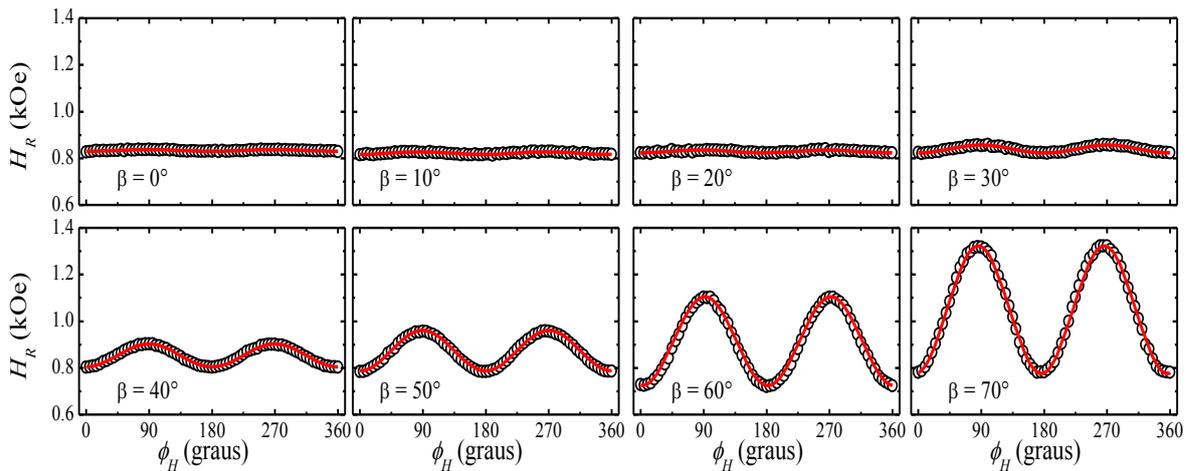


Fig. 3.7 Campo de ressonância H_R (círculos abertos) em função do ângulo azimutal ϕ_H para as amostras crescidas com os seguintes os ângulos de inclinação: $\beta = 0^\circ, 10^\circ, 20^\circ, 30^\circ, 40^\circ, 50^\circ, 60^\circ$ e 70° . A linha sólida é o ajuste H_R para a solução da relação de dispersão H_R vs. ϕ_H .

Os ajustes (linhas sólidas) foram feitos utilizando a solução para H_R dada pela relação de dispersão

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = \left[H_R \cos(\phi_{FM} - \phi_H) + H_U \cos 2(\phi_{FM} - \phi_A^{FM}) \right] \quad (3.40)$$

$$\times \left[4\pi M_{ef} + H_R \cos(\phi_{FM} - \phi_H) + H_U \cos^2(\phi_{FM} - \phi_A^{FM}) \right],$$

a qual é calculada com detalhes no apêndice A.

Destas medidas, vê-se claramente o surgimento de uma anisotropia uniaxial no plano do filme, a qual aumenta de valor à medida que β aumenta. A Fig. 3.8 mostra esta tendência claramente, onde a anisotropia uniaxial é representada por um campo magnético H_U .

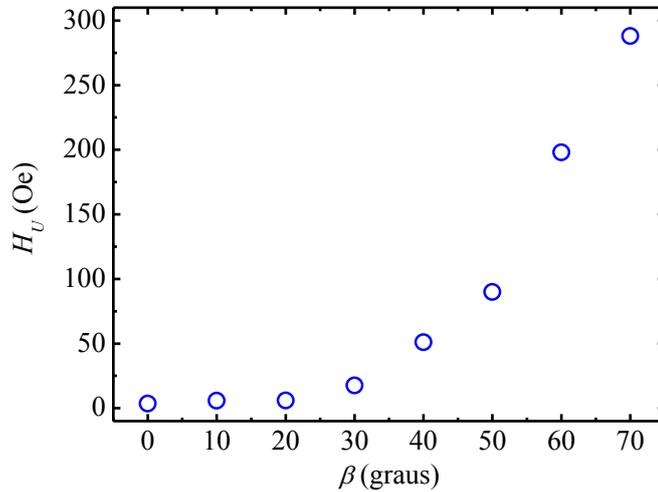


Fig. 3.8 Campo de anisotropia uniaxial, H_U , em função do ângulo de deposição β .

Medidas de MOKE foram realizadas e os resultados obtidos para H_U foram semelhantes aos encontrados por FMR. A Fig. 3.9 mostra algumas medidas de histerese para os ângulos $\beta = 0^\circ$, 40° e 60° . Os ajustes no eixo duro foram feitos numericamente utilizando o modelo de Stoner-Wohlfahrt.^[42] Os campos de anisotropia obtidos foram: 5 Oe ($\beta = 0^\circ$), 52 Oe ($\beta = 40^\circ$) e 258 Oe ($\beta = 60^\circ$). As linhas sólidas, para os gráficos no eixo fácil, são apenas para guiar os olhos.

Os resultados de MOKE e FMR mostram claramente que o método de crescimento por sputtering oblíquo induz altos campos de anisotropia magnética uniaxial no plano do filme. Este método permite, de forma fácil e controlada, a indução de uma anisotropia axial até valores superiores a $H_U = 250$ Oe.

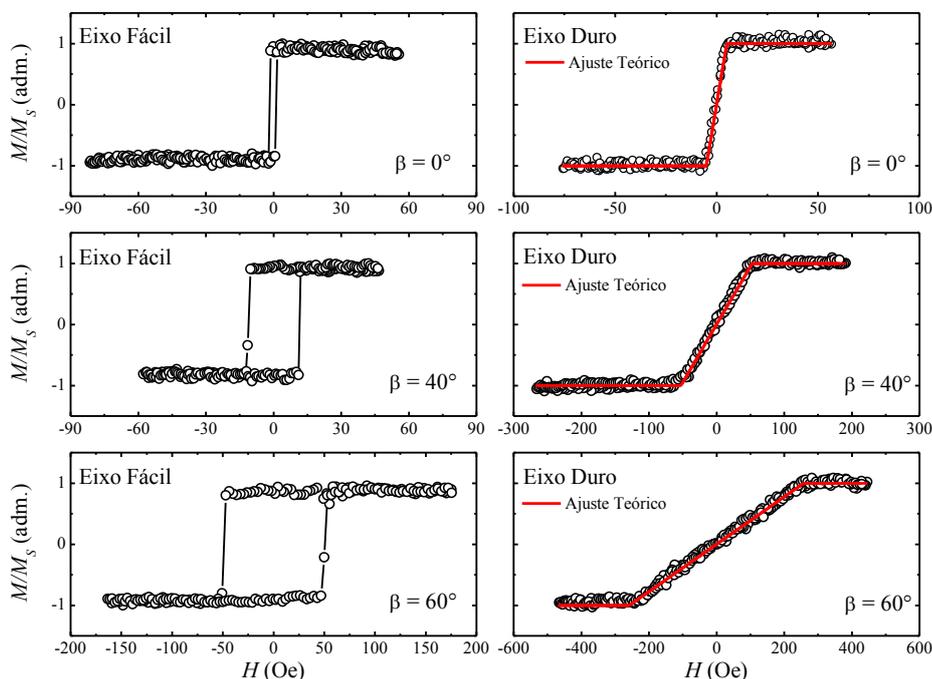


Fig. 3.9 Curvas de histerese (eixo fácil e eixo duro de magnetização) obtidas por MOKE para valores da inclinação β iguais a 0° , 40° e 60° . Os símbolos são as medidas experimentais e as linhas sólidas pretas, para os gráficos no eixo fácil, são apenas para guiar os olhos. As linhas sólidas vermelhas foram obtidas usando-se o modelo de Stoner-Wohlfahrt.^[42]

3.6.2. Separação dos Mecanismos de Relaxação Magnética

Como visto nas seções iniciais deste capítulo, diversos mecanismos contribuem para o processo de relaxação magnética. Separar as diferentes contribuições é uma tarefa das mais desafiadoras, do ponto de vista experimental, e até os dias atuais tem sido dificilmente realizada.^[43,44]

Nesta tese, a relaxação magnética é estudada através da interpretação da largura de linha de FMR (ΔH). Realizamos a separação entre a contribuição dos mecanismos intrínsecos e a contribuição do mecanismo extrínsecos (de dois mágnons). O sistema protótipo utilizado neste estudo foram as bicamadas Si(001)/Cu(62 Å)/Py(122 Å) preparadas por deposição oblíqua com $0^\circ < \beta < 70^\circ$. A Fig. 3.10. mostra a variação da largura de linha (ΔH) em função do ângulo ϕ_H , para ângulos $\beta = 0^\circ, 10^\circ, 20^\circ, 30^\circ, 40^\circ, 50^\circ, 60^\circ$ e 70° , juntamente com o ajuste teórico e as contribuições de cada um dos mecanismos de relaxação.

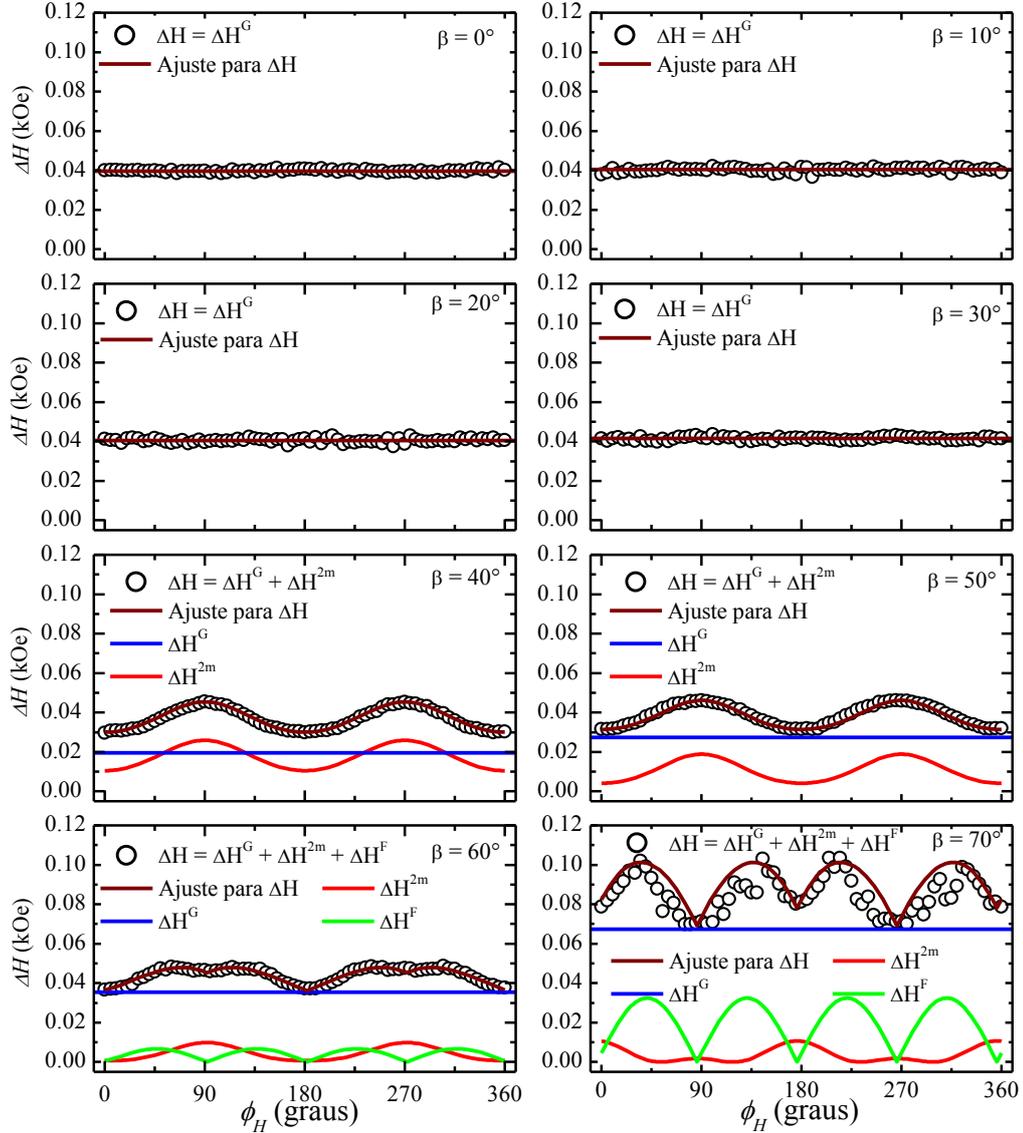


Fig. 3.10 Variação da largura de linha (ΔH) em função do ângulo ϕ_H , para amostras depositadas sob ângulos $\beta = 0^\circ, 10^\circ, 20^\circ, 30^\circ, 40^\circ, 50^\circ, 60^\circ$ e 70° . Os círculos são os pontos experimentais, a linha vinho é o ajuste teórico para ΔH , a linha azul é a contribuição dos mecanismos intrínsecos - Gilbert ($\Delta H^{Gilbert}$), a linha vermelha é a contribuição de dois mágnons (ΔH^{2m}) e a linha verde é a contribuição devido a flutuações.

Para se fazer os ajustes de ΔH na Fig. 3.10 (linha sólida vinho), foi assumido que a largura de linha (ou seja, a relaxação magnética) é composta pela soma de diversas contribuições (contribuições intrínseca e extrínseca mais a contribuição devido a flutuações), ou seja,

$$\Delta H = \left(2/\sqrt{3}\right) \left[\Delta H^{\text{int}} + \Delta H^{\text{ext}} + \Delta H^{\text{Flut}}\right] = \left(2/\sqrt{3}\right) \left[\Delta H^{\text{Gilbert}} + \Delta H^{2m} + \Delta H^{\text{Flut}}\right] \quad (3.41)$$

onde assumiu-se que a contribuição extrínseca é composta apenas do mecanismo de dois mágnons. Isto é bastante plausível, pois a rugosidade na superfície do Py, causada pela deposição oblíqua, deve causar o espalhamento de dois mágnons, como descrito na Seção 3.4.1. As contribuições ΔH^{2m} e ΔH^{Flut} são dadas, respectivamente, pelas Eqs. (3.36) e (3.39), com apenas $x_i = \phi_A^{FM}$ (flutuação da direção da anisotropia uniaxial do FM, $\Delta H^{Flut} = \left| \partial H_R / \partial \phi_A^{FM} \right| \left| \Delta \phi_A^{FM} \right|$), enquanto que $\Delta H^{Gilbert} = \alpha(\omega/\gamma)$ (como visto no Cap. 2). O fator $(2/\sqrt{3})$ vem da correção para a derivada da Lorentziana na medida experimental (ver Cap. 2).

Como cada uma das contribuições tem uma dependência diferente com ϕ_H , é possível se separar as contribuições, como mostrado na Fig. 3.10, onde a contribuição intrínseca de Gilbert, $\Delta H^{Gilbert}$, é indicada pela linha azul, a contribuição extrínseca de espalhamento de dois mágnons, ΔH^{2m} , é indicada pela linha vermelha e a contribuição devido a flutuações da direção da anisotropia, ΔH^{Flut} , é indicada pela linha verde. Note que, no intervalo $0^\circ \leq \beta \leq 30^\circ$ só há contribuição intrínseca de Gilbert, em $\beta = 40^\circ$ e $\beta = 50^\circ$, superposta ao mecanismo intrínseco, surge o mecanismo de espalhamento de dois mágnons e que em $\beta = 60^\circ$ e $\beta = 70^\circ$ todos os três mecanismos estão presentes.

Estes resultados mostram, pela primeira vez, que é possível se separar as diferentes contribuições para a relaxação magnética, em medidas de FMR no plano da amostra. Os resultados obtidos são mostrados e discutidos, mais claramente, na próxima seção.

3.6.3. Competição Entre Mecanismos: Intrínseco x Extrínseco x Flutuações

Vários parâmetros magnéticos podem ser extraídos dos ajustes da Fig. 3.7 e da Fig. 3.10. A Tabela 3.2 mostra alguns destes parâmetros para os diferentes ângulos de deposição.

A Tabela 3.2 mostra que as contribuições intrínsecas e extrínsecas variam com β de forma não linear e que a contribuição das flutuações só aparece em ângulos superiores a 60° . Para entender melhor a variação destas contribuições para a relaxação magnética, calculamos o valor médio de cada contribuição e realizamos uma análise em função do ângulo de deposição. O gráfico destes valores médios está mostrado na Fig. 3.11.

β (graus)	H_U (Oe) (FMR)	$4\pi M_{ef}$ (Oe)	α	N (Oe)	$\langle c/a \rangle$	$\Delta\phi_A^{FM}$ (graus)
0	3.6	10.481	0,0112	0	-	0
10	5.8	10.653	0,0114	0	-	0
20	5.9	10.544	0,0114	0	-	0
30	17.5	10.387	0,0117	0	-	0
40	51	10.137	0,0055	200	1,058	0
50	90	8.872	0,0077	95	1,060	0
60	198	9.300	0,0100	18	1,060	1,0
70	288	7.800	0,0190	30	1,130	3,4

Tabela 3.2 Parâmetros magnéticos extraídos dos ajustes de H_R e ΔH .

A barra de erro, mostrada nos gráficos da Fig. 3.11, está associada ao erro estatístico associado ao valor médio de cada medida.

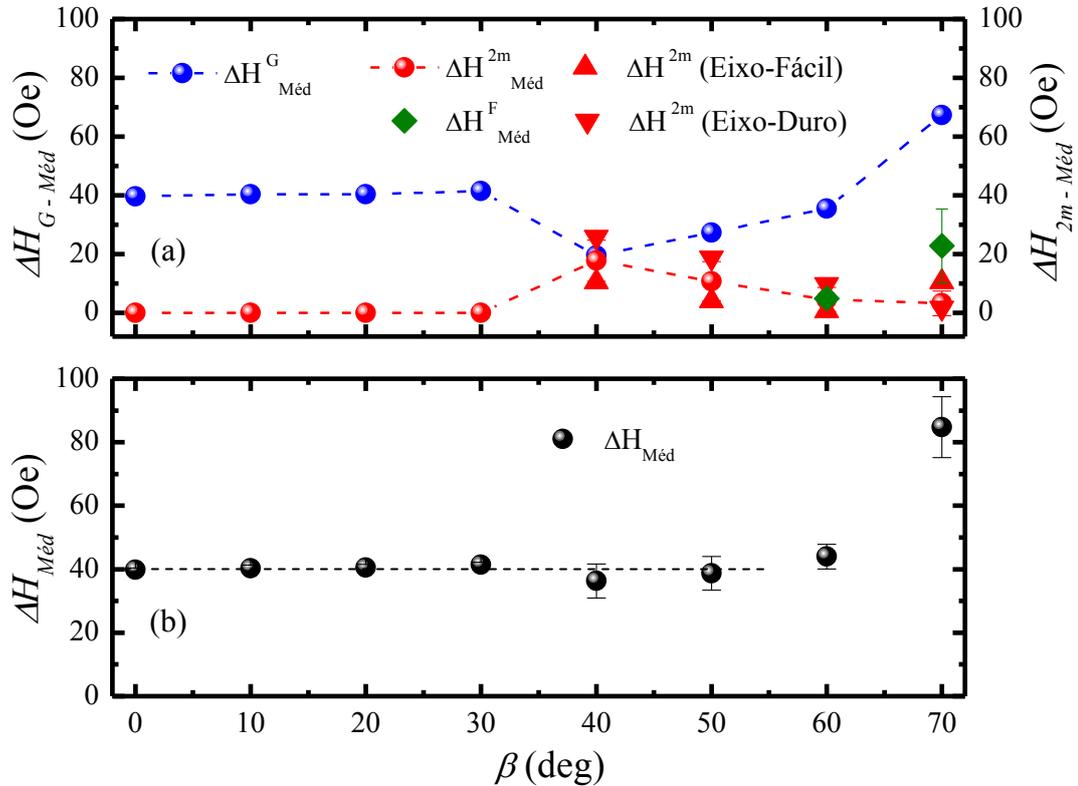


Fig. 3.11 Gráfico (a) mostra o valor médio das contribuições para cada ângulo β : intrínseca (círculo azul), dois mágnons (círculo vermelho), flutuações (losângulo verde), dois mágnons eixo-fácil (triângulo para cima) e dois mágnons eixo-duro (triângulo para baixo). A linha é só para guiar os olhos. Gráfico (b) mostra o valor médio de ΔH para cada ângulo β .

A Fig. 3.11 mostra um resultado interessante da dependência da relaxação magnética obtida em filmes de Py crescidos obliquamente. Claramente podemos observar uma interdependência entre os mecanismos de relaxação intrínsecos e extrínsecos. É possível notar (Fig. 4.12(b)) que no intervalo $0^\circ \leq \beta \leq 60^\circ$ o valor médio da largura de linha, $\Delta H_{Méd}$, mantém-se praticamente constante em aproximadamente 40 Oe. O valor médio (ΔH_{med}) de cada amostra foi obtido fazendo-se média das 36 medidas, $0^\circ < \phi_H < 360^\circ$. No intervalo $0^\circ \leq \beta \leq 30^\circ$, enquanto a largura de linha intrínseca (Gilbert - $\Delta H_{Méd}^G$) média mantém-se em torno de 40 Oe, a largura de linha extrínseca (dois mágnons - $\Delta H_{Méd}^{2m}$) média é nula. Em $\beta = 40^\circ$, a contribuição de dois mágnons ($\Delta H_{Méd}^{2m}$) bruscamente aparece assumindo o valor de aproximadamente 20 Oe. Neste mesmo ângulo, a contribuição dos mecanismos intrínsecos – Gilbert ($\Delta H_{Méd}^G$) diminui para um valor em torno de 20 Oe. No intervalo $40^\circ \leq \beta \leq 60^\circ$ $\Delta H_{Méd}^G$ volta sistematicamente a crescer, enquanto que $\Delta H_{Méd}^{2m}$ volta a diminuir de valor. Em $\beta = 60^\circ$, começa a aparecer a contribuição das flutuações $\Delta H_{Méd}^F$. No intervalo $60^\circ \leq \beta \leq 70^\circ$, $\Delta H_{Méd}$ aumenta de valor, chegando a cerca de 85 Oe em $\beta = 70^\circ$. Neste ângulo os valores de $\Delta H_{Méd}^G$ e de $\Delta H_{Méd}^F$ aumentam para aproximadamente 67 Oe e 23 Oe, enquanto que $\Delta H_{Méd}^{2m}$ cai para pouco mais de 3 Oe. A forte alteração no valor médio da largura de linha em $\beta = 70^\circ$, em comparação com os outros ângulos, pode ter sua causa ligada a mudança na morfologia da rugosidade superficial criada na deposição. A Fig. 3.6 mostra que em $\beta = 70^\circ$ a textura da rugosidade muda. Provavelmente, esta mudança de textura, também induz o surgimento de flutuações nas condições de ressonância em pequenas partes do filme, dando origem desta forma a ΔH^{Flut} . É de se esperar que no intervalo $0^\circ \leq \beta \leq 60^\circ$ a morfologia da rugosidade seja parecida, desta forma não alterando significativamente $\Delta H_{Méd}$. É evidente que para se ter certeza destas afirmações uma análise detalhada da rugosidade deve ser feita, mas os indícios das medidas preliminares, mostradas na Fig. 3.6 e aliadas às medidas magnéticas dão base suficiente para as suposições realizadas.

A competição entre os mecanismos de relaxação intrínseco e extrínseco verificada nos filmes de Py crescidos variando-se o ângulo de inclinação β , pode ser interpretada do ponto de vista termodinâmico.^[3] A relaxação magnética, de filmes finos em FMR, está ligada a

dissipação de energia do modo uniforme de precessão, para a rede do material (banho receptor de energia), como ilustrado na Fig. 3.12 . Deste ponto de vista, há duas formas de o sistema relaxar sua energia para a rede: (i) diretamente, ou seja, através de fenômenos intrínsecos, como espalhamento de elétrons de condução; (ii) indiretamente, ou seja, o modo uniforme relaxa para o sistema magnéticos através de outros modos não-uniformes, os quais por sua vez, dissipam para a rede. O processo (i), como já dito, está ligado aos mecanismos intrínsecos, enquanto que o processo (ii) se refere ao mecanismo extrínseco local (dois mágnons). Desta forma, pode-se supor que, pelos resultados obtidos, o sistema escolhe dissipar energia da forma mais eficiente, seja através do mecanismo intrínseco apenas ($0^\circ \leq \beta \leq 30^\circ$), ou seja, pela combinação dos dois ($40^\circ \leq \beta \leq 60^\circ$) e que esta escolha está ligada as defeitos (rugosidades) superficiais do filme magnético.

A Fig. 3.12 mostra em resumo a visão termodinâmica da relaxação magnética para filmes finos em FMR. Quando o mecanismo de dois mágnons torna-se operativo, parte da energia que relaxava via mecanismos intrínsecos passa a relaxar para o sistema magnético via o mecanismo extrínseco de dois-magnons. Podemos concluir que quando o mecanismos de dois-magnons torna-se possível, o sistema prefere dividir a relaxação de energia para a rede pelos dois canais. Observe que para a amostra com $\beta = 40^\circ$ o valor da largura de linha que inicialmente era de 40 Oe se divide igualmente: 20 Oe para o mecanismo de dois mágnons e 20 Oe para o mecanismo intrínsecos de Gilbert.

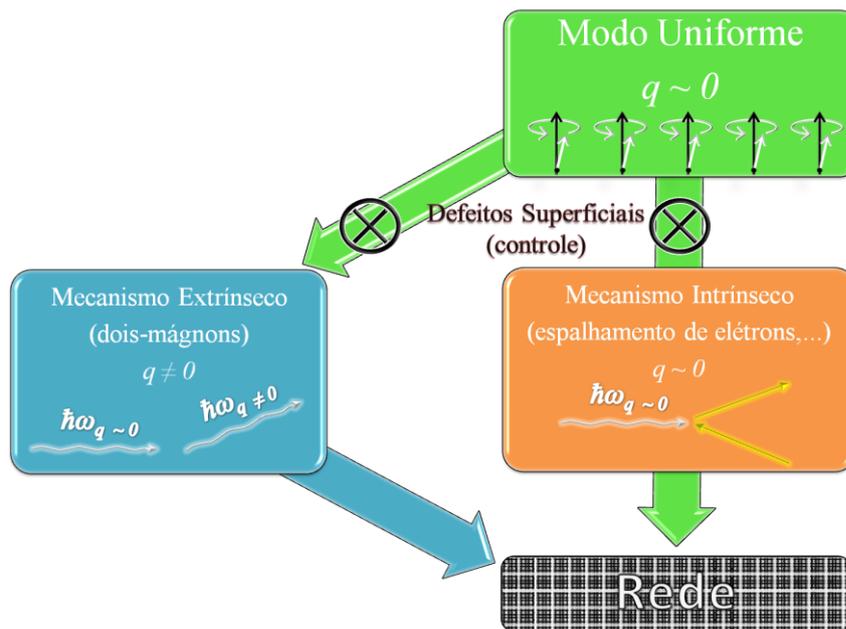


Fig. 3.12 Visão ilustrativa do processo de relaxação magnética em filmes finos magnéticos.

3.6.4. Superposição de Mecanismos Intrínsecos e Extrínsecos não-Local em Bicamadas Py/Pt

Bicamadas Py/Pt apresentam forte aumento da largura de linha com a diminuição da espessura da platina. Este aumento está diretamente relacionado com o bombeamento de spins, devido à precessão da magnetização na camada FM de Py, na interface FM/MN.^[39] Este efeito ocorre em metais normais que possuem grande acoplamento spin-órbita, o que ocorre de maneira intensa em Pt.^[39] Para investigar este fenômeno, medidas de FMR foram realizadas em uma série de amostras Si(001)/Pt(10,2 nm)/Py(t_{Py}), onde $6 \text{ nm} \leq t_{Py} \leq 452 \text{ nm}$. A Fig. 3.13 mostra os valores médios obtidos para $4\pi M_{ef}$ e H_S , extraídos a partir do campo de ressonância, em função de t_{Py} . O ajuste para $4\pi M_{ef}$ é obtido com a equação:

$$4\pi M_{ef} = 4\pi M_S - \frac{k_S}{t_{Py}} \quad (3.42)$$

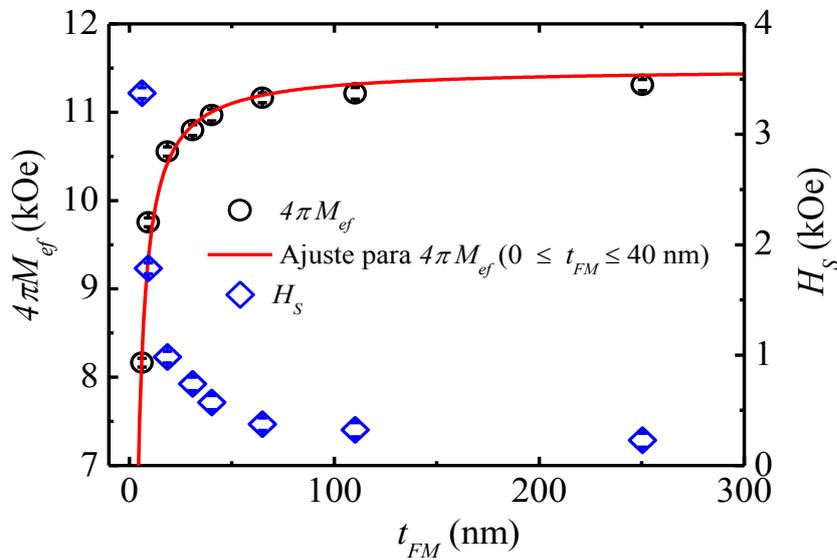


Fig. 3.13 Gráfico dos valores médios de $4\pi M_{ef}$ e H_S , em função da espessura da camada FM.

Da Fig. 3.13, pode-se notar que o aumento da espessura de FM induz a diminuição de H_S e o aumento de $4\pi M_{ef}$. Isto é de fato verdade, pois à medida que t_{Py} aumenta a amostra vai do limite de filme fino para o volumétrico, logo $4\pi M_{ef}$ tende a se aproximar de seu valor

de *Bulk* e *H_s* deve ir para zero. Os valores extraídos do ajuste são $4\pi M_S = 11,5 \text{ kG}$ e $k_S = 2 \times 10^{-3} \text{ Oe} \cdot \text{cm}^{-2}$.

A relaxação magnética foi estudada, nestas amostras, através da medida da largura de linha (ΔH). A Fig. 3.14 mostra a variação de ΔH em função de t_{Py} .

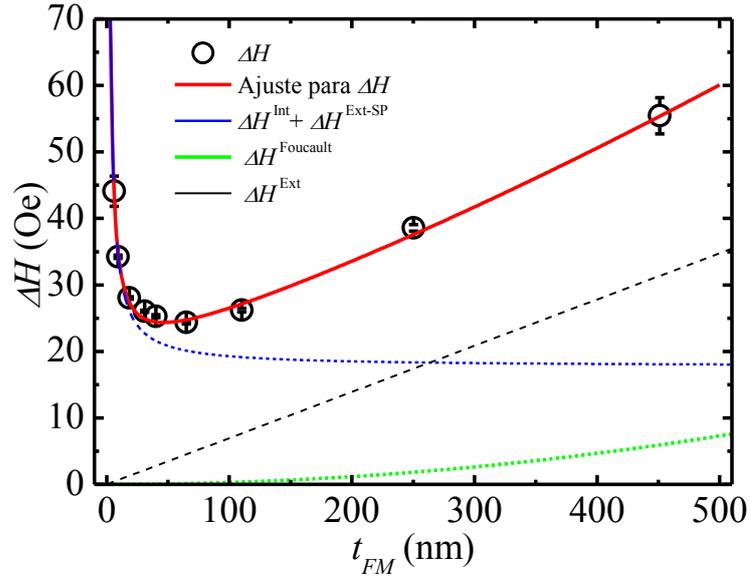


Fig. 3.14 Gráfico da largura de linha, ΔH , em função da espessura da camada FM. As linhas sólidas verde, azul e preta mostram as contribuições de $\Delta H^{Foucault}$, $\Delta H^{Int+ExtSP}$ e ΔH^{Ext} para o ajuste de ΔH , linha vermelha.

O ajuste para ΔH foi realizado supondo:

$$\Delta H = \left(2/\sqrt{3}\right) \left[\Delta H^{Int} + \Delta H^{Ext-SP} + \Delta H^{Foucault} + \Delta H^{Ext} \right], \quad (3.43)$$

onde $\Delta H^{Ext-SP} = (\omega/\gamma)\alpha'$ é a largura de linha extrínseca não local causada pelo bombeamento de spin (*spin pumping*), ver Eq. (3.38), $\Delta H^{Foucault} = (\omega/\gamma)\alpha^{Foucault}$ é contribuição intrínseca devido a correntes de Foucault, ver Eq. (3.1), e $\Delta H^{Int} = (\omega/\gamma)\alpha_0$ é a largura de linha decorrente de mecanismos intrínsecos que não dependem da espessura da amostra - é uma constante (por exemplo, espalhamento por elétron de condução). ΔH^{Ext} é uma contribuição extrínseca para ΔH que varia de forma aproximadamente linear com a espessura da camada FM e que pode estar ligada ao espalhamento de dois mágnons devido a

uma provável variação da textura superficial do Py^[45]. Os valores encontrados nos ajuste foram: $A_{ef,r}/S = 2,7 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$, extraído da relaxação devido ao *spin pumping*; $\alpha_0 = 6 \times 10^{-3}$; $\rho_{Py} \sim 1 \times 10 \text{ } \mu\Omega \cdot \text{cm}$, é a resistividade de Py extraída da relaxação devido a correntes de Foucault - os quais estão dentro do esperado. Para $\Delta H^{Ext} = C \times t_{Py}$, obtém-se $C = 6 \times 10^2 \text{ Oe} \cdot \text{cm}^{-1}$. Este último é um termo fenomenológico ainda sem descrição na literatura, mas que, como dito anteriormente, esperamos estar ligado com o espalhamento de dois mágnons.

Imagens magnéticas de microscopia de força magnética (MFM), em campo magnético nulo, foram feitas na série de amostras. Algumas destas imagens são mostradas na Fig. 3.15.

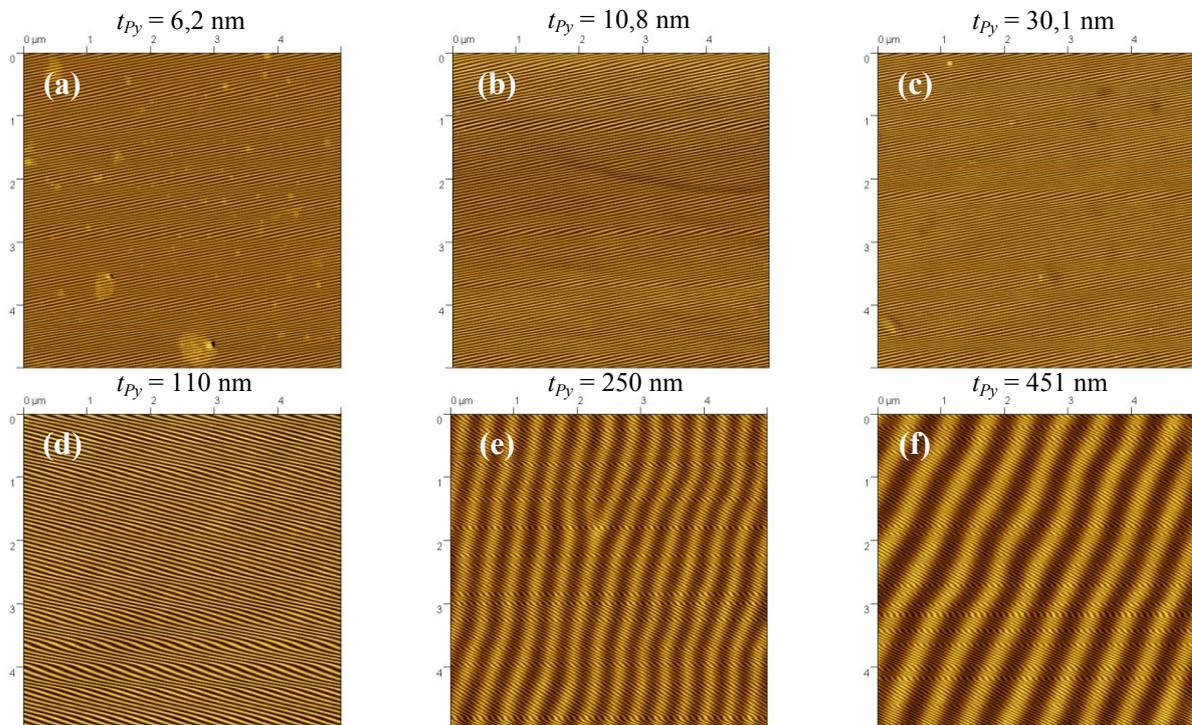


Fig. 3.15 Imagens de MFM da superfície do Py(t_{Py}): (a) $t_{Py} = 6,2 \text{ nm}$; (b) $t_{Py} = 10,8 \text{ nm}$; (c) $t_{Py} = 30,1 \text{ nm}$; (d) $t_{Py} = 110 \text{ nm}$; (e) $t_{Py} = 250 \text{ nm}$; (f) $t_{Py} = 451 \text{ nm}$. As linhas delgadas horizontais devem ser artefatos da imagem e podem ser desconsideradas. As linhas espessas, em (e) e (f) são domínio magnéticos perpendiculares

As imagens de MFM são sensíveis à componente do campo magnético perpendicular a superfície, logo as linha paralelas, que aparecem nas imagens da Fig. 3.15 (e) e (f), são domínios, onde a magnetização está perpendicular à superfície da amostra. Este fenômeno pode ser entendido pela análise de H_S , ou seja, quanto menor for o valor de H_S , mais a magnetização tende a sair do plano da amostra. No gráfico da Fig. 3.13, é possível notar H_S se aproxima de zero para espessuras de Py acima de 200 nm. Estas estruturas de domínio são conhecidas como *weak stripe*, ou fitas fracas. Note que, os domínios magnéticos só aparecem para espessuras acima de 250 nm. Este valor esta condizente com a espessura crítica, para

formação de domínios com magnetização perpendicular ao plano do filme, encontrada na literatura.^[45]

3.7. RESULTADOS EXPERIMENTAIS PARA BICAMADAS FM/AF ACOPLADAS POR *EXCHANGE*

3.7.1. Investigação da Espessura Crítica para Propriedades Magnéticas em Bicamadas FM/AF Acopladas por Exchange

Nesta seção, é apresentada uma investigação sistemática, das propriedades magnéticas de FMR, de um sistema formado por uma bicamada FM/AF em função da espessura da camada antiferromagnética (AF). A composição da bicamada é Si(001)/Cu(62Å)/Py(122Å)/Ir₂₀Mn₈₀(t_{AF}), onde Ir₂₀Mn₈₀ é o filme AF e t_{AF} é a sua espessura em nanômetros. A série de amostras foi produzida por deposição inclinada, em um ângulo $\beta = 50^\circ$. Ressonância ferromagnética (FMR) foi utilizada para medir o campo de *exchange bias* (H_E), o campo de anisotropia rotacional (H_{RA}) e a largura de linha de FMR (ΔH).

Apesar da grande quantidade de pesquisa sobre o tema, ainda existem vários aspectos, sobre o mecanismo de acoplamento por *exchange bias* em interface FM/AF, que não são bem compreendidos. Por exemplo, a origem completa da anisotropia rotacional e o fato de que diferentes técnicas de medição podem resultar em valores diferentes para o campo de *exchange* (H_E), entre as camadas FM/AF. Todos estes fenômenos, além de outros, ainda não são esclarecidos satisfatoriamente.^[46,47]

Diversos resultados experimentais mostraram que o campo de *exchange* e coercividade, em bicamadas FM/AF, são inversamente proporcionais à espessura da camada FM. Por outro lado, a dependência, das propriedades magnéticas, com a espessura da camada de AF é muito mais difícil de ser compreendida. Alguns resultados na literatura, mostram a existência de uma espessura crítica da camada AF, na a qual o campo de *exchange* atinge um valor de saturação^[48,49]. Além disso, foi observado que a coercividade e o campo anisotropia rotacional apresentam valores máximos para certas espessuras da camada AF.^[48,50,51,52,53,54]

Conhecer melhor estes mecanismos e sua influencia na relaxação magnética, separando as diversas contribuições, é a motivação para a investigação proposta nesta seção.

A Fig. 3.16 mostra a dependência, no plano, do campo de ressonância para três bicamadas de Si(001)/Cu(62 Å)/Py(122 Å)/Ir₂₀Mn₈₀ (t_{AF}), onde $t_{AF} = 5, 42,4$ e 120 Å, todas crescidas com o ângulo inclinado de $\beta = 50^\circ$. A linha contínua, em cada caso, corresponde ao melhor ajuste, da solução para H_R da relação de dispersão, dada pela Eq. (3.44) (a qual é

calculada com detalhes no apêndice A), aos dados experimentais (para estas amostras o campo H_W é muito maior que H_E , ou seja, o modelo de parede de domínio no AF fixa se adapta bem, desta forma o campo de *exchange bias* pode ser tomado como H_E). A partir do ajuste, os valores dos campos de anisotropia foram extraídos.

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = \left[H_R \cos(\phi_{FM} - \phi_H) + H_U \cos 2(\phi_{FM} - \phi_A^{FM}) + H_{ra} + H_2^{ef} \right] \quad (3.44)$$

$$\times \left[4\pi M_{ef} + H_R \cos(\phi_{FM} - \phi_H) + H_U \cos^2(\phi_{FM} - \phi_A^{FM}) + H_{ra} + H_1^{ef} \right]$$

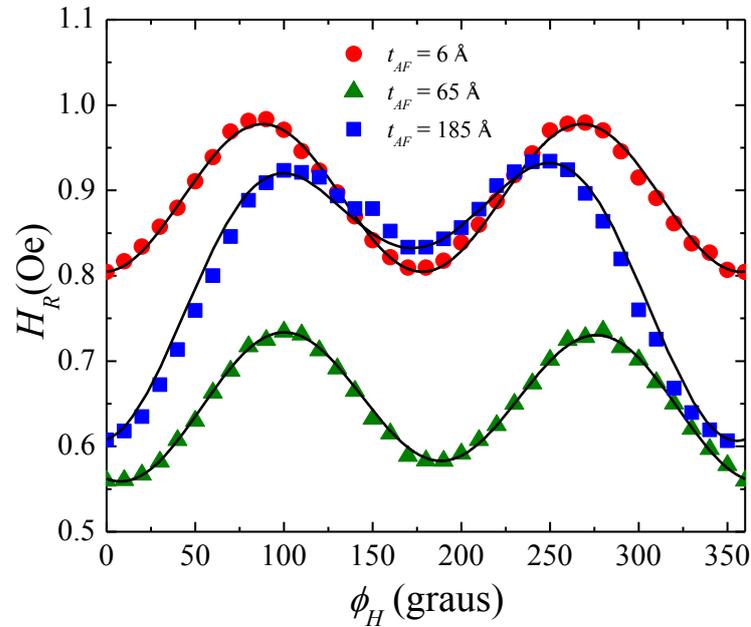


Fig. 3.16 Dependência, no plano, do campo de ressonância para três bicamadas de Si(001)/Cu(62 Å)/Py(122 Å)/Ir20Mn80 (t_{AF}), onde $t_{AF} = 5, 42,4$ e 120 Å. A linha contínua, em cada caso, corresponde ao melhor ajuste, da solução para H_R da Eq. (5.38), aos dados experimentais. Observe que devido à alta anisotropia uniaxial induzida pelo crescimento oblíquo, a simetria típica de um *exchange bias* (EB) puro (curva em forma de seno) desaparece. A curva verde possui o menor campo de acoplamento H_{EB} enquanto a curva azul possui o maior campo H_{EB} .

Observe que essas bicamadas apresentam uma pronunciada anisotropia uniaxial em relação às normalmente depositadas, que apresentam uma curva H_R vs. ϕ_H na conhecida forma de um seno.^[47] Isso fica claro a partir dos dados da dependência angular do campo de ressonância, a qual apresenta dois picos para H_R próximos de $\phi_H = 90^\circ$ e $\phi_H = 270^\circ$. Além

disso, as curvas apresentam deslocamentos, ao longo do eixo vertical, para diferentes espessuras AF. Este deslocamento vertical, experimentado pelo campo de FMR, é ocasionado pelo campo anisotropia rotacional, H_{RA} (ver Eq.(3.44)).

A Fig. 3.17a mostra o campo de *exchange* (círculos) e o campo de anisotropia rotacional (quadrados) em função da espessura do AF, para todas as amostras fabricadas por deposição oblíqua. Estes parâmetros foram obtidos dos ajustes numéricos das curvas de H_R vs. ϕ_H . Como se pode ver, duas regiões são claramente *distintas* no gráfico. A primeira região, caracteriza-se por um campo de *exchange* praticamente nulo e um campo H_{RA} que aumenta e uma segunda região, onde acoplamento de *exchange* ocorre (H_E aumenta) e o campo rotacional se reduz até que ambos os campos encontrem uma saturação. Esta tendência oposta vem do aumento do número de grãos estáveis (não rotacionais) no AF (ver apêndice A), o que causa ao mesmo tempo o aumento de H_E e a diminuição de H_{RA} (proporcional ao número de grãos orientáveis com o campo).

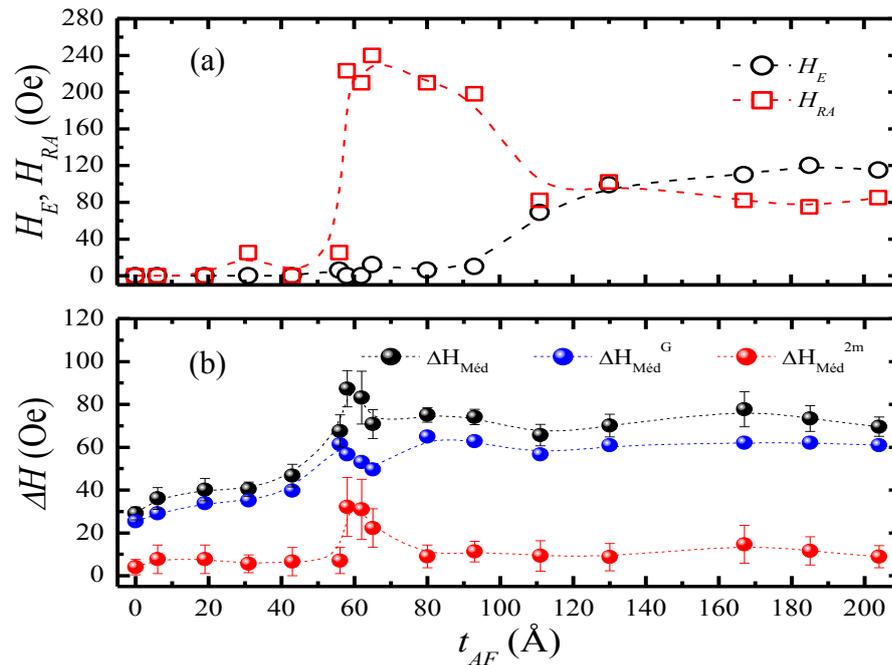


Fig. 3.17 (a) Campo de *exchange* (círculos) e campo de anisotropia rotacional (quadrados) em função da espessura da camada AF. (b) Dependência da largura de linha média ($\Delta H_{Méd}$) com a espessura da camada AF e dos seus mecanismos contribuintes: espalhamento de dois mágnons e Gilbert. As linhas são apenas para guiar os olhos.

Fig. 3.17(b) (círculos pretos) mostra a dependência da largura de linha média ($\Delta H_{Méd}$) com a espessura da camada AF. Os ajustes para a largura de linha foram considerados apenas

as contribuições de espalhamento de dois mágnons e Gilbert. Como se pode observar, $\Delta H_{Méd}$ apresenta um comportamento não-monotônico com o aumento de t_{AF} , inicialmente aumentando até exibir um máximo em 58 Å, e depois diminuindo até atingir o valor de saturação em 65 Å. Note que este intervalo corresponde à primeira região na Fig. 3.17(a), na qual H_{RA} aumenta até alcançar seu valor máximo. Este comportamento deve-se ao fato que, à medida que o ordenamento AF se estabelece o IrMn exibe um comportamento superparamagnético, ou seja, com flutuações em sua magnetização, contribuindo desta forma para o aumento do amortecimento magnético. Dos resultados mostrados na Fig. 3.17(b), nota-se também o mecanismo de espalhamento de dois mágnons (círculos vermelhos) apresenta um pico na mesma região de espessuras da AF. Provavelmente isto ocorre devido ao aumento das flutuações magnéticas na interface AF/FM para pequenas espessuras da camada AF.

A dependência angular da largura de linha, para algumas bicamadas, é mostrada na Fig. 3.18.

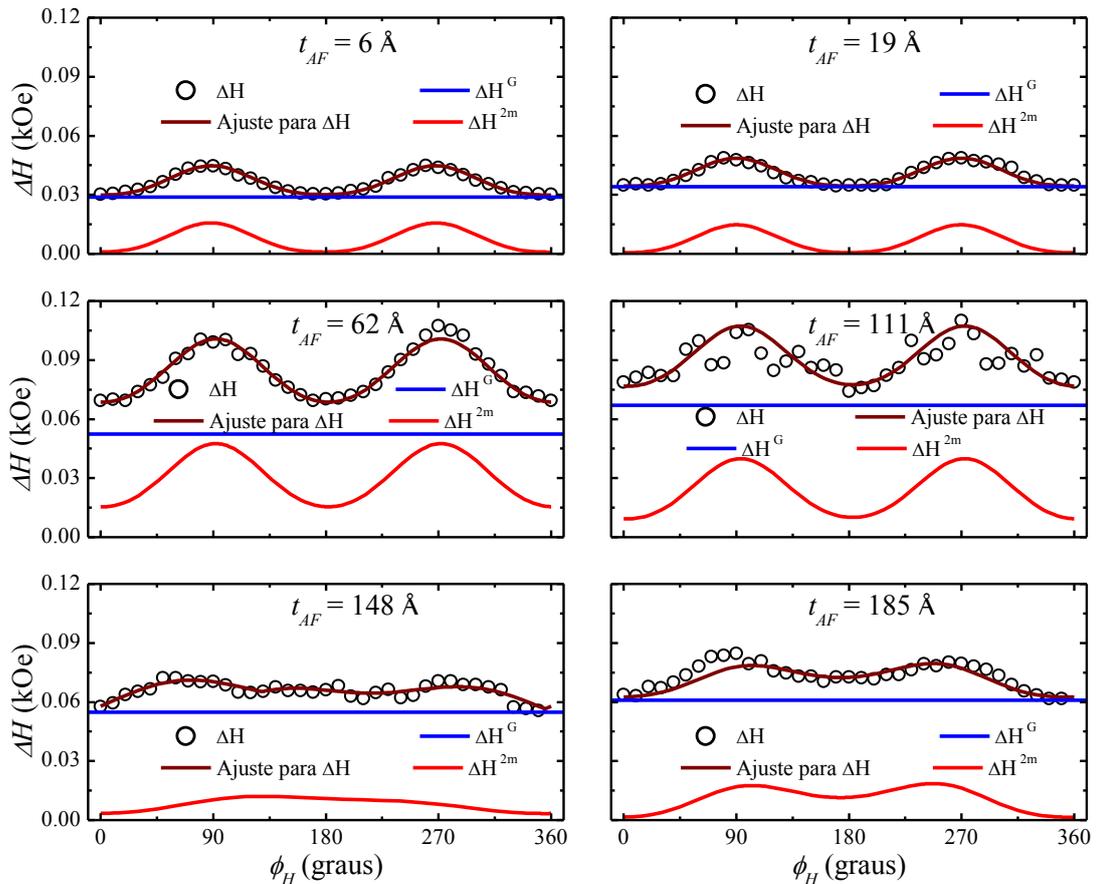


Fig. 3.18 Dependência da largura de linha com o ângulo ϕ_H para seis amostras. As amostras tem espessuras do AF (em Å) iguais a 6, 19, 62, 111, 148 e 185.

Os ajustes para a largura de linha (linha sólida vinho) na Fig. 3.18, foram realizados supondo que ΔH é dado pela soma das contribuições intrínseca e extrínseca mais a contribuição devido a flutuações, ou seja:

$$\Delta H = (2/\sqrt{3}) \left[\Delta H^{\text{int}} + \Delta H^{\text{ext}} + \Delta H^{\text{Flut}} \right] = (2/\sqrt{3}) \left[\Delta H^{\text{Gilbert}} + \Delta H^{2m} + \Delta H^{\text{Flut}} \right] \quad (3.45)$$

onde a contribuição devido a flutuações é dada por:

$$\Delta H^{\text{Flut}} = \sum_i \left| \frac{\partial H_R}{\partial x_i} \right| |\Delta x_i| = \left| \frac{\partial H_{\text{res}}}{\partial \phi_A^{\text{FM}}} \right| \Delta \phi_A^{\text{FM}} \quad (3.46)$$

Para ΔH^{Flut} estamos considerando apenas variações locais da direção do eixo fácil do FM com $\Delta \phi_A^{\text{FM}}$ (direção da anisotropia uniaxial). A Tabela 3.3 mostra alguns dados referentes aos ajustes de H_R e ΔH , para amostras da Fig. 3.18.

t_{AF} (Å)	α	$\langle c/a \rangle$	N (Oe)	ϕ_A^{FM} (graus)	ϕ_A^{AF} (graus)	$\Delta \phi_A^{\text{FM}}$ (graus)
6	0,0082	1,072	163	-2	0	0
19	0,0095	1,073	170	0	0	0
62	0,0150	1,021	65	2	0	0
111	0,0189	1,021	55	-7	3	0
148	0,0150	1,040	30	1	-15	4
185	0,0170	1,045	40	-5	3	0

Tabela 3.3 Parâmetros magnéticos extraídos dos ajustes de H_R e ΔH para diversos t_{AF} .

A alta anisotropia uniaxial apresentada por estes filmes se reflete na dependência angular de ΔH como visto na Fig. 3.18. Esta é uma evidência clara de que o mecanismo de espalhamento de dois mágnons está presente nestas amostras. As curvas sólidas, na figura, representam as contribuições de cada um dos mecanismos (Gilbert em azul e dois mágnons em vermelho), e o ajuste para a largura de linha experimental considerando os dois

mecanismos (curva em vinho). Note que a anisotropia de *exchange* se apresenta na contribuição de espalhamento de dois mágnons a partir de valores de espessura nos quais o acoplamento já esta estabelecido (ver Fig. 3.17(a) e Fig. 3.18). Este comportamento reflete o fato de que flutuações no acoplamento entre a magnetização de FM e as sub-redes de AF, causada por rugosidades interfaciais, aumentam a relaxação magnética via espalhamento de dois mágnons.^[55]

3.7.2. Controlando a Direção da Anisotropia de *Exchange* entre Bicamadas FM/AF por Deposição Oblíqua

Geralmente, a direção do campo de anisotropia de *exchange*, H_E , é a mesma do campo de anisotropia uniaxial. Isto decorre do fato de que, durante a deposição o campo de anisotropia uniaxial do FM é quem induz a orientação do AF (e vice-versa) gerando assim a anisotropia de *exchange*. Para orientar H_E em uma direção diferente da direção da anisotropia, algum fenômeno – diferente do que induz a anisotropia uniaxial de FM – deve existir.

A fim de se controlar a direção H_E no plano do filme realizamos investigação numa série de amostras onde durante o processo de crescimento aplicamos um campo magnético externo em uma direção arbitrária no plano do substrato. Este campo foi criado através de ímãs de ferritas de bário localizados na parte de trás do porta amostra dentro da câmara de *sputtering*.

Observe que temos dois mecanismos de indução de anisotropia uniaxial atuando sobre a amostra durante o processo de *sputtering*: deposição em ângulo inclinado e aplicação de campo magnético externo. No caso da deposição por inclinação do ângulo, o campo de anisotropia uniaxial induzido é sempre perpendicular ao plano de incidência das partículas. Por outro, lado a direção da anisotropia induzida pelo campo devido aos ímãs de ferrita pode ser controlada variando-se a direção do campo aplicado.

As amostra utilizadas na investigação foram multicamadas Si(001)/Cu(62 Å)/Py(122 Å)/Ir20Mn80(185 Å), depositadas sobre substrato de Si com ângulo de deposição $\beta = 50^\circ$. O campo magnético $H_{dep} = 150$ Oe, gerado pelos ímãs de ferrita foi aplicado nos seguintes ângulos $\phi_{H(dep)} = 0^\circ, 30^\circ, 60^\circ$ e 90° . As propriedades magnéticas foram estudadas através de medidas da dependência angular do campo de ressonância e da largura de linha em um experimento de FMR no plano da amostra.

A Fig. 3.19 mostra a dependência angular do campo ressonância para quatro amostras. A direção de referência adotada é a direção da anisotropia gerada pela deposição inclinada

(como se não houvesse campo H_{dep}). As direções de H_{dep} , para as amostras da Fig. 3.19, foram $\phi_{H_{dep}} = 0^\circ, 30^\circ, 60^\circ$ e 90° . Os ajustes foram feitos utilizando a solução para H_R dada pela relação de dispersão da Eq. (3.44). Novamente o modelo de parede de domínio do AF fixa se adapta bem e desta forma o campo de *exchange bias* é dado por H_E .

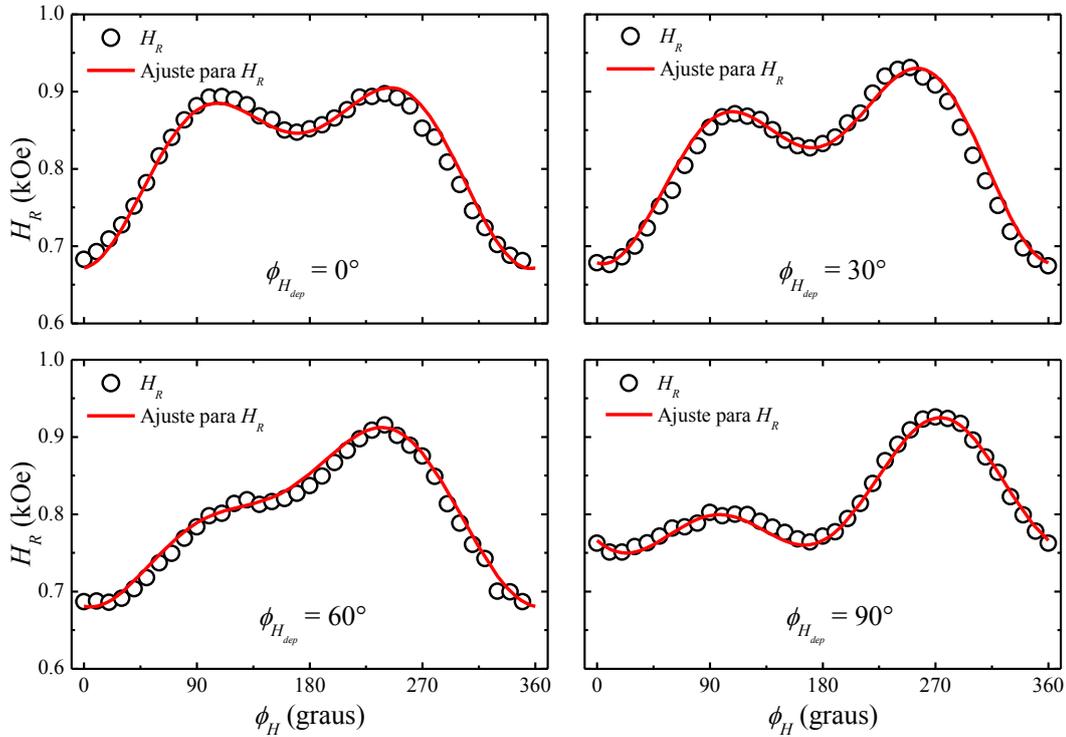


Fig. 3.19 Dependência do campo ressonância com o ângulo ϕ_H para quatro amostras. As direções de H_{dep} , para as amostras da Fig., foram $\phi_{H_{dep}} = 0^\circ, 30^\circ, 60^\circ$ e 90° .

Vê-se claramente, na Fig. 3.19, que o campo de anisotropia unidirecional de *exchange bias*, tem direção $\phi_A^{AF} = 0^\circ$ quando $\phi_{H_{dep}} = 0^\circ$, ou seja, está alinhado com a anisotropia. À medida que, $\phi_{H_{dep}}$ se desloca de 0° em direção a 90° a direção de H_E também se desvia de zero – ver Tabela 3.4. Este resultado mostra que esta técnica de deposição é bastante eficiente para o controle da direção do campo de anisotropia de *exchange bias*.

A largura de linha, para este sistema, também foi estudada. A Fig. 3.20 mostra a largura de linha, ΔH , em função da direção do campo aplicado, para diferentes direções de H_{dep} .

O ajuste foi realizado supondo que ΔH é dado pela soma das contribuições intrínseca e extrínseca mais a contribuição devido às flutuações, ou seja:

$$\Delta H = (2/\sqrt{3}) \left[\Delta H^{\text{int}} + \Delta H^{\text{ext}} + \Delta H^{\text{Flut}} \right] = (2/\sqrt{3}) \left[\Delta H^{\text{Gilbert}} + \Delta H^{2m} + \Delta H^{\text{Flut}} \right], \quad (3.47)$$

onde neste caso, a contribuição devido às flutuações é dada por:

$$\Delta H^{\text{Flut}} = \sum_i \left| \frac{\partial H_R}{\partial x_i} \right| |\Delta x_i| = \left| \frac{\partial H_{\text{res}}}{\partial \phi_A^{\text{FM}}} \right| \Delta \phi_A^{\text{FM}} + \left| \frac{\partial H_{\text{res}}}{\partial \phi_A^{\text{AF}}} \right| \Delta \phi_A^{\text{AF}} + \left| \frac{\partial H_{\text{res}}}{\partial H_E} \right| \Delta H_E, \quad (3.48)$$

ou seja, está se considerando variações locais da direção do eixo fácil do AF com $\Delta \phi_A^{\text{AF}}$, da direção do eixo fácil do FM com $\Delta \phi_A^{\text{FM}}$ e do campo de *exchange bias* com ΔH_E . A escolha desses termos esta ligada a uma possível competição para favorecer a direção da anisotropia de *exchange* devido a superposição da anisotropia induzida pela deposição oblíqua e o campo magnético aplicado na deposição.

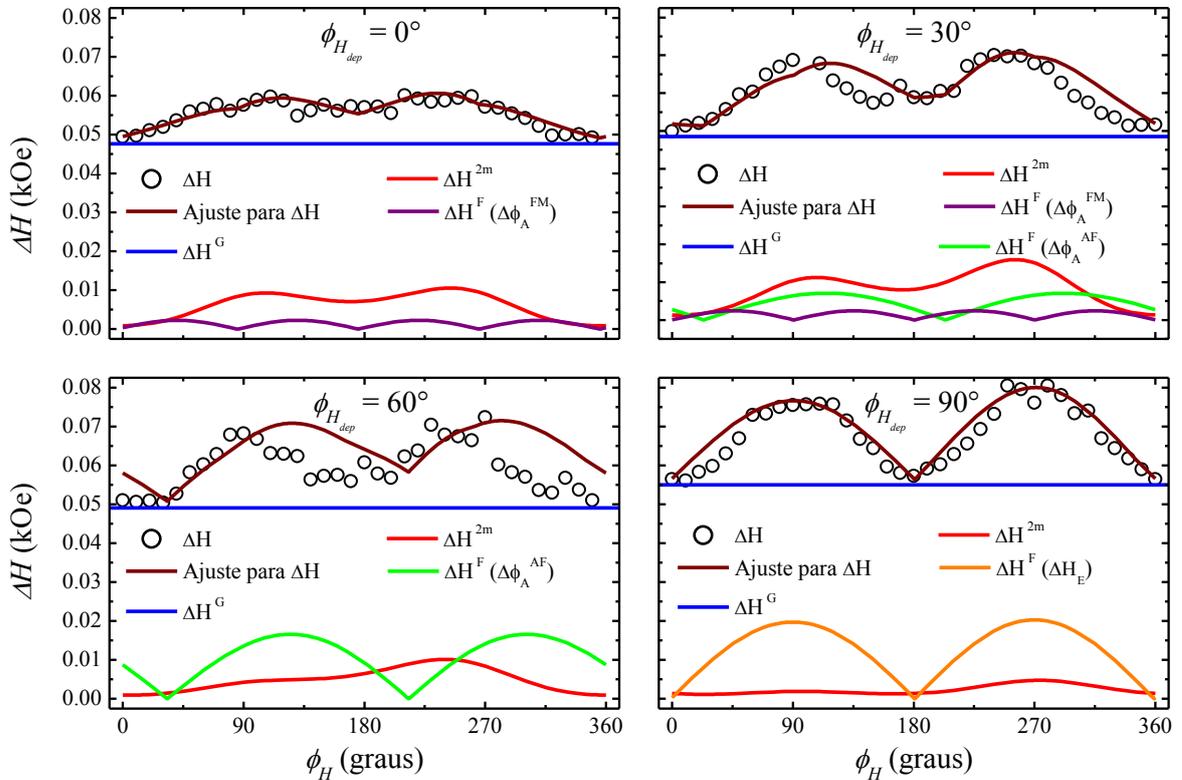


Fig. 3.20 Dependência da largura de linha com o ângulo ϕ_H para quatro amostras. As direções de H_{dep} , para as amostras da Fig., foram $\phi_{H\text{dep}} = 0^\circ, 30^\circ, 60^\circ$ e 90° .

Comparando-se a primeira amostra ($\phi_{Hdep} = 0^\circ$) com a última ($\phi_{Hdep} = 90^\circ$), fica claro que os mecanismos de relaxação mudaram. Para a amostra crescida com $\phi_{Hdep} = 0^\circ$ a contribuição fundamental para a largura de linha, ou relaxação magnética, vem do mecanismo extrínseco de espalhamento de dois mágnons. Já para a amostra crescida com $\phi_{Hdep} = 90^\circ$, onde a anisotropia induzida é muito forte, o mecanismo principal se deve a variação local do campo de *exchange bias*. Para direções intermediárias de H_{dep} , existe uma grande contribuição devido a flutuações nos ângulos de anisotropia em FM e AF. A Tabela 3.4 resume os principais parâmetros extraídos do ajuste da largura de linha.

ϕ_{Hdep} (graus)	ϕ_A^{FM} (graus)	ϕ_A^{AF} (graus)	H_U (Oe)	H_E (Oe)	α	ΔH_{Med}^{2m} (Oe)	$\Delta\phi_A^{FM}$ (graus)	$\Delta\phi_A^{AF}$ (graus)	ΔH_E (Oe)
0	-5	1,5	68	88	0,013	6,5	1	0	0
30	0	21	72	81	0,014	8,7	0,5	5	0
60	-7	28	40	95	0,014	5,1	1	10	0
90	5	90	50	63	0,015	2,3	0	0	20

Tabela 3.4 Parâmetros magnéticos extraídos dos ajustes de H_R e ΔH para diversos ϕ_{Hdep} .

REFERÊNCIAS

1. HEINRICH, B.; URBAN, R.; WOLTERS DORF, G. **J. Appl. Phys.**, v. 91, p. 7523, 2002.
2. HEINRICH, B.; URBAN, R.; WOLTERS DORF, G. **IEEE Transactions on Magnetics**, v. 38, p. 2496, 2002.
3. SUHL, H. **IEEE Tran. on Magnetics**, v. 34, p. 1834, 1998.
4. HEINRICH, B.; FRAITOV' A, D.; KAMBERSK' Y, V. **Phys. Stat. Sol.**, v. 23, p. 501, 1967.
5. HEINRICH, B. **Temperature dependance of FMR linewidth of iron (in Czech), Phd dissertation**. [S.l.]: Czechoslovak Academy of Sciences, 1967.
6. ARIAS, R.; MILLS, D. L. **Phys. Rev. B**, v. 60, p. 7395, 1999.
7. TSEKOVNYAK, Y.; BRATAAS, A.; BAUER, G. E. W. **Phys. Rev. Lett.**, v. 88, p. 117601, 2002.
8. MECKING, N.; GUI, Y. S.; HU, C.-M. **Phys. Rev. B**, v. 76, p. 224430, 2007.
9. HEINRICH, B.; COCHRAN, J. F.; MYRTLE, K. **J. Appl. Phys.**, v. 53, p. 2092, 1982.
10. HEINRICH, B. **Ultrathin Magnetic Structures, Fundamentals of Nanomagnetism**. Berlin Heidelberg: Springer-Verlag, v. III, 2005.
11. DUBOIS, S. et al. **Phys. Rev. B**, v. 60, p. 477, 1999.
12. VALET, T.; FERT, A. **Phys. Rev. B**, v. 48, p. 7099, 1993.
13. ZUBAREV, D. N. **Sov. Phys.Usp.**, v. 3, p. 320, 1960.
14. KRIESSMAN, C. J.; CALLEN, H. B. **Phys. Rev.**, v. 94, p. 837, 1954.
15. WOLTERS DORF, G. **Spin-Pumping and Two-Magnon Scattering in Magnetic Multilayers, Martin-Luther-Universitat (Phd thesis)**. Halle: [s.n.], 2001.
16. INGVARSSON, S. et al. **Phys. Rev. B**, v. 66, p. 214416, 2002.
17. PELZL, J. et al. **J. Phys. Condens. Matter**, v. 15, p. 451, 2003.
18. CRC Handbook of Materials. [S.l.]: McGraw-Hill, 1990.
19. HEINRICH, B. et al. **Phys. Rev. Lett.**, v. 59, p. 1756, 1987.
20. BOZORTH, R. M. **Ferromagnetism**. [S.l.]: D. van Nostrand Company, 1951.
21. PIRAUX, L.; DUBOIS, S.; FERT, A. **J. Mag. Mag. Mat.**, v. 159, p. 287, 1996.

22. HEINRICH, B. et al. **Phys. Rev. B**, v. 44, p. 9348, 1991.
23. DEWAR, G.; HEINRICH, B.; COCHRAN, J. F. **Can. J. Phys.**, v. 55, p. 821, 1977.
24. GUBBIOTTI, G. et al. **IEEE Trans. Mag.**, v. 39, p. 2750, 2003.
25. HEINRICH, B. et al. **J. Appl. Phys.**, v. 95, p. 7462, 2004.
26. KAMBERSKÝ, V.; PATTON, C. E. **Phys. Rev. B**, v. 11, p. 2668, 1975.
27. KAMBERSKÝ, V. **Czech. J. Phys. B**, v. 26, p. 1366, 1976.
28. BABERSCHKE, K. **Appl. Phys. A**, v. 62, p. 417, 1996.
29. KUNES, J.; KAMBERSKÝ, V. **Phys. Rev. B**, v. 65, p. 212411, 2002.
30. TUROV, E. A. **Ferromagnetic resonance**. Moscow: GIMFL, 1961.
31. PURCELL, S. T.; HEINRICH, B.; ARROTT, A. S. **J. Appl. Phys.**, v. 64, p. 5337, 1988.
32. FRAIT, Z.; D., F. **J. Magn. Magn. Mater.**, v. 15-18, p. 1081, 1990.
33. CELINSKI, Z.; HEINRICH, B. **J. Appl. Phys.**, v. 70, p. 5935, 1991.
34. LECRAW, R.; SPENCER, E. G.; POSTE, C. S. **Phys. Rev.**, v. 110, p. 1311, 1958.
35. SPARKS, M.; LOUDON, R.; KITTEL, C. **Phys. Rev. B**, v. 122, p. 791, 1961.
36. ERICKSON, R. P.; MILLS, D. L. **Phys. Rev. B**, v. 46, p. 861, 1992.
37. HOLSTEIN, T.; PRIMAKOFF, H. **Phys. Rev.**, v. 58, p. 1098, 1940.
38. SPARKS, M. **Ferromagnetic-Relaxation Theory**. New York: Mc Graw-Hill, 1964.
39. TSERKNOVNYAK, Y. et al. **Rev. Mod. Phys.**, v. 77, p. 1375, 2005.
40. MCMICHAEL, R. D.; TWISSELMANN, D. J.; KUNZ, A. **Phys. Rev. Lett.**, v. 90, p. 227601, 2003.
41. MCMICHAEL, R. D. et al. **J. Appl. Physics**, v. 88, p. 5296, 2000.
42. STONER, E.; WOHLFAHRT, E. **Philos. Trans. R. Soc. London Ser. A**, v. 240, p. 599, 1948.
43. BONFIM SANTOS MENDES, J. et al. **IEEE Transactions on Magnetics.**, v. 46, p. 2293, 2010.
44. ZAKERI, K. et al. **Phys. Rev. B**, v. 76, p. 104416, 2007.
45. BEN YOUSSEF, J. et al. **Phys. Rev. B**, v. 69, p. 174402, 2004.
46. FERMIN, J. R. et al. **J. Appl. Phys.**, v. 87, p. 6421, 2000.
47. RODRÍGUEZ-SUÁREZ, R. L. et al. 2003. **J. Appl. Phys.**, v. 94, p. 4544.

48. GESHEV, J. et al. **J. Appl. Phys.**, v. 105, p. 053903, 2009.
49. WU, J. et al. **Phys. Rev. Lett.**, v. 104, p. 217204, 2010.
50. MCCORD, J. et al. **Phys. Rev. B**, v. 78, p. 094419, 2008.
51. MCCORD, J.; MATTHEIS, R.; ELEFANT, D. **Phys. Rev. B**, v. 70, p. 094420, 2004.
52. MCCORD, J. et al. **Phys. Rev. B**, v. 75, p. 134418, 2007.
53. MISHRA, S. K. et al. **Phys. Rev. B**, v. 81, p. 212404, 2010.
54. YANG, P. Y. et al. **J. Appl. Phys.**, v. 106, p. 013902, 2009.
55. REZENDE, S. M. et al. **Phys. Rev. B**, v. 63, p. 214418, 2001.

Capítulo 4

TENSÃO ELÉTRICA DC POR *SPIN PUMPING*

4.1. INTRODUÇÃO

Neste capítulo será apresentada uma investigação detalhada, do ponto de vista teórico e experimental, da tensão *spin pumping dc* (V_{SP}) gerada em bicamadas ferromagnético/metal-normal (FM/MN) pela combinação do efeito de *spin pumping* (bombeamento de spins) com o efeito Hall de *spin* inverso. Quando a camada ferromagnética de uma bicamada FM/MN é posta em ressonância ferromagnética, o movimento de precessão da magnetização provoca o surgimento de uma corrente pura de spin para dentro do metal não magnético - metal-normal. Esta corrente de spin, por sua vez, gera uma corrente *dc* de carga perpendicular devido o espalhamento spin-órbita no MN. Outros efeitos decorrentes do acoplamento da magnetização oscilante e os elétrons livres nos metais (efeitos galvanomagnéticos), também contribuem para a tensão *dc* medida (V), contudo será mostrado que estas contribuições podem ser filtradas pelo ajuste da teoria desenvolvida nas medidas experimentais. Na seção 4.2 é dada uma visão geral do sistema estudado (bicamadas FM/MN) incluindo a susceptibilidade magnética para uma precessão elíptica da magnetização. Na seção 4.3 a tensão *dc* V_{GM} , devida aos efeitos galvanomagnéticos, é calculada. Na seção 4.4 é feita uma revisão da geração de corrente pura de spin em interfaces FM/NM quando a camada FM está em FMR. Na seção 4.5 o efeito Hall de spin é apresentado. Nesta tese propomos um modelo para tensão elétrica *dc* por *spin pumping*, o qual é descrito na seção 4.6. Os resultados experimentais, os ajustes com o modelo e as conclusões da análise são mostrados na seção 4.7.

4.2. SISTEMA DE INTERESSE E PRECESSÃO ELÍPTICA DA MAGNETIZAÇÃO

4.2.1. Sistema de Interesse

O sistema protótipo de estudo é formado por uma bicamada ferromagnética/metal-normal, posta em ressonância ferromagnética sob a ação de um campo magnético externo *dc*,

\vec{H}_0 , e de um campo magnético externo perpendicular de rf , \vec{h} . Ambos os campos são aplicados no plano da amostra, a qual tem liberdade para girar, na direção azimutal, em relação a estes campos.

As amostras são crescidas pelo processo de *magnetron-sputtering*, com incidência perpendicular (o fluxo de partículas extraídas do alvo é perpendicular ao plano da amostra), sobre substratos retangulares de silício, Si, com dimensões laterais de 1.5 x 3.0 mm. As bicamadas são do tipo Py(t_{FM})/MN(t_N), onde Py = Ni₈₁Fe₁₉ e MN = Cu, Ag, Pd, Pt, com as espessuras t_{FM} e t_N variando em um intervalo de 2,7 nm a 40 nm. A camada de Py é depositada, com máscara, de forma a ser centrada em relação ao substrato e ter dimensões laterais de 1.5 x 1.0 mm ($w_{FM} = 1.0$ mm e $w = 1.5$ mm).

O sistema de eixos adotados em relação ao laboratório (x, y, z), preso aos campos magnéticos externos, e em relação à amostra (x', y', z') são mostrado na Fig. 4.1.

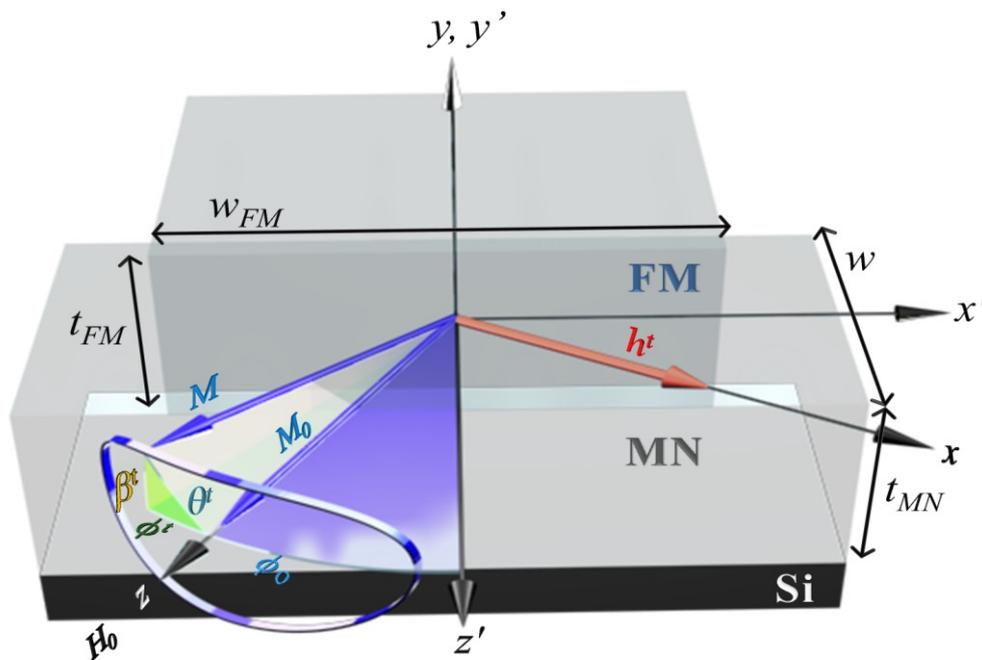


Fig. 4.1 Sistema de interesse no estudo da tensão V_{SP} . Os sistemas de eixos adotados são: (x, y, z) em relação ao laboratório e (x', y', z') em relação à amostra. Devido ao campo desmagnetizante a magnetização \vec{M} faz uma precessão elíptica em torno do campo \vec{H}_0 , onde \vec{M}_0 é a componente da magnetização na direção de equilíbrio. Os ângulos β^t e ϕ^t são respectivamente, o ângulo entre \vec{M} e sua projeção no plano xz e o ângulo entre esta projeção e \vec{M}_0 . ϕ_0 é o ângulo entre o campo \vec{H}_0 e a direção z .

4.2.2. Dinâmica da Magnetização: Precessão Elíptica

Como visto no Cap. 2, a dinâmica da magnetização pode ser descrita através da equação LLG. Em sistemas isotrópicos sob experimento de FMR, como visto anteriormente, o vetor magnetização \vec{M} precessiona, com um pequeno ângulo θ , em torno do campo dc efetivo $\vec{H}_{ef,E}$ em uma órbita circular sobre uma superfície esférica de raio M_S , onde o raio desta órbita é dado por $M_S \sin \theta \approx M_S \theta$. Em sistemas isotrópicos, campos internos podem modificar a simetria desta precessão tornando-a elíptica em vez de circular,^[1] ver Fig. 4.1. Para descrever esta precessão, o ângulo $\theta^t = \theta(t)$ (entre $\vec{M}(t)$ e \vec{M}_0) pode ser decomposto, em um ângulo $\phi^t = \phi(t)$ no plano do filme ferromagnético e em um ângulo $\beta^t = \beta(t)$ fora do plano (ver Fig. 4.1). Desta forma a precessão da magnetização, devido à presença de um campo magnético de rf , $\vec{h}(t)$, de frequência ω , é descrita pelas oscilações de $\phi(t)$, $\beta(t)$ e $\theta(t)$, onde a dependência temporal de ϕ e β é escrita como: $\phi(t) = \phi_M \cos(\omega t - \varphi_m)$ e $\beta(t) = -\beta_M \sin(\omega t - \varphi_m)$. As amplitudes ϕ_M e β_M são, respectivamente, os valores máximos para o ângulo no plano e para o ângulo fora do plano e φ_m é a fase da magnetização com respeito ao seu estado na ressonância. Na geometria adotada, a direção de equilíbrio para a magnetização está no plano do filme FM e aponta na direção do campo magnético dc externamente aplicado, \vec{H}_0 , fazendo um ângulo ϕ_0 com a direção z' . Isto é verdade devido ao fato de que a anisotropia uniaxial é desprezível para o Py. Em relação ao sistema da amostra, os ângulos principais da magnetização podem ser escritos como $\phi'(t) = \phi_0 + \phi_M \cos(\omega t - \varphi_m)$ e $\beta'(t) = \beta(t)$, onde $\langle \phi'(t) \rangle = \phi_0$ e $\langle \beta'(t) \rangle = 0$.

É interessante notar que os ângulos $\phi(t)$ e $\beta(t)$ estão diretamente relacionados com as componentes dinâmicas da magnetização $m_x(t) = m_x e^{i\omega t}$ e $m_y(t) = m_y e^{i\omega t}$. Na verdade os ângulos $\phi(t)$ e $\beta(t)$ podem ser exatamente escritos como:

$$\begin{aligned} \phi(t) &= \frac{|m_x(t)|}{M_0} \cos(\omega t - \varphi_m), \text{ com } \phi_M = \frac{|m_x(t)|}{M_0} \\ \beta(t) &= -\frac{|m_y(t)|}{M_0} \sin(\omega t - \varphi_m), \text{ com } \beta_M = \frac{|m_y(t)|}{M_0} \end{aligned} \quad (4.1)$$

Estes ângulos podem ser calculados, em termos dos campos magnéticos na amostra, através das componentes do tensor susceptibilidade. Para calculá-los, considere que como a anisotropia é desprezível, a direção de equilíbrio da magnetização é a direção do campo externo \vec{H}_0 e que o campo de *rf* é aplicado na direção \hat{x} . Desta forma, como pode ser verificado no apêndice B, as componentes *ac* da magnetização podem ser escritas como:

$$\begin{pmatrix} m_x \\ m_y \\ m_z \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} \Delta H^e (H_{0z_e} - H_{R_e}) + i(\Delta H^e)^2 \\ (H_{0z_e} - H_{R_e})^2 + (\Delta H^e)^2 \end{bmatrix} \cdot \begin{vmatrix} A_{xx}^e & iA_{xy}^e & 0 \\ -iA_{xy}^e & \chi_{yy}^e & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{vmatrix} \begin{pmatrix} h \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (4.2)$$

ou seja,

$$\begin{aligned} m_x &= A_{xx} h \left[\frac{\Delta H (H_0 - H_R) + i(\Delta H)^2}{(H_0 - H_R)^2 + (\Delta H)^2} \right] = A_{xx} h F(H_0, H_R, \Delta H) \\ m_y &= -iA_{xy} h \left[\frac{\Delta H (H_0 - H_R) + i(\Delta H)^2}{(H_0 - H_R)^2 + (\Delta H)^2} \right] = -iA_{xy} h F(H_0, H_R, \Delta H), \end{aligned} \quad (4.3)$$

onde

$$\begin{aligned} A_{xx} &= A_{xx}^e = \frac{M_S H_{xxR}^e}{\left(\alpha \frac{\omega}{\gamma} \right) (H_{xxR}^e + H_{yyR}^e)} = \frac{M_S (H_R + 4\pi M_{ef})}{\left(\alpha \frac{\omega}{\gamma} \right) (2H_R + 4\pi M_{ef})} \\ A_{xy} &= A_{xy}^e = \frac{M_S}{\alpha (H_{xxR}^e + H_{yyR}^e)} = \frac{M_S}{\alpha (2H_R + 4\pi M_{ef})} \end{aligned} \quad (4.4)$$

com $M_0 \approx M_S$. O campo de ressonância H_R , dado pela relação de dispersão

$$(\omega/\gamma)^2 = H_R (H_R + 4\pi M_{ef}) \quad (4.5)$$

é escrito como:

$$H_R = \sqrt{(4\pi M_{ef})^2 / 4 + (\omega/\gamma)^2} - 2\pi M_{ef} \quad (4.6)$$

Desta forma os ângulos $\phi(t)$ e $\beta(t)$ são dados por:

$$\begin{aligned} \phi(t) &= \left| \frac{A_{xx} h \Delta H \sqrt{(H_0 - H_R)^2 + (\Delta H)^2}}{M_0 (H_0 - H_R)^2 + (\Delta H)^2} \right| \cos(\omega t - \varphi_m) \\ \beta(t) &= - \left| \frac{A_{xy} h \Delta H \sqrt{(H_0 - H_R)^2 + (\Delta H)^2}}{M_0 (H_0 - H_R)^2 + (\Delta H)^2} \right| \sin(\omega t - \varphi_m) \end{aligned} \quad (4.7)$$

De (4.3), (4.4) e (4.5) a excentricidade pode ser obtida e é dada por:

$$e = \sqrt{1 - \left| \frac{m_y}{m_x} \right|^2} = \sqrt{1 - \left(\frac{A_{xy}}{A_{xx}} \right)^2} = \sqrt{1 - \left(\frac{\omega/\gamma}{H_R + 4\pi M_{ef}} \right)^2} = \sqrt{1 - \frac{H_R}{H_R + 4\pi M_{ef}}} \quad (4.8)$$

Esta equação mostra que, devido ao campo desmagnetizante, a excentricidade estará no intervalo $0 < e < 1$, o que caracteriza uma elipse (lembrando que isto é válido para um filme fino magnetizado em seu plano).

Para se encontrar a fase φ_m , note em (4.3) que, na ressonância, m_x está adiantado de $\pi/2$ em relação a h enquanto m_y está em fase com h . Logo, como φ_m é a fase entre a magnetização $m(H_0)$ e $m(H_R)$, seu valor deve ser igual ao da fase de m_x (m_y) atrasado de $\pi/2$. Desta forma é calculada φ_m como:

$$\tan(\varphi_m) = \frac{\text{Im}[m_x(-i)]}{\text{Re}[m_x(-i)]} = \frac{\text{Im}[A_{xx} h F(H_0, H_R, \Delta H)(-i)]}{\text{Re}[A_{xx} h F(H_0, H_R, \Delta H)(-i)]} = - \frac{(H_0 - H_R)}{\Delta H} \quad (4.9)$$

Em experimentos recentes, Y. Guan *et al.*^[2] mediu φ_m , de forma não trivial, e seu comportamento é analisado mostrando-se compatível com a Eq. (4.9).

4.3. EFEITOS GALVANOMAGNÉTICOS EM EXPERIMENTOS DE FMR

Efeitos galvanomagnéticos são manifestações do fenômeno do transporte de carga, em matéria condensada, na presença de um campo magnético. Dentro desta família de efeitos os principais são os efeitos Hall normal e extraordinário e a magnetoresistência anisotrópica (AMR, *anisotropic magneto resistance*).

A teoria da geração de tensão *dc* devido a efeitos galvanomagnéticos, em filmes ferromagnéticos, na ressonância ferromagnética data da década de 1960 com os trabalhos de Juretschke^[3,4] e Seavey.^[5] No trabalho de Juretschke a amostra, sob um campo magnético estático, é colocada numa estrutura de guias de onda de modo que na região onde está localizada é submetida simultaneamente a campos magnético e elétrico uniformes de microondas. A geração de uma diferença de potencial entre dois pontos na superfície da amostra, na ressonância ferromagnética, foi fenomenologicamente descrita através da dependência existente entre a corrente de condução e a direção da magnetização num filme ferromagnético.

A descrição da dependência, num condutor isotrópico e magnético, entre a condução elétrica e a direção da magnetização tem a forma dada pela lei de Ohm generalizada.^[6]

$$\vec{J}(t) = \sigma \vec{E}(t) - \left(\frac{\Delta\rho}{\rho M^2} \right) \left[\vec{J}(t) \cdot \vec{M}(t) \right] \vec{M}(t) + R_H \sigma \left[\vec{J}(t) \times \vec{M}(t) \right], \quad (4.10)$$

onde R_H é a constante do efeito Hall extraordinário, $\sigma = 1/\rho$ é a condutividade elétrica e $\Delta\rho = \rho_{||} - \rho_{\perp}$, onde $\rho_{||}$ e ρ_{\perp} são as componentes da resistividade paralela e perpendicular à magnetização $\vec{M}(t)$ e $\vec{J}(t)$ é o vetor densidade de corrente elétrica.

Em um experimento de FMR o fato de superpor um campo magnético de *rf* ao campo magnético estático produz dois efeitos no metal ferromagnético. O primeiro efeito consiste na absorção da energia de *rf* devido à precessão da magnetização em torno de sua posição de equilíbrio (condição de ressonância ferromagnética). O segundo efeito é que, como consequência do primeiro, um campo elétrico é induzido levando à excitação de correntes de condução oscilantes. Como resultado dos termos não lineares na Eq. (4.10) estes efeitos estarão acoplados e produzem valores médios não nulos. Estes valores médios não nulos de tensão são gerados simultaneamente com a absorção ressonante de microondas.^[3,4,5]

A interação de um campo magnético de *rf* com um meio condutor ferromagnético é descrita pelas equações de Maxwell sujeitas à relação não linear dada pela Eq. (4.10) e à equação do movimento de \vec{M} . Como os termos não-lineares são pequenos, a solução deste problema não difere substancialmente da solução do problema linear. Introduzindo a componente oscilante da magnetização $\vec{m}(t)$ (ver Eq. (4.2)) e retendo na Eq. (4.10) somente termos até primeira ordem obtém-se:

$$\begin{aligned} \vec{J}(t) = & \sigma \vec{E}(t) - \left(\frac{\Delta\rho}{\rho M_S^2} \right) (\vec{J} \cdot \vec{M}_0) \vec{M}_0 + R_H \sigma \vec{J}(t) \times \vec{M}_0 \\ & - \left(\frac{\Delta\rho}{\rho M_S^2} \right) \{ (\vec{J}(t) \cdot \vec{M}_0) \vec{m}(t) + (\vec{J}(t) \cdot \vec{m}(t)) \vec{M}_0 \} + R_H \sigma \vec{J}(t) \times \vec{m}(t) \end{aligned} \quad (4.11)$$

O segundo e o terceiro termo da direita na Eq. (4.11) representam as correções à solução de ordem zero na mesma frequência. O quarto e o quinto contêm os efeitos não lineares que geram os termos independentes do tempo e termos no dobro da frequência.

Tomando a média temporal - representada pelo símbolo $\langle \rangle$ - da densidade de corrente, Eq. (4.11), encontra-se os termos *dc*, ou independentes do tempo, procurados, ou seja,

$$\langle \vec{J}(t) \rangle = \sigma \langle \vec{E}(t) \rangle + \sigma \vec{E}_0 \quad (4.12)$$

onde,

$$\vec{E}_0 = - \left(\frac{\Delta\rho}{M_S^2} \right) \{ \langle \vec{J}(t) \cdot \vec{m}(t) \rangle \vec{M}_0 + \langle \vec{J}(t) \times \vec{m}(t) \rangle \times \vec{M}_0 \} + R_H \langle \vec{J}(t) \times \vec{m}(t) \rangle \quad (4.13)$$

Para se calcular \vec{E}_0 devido à presença de um campo de microondas $\vec{h}(t)$ é necessário calcular as médias temporais $\langle \vec{J}(t) \cdot \vec{m}(t) \rangle$ e $\langle \vec{J}(t) \times \vec{m}(t) \rangle$. Para isto é necessário definir os campos magnéticos de interesse na cavidade ressonante.

Para o experimento de FMR utilizado, os campos magnéticos externos aplicados são $\vec{H}_0 = (0, 0, H_0)$ e $\vec{h}(t) = (h(t), 0, 0)$. Em relação ao sistema fixo na amostra (ver Fig. 4.1), a magnetização e os campos magnéticos externos podem ser escritos como:

$$\begin{aligned}
\vec{H}_0' &= (-H_0 \sin \phi_0, 0, H_0 \cos \phi_0) \\
\vec{h}'(t) &= (h(t) \cos \phi_0, 0, h(t) \sin \phi_0) \\
\vec{M}_0' &= (-M_0 \sin \phi_0, 0, M_0 \cos \phi_0) \approx (-M_S \sin \phi_0, 0, M_S \cos \phi_0) \\
\vec{m}'(t) &= (m_x(t) \cos \phi_0, m_y, m_x(t) \sin \phi_0)
\end{aligned} \tag{4.14}$$

É importante notar que, pela configuração experimental utilizada, a densidade de corrente induzida é gerada na direção x' (lei de Amperè), ou seja, $\vec{J}' = J_x \cdot \hat{x}'$. Logo, a equação para o campo elétrico \vec{E}_0 , devido à média da interação da magnetização com a corrente induzida, pode ser escrita no sistema da amostra, \vec{E}_0' , como:

$$\begin{aligned}
\vec{E}_0' &= - \left(\frac{\Delta \rho}{M_S^2} \right) \left\{ \langle \vec{J}'(t) \cdot \vec{m}'(t) \rangle \vec{M}_0' + \langle \vec{J}'(t) \times \vec{m}'(t) \rangle \times \vec{M}_0' \right\} + R_H \langle \vec{J}'(t) \times \vec{m}'(t) \rangle = \\
&= \left(\frac{\Delta \rho}{M_S} \right) \langle J_x' m_x \rangle \sin(2\phi_0) \hat{x}' + \left(\frac{\sin \phi}{M_S} \right) \left[\Delta \rho \langle J_x' m_y \rangle - M_S R_H \sigma \langle J_x' m_x \rangle \right] \hat{y}' + \\
&\quad + \left[R_H \sigma \langle J_x' m_y \rangle - \left(\frac{\Delta \rho}{M_S} \right) \langle J_x' m_x \rangle \cos(2\phi_0) \right] \hat{z}'
\end{aligned} \tag{4.15}$$

A tensão dc detectada na direção da medida (x') é dada pela integral

$$V_{GM} = \int_{-1/2 w_{FM}}^{1/2 w_{FM}} (\vec{E}_0' \cdot \hat{x}') dx' \tag{4.16}$$

Substituindo-se a Eq. (4.15) na Eq. (4.16), obtém-se:

$$\begin{aligned}
V_{GM} &= \int_{-1/2 w_{FM}}^{1/2 w_{FM}} (\vec{E}_0' \cdot \hat{x}') dx' = \\
&= \int_{-1/2 w_{FM}}^{1/2 w_{FM}} \left(\frac{\Delta \rho}{M_S} \right) \langle J_x' m_x \rangle \sin(2\phi_0) dx' = \\
&= \left(\frac{\Delta \rho}{M_S} \right) w_{FM} \frac{1}{2} \text{Re} [J_x' m_x^*] \sin(2\phi_0),
\end{aligned} \tag{4.17}$$

onde V_{GM} é a tensão dc , medida ao longo do comprimento da amostra (x'), devido aos efeitos galvanomagnéticos e w_{FM} é o comprimento do filme ferromagnético. Note que não há contribuição do efeito Hall anômalo para a tensão V_{GM} , só há contribuição de magnetoresistência anisotrópica (AMR).

Escrevendo a densidade de corrente na direção x' e a componente da magnetização em relação ao estado da magnetização na ressonância, obtém-se

$$J_{x'} = \frac{R_{FM} I_{rf}}{\Delta\rho w_{FM}} \sin\phi_0 e^{i(\omega t + \varphi_I)}$$

$$m_x(t) = A_{xx} h \frac{\Delta H \sqrt{(H_0 - H_R)^2 + (\Delta H)^2}}{(H_0 - H_R)^2 + (\Delta H)^2} e^{i(\omega t + \varphi_m)}, \quad (4.18)$$

onde φ_I é a fase entre a corrente, gerada pelo campo oscilante, e a magnetização no estado de ressonância, R_{FM} é a resistência do filme ferromagnético e I_{rf} é a corrente induzida pelo campo magnético de rf (é diretamente proporcional ao campo h). O termo adicional em ϕ_0 ($\sin\phi_0$) vem do fato que, também pela lei de Amperè, a corrente gerada é proporcional à projeção do campo de rf , h , na direção perpendicular à direção da medida (z'), ou seja, $\propto h \sin\phi_0$.

O valor médio $\langle J_{x'} m_x \rangle$ pode calculado da forma:

$$\langle J_{x'} m_x \rangle = \frac{1}{2} \text{Re} [J_{x'} m_x^*] =$$

$$= \frac{R_{FM} I_{rf}}{2\Delta\rho w_{FM}} A_{xx} h \frac{\Delta H \sqrt{(H_0 - H_R)^2 + (\Delta H)^2}}{(H_0 - H_R)^2 + (\Delta H)^2} \sin\phi_0 \cos(\varphi_I - \varphi_m) \quad (4.19)$$

Como $\cos(\varphi_I - \varphi_m) = \cos(\varphi_m)\cos(\varphi_I) - \sin(\varphi_m)\sin(\varphi_I)$ e de (4.9)

$$\sin(\varphi_m) = \frac{(H_0 - H_R)}{\sqrt{(H_0 - H_R)^2 + (\Delta H)^2}}$$

$$\cos(\varphi_m) = \frac{\Delta H}{\sqrt{(H_0 - H_R)^2 + (\Delta H)^2}} \quad (4.20)$$

obtém-se

$$\langle J_x, m_x \rangle = \frac{R_{FM} I_{rf}}{2\Delta\rho w_{FM}} A_{xx} h \sin\phi_0 \times \left[\frac{\Delta H^2}{(H_0 - H_R)^2 + (\Delta H)^2} \cos(\varphi_I) - \frac{\Delta H(H_0 - H_R)}{(H_0 - H_R)^2 + (\Delta H)^2} \sin(\varphi_I) \right] \quad (4.21)$$

De (4.17) e (4.21) a tensão devido aos efeitos galvanomagnéticos (V_{GM}) é dada por:

$$V_{GM}(H, \phi_0) = \frac{R_{FM} I_{rf} A_{xx} h}{2M_S} \left[\frac{\Delta H^2 \cos(\varphi_I)}{(H_0 - H_R)^2 + (\Delta H)^2} - \frac{\Delta H(H_0 - H_R) \sin(\varphi_I)}{(H_0 - H_R)^2 + (\Delta H)^2} \right] \times \sin\phi_0 \sin(2\phi_0) \quad (4.22)$$

Pela Eq. (4.22), a tensão V_{GM} tem dois tipos de contribuições com respeito à sua variação com o campo H_0 : a primeira tem uma forma de linha simétrica (Lorentziana), $L(H_0)$, com respeito a H_0 ; a segunda tem uma forma anti-simétrica, $L'(H_0)$. Estas contribuições têm pesos dependentes de φ_I , assim, dependendo do seu valor, a tensão V_{GM} pode ter uma forma de linha simétrica ($\varphi_I = 0^\circ$ e 180°), anti-simétrica ($\varphi_I = 90^\circ$ e 270°) ou assimétrica (outros valores de φ_I). As equações $L(H_0)$ e $L'(H_0)$ são definidas como:

$$L(H_0) = \frac{\Delta H^2}{(H_0 - H_R)^2 + (\Delta H)^2} \quad (4.23)$$

$$L'(H_0) = \frac{\Delta H(H_0 - H_R)}{(H_0 - H_R)^2 + (\Delta H)^2}$$

4.4. SPIN PUMPING INDUZIDO POR FMR EM INTERFACES METAL FERROMAGNÉTICO/METAL NORMAL

4.4.1. Spin Pumping em Bicamadas FM/MN

O fenômeno conhecido como bombeamento de spins, ou *spin pumping*, foi proposto por Brataas, Tserkovnyak *et al.*^[7] em 2002. Os autores supuseram que quando a magnetização da camada FM precessiona (devido ao torque exercido pelo campo de rf externo) injeta uma corrente pura de spin no meio MN adjacente. A expressão para a corrente de spins bombeada

é derivada utilizando-se a teoria quântica de espalhamento dependente de spin e do tempo.^[8] O operador corrente $\hat{I}(t)$ da camada MN é expresso pelo uso da corrente de carga I_e e da corrente de spin \vec{I}_s na interface FM/MN (dentro do MN) como:

$$\hat{I} = \frac{1}{2} I_e \hat{1} + \frac{e}{\hbar} \hat{\sigma} \cdot \vec{I}_s, \quad (4.24)$$

onde $\hat{1}$ e $\hat{\sigma}$ são respectivamente, a matriz identidade (na base de spin $\frac{1}{2}$ - 2×2) e o vetor matrizes de Pauli, $e = -|e|$ é carga eletrônica e \hbar é a constante de Dirac. Note que o traço do operador corrente tem duas contribuições distintas em suas origens: a primeira vem da corrente de carga gerada por potencial elétrico, I_e ; a segunda da vem da corrente de spin proposta, a qual tem traço nulo e desta forma não gera fluxo líquido de elétrons para a corrente de carga total. É importante ressaltar que, a origem da palavra “corrente” está ligada a “fluxo”, logo o termo “corrente de spin” se refere ao fluxo de spin. Como a unidade de spin é momento angular, pode-se dizer que corrente de spin é, em outras palavras, fluxo de momento angular, ou seja, torque. Assim, a corrente de spin para dentro de uma camada MN (ou FM) é, nada mais nada menos, que a ação de um torque sobre os spin do meio MN.

O operador corrente $\hat{I}(t)$ é encontrado através de cálculos de segunda quantização em matrizes de espalhamento.^[9,10,11] Assumindo-se que não há potenciais elétricos aplicados, a corrente local de spin na interface FM/MN bombeada para dentro de MN, \vec{I}_s^{pump} , é escrita como:

$$\vec{I}_s^{pump} = \frac{\hbar}{4\pi} \left(A_r \hat{m} \times \frac{d\hat{m}}{dt} - A_i \frac{d\hat{m}}{dt} \right), \quad (4.25)$$

onde $\hat{m} = \hat{m}(t) = \vec{M}/M_S$ é o vetor unitário na direção da magnetização e $A = A_r + iA_i = g^{\uparrow\downarrow} - t^{\uparrow\downarrow}$ é condutância de *spin pumping*. Note que a corrente é perpendicular à interface. A parte real, A_r , e a parte imaginária, A_i , da condutividade, assim como $g^{\uparrow\downarrow}$ e $t^{\uparrow\downarrow}$ são dados por:^[12]

$$A_r = \frac{1}{2} \sum_{m,n} \left(\left| r_{mn}^{\uparrow} - r_{mn}^{\downarrow} \right|^2 + \left| t_{mn}^{\uparrow} - t_{mn}^{\downarrow} \right|^2 \right) \text{ e } A_i = \text{Im} \sum_{m,n} \left(r_{mn}^{\uparrow} \left(r_{mn}^{\downarrow} \right)^* + t_{mn}^{\uparrow} \left(t_{mn}^{\downarrow} \right)^* \right)$$

ou

$$g^{\uparrow\downarrow} = \sum_{m,n} \left(\delta_{mn} - r_{mn}^{\uparrow} \left(r_{mn}^{\downarrow} \right)^* \right) \text{ e } t^{\uparrow\downarrow} = t_{mn}^{\uparrow} \left(t_{mn}^{\downarrow} \right)^*$$

aqui, $r_{mn}^{\uparrow} (r_{mn}^{\downarrow})$ é o coeficiente de reflexão para elétrons com *spin-up* (*spin-down*) no MN, $t_{mn}^{\uparrow} (t_{mn}^{\downarrow})$ é o coeficiente de transmissão para elétrons com *spin-up* (*spin-down*) para dentro do MN e os índices n, m marcam os modos transversais na energia de Fermi no filme metálico. Esta teoria é baseada em um fenômeno adiabático, isto é, os elétrons (spins) dentro do MN sempre estão em equilíbrio com a magnetização, em precessão, na interface FM/MN. Isto pode ser visto através da comparação entre o tempo de permanência média de um elétron em um sítio atômico no MN (para uma largura de banda $\omega_d \approx 5 \text{ eV}$, $\tau = \hbar/\omega_d \sim 10^{-16} \text{ s}$) com o período de precessão da magnetização no FM (para $f \sim 10 \text{ GHz}$, $T \sim 10^{-10} \text{ s}$), ou seja, elétron pula 10^6 sítios enquanto a magnetização dá uma volta. Desta forma ocorrerá uma acumulação de spin no MN que gerará uma corrente de spin de volta, \vec{I}_s^{back} , (ver Fig. 4.2) para a camada FM. O fluxo total de spin transferido, na interface, será:

$$\vec{I}_s = \vec{I}_s^{pump} - \vec{I}_s^{back} \quad (4.27)$$

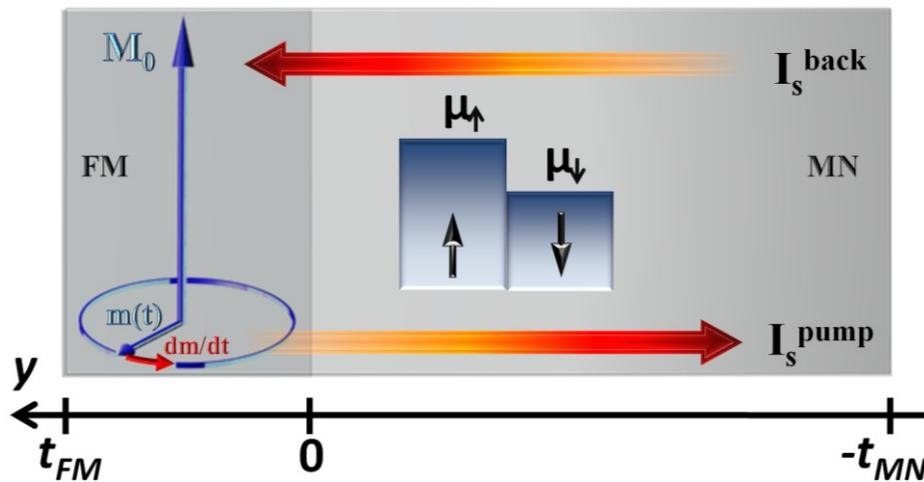


Fig. 4.2 Interface FM/NM. A magnetização $\mathbf{M} = \mathbf{M}_0 + \mathbf{m}(t)$ pode ser decomposta em uma componente estática \mathbf{M}_0 e uma componente oscilante no tempo $\mathbf{m}(t)$. Na interface, spins com polarização paralela a \mathbf{M}_0 são acumulados ($\propto \mu_{\uparrow} - \mu_{\downarrow}$) gerando assim uma corrente de spin por um processo de difusão.

Da Eq. (4.25) nota-se na média, por revolução, a precessão bombeia momento angular para dentro da camada adjacente de metal normal, proporcional a A_r e na direção do campo magnético aplicado, ou seja, $\langle \vec{I}_s^{pump} \rangle // \vec{M}_0 // \vec{H}_{ef,E}$, onde neste caso $\vec{H}_{ef,E} = \vec{H}_0$.

Um valor finito para \vec{I}_s indicará a existência de algum mecanismo de *spin-sink* (forte absorvedor de spin) no metal normal, como por exemplo, o acoplamento spin-órbita, onde o momento angular de spin é transferido do elétron para a rede. No caso da existência de uma relaxação fraca (fraco absorvedor de spin) o MN pode servir como uma bateria de spin (*spin-battery*).^[7] No caso oposto (forte absorvedor de spin) a perda de momento angular do FM por \vec{I}_s resulta no aumento do amortecimento de Gilbert na precessão da magnetização.^[12]

A corrente de spin para fora da camada FM carrega momento angular perpendicular à direção da magnetização, por conservação do momento angular na interface, isto corresponde a um torque $\vec{G} = -\vec{I}_s$ sobre o FM.^[12] Desconsiderando o *spin-flip* interfacial, este torque é inteiramente transmitido para a magnetização do FM. Desta forma a dinâmica da magnetização pode ser descrita por uma equação de LLG generalizada, dada por:

$$\begin{aligned} \frac{d\vec{m}}{dt} &= -\gamma \vec{m} \times \vec{H}_{ef} + \alpha_0 \vec{m} \times \frac{d\vec{m}}{dt} + \frac{\gamma}{M_S V_{FM}} \vec{I}_s = \\ &= -\gamma_{ef} \vec{m} \times \vec{H}_{ef} + \frac{\gamma_{ef}}{\gamma} (\alpha_0 + \alpha') \vec{m} \times \frac{d\vec{m}}{dt}, \end{aligned} \quad (4.28)$$

onde α_0 é a constante de amortecimento volumétrica (intrínseca), adimensional e intrínseca de Gilbert e $V_{FM} = t_{FM} w_{FM} w$ é o volume da camada FM.

Olhando-se para a Eq. (4.25) a Eq. (4.28) pode ser reescrita como:

$$\frac{d\vec{m}}{dt} = -\gamma_{ef} \vec{m} \times \vec{H}_{ef} + \frac{\gamma_{ef}}{\gamma} (\alpha_0 + \alpha') \vec{m} \times \frac{d\vec{m}}{dt}, \quad (4.29)$$

onde

$$\frac{\gamma_{ef}}{\gamma} = \left(1 - \frac{\gamma \hbar}{4\pi M_S V_{FM}} A_{ef,i} \right)^{-1} \quad \text{e} \quad \alpha' = \frac{\gamma \hbar}{4\pi M_S V_{FM}} A_{ef,r} \quad (4.30)$$

Na Eq.(4.30), $A_{ef,i}$ e $A_{ef,r}$ são as partes real e imaginária da condutância devido à corrente \vec{I}_s^{pump} e \vec{I}_s^{back} . Vê-se que a parte real da condutância contribui com um termo adicional α' no amortecimento, de forma que a constante de amortecimento total seja dada por $\alpha = \alpha_0 + \alpha'$. A parte imaginária da condutância contribui como um campo efetivo.

4.4.2. Acumulação, Difusão e Corrente de Spin em Bicamadas FM/MN

Em um circuito aberto e em um processo adiabático, o momento de spin carregado pela corrente, para dentro do MN, deve acumular no metal não magnético, ou seja, depois de se ter iniciado a rotação da magnetização em $t = 0$, uma corrente de spin flui para dentro do metal normal criando uma magnetização local, ou seja, um acúmulo de spin $\vec{\mu}_s$ paralelo ao campo efetivo $\vec{\mu}_s // \vec{H}_0$ dentro do MN até alcançar o estado estacionário. Dois fenômenos caracterizam os regimes transiente e estacionário, como mostra a Fig. 4.2: (1) a relaxação do momento angular de spin (material *spin-sink*) através de processos de *spin-flip*, e (2) os spins que não sofreram relaxação - ou seja, os que contribuem efetivamente para a acumulação ($\vec{\mu}_s$) - voltam para FM como uma corrente de spin \vec{I}_s^{back} .

Desta forma, no estado estacionário, a corrente total de spin que flui de FM para MN é dada pela Eq. (4.27), onde a corrente de volta é dominada pela acumulação de spin na camada MN e é dada na interface FM/NM, dentro de MN, por:

$$\vec{I}_s^{back} = \frac{1}{4\pi} (A_r \vec{\mu}_s - A_i \vec{\mu}_s \times \hat{m}) \quad (4.31)$$

O potencial químico pode ser definido de forma mais geral através da função de distribuição de elétrons no metal normal $\hat{f}(\varepsilon)$. Esta função no equilíbrio térmico pode ser escrita como $\hat{f}(\varepsilon) = f_{FD}(\varepsilon)\hat{1}$,^[13] onde $f_{FD}(\varepsilon)$ é a função de distribuição de Fermi-Dirac para elétrons no MN. Desta forma o potencial eletroquímico de spin $\vec{\mu}_s$ é dado por:

$$\vec{\mu}_s = \int_{\varepsilon_F} d\varepsilon \text{Tr}[\vec{\sigma} \hat{f}(\varepsilon)], \quad (4.32)$$

onde ε_F é a energia de Fermi. Note que o potencial químico de spin, ou acumulação de spin, é um vetor com direção definida pelo desbalanceamento da densidade total de spin (\vec{s}) e magnitude dada pela separação de energia correspondente aos spins ao longo desta direção. Em baixas temperaturas \vec{s} pode ser escrita em relação a $\vec{\mu}_s$ como $\vec{s} = (\hbar/2)N(\varepsilon_F)\vec{\mu}_s$, onde $N(\varepsilon_F)$ é a densidade de estados por spin, por unidade de volume no MN.

Tomando o eixo z como o eixo de quantização, a acumulação de spin $\vec{\mu}_s(y)$ difunde para dentro do metal normal obedecendo à equação de difusão^[9,14]

$$i\omega\vec{\mu}_s(y) - D\frac{\partial^2\vec{\mu}_s(y)}{\partial y^2} = -\frac{\vec{\mu}_s(y)}{\tau_{sf}} \quad (4.33)$$

onde, D é o coeficiente de difusão e τ_{sf} é o tempo de espalhamento de spin conhecido como *spin-flip*. Esta equação também pode ser vista como uma equação de continuidade onde, a não conservação de spin é expressa em um termo adicional de torque no lado direito. As condições de contorno são determinadas pela continuidade da corrente de *spin* do ferromagnético para o metal em $y=0$ e que a mesma seja nula em $y=-t_{MN}$

$$\begin{aligned} \left.\frac{\partial\vec{\mu}_s(y)}{\partial y}\right|_{y=0} &= \frac{2}{\hbar NSD}\vec{I}_s\Big|_{y=0} \\ \left.\frac{\partial\vec{\mu}_s(y)}{\partial y}\right|_{y=-t_{MN}} &= 0, \end{aligned} \quad (4.34)$$

onde N , como já dito, é a densidade de estados (de *spin* e por unidade de volume) no filme MN e S é a área da interface.

A solução da equação (4.33) com as condições de contorno é dada por:

$$\vec{\mu}_s(y) = \frac{(1-i)/(-i)^{1/2}}{\sqrt{2\hbar NSD}} \frac{\cosh\left[(-1)^{1/4}(-i)^{1/2}\sqrt{\frac{(1-i\tau_{sf}\omega)}{\tau_{sf}D}}(t_{MN}+y)}\right]}{\sqrt{\frac{(1-i\tau_{sf}\omega)}{\tau_{sf}D}}\sinh\left[(-1)^{1/4}(-i)^{1/2}\sqrt{\frac{(1-i\tau_{sf}\omega)}{\tau_{sf}D}}(t_{MN})}\right]}\vec{I}_s\Big|_{y=0} \quad (4.35)$$

Tomando

$$k = \sqrt{\frac{1 - i\tau_{sf}\omega}{\tau_{sf}D}} = \frac{1}{\lambda_{SD}} \sqrt{1 - i\tau_{sf}\omega}, \quad (4.36)$$

onde $\lambda_{SD} = \sqrt{\tau_{sf}D}$ é o comprimento de difusão de spin no metal normal, a equação (4.35) pode ser simplificada como:

$$\bar{\mu}_s(y) = \frac{2}{\hbar NSD} \frac{\cosh[k(t_{MN} + y)]}{k \sinh[k(t_{MN})]} \bar{I}_s \Big|_{y=0} \quad (4.37)$$

Quando a espessura do filme ferromagnético é maior que o comprimento de coerência do spin no FM

$$\lambda_{spin} = \frac{\pi}{(k_F^\uparrow - k_F^\downarrow)} \quad (4.38)$$

(onde, $k_F^{\uparrow\downarrow}$ é o número de onda na superfície de Fermi), $t^{\uparrow\downarrow}$ anula-se^[15] (para Py: $t_{FM} \geq 2 \text{ nm} \gg \lambda_{spin}$)^[8] e o bombeamento de *spin* na interface FM/NM é inteiramente governado pela condutância mista $g^{\uparrow\downarrow}$. Para a maioria das interfaces reais de interesse a parte imaginária da condutância é desprezível $A_i \ll A_r \left(g_i^{\uparrow\downarrow} \ll g_r^{\uparrow\downarrow} \right)$, ou seja,

$$A_r = \frac{1}{2} \sum_{m,n} \left| r_{mn}^\uparrow - r_{mn}^\downarrow \right|^2 = g_r^{\uparrow\downarrow} \quad (4.39)$$

Das observações acima e da Eq. (4.31), o momento transferido pela corrente de *spin* de volta ao metal ferromagnético \bar{I}_s^{back} na interface é:^[13]

$$\vec{I}_s^{back} \Big|_{y=0} = \frac{1}{4\pi} A_r \vec{\mu}_s(y) \Big|_{y=0}, \text{ em } y = 0. \quad (4.40)$$

Substituindo a Eq. (4.40) na Eq. (4.27), obtém-se a corrente total de spin na interface MN/FM, a qual é dada por:

$$\begin{aligned} \vec{I}_s \Big|_{y=0} &= \vec{I}_s^{pump} \Big|_{y=0} - \vec{I}_s^{back} \Big|_{y=0} = \vec{I}_s^{pump} \Big|_{y=0} - A_r \frac{1}{hNSD k \tanh[k(t_{MN})]} \vec{I}_s \Big|_{y=0} = \\ &= \vec{I}_s^{pump} \Big|_{y=0} - \beta A_r \vec{I}_s \Big|_{y=0}, \end{aligned} \quad (4.41)$$

onde h é a constante de Plank e $\beta = \frac{1}{hNSD k \tanh[k(t_{MN})]}$ é um parâmetro que governa a corrente de volta.

Nos experimentos de FMR a frequência de precessão $\omega/2\pi$ da ordem de GHz é menor que a taxa de relaxação de *spin-flip* $1/\tau_{sf}$, ($\omega \ll 1/\tau_{sf}$) de modo que $k \approx 1/\lambda_{SD}$. Para o cálculo de β , considere que o sistema comporta-se como um gás de elétrons, onde a velocidade de Fermi é dada por v_F e o número de onda de Fermi é dado por k_F . Desta forma os parâmetro λ_{SD} e N , correções devido a contribuições de *drift*,^[8] são dados por:^[8]

$$\lambda_{SD} = v_F \sqrt{\frac{1}{3} \tau_{el} \tau_{sf}} \quad \text{e} \quad N = \frac{k_F^2}{\pi h v_F} = \frac{4N_{ch}}{hSv_F}, \quad (4.42)$$

onde N_{ch} é número de canais transversais de condução do MN. Desta forma, o parâmetro β pode ser reescrito como:

$$\beta = \frac{1}{N_{ch} 2\sqrt{\xi/3} \tanh[k(t_{MN})]} \quad (4.43)$$

quando $\xi = \frac{\tau_{el}}{\tau_{SF}}$ é uma constante que representa a probabilidade de inversão do spin (*spin-flip*) em cada evento de espalhamento.

Para campos estáticos da ordem de 1 kOe (típicos dos experimentos nesta tese) $\omega/2\pi \sim 10^{10} \text{ s}^{-1}$. A taxa de espalhamento elástico correspondente a um livre caminho médio de $\lambda_{el} \sim 10 \text{ nm}$ é de $1/\tau_{el} \sim 10^{14} \text{ s}^{-1}$. Conseqüentemente as derivações feitas são restritas a metais onde a relação entre os tempos de espalhamento elástico e de *spin-flip* é da ordem de $\xi = \frac{\tau_{el}}{\tau_{SF}} \geq 10^{-3}$ isto é $\xi \ll 1$. Na prática esta relação é satisfeita^[16] para metais com número atômico Z elevado pois $\xi = (\alpha_{fina} Z)^4$, onde α_{fina} é a constante de estrutura fina.^[17]

Das Eqs. (4.25) e (4.41) a corrente de spin na interface MN/FM pode ser escrita como:

$$\tilde{I}_s|_{y=0} = \left(\frac{1}{1 + \beta A_r} \right) \tilde{I}_s^{pump} = \frac{\hbar}{4\pi} \tilde{A}_r \left(\hat{m} \times \frac{d\hat{m}}{dt} \right), \quad (4.44)$$

onde

$$\tilde{A}_r = \left(\frac{1}{1 + \beta A_r} \right) \quad (4.45)$$

Para interfaces com algum grau de espalhamento de difusão (relativamente “limpas”) a soma em $A_r \left(g_r^{\uparrow\downarrow} \right)$ (Eq. (4.26)) é aproximadamente igual ao número de canais no nível de Fermi^[18] N_{ch} , logo \tilde{A}_r pode ser escrita como:

$$\tilde{A}_r \approx \frac{g_r^{\uparrow\downarrow}}{\left\{ 1 + \left[2\sqrt{\xi/3} \tanh[k(t_{MN})] \right]^2 \right\}} \quad (4.46)$$

Para qualquer posição y do metal normal a corrente de spin pode ser escrita como:

$$\tilde{I}_s(y) = \frac{\hbar NSD}{2} \frac{\partial \tilde{\mu}_s(y)}{\partial y} \quad (4.47)$$

e utilizando as Eqs. (4.37) e (4.44) obtém-se:

$$\vec{I}_s(y,t) = \frac{\hbar}{4\pi} \tilde{A}_r \left(\hat{m} \times \frac{d\hat{m}}{dt} \right) \frac{\sinh k(t_{MN} + y)}{\sinh(kt_{MN})} \quad (4.48)$$

De (4.30) a constante de amortecimento total também pode ser reescrita como:

$$\alpha = \alpha_0 + \alpha' = \alpha_0 + \left(\frac{\gamma \hbar}{4\pi M_S} \right) \left(\frac{\tilde{A}_r}{S} \right) \left(\frac{1}{t_{FM}} \right) = \alpha_0 + \frac{1}{1 + [2\sqrt{\xi/3} \tanh(t_{MN} / \lambda_{SD})]^2} \alpha'_\infty \quad (4.49)$$

onde, t_{FM} é a espessura do filme ferromagnético e $\alpha'_\infty = g_L \mu_B A_r / (4\pi M_S V_{FM})$ é a constante de amortecimento de Gilbert assumindo que todos os spins carregados pela corrente de spin no metal normal são absorvidos, o que significa que $\tau_{SF} \rightarrow 0$, ou seja, o metal se comporta como um *spin-sink* perfeito,^[9,12] g_L é a constante de Landé e μ_B é magneton de Bohr.

Da Eq. (4.49) vê-se que quando $\xi \geq 10^{-2}$ o metal não magnético pode ser tratado como um bom *spin-sink* pois $\alpha' \approx \alpha'_\infty$. Isto faz com que metais leves como Al, Cr e Cu assim como metais pesados com apenas elétrons s na banda de condução, tais como Ag, Au, W e Ta, sejam pouco efetivos como *spin-sink*, pois eles apresentam um acoplamento de spin-órbita pequeno e tipicamente $\xi \leq 10^{-2}$.^[16,19,20,21] Por outra parte, metais pesados com $Z \geq 50$ e com elétrons p ou d na banda de condução tais como Pd e Pt são bons *spin-sinks* pois $\xi \geq 10^{-1}$.^[16]

O fluxo de momento angular de spin, que é gerado pela precessão da magnetização, além de produzir uma corrente de spin *ac*, produz também, em média $\langle \vec{I}_s(y,t) \rangle$, uma corrente *dc* de spins orientados antiparalelamente com respeito à componente estática da magnetização (magnetização de equilíbrio, \vec{M}_0). Isto só é possível pelo fato magnetização ter uma precessão elíptica. Se a precessão fosse linear nenhuma corrente *dc* existiria, apenas *ac*. Este fato é primordial para a geração da tensão *spin pumping dc* como será visto adiante.

4.5. EFEITO HALL DE SPIN (SHE)

4.5.1. O que é o efeito Hall de Spin

O termo efeito Hall de Spin, “*Spin Hall Effect*” (SHE), foi introduzido por Hirsch em 1999,^[22] baseado no fenômeno de transporte predito por Dyakonov, M. I. e Perel, V. I. em 1971.^[23,24] Este efeito consiste no aparecimento de uma acumulação de spin nas laterais da superfície de um material onde há transporte de carga elétrica. A orientação dos spins (*up* ou *down*), nas extremidades do material, é contrária em lados opostos, ver Fig. 4.3. Se a direção da corrente elétrica é revertida, a direção da orientação dos spins também é revertida. A primeira observação experimental desta predição foi realizada em 2004.^[25] Neste experimento a acumulação de spin foi detectada através da rotação da polarização da luz (por efeito Faraday/Kerr) em um semiconductor.

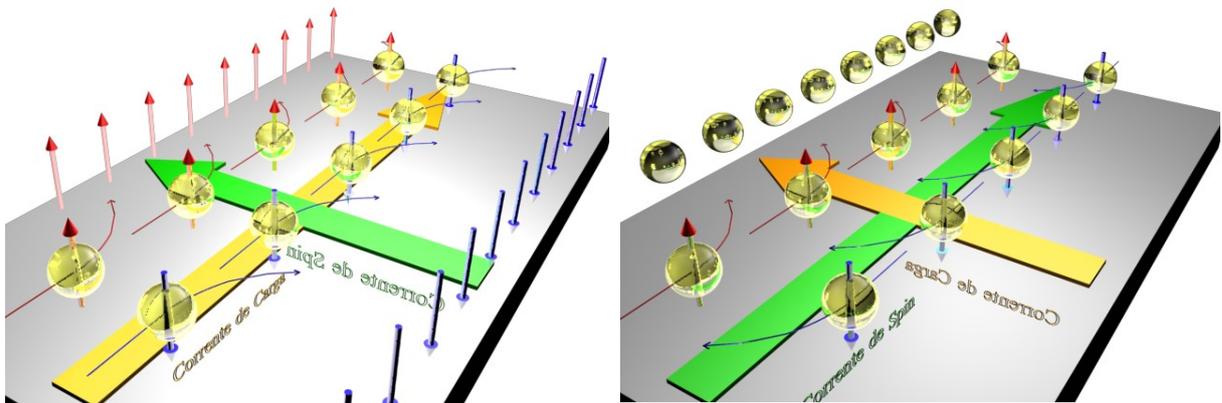


Fig. 4.3 Imagens esquemáticas do efeito Hall de spin. a) Corrente de carga (seta amarela) não polarizada gera uma acumulação e uma corrente pura de spin (seta verde) transversa (SHE). b) Corrente pura de spin gera uma acumulação e uma corrente não polarizada de carga transversa (ISHE). As cargas desenhadas representam portadores “positivos”.

Para metais não magnéticos, o efeito Hall de spin (SHE) origina-se da interação relativística entre o spin e o movimento orbital (interação spin-órbita - SO) de elétrons. Elétrons de condução são espalhados por potenciais locais criados por impurezas ou defeitos em um cristal. A interação spin-órbita nestes potenciais locais causa um espalhamento anti-simétrico em spin nos elétrons de condução.^[26] O efeito Hall de spin em metais normais requer a existência destas impurezas ou defeitos, desta forma ele é denominado um efeito extrínseco, já em semicondutores ele é um efeito intrínseco do material. Como na Fig. 4.3, se

uma corrente de carga fluir por um eletrodo não magnético que possua espalhamento spin-órbita, esta interação gerará uma corrente Hall de spin (que acarretará em uma acumulação de spin nas extremidades do MN.^[22,24,27,28,29,30]). O efeito inverso também pode ocorrer, ou seja, se uma corrente pura de spin fluir pelo mesmo eletrodo não magnético a interação spin-órbita gerará uma corrente Hall de carga transversal o que acarretará em uma acumulação de carga nas extremidades do MN. Este efeito inverso é chamado de efeito Hall de spin inverso, *inverse spin Hall effect* – (ISHE). Se uma corrente spin polarizada for utilizada o resultado será a superposição deste dois efeitos. Recentemente medidas de SHE e ISHE tem sido realizadas usando diferentes técnicas experimentais.^[164,165,166,167,24]

4.5.2. Formulação Básica

Seguindo a proposta de Takahashi, S. e Maekawa S.,^[36] considere que o potencial de impurezas localizadas dentro de um metal normal é dado por $V(\vec{r}) = V_{imp} \sum_i \delta(\vec{r} - \vec{r}_i)$ onde, \vec{r}_i é a posição da i -ésima impureza, e que o campo elétrico associado a este potencial é escrito como $\vec{E}(\vec{r}) = -(1/e)\nabla V(\vec{r})$. Quando um elétron passa com velocidade $\vec{p}/m = (\hbar/i)\nabla/m$ no alcance deste potencial, sente um campo magnético efetivo $\vec{H}_{ef}(\vec{r}) = -(1/mc)\hat{p} \times \vec{E}(\vec{r})$. Esta interação leva ao acoplamento spin-órbita, dado por:

$$V_{so}(\vec{r}) = -\vec{\mu}_B \hat{\sigma} \cdot H_{ef}(\vec{r}) = \eta_{so} \hat{\sigma} \cdot \left[\nabla V(\vec{r}) \times \frac{\nabla}{i} \right], \quad (4.50)$$

onde $\hat{\sigma}$ o vetor de operadores de Pauli e η_{so} é parâmetro de acoplamento SO. O potencial total devido às impurezas localizadas é escrito como:

$$U(\vec{r}) = V(\vec{r}) + V_{so}(\vec{r}) \quad (4.51)$$

Na presença do potencial de impurezas $U(\vec{r})$, o espalhamento dos elétrons de condução entre estados $|\vec{k}\sigma\rangle$ com momento \vec{k} e spin σ é descrito pela amplitude de espalhamento $U_{\vec{k}'\sigma'}^{\sigma} = \langle \vec{k}'\sigma' | U | \vec{k}\sigma \rangle$ dada por:

$$U_{\vec{k}'\vec{k}}^{\sigma'\sigma} = V_{imp} \left[\delta_{\sigma'\sigma} + i\eta_{so} \hat{\sigma}_{\sigma'\sigma} \cdot (\vec{k} \times \vec{k}') \right] \sum_i e^{i(\vec{k}-\vec{k}') \cdot \vec{r}_i} \quad (4.52)$$

A velocidade $\vec{v}_{\vec{k}}^{\sigma}$ de um elétron na presença do potencial SO é calculada tomando o elemento matricial $\vec{v}_{\vec{k}}^{\sigma} = \langle \vec{k}^+ \sigma | \hat{v} | \vec{k}^+ \sigma \rangle$ do operador velocidade $\hat{v} = d\hat{r}/dt$ entre os estados espalhados $|\vec{k}^+ \sigma\rangle$, em primeira ordem de perturbação,

$$|\vec{k}^+ \sigma\rangle = |\vec{k} \sigma\rangle + \sum_{\vec{k}'} |\vec{k}' \sigma\rangle \frac{V_{imp} \sum_i e^{i(\vec{k}-\vec{k}') \cdot \vec{r}_i}}{\xi_{\vec{k}} - \xi_{\vec{k}'} + i\delta}, \quad (4.53)$$

onde $|\vec{k} \sigma\rangle$ é o estado de um elétron com momento \vec{k} , spin σ e energia cinética $\xi_{\vec{k}} = (\hbar k)^2/2m - \varepsilon_F$. Destas considerações obtém-se que a velocidade $\vec{v}_{\vec{k}}^{\sigma}$ é dada por:

$$\vec{v}_{\vec{k}}^{\sigma} = \frac{\hbar \vec{k}}{m} + \vec{\omega}_{\vec{k}}^{\sigma}, \quad (4.54)$$

ou seja, é a soma da velocidade usual $\hbar \vec{k}/m$ com uma velocidade anômala

$$\vec{\omega}_{\vec{k}}^{\sigma} = \gamma_H^{SJ} \left(\hat{\sigma}_{\sigma'\sigma} \times \frac{\hbar \vec{k}}{m} \right), \quad (4.55)$$

onde γ_H^{SJ} é um parâmetro adimensional de acoplamento devido ao espalhamento *side-jump*, dado por:

$$\gamma_H^{SJ} = \frac{m\eta_{so}}{\hbar\tau_{tr}^0} = \frac{\hbar\bar{\eta}_{so}}{\hbar\varepsilon_F\tau_{tr}^0} = \frac{\bar{\eta}_{so}}{k_F\lambda} \quad (4.56)$$

com $\tau_{tr}^0 = 1/\left[(2\pi/\hbar)n_{imp}N(0)V_{imp}^2\right]$ como o tempo de espalhamento onde, n_{imp} é a concentração de impurezas, $\bar{\eta}_{so} = k_F^2\eta_{so}$ como o parâmetro de acoplamento SO

adimensional, k_F como o momento de Fermi e $\lambda = v_F \tau_{tr}^0$ como o livre caminho médio do meio.

É interessante notar que a velocidade anômala $\vec{\omega}_k^\sigma$ é perpendicular à velocidade usual, ou seja, em um material com acoplamento SO devido a impurezas, o elétron sofre um desvio transversal à sua trajetória.

Para se encontrar a corrente resultante do acoplamento SO, é importante se introduzir o operador densidade de corrente para os elétrons de condução com spin σ

$$\vec{J}_\sigma = e \sum_{\vec{k}} \left(\hbar \vec{k} / m + \vec{\omega}_k^\sigma \right) a_{\vec{k}\sigma}^* a_{\vec{k}\sigma}, \quad (4.57)$$

onde $e = -|e|$ é a carga eletrônica.

A densidade de corrente de carga total, \vec{J}_c , e a densidade de corrente de spin total, \vec{J}_s , são expressas como:

$$\vec{J}_c = \vec{J}'_c + \gamma \frac{SJ}{H} [\vec{\sigma} \times \vec{J}'_s] \quad (4.58)$$

$$\vec{J}_s = \vec{J}'_s + \gamma \frac{SJ}{H} [\vec{\sigma} \times \vec{J}'_c]$$

onde,

$$\vec{J}'_c = e \sum_{\vec{k}} \frac{\hbar \vec{k}}{m} \left(f_{\vec{k}\uparrow} + f_{\vec{k}\downarrow} \right) \quad (4.59)$$

$$\vec{J}'_s = e \sum_{\vec{k}} \frac{\hbar \vec{k}}{m} \left(f_{\vec{k}\uparrow} - f_{\vec{k}\downarrow} \right)$$

com $f_{\vec{k}\sigma} = \langle a_{\vec{k}\sigma}^* a_{\vec{k}\sigma} \rangle$ como a função de distribuição de um elétron com energia $\xi_{\vec{k}}$ e spin σ .

Os segundos termos na Eq. (4.58) são as densidades de corrente de carga e spin induzidas pelo *side jump*. Ao lado da contribuição de *side jump* para o espalhamento, existe a

contribuição de *skew scattering*. Esta contribuição modifica a função distribuição e origina-se do espalhamento anisotrópico devido à interação SO.

O cálculo da função $f_{\vec{k}\sigma}$ é baseado na equação de transporte de Boltzmann no estado estacionário,

$$v_{\vec{k}} \cdot \nabla f_{\vec{k}\sigma} + \frac{e\vec{E}}{\hbar} \cdot \nabla_{\vec{k}} f_{\vec{k}\sigma} = \left(\frac{\partial f_{\vec{k}\sigma}}{\partial t} \right)_{esp}, \quad (4.60)$$

onde $v_{\vec{k}} = \hbar\vec{k}/m$ e \vec{E} é o campo elétrico externo.

A solução da equação de Boltzmann (4.60) pode ser aproximada na forma:

$$f_{\vec{k}\sigma} \approx f_0(\xi_{\vec{k}}) - \sigma \frac{\partial f_0(\xi_{\vec{k}})}{\partial \xi_{\vec{k}}} \mu_N(\vec{r}) + \tau_{tr} \frac{\partial f_0(\xi_{\vec{k}})}{\partial \xi_{\vec{k}}} \left[v_{\vec{k}} - \gamma_H^{SS} \hat{\sigma}_{\sigma} \times v_{\vec{k}} \right] \cdot \nabla \mu_N^{\sigma}(\vec{r}) \quad (4.61)$$

onde, $f_0(\xi_{\vec{k}})$ é a função de distribuição de Fermi, $\mu_N^{\sigma}(\vec{r}) = \varepsilon_F + e\phi + \sigma\delta\varepsilon_F$ é o potencial eletroquímico, ϕ é um potencial elétrico tal que $\vec{E} = -\nabla\phi$, $\sigma\delta\varepsilon_F$ é um deslocamento de energia do equilíbrio global e $\mu_N = (\mu^{\uparrow} - \mu^{\downarrow})/2$ é a acumulação de spin devido ao *spin-flip* causado pelo acoplamento SO, $\gamma_H^{SS} = (2\pi/3)\bar{\eta}_{so}N(0)V_{imp}$ é o parâmetro adimensional devido ao *skew scattering* e $\tau_{tr} = \tau_{tr}^0 / [1 + (2/3)\bar{\eta}_{so}^2 N(0)]$ é o tempo de relaxação de transporte.

De (4.61) as Eqs. (4.59) podem ser reescritas como:

$$\vec{J}'_c = \vec{j}_c + \gamma_H^{SS} [\vec{\sigma} \times \vec{j}_s] \quad \text{e} \quad \vec{J}'_s = \vec{j}_s + \gamma_H^{SS} [\vec{\sigma} \times \vec{j}_c] \quad (4.62)$$

onde, as densidades de corrente \vec{j}_c e \vec{j}_s são dadas por:

$$\vec{j}_c = \sigma_N \vec{E} \quad \text{e} \quad \vec{j}_s = -\frac{\sigma_N}{e} \nabla \mu_N \quad (4.63)$$

quando, $\sigma_N = 2e^2 N(0)D$ é a condutividade elétrica. Logo, a corrente total de carga e de spin nas Eq. (4.58) são escritas como:

$$\begin{aligned}\vec{J}_c &= \vec{j}_c + \gamma_H [\vec{\sigma} \times \vec{j}_s] \\ \vec{J}_s &= \vec{j}_s + \gamma_H [\vec{\sigma} \times \vec{j}_c],\end{aligned}\tag{ 4.64 }$$

onde $\gamma_H = \gamma_H^{SJ} + \gamma_H^{SS} = \bar{\eta}_{so} [1/(k_F \lambda) + (2\pi/3)N(0)V_{imp}]$ é o parâmetro adimensional que quantifica o efeito Hall de spin, também conhecido como ângulo Hall.

A Eq. (4.64) indica que a corrente de carga \vec{j}_c induz uma corrente de spin transversa $\vec{J}_s^H = \gamma_H [\vec{\sigma} \times \vec{j}_c]$ (SHE) enquanto que a corrente de spin \vec{j}_s induz uma corrente transversa de carga $\vec{J}_c^H = \gamma_H [\vec{\sigma} \times \vec{j}_s]$ (ISHE).

É importante ressaltar que, as equações desenvolvidas nesta seção, levam em conta que a corrente é definida como o fluxo de portadores de carga “positiva”.

4.6. TENSÃO SPIN PUMPING DC EM BICAMADAS FM/MN

Dos conceitos apresentados nas duas seções anteriores, é possível notar que quando uma bicamada metal ferromagnético/metal normal está em ressonância ferromagnética, uma corrente pura de spin fluirá da camada FM para a camada MN e por efeito Hall de spin inverso, esta corrente de spin gerará uma acumulação de cargas nas extremidades da amostra, como mostrado na Fig. 4.4. A tensão originada desta acumulação de carga é denominada tensão *spin pumping dc* V_{SP} . Nesta seção, apresentamos, de forma inédita, um modelo para esta tensão. No modelo proposto por nós, é possível se extrair diversos parâmetros importantes para futuras aplicações em spintrônica, tais como, comprimento de difusão de spin, ângulo Hall, etc.

Para o cálculo da tensão V_{SP} , considere que, devido à precessão elíptica da magnetização, uma densidade de corrente de spin *dc* \vec{j}_s , em unidade de corrente de carga, é bombeada da camada FM para dentro da camada MN, onde \vec{j}_s é dada por:

$$\vec{j}_s(y) = \frac{e}{\hbar S} \langle \vec{I}_s(y, t) \rangle (-\hat{y}). \quad (4.65)$$

A média temporal $\langle \vec{I}_s(y, t) \rangle$ se resume ao cálculo de $\langle \vec{I}_s(0, t) \rangle$, o qual é dado, pela Eq. (4.48), por:

$$\langle \vec{I}_s(y, t) \rangle \propto \langle \vec{I}_s(0, t) \rangle = \frac{\hbar}{4\pi} \tilde{A}_r \left\langle \left(\hat{m} \times \frac{d\hat{m}}{dt} \right) \right\rangle = -\frac{\hbar \tilde{A}_r \omega}{4\pi} \text{Im} \left[\frac{m_x^* m_y}{M_0^2} \right] \hat{z} \quad (4.66)$$

Das Eqs. (4.65) e (4.66) observa-se que $\vec{j}_s(y)$ tem característica tensorial dado que ela se propaga no sentido $(-\hat{y})$ e tem polarização de spin no sentido \hat{z} . A polarização da corrente no sentido \hat{z} mostra que a densidade de corrente de spin tem polarização no sentido da magnetização de equilíbrio. Substituindo-se as Eqs. (4.66) e (4.48) na Eq. (4.65) e levando-se em conta apenas a direção de propagação da densidade de corrente $\vec{j}_s(y)$, obtém-se:

$$\vec{j}_s(y) = \frac{e \tilde{A}_r \omega}{4\pi S} \text{Im} \left[\frac{m_x^* m_y}{M_0^2} \right] \frac{\sinh k(t_{MN} + y)}{\sinh(kt_{MN})} (-\hat{y}) \quad (4.67)$$

Pelo efeito Hall inverso, dado pela Eq. (4.64) sem campo elétrico externo, $\vec{j}_c = 0$, a densidade de corrente de carga gerada pela densidade de corrente de spin Eq. (4.67) é dada por:

$$\vec{J}_c(y) = \gamma_H [\hat{z} \times \vec{j}_s(y)], \quad (4.68)$$

onde $\vec{\sigma} = \hat{z}$ é a direção de polarização da densidade de corrente de spin.

A tensão V_{SP} resultante da acumulação de cargas devido à corrente $\vec{J}_c(y)$ é calculada através da integral da densidade de corrente na área transversal a direção de medida (\hat{x}'), ou seja,

$$V_{SP} = R_{x'} I_{sp,x'} = R_{x'} \int \vec{J}_c(y) \cdot d\vec{a}, \quad (4.69)$$

onde $R_{x'} = \frac{1}{\sigma_N} \frac{w_{FM}}{wt_{MN}}$ é a resistência elétrica no metal normal e $d\vec{a} = -dz' dy' \hat{x}'$ é o vetor de

área diferencial que tem a mesma direção da medida (\hat{x}').

O cálculo da Eq. (4.69) é realizado da forma:

$$\begin{aligned} V_{SP} &= R_{x'} \int \vec{J}_c(y) \cdot d\vec{a} = R_{x'} \int_{-w/2}^{w/2} \int_0^{-t_{MN}} [\vec{J}_c(y) \cdot \hat{x}'] dz' dy = \\ &= R_{x'} \gamma_H \int_{-w/2}^{w/2} \int_0^{-t_{MN}} j_s(y) [\hat{z} \times (-\hat{y})] \cdot \hat{x}' dz' dy = \\ &= R_{x'} \gamma_H \int_{-w/2}^{w/2} \int_0^{-t_{MN}} j_s(y) (\hat{x} \cdot \hat{x}') dz' dy = \\ &= -R_{x'} \gamma_H \frac{e \tilde{A}_r \omega}{4\pi S} \text{Im} \left[\frac{m_x^* m_y}{M_0^2} \right] \int_{-w/2}^{w/2} \int_0^{-t_{MN}} \left[\frac{\sinh k(t_{MN} + y)}{\sinh(kt_{MN})} \right] \cos \phi_0 dz' dy = \quad (4.70) \\ &= R_{x'} \gamma_H \frac{e \tilde{A}_r \omega}{4\pi S} \text{Im} \left[\frac{m_x^* m_y}{M_0^2} \right] w \frac{\tanh k(t_{MN}/2)}{k} \cos \phi_0 = \\ &= \frac{\gamma_H \lambda_{SD}}{\sigma_N} \left(\frac{e\omega}{4\pi} \right) \frac{\tilde{A}_r}{t_{MN} w} \text{Im} \left[\frac{m_x^* m_y}{M_0^2} \right] \tanh(t_{MN} / 2\lambda_{SD}) \cos \phi_0 \end{aligned}$$

Das Eqs. (4.3), (4.4), para um sistema com anisotropia uniaxial desprezível, e da Eq. a Eq. (4.70) pode ser reescrita como:

$$\begin{aligned} V_{SP}(H_0, \phi_0) &= -\frac{e\omega \gamma_H \lambda_{SD} \alpha'}{\gamma \hbar M_0 \sigma_N} \left[\frac{t_{FM} w_{FM} \tanh(t_{MN} / 2\lambda_{SD})}{t_{MN}} \right] \\ &\quad \times A_{xx} A_{xy} \left[\frac{\Delta H^2}{(H_0 - H_R)^2 + \Delta H^2} \right] h^2 \cos \phi_0, \quad (4.71) \end{aligned}$$

ou de forma explícita, como

$$V_{SP}(H_0, \phi_0) = -\frac{e\gamma_H \lambda_{SD} w_{FM}}{\sigma_N \hbar} h^2 \frac{g_L \mu_B}{4\pi} \frac{g_r^{\uparrow\downarrow}}{S} \left[\frac{(1/t_{MN}) \tanh(t_{MN} / 2\lambda_{SD})}{1 + (2\sqrt{\xi}/3 \tanh(t_{MN} / \lambda_{SD}))^{-1}} \right] \times \left[\frac{1}{\alpha^2} \frac{(H_R + 4\pi M_{ef})}{(2H_R + 4\pi M_{ef})^2} \right] \frac{\Delta H^2}{(H_0 - H_R)^2 + \Delta H^2} \cos \phi_0, \quad (4.72)$$

onde a constante α é dada pela Eq. (4.49).

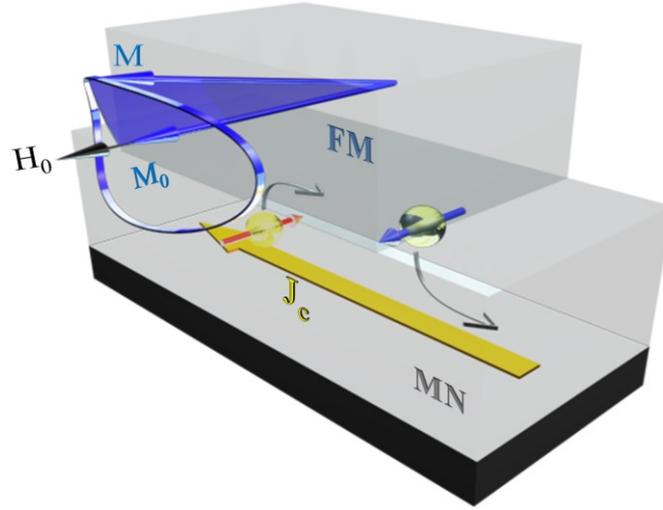


Fig. 4.4 Imagem ilustrativa da geração de uma corrente de carga J_c devido ao *spin-pumping* do metal ferromagnético para o metal normal. O sentido de J_c é dado pelos portadores de carga “positiva”. As cargas desenhadas representam portadores negativos.

De (4.23) a Eq. (4.72) pode ser reescrita também na forma:

$$V_{SP}(H_0, \phi_0) = -\frac{e\gamma_H \lambda_{SD} w}{\sigma_N \hbar} h^2 \frac{g_L \mu_B}{4\pi} \frac{g_r^{\uparrow\downarrow}}{S} \left[\frac{1}{t_{MN}} \frac{\tanh(t_{MN} / 2\lambda_{SD})}{1 + (2\sqrt{\xi}/3 \tanh(t_{MN} / \lambda_{SD}))^{-1}} \right] \times \left[\frac{1}{\alpha^2} \frac{(H_R + 4\pi M_{ef})}{(2H_R + 4\pi M_{ef})^2} \right] L(H_0) \cos \phi_0 \quad (4.73)$$

Vê-se claramente, no modelo proposto nesta tese - Eq. (4.72), que a dependência de V_{SP} com H_0 é simétrica (forma de linha Lorentziana). Vê-se também que a equação encontrada para $V_{SP}(H_0, \phi_0)$ depende explicitamente de parâmetros importantes, tais como: γ_H , λ_{SD} entre outros.

4.7. RESULTADOS EXPERIMENTAIS E OS AJUSTES COM O MODELO

Nesta seção, apresentamos resultados experimentais das medidas de tensão feitas em bicamadas FM/MN, para o arranjo experimental proposto. Mostramos que nosso modelo é capaz de separar a contribuição devido ao *spin pumping* da contribuição de AMR (efeitos galvanomagnéticos). Mostramos também que, devido à separação destas contribuições, é possível extrair com precisão γ_H , λ_{SD} , além de outros parâmetros importantes.

4.7.1. Tensão Detectada

Medidas típicas de FMR da tensão *dc* $V_{SP}(H_0, \phi_0)$ detectada, em função de H_0 , para uma bicamada Py/Pt são mostradas na Fig. 4.5.

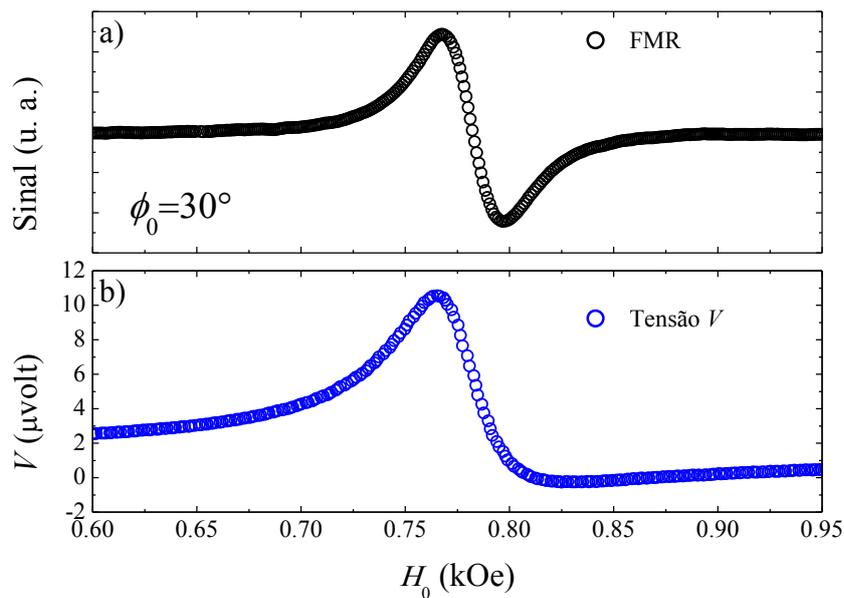


Fig. 4.5 Gráficos típicos da ressonância ferromagnética (FMR) (a) e da tensão *dc* (V) (b) detectados em uma amostra de Si/Py(18.5 nm)/Pt(6 nm), para um ângulo $\phi_0 = 30^\circ$. O tamanho do substrato é 3,0 x 1,5 mm.

A tensão *dc* total detectada, $V(H_0, \phi_0)$ (ver Fig. 4.5), é dada pela soma da contribuição da tensão *dc* devido a efeitos galvanomagnéticos $V_{GM}(H_0, \phi_0)$ com a contribuição da tensão *spin pumping dc* devido $V_{SP}(H_0, \phi_0)$, ou seja,

$$\begin{aligned}
V(H_0, \phi_0) &= V_{GM}(H_0, \phi_0) + V_{SP}(H_0, \phi_0) = \\
&= [V_{GM}^{Sim} L(H_0) + V_{GM}^{Anti-Sim} L'(H_0)] \sin 2\phi_0 \sin \phi_0 + V_{SP} L(H_0) \cos \phi_0, \quad (4.74)
\end{aligned}$$

onde as tensões V_{GM}^{Sim} e $V_{GM}^{Anti-Sim}$ são os pré-fatores das Eqs. (4.22) e V_{SP} é o pré-fator da Eq. (4.73).

Separando-se a contribuição total simétrica da anti-simétrica a Eq. (4.74) para $V(H_0, \phi_0)$ pode ser reescrita como:

$$V(H, \phi_0) = A_{Sim}(H_0, \phi_0) + B_{Anti-Sim}(H_0, \phi_0), \quad (4.75)$$

onde $A_{Sim}(H_0, \phi_0)$ e $B_{Anti-Sim}(H_0, \phi_0)$ são:

$$A_{Sym}(H_0, \phi_0) = [V_{GM}^{Sim} \sin 2\phi_0 \sin \phi_0 + V_{SP} \cos \phi_0] L(H_0) \quad (4.76)$$

$$B_{Anti-Sym}(H_0, \phi_0) = V_{GM}^{Anti-Sim} \sin 2\phi_0 \sin \phi_0 L'(H_0)$$

Observando cada uma das contribuições, Eqs. (4.22) e (4.73), pode-se observar algumas características importantes propostas pelo nosso modelo para as tensões, as quais serão posteriormente melhor discutidas:

- i) Ambas as contribuições dependem linearmente da potência incidente (proporcional a h^2), como observado na Ref [37];
- ii) Para um ângulo fixo no plano, ϕ_0 , $V_{GM}(H_0, \phi_0)$ tem duas componentes, uma anti-simétrica e outra simétrica em relação a H_R , enquanto que $V_{SP}(H_0, \phi_0)$ tem apenas uma componente simétrica.
- iii) $V_{SP}(H_0, \phi_0)$ e $V_{GM}(H_0, \phi_0)$ tem dependências diferentes em relação ao ângulo do campo magnético aplicado, ϕ_0 . Esta dependência permite separar as duas contribuições na tensão medida $V(H_0, \phi_0)$, dada pela Eq. (4.74).

iv) A dependência de $V_{SP}(H_0, \phi_0)$ com a espessura da camada MN é não trivial. Esta característica é determinada, predominantemente, pelo comportamento dos parâmetros dentro do primeiro colchete da Eq. (4.73).

v) A dependência de $V_{SP}(H_0, \phi_0)$ com a espessura da camada FM não é linear como apontado na Ref [35], mas está implícita dentro de α e de $4\pi M_{ef}$ no segundo colchete da Eq. (4.73).

4.7.2. Dependência com o Campo dc Aplicado

Como visto anteriormente, a tensão *dc* total detectada, $V(H_0, \phi_0)$, é composta de uma contribuição simétrica A_{Sim} e uma anti-simétrica $B_{Anti-Sim}$ em relação ao campo aplicado. A Fig. 4.6 mostra esta dependência claramente.

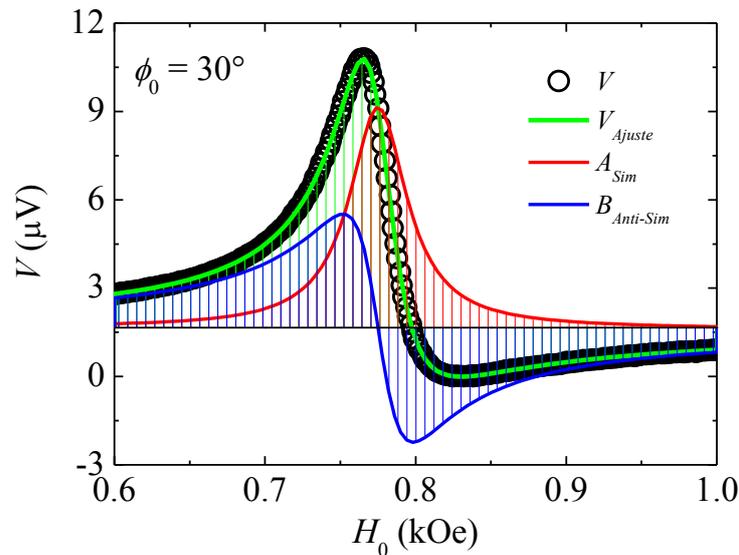


Fig. 4.6 Gráfico de A_{Sim} e $B_{Anti-Sim}$ em função do campo aplicado H_0 para a amostra Si(001)/Pt(6 nm)/Py(18.5 nm) com $\phi_0 \approx 30^\circ$.

Do modelo proposto, é possível se ajustar a variação da tensão medida (curva verde na Fig. 4.6) com o campo aplicado, H_0 , de forma excelente. É possível também, através deste ajuste, separar a contribuição simétrica (A_{Sim} - curva vermelha na Fig. 4.6) da contribuição anti-simétrica ($B_{Anti-Sim}$ - curva azul na Fig. 4.6) para $V(H_0, \phi_0)$. Como mostrado na Eq. (

4.76) a dependência simétrica com H_0 tem forma de linha Lorentziana, $L(H_0)$, enquanto que a parte anti-simétrica tem a forma de linha da derivada da Lorentziana, $L'(H_0)$.

É importante notar que, mesmo com a separação de A_{Sim} e de $B_{Anti-Sim}$, não é possível se extrair a tensão *spin-pump* de $V(H_0, \phi_0)$ apenas com a medida em função de H_0 , como é feito na literatura. Isto não é possível devido à presença efeitos galvanomagnéticos junto com o a tensão *spin-pump* no termo simétrico, A_{Sim} , como mostra a Eq. (4.76). Como será visto adiante, esta separação será possível através da medida mostrando a dependência angular.

4.7.3. Dependência com a Potência de Microondas

Das Eqs. (4.22), (4.73) e (4.74) a tensão $V(H_0, \phi_0)$ deve depender linearmente da potência de microondas incidente (proporcional a h^2). A Fig. 4.7 mostra uma série de medidas, em um mesmo ângulo ϕ_0 , de $V(H_0, \phi_0)$ em função de H_0 para diversos valores de potência de microondas.

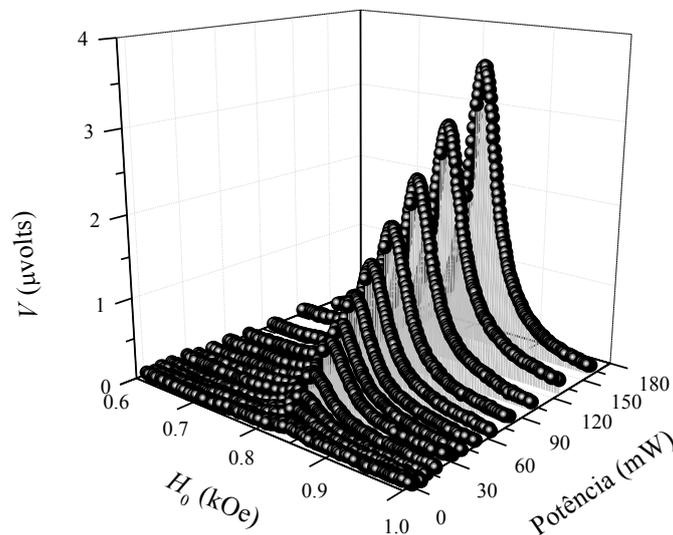


Fig. 4.7 Gráfico da tensão *dc*, V , em função de H_0 para vários valores da potência de microondas. . Em todos os gráfico a amostra utilizada foi Si(001)/Pt(10.2 nm)/Py(18.5 nm) com $\phi_0 \approx 0^\circ \pm 5^\circ$.

Na Fig. 4.8 mostra-se a dependência de A_{Sim} e $B_{Anti-Sim}$ com a potência. Nota-se que tanto a componente simétrica como a anti-simétrica da tensão *dc* total, V , variam

linearmente com a potência. Como o termo $B_{Anti-Sim}$ é uma contribuição puramente advinda dos efeitos galvanomagnéticos e o termo A_{Sim} contém uma mistura dos dois efeitos (galvanomagnéticos e *spin-pump*) conclui-se que ambos os efeitos são proporcionais a h^2 , ou seja, variam linearmente com a potência de microondas, como demonstrado nas Eqs. (4.22) e (4.73).

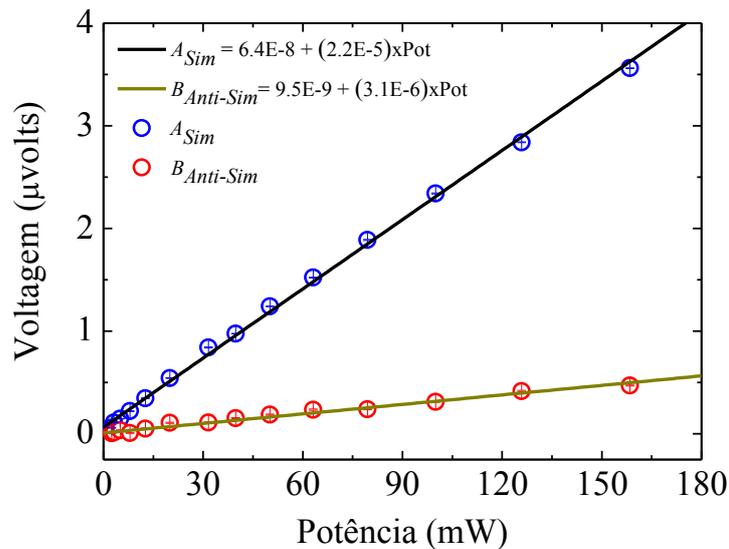


Fig. 4.8 Gráfico de A_{Sim} e $B_{Anti-Sim}$ em função da potência de microondas. Em todos os gráfico a amostra utilizada foi Si(001)/Pt(10.2 nm)/Py(18.5 nm) com $\phi_0 \approx 0^\circ \pm 5^\circ$.

4.7.4. Dependência Angular

Como citado anteriormente, a tensão dc $V(H_0, \phi_0)$ depende do ângulo em que o campo externo dc é aplicado. Esta dependência angular, como pode ser vista na Eq. (4.74), é representada pelo ângulo ϕ_0 no modelo teórico proposto nesta tese. A Fig. 4.9 mostra medidas de $V(H_0, \phi_0)$ em função de H_0 para alguns ângulos ϕ_0 .

Nota-se que, na Fig. 4.9, que em $\phi_0 = 0^\circ$ e em $\phi_0 = 180^\circ$ a tensão mostra uma forma de linha simétrica com H_0 . Isto ocorre devido à presença única da tensão V_{SP} na tensão medida, como se pode observar na Eq. (4.74). Em $\phi_0 = 90^\circ$ a tensão medida é nula, pois as tensões devidas às diferentes contribuições são zeram. Já em outros valores de ϕ_0 a forma

linha da tensão se mostra assimétrica devido às contribuições simétricas e anti-simétricas de $V_{GM}(H_0, \phi_0)$.

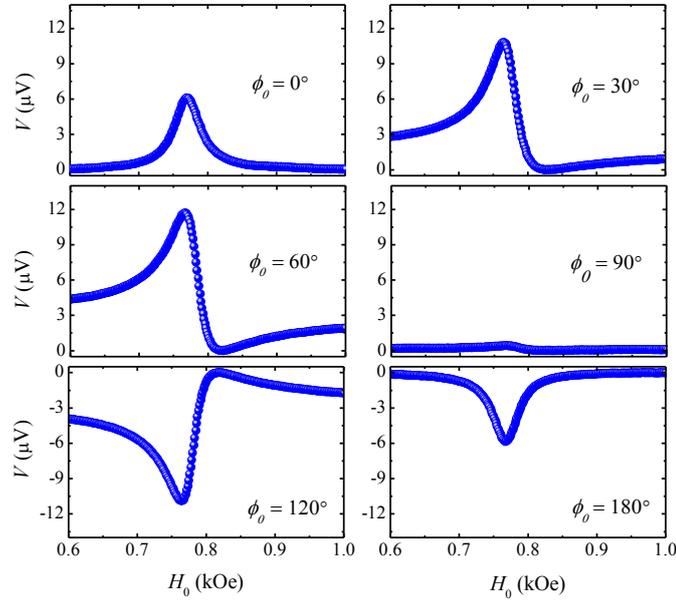


Fig. 4.9 Gráfico de medidas de V em função de H_0 , para diversos valores de ângulo ϕ_0 . A amostra utilizada foi Si(001)/Pt(6 nm)/Py(18.5 nm).

Extraindo-se, através do ajuste das Eqs. (4.75) e (4.76), a componente simétrica e a anti-simétrica da tensão $V(H_0, \phi_0)$, para cada valor de ϕ_0 , é possível analisar a dependência angular de A_{Sim} (ver Fig. 4.10) e $B_{Anti-Sim}$ (ver Fig. 4.11).

Do ajuste de A_{Sim} e $B_{Anti-Sim}$, pela Eq. (4.76), é possível se obter valores precisos para os três coeficientes que determinam as contribuições de $V_{GM}(H_0, \phi_0)$ e $V_{SP}(H_0, \phi_0)$ em $V(H_0, \phi_0)$. Alguns destes valores para os coeficientes podem ser vistos na Tabela 5.1 para uma bicamada do tipo Py(18.5 nm)/Pt(t_{MN}).

$V_{GM}^{Sim} (\mu V)$	$V_{GM}^{Anti-Sim} (\mu V)$	$V_{SP} (\mu V)$	φ_I (graus)	t_{MN} (nm)
4,4	-1,6	5,2	20,08	8
5,0	-3,1	4,5	31,88	16

Tabela 4.1 Valores extraídos do ajuste de A_{Sim} e $B_{Anti-Sim}$ em função do ângulo ϕ_0 .

Outro parâmetro que também pode ser extraído dos valores obtidos nos ajustes é a fase φ_I , a qual é encontrada através da Eq. (4.22), pela relação:

$$\tan \varphi_I = -\frac{V_{GM}^{Anti-Sim}}{V_{GM}^{Sim}} \quad (4.77)$$

Valores de φ_I para algumas amostras são mostrados na Tabela 4.1. Estes resultados indicam que a fase entre a corrente de rf e a magnetização é razoavelmente diferente de 90° , como proposto na Ref[35].

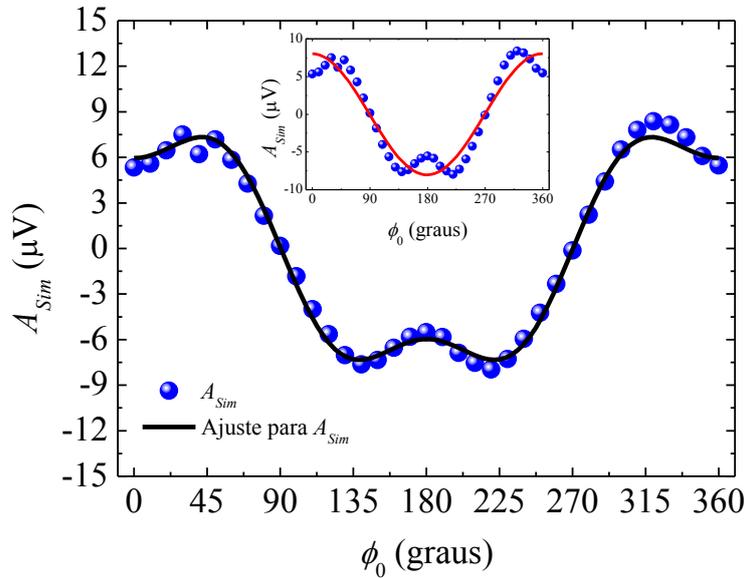


Fig. 4.10 Gráfico da dependência angular experimental e ajuste de A_{Sim} em relação a ϕ_0 para a amostra Si(001)/Pt(6 nm)/Py(18.5 nm). O gráfico inserido mostra o melhor ajuste com o termo $V_{GM}^{Sim} = 0$ como explicado no texto.

Na Fig. 4.10 é possível notar a importância de se considerar a componente V_{GM}^{Sim} no termo simétrico. Se o termo V_{GM}^{Sim} for tomado como nulo, o melhor ajuste de A_{Sim} não se adequa aos pontos experimentais (gráfico inserido). Desta forma, o modelo proposto é capaz de extrair com excelente precisão a contribuição V_{SP} .

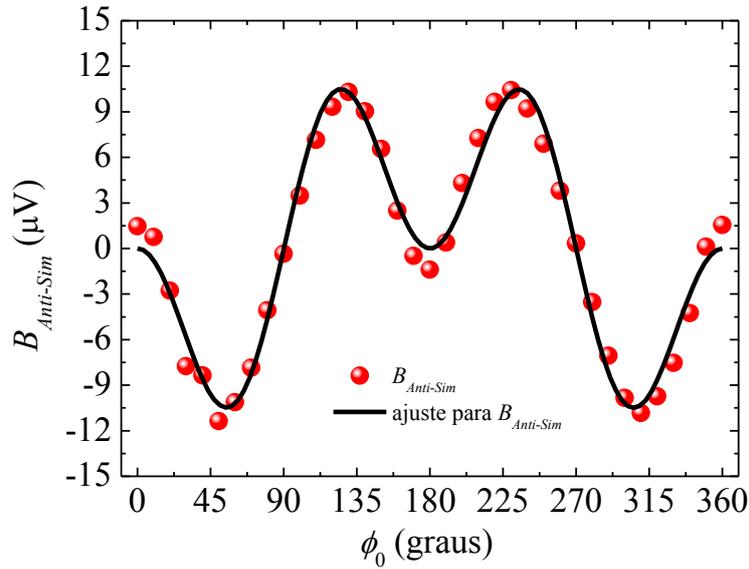


Fig. 4.11 Gráfico da dependência angular e ajuste de $B_{Anti-Sim}$ em relação a ϕ_0 para a amostra Si(001)/Pt(6 nm)/Py(18.5 nm).

4.7.5. Dependência de V_{SP} com as Espessuras das Camadas MN e FM em Bicamadas (Py/Pt)

Um teste crucial, para a teoria da tensão *spin-pumping dc*, é fornecida pela sua comparação com os dados obtidos nas medidas de amostras onde as espessuras das camadas FM e MN variam.

Da Eq. (4.73), a tensão V_{SP} depende de vários parâmetros, dentre eles estão a constante de amortecimento α_0 (contida em α), a densidade de canais $g^{\uparrow\downarrow}/S$ a magnetização de saturação M_0 e a constante de anisotropia de superfície K_S , onde $4\pi M_{ef} = 4\pi M_0 - k_S/t_{FM}$. Estas constantes podem ser obtidas através de medidas de FMR. A Fig. 4.12 mostra a variação de α e $4\pi M_{ef}$ em função da espessura da camada FM (t_{FM}) para bicamadas do tipo Py(t_{FM})/Pt(10.2 nm).

A dependência da constante de amortecimento total α com t_{FM} é dada através da expressão

$$\alpha = \alpha_0 + \left(\frac{g_L \mu_B}{4\pi M_0} \right) \frac{g_r^{\uparrow\downarrow}}{S} \frac{1}{F(\xi, t_{MN}, \lambda_{SD})} \frac{1}{t_{FM}}, \quad (4.78)$$

onde a função F é dada por

$$F(\xi, t_{MN}, \lambda_{SD}) = \left[1 + \left(2\sqrt{\xi/3} \tanh(t_{MN} / \lambda_{SD}) \right)^{-1} \right] \quad (4.79)$$

Sabe-se que para grandes espessuras t_N , alguns metais normais podem comportar-se como um bons *spin-sinks* ou como um “perfeito” *spin-sinks*, como no caso da platina.^[8,9,12,38,39,40] No caso limite do MN comportar-se como um excelente *spin-sink* deve-se ter $F = 1$, isto corresponde a $\tau_{sf} \rightarrow 0$. O ajuste para α com t_{FM} (linha sólida) mostrado na Fig. 4.12, foi realizado com $F = 1$, pois foi considerado que para $t_N = 10.2$ nm a platina se comporta como um excelente *spin-sink*. Note que a constante de amortecimento total α varia com t_{FM} exatamente como previsto pela Eq. (4.79), ou seja, quanto mais fina for a camada FM mais torque o metal FM irá sofrer. Isto demonstra a característica interfacial do fenômeno de *spin-pumping*. Os parâmetros extraídos através dos ajustes de α e $4\pi M_{ef}$, usando-se $g_L = 2.0$, foram: $g_r^{\uparrow\downarrow}/S = (2.4 \pm 0.2) \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$, $4\pi M_0 = 11.5 \text{ kG}$, $k_S = 2.0 \times 10^{-3} \text{ kOe} \cdot \text{cm}$ e $\alpha_0 = 0.006$.

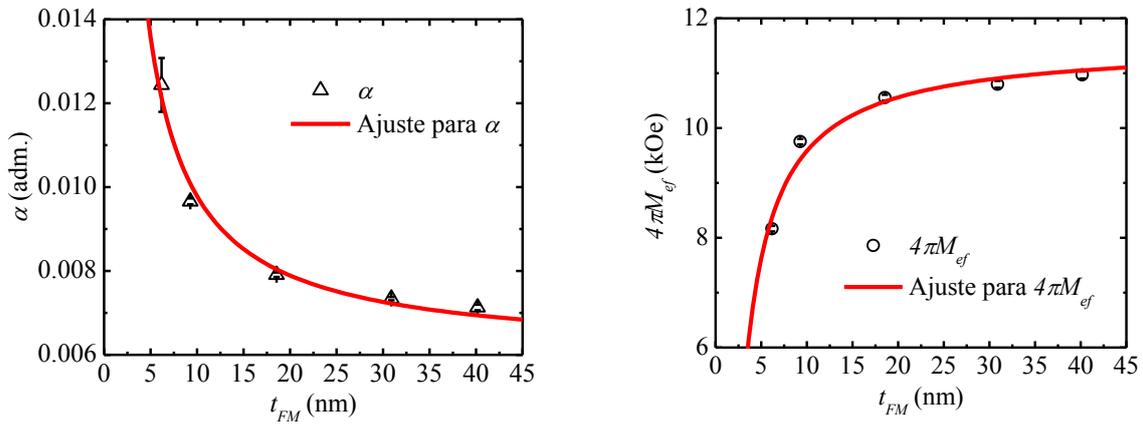


Fig. 4.12 Gráficos mostrando a dependência da constante de relaxação de Gilbert (a) e da magnetização efetiva (b) em função da espessura do filme de Permalloy extraídos de medidas de FMR, com seus respectivos ajustes para amostras do tipo Si(001)Pt(10.2 nm)/Py(t_{FM}).

A Fig. 4.13 mostra o comportamento experimental e o melhor ajuste de V_{SP} em função da espessura da camada t_{MN} para uma espessura da camada FM fixada em 18.5 nm (

$t_{FM} = 18.5$ nm). Aqui é possível se identificar claramente dois diferentes regimes: (i) Para $t_{MN} > 6$ nm a camada de Pt comporta-se como um excelente *spin-sink* (tem uma dependência aproximada de t_{MN}); (ii) para $t_{MN} < 6$ nm a camada de Pt age como um acumulador de spin (a dependência com a tangente hiperbólica domina), permitindo que haja corrente de volta para o FM. Na fronteira entre estas duas regiões, existirá um valor ótimo para geração de tensão V_{SP} , como pode se observar na Fig. 4.13.

Com os parâmetros obtidos das medidas de FMR, o ajuste de V_{SP} em função de t_{FM} e t_{MN} . O ajuste de V_{SP} pode ser feito pelo pré-fator da Eq. (4.73) ou, de forma explícita, por:

$$V_{SP} = -\frac{e\gamma_H \lambda_{SD} w_{FM}}{\sigma_N \hbar} h^2 \frac{g_L \mu_B}{4\pi} \frac{g_r^{\uparrow\downarrow}}{S} \left[\frac{1}{t_{MN}} \frac{\tanh(t_{MN} / 2\lambda_{SD})}{F(\xi, t_N, \lambda_{SD})} \right] \times \left[\frac{1}{\alpha^2} \frac{(H_R + 4\pi M_{ef})}{(2H_R + 4\pi M_{ef})^2} \right] \quad (4.80)$$

Para o ajuste de todos os pontos (linha sólida), é imprescindível deixar F livre, de forma que seus parâmetros variem. Isto é necessário, pois as duas regiões serão levadas em conta no ajuste. Para uma potência de microondas de 58 mW, que corresponde a um campo $h \sim 0.3$ Oe dentro da cavidade retangular de $Q = 2500$ e uma condutividade $\sigma_N = 2.42 \times 10^4 \Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$,^[35] os parâmetros extraídos do ajuste para a platina (Pt) foram $\lambda_{SD} = 4.2 \pm 0.2$ nm, $\xi_{ef} = 0.6 \pm 0.3$, and $\gamma_H = 0.09 \pm 0.02$. O comprimento de difusão de spin λ_{SD} obtidor é reduzido por um fator de 3, em temperatura ambiente, se comparado ao seu valor em baixa temperatura, como observado em outros materiais como Cu, Al e Ag.^[41] ξ_{ef} é um valor efetivo para ξ , dado que seu valor foi obtido levando em conta tanto a região em que há corrente de volta para o FM, quanto a região onde o MN é excelente *spin-sink*. Este valor obtido para ξ_{ef} está dentro do esperado para o número atômico da Pt.^[16] No caso de γ_H observe que o valor é semelhante aos obtidos para o Pt por outros autores.^[36] Sobre aos valores do ângulo Hall, para Pt, existe uma grande discrepância nos valores relatados na literatura. Embora o valor medido seja semelhante ao da Ref. [36], é muito maior do que o relatado em Ref. [35], onde a componente simétrica da tensão galvanomagnética (AMR) é desprezada incorretamente. A linha tracejada é o ajuste numérico obtido com a Eq. (4.80)

usando $F = 1$, o que é apropriado para um excelente *spin-sink*. Note que, enquanto o ajuste é bom para $t_{MN} > 6$ nm, ele falha em descrever os dados para pequenas espessuras da camada MN. A comparação dos dois ajuste colabora com a nossa suposição de que Pt é um excelente *spin-sink* para $t_{MN} > 6$ nm.

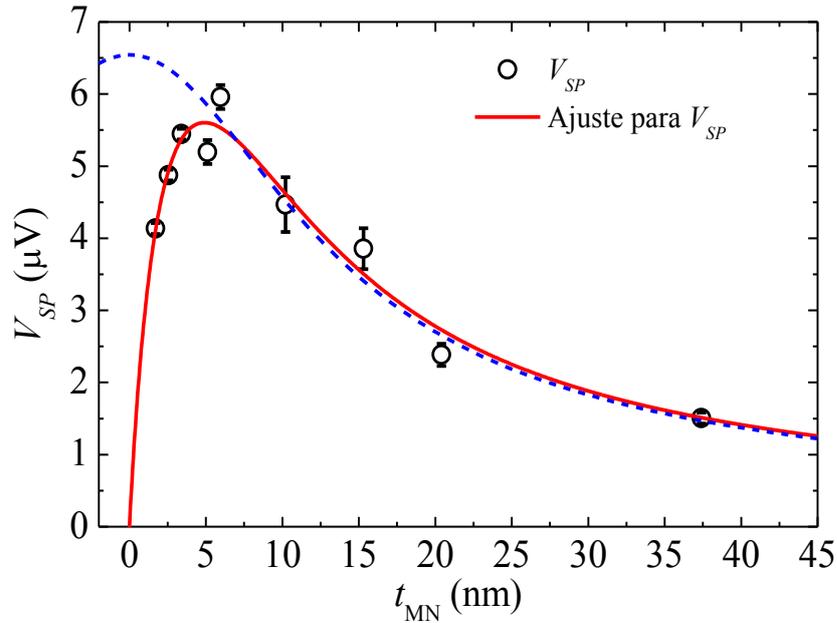


Fig. 4.13 Comportamento dos dados experimentais e do ajuste teórico de V_{SP} em função da espessura da camada MN, para uma série de amostras do tipo Si(001)/Pt(t_{MN})/Py(18.5 nm)

A variação de V_{SP} com a espessura da camada FM também foi testada. A Fig. 5.14 mostra o comportamento experimental e o ajuste de V_{SP} em função da espessura da camada t_{FM} para uma espessura da camada MN fixada em 10.2 nm ($t_{MN} = 10.2$ nm). O ajuste foi realizado com os mesmos parâmetros utilizados na Fig. 4.13, mas considerando $F = 1$, dada a espessura da camada MN ser de $t_{MN} = 10.2$ nm. Note que para pequenas espessuras da camada FM a tensão V_{SP} vai para zero com uma dependência aproximadamente linear. Contudo, para grandes valores de t_{FM} a tensão tende a saturar quando o parâmetro de amortecimento se aproxima de α_0 e a anisotropia de superfície se torna desprezível.

Do ajustes mostrados na Fig. 4.13 e na Fig. 4.14, nota-se que modelo proposto realmente é robusto e este tipo de medida é excelente para se extrair parâmetros de importância significativa para na área de transporte sensível à polarização de spin.

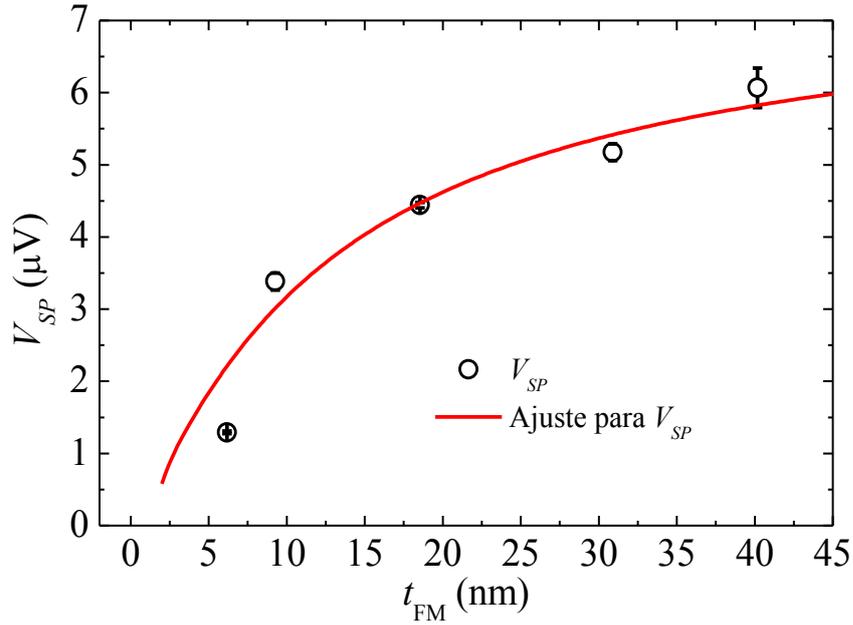


Fig. 4.14 Comportamento experimental e ajuste teórico de V_{SP} em função da espessura da camada FM, para uma série de amostras do tipo Si(001)/Pt(10.2 nm)/Py(t_{FM})

4.7.6. Dependência com o Metal Normal (MN)

A dependência da tensão dc medida com o tipo de metal normal foi investigada. Para isto foram utilizados os seguintes metais, com suas respectivas espessuras, para a camada MN: Ag (115 nm), Cu (53.6 nm), Pd (61 nm) e Pt (40.8 nm). A espessura da camada ferromagnética foi mantida em $t_{FM} = 18.5$ nm.

As medidas de V , para os diferentes metais normais e $\phi_0 \approx 0$, são apresentadas na Fig. 4.15. Observa-se que as amostras de Ag e Cu não apresentam sinal, enquanto que as amostras de Pd e Pt mostram a presença de tensão gerada.

A tensão V , medida neste ângulo, é majoritariamente originada da contribuição da tensão *spin-pumping*, esta depende de vários fatores e entre eles está a probabilidade de *spin-flip*, ξ . Este fator, como dito anteriormente, está ligado aos processos de relaxação magnética por *spin-flip* dentro do metal normal e é dada por $\xi = (\alpha_{fina} Z)^4$, onde α_{fina} é a constante de estrutura fina e Z é o número atômico do MN. Metais com $\xi \leq 10^{-2}$ ou com elétrons s na banda de condução são pouco efetivos como *spin-sinks*, pois apresentam um acoplamento spin-órbita pequeno. Os metais Cu e de Ag se encaixam neste caso. Contudo, metais pesados

com $Z \geq 50$ e com e com elétrons p ou d na banda de condução tais como Pd e Pt são bons *spin-sinks* pois $\xi \geq 10^{-1}$, assim como $Z_{\text{Pt}} = 78$ é o maior número atômico entre os quatro metais, o sinal de maior intensidade na Fig. 4.15 está de acordo com a aproximação tomada.

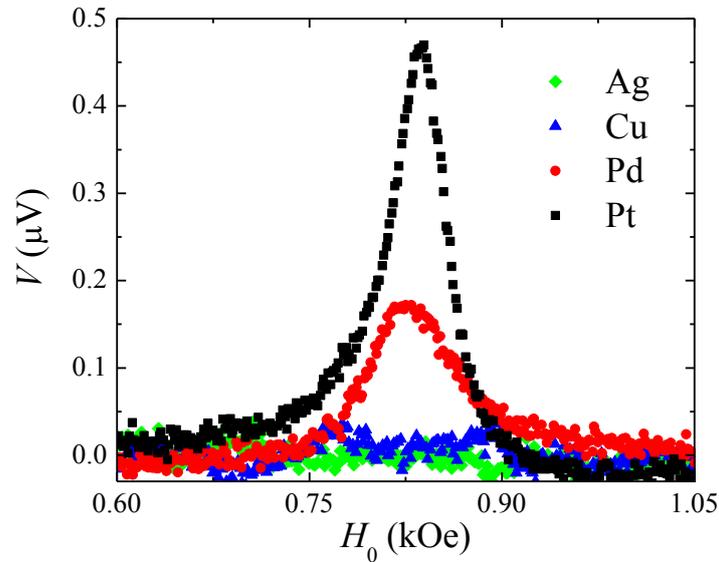


Fig. 4.15 Tensão *dc* para diferentes metais normais.

Em resumo, contribuições importantes e inéditas foram dadas a pesquisa básica e a futuras aplicações tecnológicas: um modelo teórico para a tensão elétrica *dc* por *spin pumping* foi proposto, o qual se adapta muito bem a diversos dados experimentais; medidas experimentais de tensão elétrica *dc* por *spin pumping* foram realizadas e uma criteriosa investigação foi feita; diversos parâmetros importantes, relativos ao *spin pumping* e ao efeito Hall de spin, foram retirados dos ajustes aos resultados experimentais.

REFERÊNCIAS

1. MECKING, N.; GUI, Y. S.; HU, C.-M. **Phys. Rev. B**, v. 76, p. 224430, 2007.
2. GUAN, Y. et al. **J. Mag. Mag. Mat**, v. 312, p. 374, 2007.
3. JURETSCHKE, H. J. **J. Appl. Phys.**, v. 31(8), p. 1401, 1960.
4. EGAN, W. G.; JURETSCHKE, H. J. **J. Appl. Phys**, v. 34(5), p. 1477, 1963.
5. SEAVEY, M. H. **J. Appl. Phys.**, v. 31(5), p. 216S, 1960.
6. JAN, J. P. **Solid. State Physics**. New York: Academic Press, 1957.
7. BRATAAS, A. et al. **Phys. Rev. B**, v. 66, p. 060404, 2002.
8. TSERKNOVNYAK, Y. et al. **Rev. Mod. Phys.**, v. 77, p. 1375, 2005.
9. TSERKNOVNYAK, Y.; BRATAAS, A.; BAUER, G. E. W. **Phys. Rev. B**, v. 66, p. 224403, 2002.
10. BÜTTIKER, M. **Phys. Rev. B**, v. 46, p. 12485, 1992.
11. BÜTTIKER, M. **Phys. Rev. Lett.**, v. 70, p. 4114, 1993.
12. TSERKNOVNYAK, Y.; BRATAAS, A.; BAUER, G. E. W. **Phys. Rev. Lett.**, v. 88, p. 117601, 2002.
13. BRATAAS, A.; NAZAROV, Y. V.; BAUER, G. E. W. **Eur. Phys. J. B**, v. 22, p. 99, 2001.
14. JOHNSON, M.; SLISBEE, R. H. **Phys. Rev. B**, v. 37, p. 5312, 1988.
15. STILES, M. D.; ZANGWILL, A. **Phys. Rev. B**, v. 66, p. 014407, 2002.
16. MESERVEY, R.; TEDROW, P. M. **Phys. Rev. Lett.**, v. 41, p. 805, 1978.
17. ABRIKOSOV, A. A.; GOR'KOV, L. P. **Sov. Phys. JETP**, v. 15, p. 752, 1962.
18. WEGROWE, J.-E. **Phys. Rev. B**, v. 62, p. 1067, 2000.
19. BERGMANN, G. **Z. Phys. B: Condens. Matter**, v. 48, p. 5, 1992.
20. JOHNSON, M. **Phys. Rev. Lett.**, v. 70, p. 2142, 1993.
21. YANG, Q. et al. **Phys. Rev. Lett.**, v. 72, p. 3274, 1994.
22. HIRSCH, J. E. **Phys. Rev. Lett.**, v. 83, p. 1834, 1999.
23. DYAKONOV, M. I.; PEREL, V. I. **Sov. Phys. JETP Lett.**, v. 13, p. 467, 1971.
24. DYAKONOV, M. I.; PEREL, V. I. **Phys. Lett. A**, v. 35, p. 459, 1971.

25. KATO, Y. et al. **Science**, v. 306, p. 1910, 2004.
26. CHIEN, C. L.; WESTGATE, C. R. (Eds.). **The Hall Effect and its Applications**. New York: Plenum Press, 1980.
27. ZHANG, S. **Phys. Rev. Lett.**, v. 85, p. 393, 2001.
28. TAKAHASHI, S.; MAEKAWA, S. **Phys. Rev. Lett.**, v. 88, p. 116601, 2002.
29. TAKAHASHI, S.; IMAMURA, H.; MAEKAWA, S. In: TAKAHASHI, S.; IMAMURA, H.; MAEKAWA, S. **Concept in Spin Electronics**. Oxford: Oxford University Press, 2006. Cap. 8.
30. SHCHELUSHKIN, R. V.; BRATAAS, A. **Phys. Rev. B**, v. 71, p. 045123, 2005.
31. KIMURA, T. et al. **Phys. Rev. Lett.**, v. 98, p. 156601, 2007.
32. VALENZUELA, S. O.; TINKHAM, M. **Nature**, v. 442, p. 176, 2006.
33. VILA, L.; KIMURA, T.; OTANI, Y. **Phys. Rev. Lett.**, v. 99, p. 226604, 2007.
34. SAITOH, H. et al. **Appl. Phys. Lett.**, v. 88, p. 182509, 2006.
35. MOSENDZ, O. et al. **Phys. Rev. Lett.**, v. 104, p. 046601, 2010.
36. TAKAHASHI, S.; MAEKAWA, S. **Sci. Technol. Adv. Mater.**, v. 9, p. 014105, 2008.
37. AZEVEDO, A. et al. **J. Appl. Phys.**, v. 97, p. 10C715, 2005.
38. HEINRICH, B. et al. **Phys. Rev. Lett.**, v. 90, p. 187601, 2003.
39. FOROS, J. et al. **J. Appl. Phys.**, v. 97, p. 10A715, 2005.
40. KARDASZ, B.; HEINRICH, B. **Phys. Rev. B**, v. 81, p. 094409, 2010.
41. BASS, J.; PRATT JR, W. P. **J. Phys.: Condens. Matter**, v. 19, p. 183201, 2007.

Capítulo 5

CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS

5.1. CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS

Como conclusões e perspectivas, gostaria de focar, os seguintes pontos, como contribuições importantes do trabalho realizado nesta tese:

- I. Indução de anisotropia uniaxial em Filmes Finos Magnéticos por *sputtering* oblíquo

Nesta tese, foi desenvolvida uma técnica, baseada em deposição por *sputtering* oblíquo, a qual permite a indução controlada de anisotropia uniaxial em filmes de Ni₈₁Fe₁₉ (*Permalloy*). Foi mostrado que este controle é feito pela variação do ângulo de incidência dos átomos na deposição. Mostramos, através da análise do campo de ressonância, que a anisotropia uniaxial induzida é no plano da amostra e perpendicular ao plano de incidência dos átomos depositados e que o campo de anisotropia uniaxial pode chegar a valores da ordem de 300 Oe (para um ângulo a 70° da incidência normal). Estes valores de campo foram confirmados em medidas de MOKE.

- II. Análise do processo de relaxação magnética, em filmes finos, através da separação das contribuições intrínseca e extrínseca para a largura de linha de FMR

Mostramos, de maneira inédita, a separação da contribuição dos mecanismos intrínsecos (contidos na relaxação fenomenológica de Gilbert) da contribuição dos mecanismos extrínsecos (espalhamento de dois mágnons e relaxação por *spin pumping*) no processo de relaxação magnética de filmes finos com forte anisotropia uniaxial. A investigação da dependência angular da largura de linha permitiu separar as contribuições dos

diferentes mecanismos de relaxação. Enquanto que o mecanismo de Gilbert não apresenta dependência angular, o mecanismo de dois mágnons e flutuações dos campos de anisotropia possuem simetrias bem definidas. Desta análise, foi detectado um importante comportamento de competição entre os diferentes mecanismos. Mostramos que as rugosidades superficiais, que são induzidas no processo de deposição oblíqua e que possibilitam o mecanismo de espalhamento de dois mágnons, tem papel fundamental na dissipação de energia para a rede no processo relaxação magnética do filme, podendo tornar ou não operacional o canal de dissipação extrínseco. Esta investigação foi publicada em *IEEE Transactions on magnetics*. Um artigo mais longo está sendo escrito para ser submetido à *Phys. Rev. B*.

III. Investigação da espessura crítica para propriedades magnéticas em bicamadas FM/AF acopladas por *exchange*

Em bicamadas do tipo Si(001)/Cu(62Å)/Py(122Å)/Ir₂₀Mn₈₀ acopladas por *exchange* depositadas obliquamente, fizemos um estudo inédito, relacionando com a relaxação magnética e com os possíveis mecanismos responsáveis pela anisotropia rotacional e pelo estabelecimento do campo de *exchange bias*. Mostramos também que o mecanismo extrínseco de espalhamento de dois mágnons além de apresentar a simetria uniaxial, devido à rugosidade superficial ocasionada pela deposição oblíqua, também apresenta contribuição da simetria do acoplamento de *exchange*. Um artigo com estes resultados, com a inclusão de efeitos devida flutuações nos parâmetros de ressonância para alguns pontos da amostra, e com alterações na equação de Arias e Mills para o espalhamento de dois mágnons, está sendo escrito e em breve será submetido para *Phys. Rev. B*.

IV. Controle da direção da anisotropia de *exchange* entre bicamadas FM/AF por deposição oblíqua

De forma original, mostramos que a direção da anisotropia de *exchange*, em bicamadas FM/AF, pode ser controlada com a aplicação de um campo magnético, no plano da amostra, durante o processo de deposição oblíqua. Mostramos também que os ângulos de anisotropia de *exchange* podem ser medidos através da análise do campo de magnético de FMR. Fomos capazes de verificar o efeito do deslocamento da anisotropia de *exchange* na largura de linha através da separação dos diferentes mecanismos de relaxação magnética.

Verificamos que flutuações nas condições de ressonância, para o acoplamento de *Exchange bias*, são importantes para a dissipação de energia magnética (relaxação).

V. Formulação de um modelo para a tensão elétrica *dc* gerada por *spin pumping*

Formulamos um novo modelo para a tensão elétrica *dc* gerada em bicamadas FM/MN em FMR. Neste modelo levamos em conta a contribuição dos efeitos galvanomagnéticos e da corrente pura de spin gerada por *spin pumping*. Através deste modelo é possível se separar a tensão devida ao efeito de AMR do efeito da tensão devida ao *spin pumping*. Uma expressão para a tensão elétrica *dc* gerada por *spin pumping* foi encontrada e sua dependência com diversos parâmetros importantes para a spintrônica a torna de grande importância para futuros estudos. Diversos testes para o modelo foram realizados e em todos eles o modelo se mostrou eficaz.

VI. Medida experimental de comprimento de difusão de spin e ângulo Hall para platina

Do modelo proposto, para a tensão elétrica *dc* gerada por *spin pumping* em bicamadas FM/MN, ajustes em função da espessura da camada MN (Si(001)/Pt(t_{MN})/Py(18.5 nm)) e da camada FM (Si(001)/Pt(10.2 nm)/Py(t_{FM})) foram realizados e deles importantes parâmetros foram extraídos, $\lambda_{SD} = 4.2 \pm 0.2$ nm (comprimento de difusão de spin para Pt), $\xi_{ef} = 0.6 \pm 0.3$ (razão efetiva entre os tempos de espalhamento elástico e de *spin-flip*) e $\gamma_H = 0.09 \pm 0.02$ (ângulo Hall). Um artigo baseado neste estudo foi submetido a *Phys. Rev. Lett.*. Novos estudos com YIG no lugar de Py estão sendo realizados e resultados importantes estão sendo obtidos. Aqui submetemos também um artigo para ser apresentado na Conferência internacional de Magnetismo e Materiais Magnéticos que será realizada em Atlanta, Nov. 2010.

Apêndice A

ENERGIAS MAGNÉTICAS E RELAÇÃO DE DISPERSÃO

A.1. INTRODUÇÃO

Neste apêndice, serão discutidos e apresentados os principais modelos fenomenológicos que descrevem as mais importantes contribuições energéticas da magnetização em filmes e multicamadas magnéticas. Fenômenos tais como absorção de microondas, reversão da magnetização, mecanismos de relaxação, etc. podem ser explicados por estes modelos. Os principais termos de energia tratados aqui são: Zeeman, desmagnetização, anisotropia de superfície e anisotropia magnetocristalina (contribuições naturais de um filme fino ferromagnético). Além destes, também serão discutidas as contribuições devidas às interações entre camadas: interação de *exchange* direta e a energia da parede de domínio que ocorre em antiferromagnetos, as quais ocorrem devido a interações na interface entre um meio ferromagnético e outro meio antiferromagnético.

Para a descrição energética, considere um sistema formado por duas camadas magnéticas, as quais são denotadas por FM (camada ferromagnética) e AF (camada antiferromagnética). Os vetores da magnetização, para as duas camadas, são dados por \vec{M}_{FM} e \vec{M}_{AF} , onde \vec{M}_{AF} representa a magnetização de uma das sub-redes no AF em contato com FM. As espessuras, de cada uma das camadas, são dadas por t_{FM} e t_{AF} .

A energia magnética livre, por unidade de área, da estrutura pode ser escrita como:

$$E = E_{FM} + E_{EX} \quad (\text{A.1})$$

onde, o primeiro termo representa a energia livre do filme ferromagnético e o segundo termo representa a contribuição do acoplamento direto de *exchange* na interface FM/AF.

A.2. CONTRIBUIÇÕES PARA A ENERGIA LIVRE DE UM FILME FERROMAGNÉTICO

A.2.1. Energia de Desmagnetização

Em amostras de dimensões reduzidas, dipolos não compensados são induzidos na superfície do material, quando este é magnetizado. Estes dipolos alteram o campo interno (\vec{H}_i) no material devido à indução de um campo desmagnetizante \vec{H}_D . O campo interno dado por $\vec{H}_i = \vec{H} - \vec{H}_D$, é diferente do campo externo \vec{H} , como é mostrado na Fig. A.1, para uma amostra com simetria elipsoidal.

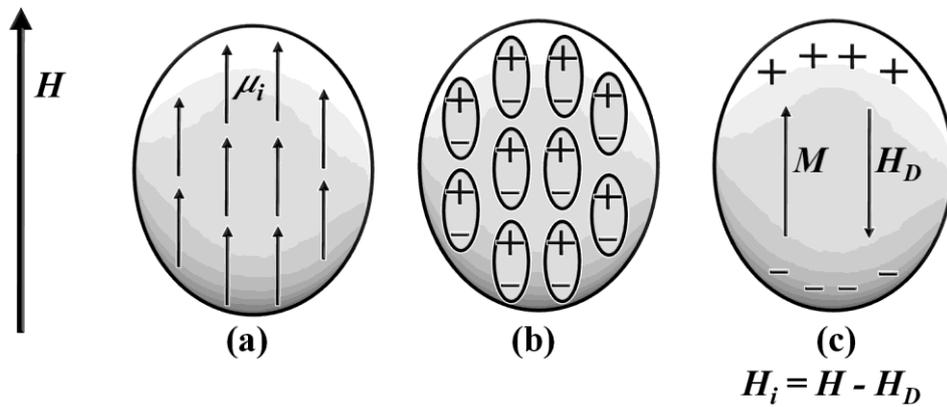


Fig. A.1 Ilustração do campo interno produzido por dipolos magnéticos não compensados induzidos na superfície de uma elipsóide.

O campo \vec{H}_D é dado por:

$$\vec{H}_D = -\vec{N} \cdot \vec{M}_{FM} \quad (\text{A.2})$$

onde, \vec{N} é o tensor de desmagnetização que depende da geometria da amostra. Considerando o filme como contínuo, a energia de desmagnetização (por unidade de área) originada dos dipolos não compensados, é definida como:^[1,2]

$$E_D = -\frac{1}{2A_S} \int (\vec{M}_{FM} \cdot \vec{H}_D) dV \quad (\text{A.3})$$

onde, V é o volume do filme e A_S é a área da amostra.

Para um filme fino e homogeneamente magnetizado, a única componente não nula de \vec{N} é $N_{yy} = 4\pi$ (no sistema CGS; o eixo y é perpendicular ao plano do filme). Assim, das Eqs. (A.2) e (A.3), a energia de desmagnetização (por unidade de área) é escrita como:

$$E_D = (2\pi \vec{M}_{FM}^2 \cos^2 \theta) t_{FM} = 2\pi (\vec{M}_{FM} \cdot \hat{n})^2 t_{FM} \quad (\text{A.4})$$

onde, o vetor unitário \hat{n} representa a direção normal ao plano do filme. Desta forma, fica evidente que a energia é mínima quando a magnetização está no plano do filme, isto é, $\theta = \pi/2$.

A.2.2. Energia Magnetocristalina

A energia magnetocristalina em materiais magnéticos é atribuída à interação spin-órbita entre os spins de cada átomo com a rede cristalina do material.

Esta interação faz com que os momentos magnéticos escolham direções preferenciais de alinhamento, as quais são dadas pela simetria da rede. Estas direções são chamadas de direções fáceis de magnetização, ou simplesmente, eixos fáceis. Por outro lado, os eixos, nos quais é mais difícil de produzir a saturação, são chamados de eixos duros. A energia de anisotropia é a diferença de energia entre o sistema saturado ao longo do eixo duro e o sistema saturado ao longo do eixo fácil. Para um cristal ferromagnético com magnetização, \vec{M} , uniforme, a energia magnetocristalina pode ser escrita como uma série de potências dos cossenos diretores da magnetização, ou seja:

$$E_A(\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3) = \left(\sum_i b_i \alpha_i + \sum_{i,j} b_{ij} \alpha_i \alpha_j + \sum_{i,j,k} b_{ijk} \alpha_i \alpha_j \alpha_k + \sum_{i,j,k,l} b_{ijkl} \alpha_i \alpha_j \alpha_k \alpha_l + \dots \right) t_{FM} \quad (\text{A.5})$$

onde, $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ são os cossenos diretores de \vec{M} , em relação a um sistema de eixos cartesianos no cristal. Esta expressão é completamente geral e não leva em conta a simetria do cristal.

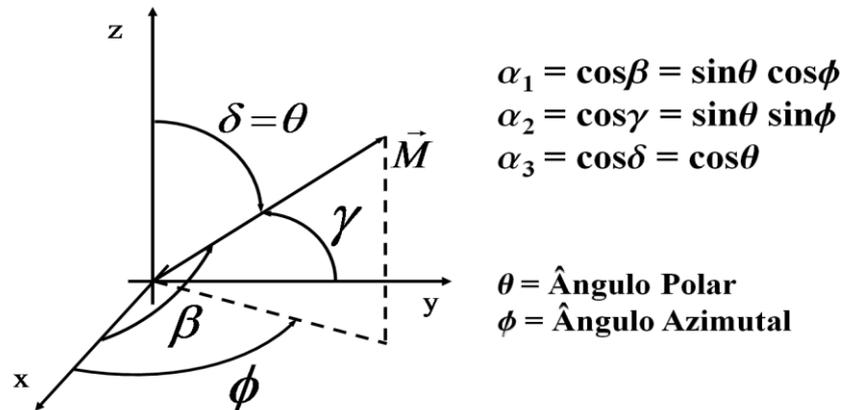


Fig. A.2 Cossenos diretores da magnetização em coordenadas esféricas.

As formas mais comuns destas anisotropias são a uniaxial e a cúbica. A anisotropia uniaxial surge quando o crescimento ocorre em uma rede com simetria hexagonal, sendo o eixo fácil paralelo ao eixo c e o eixo duro paralelo ao plano de simetria da rede, como no Cobalto. A anisotropia uniaxial também pode ser gerada pela tensão mecânica induzida no crescimento do filme devido, por exemplo, ao descasamento entre as constantes de rede do substrato e do material em crescimento^[3] ou por rugosidades superficiais. A anisotropia cúbica advém da estrutura cristalina cúbica, como no Ferro e no Níquel. Se um material cúbico tiver algum tipo de defeito que induza uma tensão mecânica, é comum, o mesmo, apresentar uma superposição dos dois tipos de anisotropia magnetocristalina: cúbica + uniaxial.

A.2.3. Anisotropia Cúbica

No caso da anisotropia cúbica, muitos termos na Eq. (A.5) não aparecem, pois a energia livre tem que ser invariante em relação à inversão do sentido da magnetização e troca de eixos, em outras palavras, é independente da mudança de sinal em qualquer dos α 's e, portanto não pode conter potências ímpares destes, nem termos cruzados como $\alpha_1\alpha_2$. Então

na expressão $b_1\alpha_1^2 + b_2\alpha_2^2 + b_3\alpha_3^2$ é necessário que $b_1 = b_2 = b_3$ e como $\alpha_1^2 + \alpha_2^2 + \alpha_3^2 = 1$ nenhuma anisotropia resulta deste termo.

Por outro lado, como $\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_1^2\alpha_3^2 + \alpha_3^2\alpha_2^2 = 1/2 - 1/2(\alpha_1^4 + \alpha_2^4 + \alpha_3^4)$ não é necessário escrever o termo de quarto grau. Desta maneira a Eq. (A.5) pode ser escrita como:

$$E_C(\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3) = \left[K_{C1}(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2 + \alpha_3^2\alpha_1^2) + K_{C2}\alpha_1^2\alpha_2^2\alpha_3^2 \right] t_{FM} \quad (\text{A.6})$$

Onde, K_{C1} e K_{C2} (energia/vol.) são as constantes de anisotropia cúbica de primeira e segunda ordem, respectivamente. Geralmente verifica-se que $K_{C1} \gg K_{C2}$ e portanto a Eq. (A.6) fica:

$$E_C(\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3) = K_{C1}(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2 + \alpha_3^2\alpha_1^2) t_{FM} \quad (\text{A.7})$$

Dependendo do material, K_{C1} (erg/cm³) pode ser positiva ou negativa. Dois exemplos de materiais com anisotropia cúbica são o ferro ($K_{C1} > 0$) e o níquel ($K_{C1} < 0$).

A.2.4. Anisotropia Uniaxial

Na anisotropia uniaxial, a direção fácil de magnetização é o eixo hexagonal c . Qualquer direção no plano perpendicular a c é um eixo duro, então a magnetização é quase isotrópica para um dado ângulo, θ , entre a direção da magnetização e o eixo de simetria. A energia de anisotropia pode ser expressa como:

$$E_U(\alpha_1, \alpha_2) = \left[K_{U1}(\alpha_1^2 + \alpha_2^2) + K_{U2}(\alpha_1^2 + \alpha_2^2)^2 \right] t_{FM} \quad (\text{A.8})$$

Alguns sistemas apresentam anisotropias do tipo uniaxial no plano do filme, $\theta = \pi/2$,^[4] desta forma Eq. (A.8) deve apresentar potências pares de $\sin(\phi - \phi_A^{FM})$, ou seja:

$$E_U(\theta, \phi) = \left[K_{U1} \sin^2 \theta \sin^2(\phi - \phi_A^{FM}) + K_{U2} \sin^4 \theta \sin^4(\phi - \phi_A^{FM}) \right] t_{FM} \quad (\text{A.9})$$

onde, ϕ_A^{FM} define a direção do eixo uniaxial (eixos cristalinos) em relação a uma direção de referência e K_{U1}, K_{U2} são as constantes de anisotropia uniaxial de primeira e segunda ordem respectivamente. Se $K_{U1} > 0$, ($K_{U1} < 0$), então ϕ_A^{FM} determina uma direção fácil (dura) para a magnetização.

Na realidade, para os materiais utilizados nesta tese, $K_{U2} \ll K_{U1}$ e a constante de anisotropia uniaxial de segunda ordem não será levada em conta na expressão da energia. Assim, sem perda de generalidade e a menos de uma constante (deslocamento na energia), a energia magnetocristalina, devido à anisotropia uniaxial, pode ser reescrita como:

$$E_U = -K_U \left(\frac{\vec{M}_{FM} \cdot \hat{u}_{FM}}{M_{FM}} \right)^2 t_{FM} \quad (\text{A.10})$$

onde, \hat{u}_{FM} é o versor que aponta na direção da anisotropia uniaxial no ferromagnético.

A.2.5. Energia de Superfície

A proporção de átomos que constituem a superfície em relação aos que constituem o volume é muito maior para filmes finos do que para filmes volumosos. Estes átomos superficiais possuem uma energia diferente em relação aos átomos internos do material. Logo, as camadas atômicas, nas vizinhanças da superfície, possuem propriedades magnéticas distintas daquelas que estão no volume da amostra devido à quebra de simetria.

O primeiro a propor uma descrição, para a anisotropia de superfície, foi Néel em 1958.^[5] Verifica-se experimentalmente que, para filmes finos, a anisotropia de superfície se manifesta como anisotropia uniaxial, sendo o eixo fácil uniaxial perpendicular ao plano da amostra. A energia por unidade de volume é dada por:

$$E_S = -2K_S \cos^2 \theta \quad (\text{A.11})$$

onde, θ é o ângulo que a magnetização faz com a normal ao plano do filme e K_S (> 0 , para filmes finos) é uma constante de anisotropia de superfície (definida por unidade de área). O fator 2 leva em conta a suposição que a camada magnética ser formada por duas superfícies idênticas. Desta forma, fica evidente que a energia de superfície é mínima quando $\theta = 0$, ou seja, a direção fácil de magnetização está perpendicular ao plano do filme. A energia de anisotropia de superfície em filmes finos tem a mesma forma matemática da energia de desmagnetização.

Da mesma forma que a Eq. (A.10), a energia de superfície pode ser escrita, função do vetor \hat{n} , como:

$$E_S = -2K_S \left(\frac{\vec{M}_{FM} \cdot \hat{n}}{M_{FM}} \right)^2 \quad (\text{A.12})$$

A.2.6. Energia Zeeman

Até agora, as energias vistas, não levaram em conta a ação externa. Esta ação é representada pela energia Zeeman. A energia Zeeman é decorrente da interação da magnetização, \vec{M}_{FM} , do material com o campo magnético externo aplicado \vec{H}_0 . De forma a minimizar esta energia, defina por

$$E_Z = -(\vec{M}_{FM} \cdot \vec{H}_0) t_{FM}, \quad (\text{A.13})$$

cada momento magnético do sistema tende a se alinhar ao campo magnético externo \vec{H}_0 .

A.3. CONTRIBUIÇÕES ENERGÉTICAS DO ACOPLAMENTO DIRETO DE EXCHANGE NA INTERFACE FM/AF

Em 1956 Meiklejohn e Beam^[6] (M-B) observaram que esfriando uma amostra, composta por partículas de cobalto (Co), submetida à ação de um campo magnético, o ciclo de histerese ficava deslocado ao longo da direção do campo. As partículas de Co, que é um material ferromagnético (FM), foram parcialmente oxidadas formando o óxido nativo, CoO, que é antiferromagnético (AF), e que possui uma temperatura de Néel de 291 K. Desta forma, cada

partícula, pode ser vista como um núcleo de Co (na forma de monodomínio magnético) recoberto por uma casca de CoO. M-B^[7,8] atribuíram, ao fenômeno observado, a interação de intercâmbio (*exchange*) entre os spins do núcleo de Co ferromagnético e a casca de CoO antiferromagnética. Esta interação induz um novo tipo de anisotropia magnética, a qual foi chamada de “anisotropia de intercâmbio” (*exchange anisotropy*) ou anisotropia unidirecional.

Nas últimas décadas, através do desenvolvimento dos métodos de deposição e pela grande aplicabilidade tecnológica, este tipo de acoplamento tem sido intensamente estudado em sistemas bidimensionais, ou seja, bicamadas FM/AF.^[9,10,11,12,13,14,15]

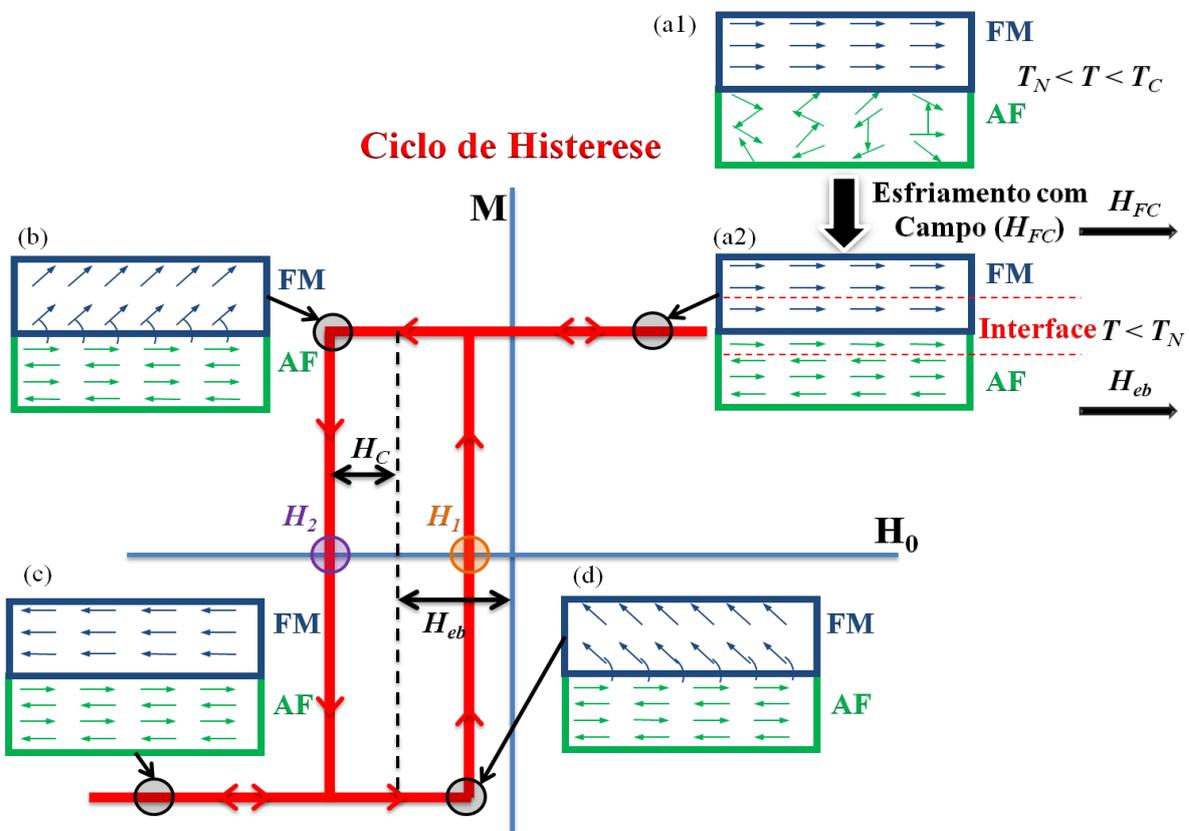


Fig. A.3 Diagrama ilustrativo representando a configuração de *spins* na bicamada FM/AF antes (a1) e depois do processo de resfriamento (a2) e o ciclo de histerese de uma bicamada FM/AF (linha vermelha). A configuração ideal dos spins, numa bicamada FM/AF e em diferentes estágios de um ciclo de histerese, é representada em (a2), (b), (c) e (d).

Uma das técnicas mais comuns, para se preparar bicamadas acopladas por *exchange*, consiste em aquecer o sistema a temperaturas acima da temperatura de Néel (T_N) do material antiferromagnético (ver Fig. A.3.a1). Comumente, os materiais ferromagnéticos usados

apresentam a temperatura de Curie (T_C) bem acima da temperatura de Néel do AF. Se um campo magnético, H_{FC} , é aplicado a uma temperatura T tal que $T_N < T < T_C$, e se o campo é suficientemente forte, todos os spins no FM se alinham paralelos a H_{FC} , isto é, o FM estará saturado. Entretanto, nestas condições, os spins no AF permanecem desordenados aleatoriamente, pois $T > T_N$. Quando o sistema FM/AF é resfriado, com H_{FC} (*field cooling*) aplicado, a $T < T_N$ a ordem magnética no AF é estabelecida (ver Fig. A.3.a2). Durante o resfriamento na interface FM/AF, os spins, de ambas as camadas, interagem uns com os outros. Desta maneira, assumindo-se que a interação na interface é ferromagnética, os spins da primeira camada atômica do AF se alinham paralelamente aos spins no FM, enquanto que as camadas sucessivas se orientam antiparalelas umas com as outras para que a magnetização no AF seja zero (ver Fig. A.3.a2). Esta interação na interface origina uma anisotropia unidirecional.

Uma forma bastante intuitiva, do efeito que a interação de *exchange* causa na magnetização, é mostrado na ilustração do ciclo de histerese apresentado na Fig. A.3. Nesta ilustração, o campo está aplicado paralelo ao eixo de anisotropia unidirecional.^[16] Logo após o processo de resfriamento, os spins na interface FM/AF ficam paralelos (Fig. A.3.a2). Quando o sentido do campo inverte, os spins no FM giram na tentativa de se alinharem ao campo, no entanto, se a anisotropia do AF for suficientemente forte os spins do AF permanecem fixos. Conseqüentemente, devido ao acoplamento na interface, estes spins exercem um torque microscópico nos spins do FM na tentativa de manter os mesmos na sua posição original (Fig. A.3.b). Caso o valor do campo aplicado H_0 seja suficientemente forte, a ponto de inverter a magnetização ($H_0 > |H_{eb} + H_C|$), os spins do FM ficarão orientados no sentido contrário e a magnetização da amostra estará saturada (Fig. A.3.c). O campo necessário para reverter a magnetização ($H_0 = |H_{eb} + H_C|$) é maior do que aquele necessário se a camada FM não estivesse em contato com a AF, ou seja, é necessário um campo magnético adicional para vencer o torque microscópico exercido pelos spins do AF. Contrariamente, quando o valor do campo começa a diminuir, seguindo o ramo ascendente do ciclo de histerese, os spins no FM começarão a girar em um valor de campo menor, pois devido à interação com os spins do AF estes últimos exercem um torque na mesma direção do campo aplicado favorecendo o processo de reversão da magnetização (Fig. A.3.d). Macroscopicamente, a bicamada FM/AF comporta-se como se existisse um campo de anisotropia de intercâmbio (interno) apontando em um único sentido, campo de *exchange bias* H_{eb} (Fig. A.3.b). O efeito resultante será o deslocamento do ciclo de histerese ao longo da direção e no sentido contrário de H_{eb} (Fig. A.3.a).

A.3.1. Energia de *Exchange*

Quando o modelo macroscópico de M-B é aplicado em bicamadas FM/AF, se supõe que as camadas magnéticas são homogêneas no plano e a interface é não compensada, isto é, a magnetização resultante da primeira camada no AF é diferente de zero como mostrado na Fig. A.3.a. M-B supuseram também, que no processo de reverter a magnetização do FM os spins neste, giram de forma coerente. Desta forma, a energia de *exchange* (por unidade de área) pode ser escrita fenomenologicamente como:

$$E_{AE} = -J_{EX} \cos(\phi_{FM} - \phi_A^{AF}) \quad (A.14)$$

onde, J_{EX} é a constante de anisotropia de *exchange* (entre as camadas FM e AF) e ϕ_A^{AF} é o ângulo entre a direção do campo de anisotropia, definido como $H_E = J_{EX} / (t_{FM} M_{FM})$, e uma direção de referência qualquer. Este termo é mínimo quando a magnetização é paralela a direção de anisotropia e máximo quando esta esteja orientada no sentido oposto, favorecendo, na ausência de campo aplicado, uma direção preferencial unidirecional.

A energia, mostrada na Eq. (A.14), pode ser reescrita, em função das magnetizações das camadas FM e AF, como:

$$E_{AE} = -J_{EX} \left(\frac{\vec{M}_{FM} \cdot \vec{M}_{AF}}{M_{FM} M_{AF}} \right) \quad (A.15)$$

A.3.2. Energia Devido à Parede de Domínio

De acordo com o modelo macroscópico de M-B, o campo de *exchange* (H_E) calculado é duas ordens de grandeza maior que os valores observados experimentalmente. Para se resolver este problema, algumas mudanças, no modelo, foram sugeridas. A primeira modificação importante foi proposta por Néel.^[17,18] O principal destaque no modelo de Néel foi considerar que quando o campo é revertido, em vez de ter uma interface magnética definida, se formaria uma parede de domínio paralela à interface FM/AF no AF, no FM, ou em ambos, dependendo de onde seja favorável energeticamente (ver Fig. A.4). A presença desta parede de domínio causa a diminuição da energia, na configuração de equilíbrio da magnetização, e conseqüentemente torna o valor do campo efetivo de *exchange* menor.

Considerando que a parede de domínio é formada no AF (o que é verdade para filmes ferromagnéticos de Py^[19]) e que o filme FM se comporta como um monodomínio, a energia da parede de domínio no AF (por unidade de área) pode ser escrita, segundo a proposta de Maury^[20] *et al*, como:^[20,21]

$$E_W = \sigma_W \left[1 - \cos(\phi_{AF} - \phi_A^{AF}) \right] \quad (\text{A.16})$$

onde, $\sigma_W = 2\sqrt{AK_{AF}}$ é a energia por unidade de área da parede de domínio no AF e ϕ_{AF} é o ângulo entre a magnetização da primeira camada no AF (em contato com a interface) e uma direção de referência (por exemplo, eixo z). K_{AF} e A são as constantes de anisotropia cristalina e a constante de intercâmbio no AF respectivamente.

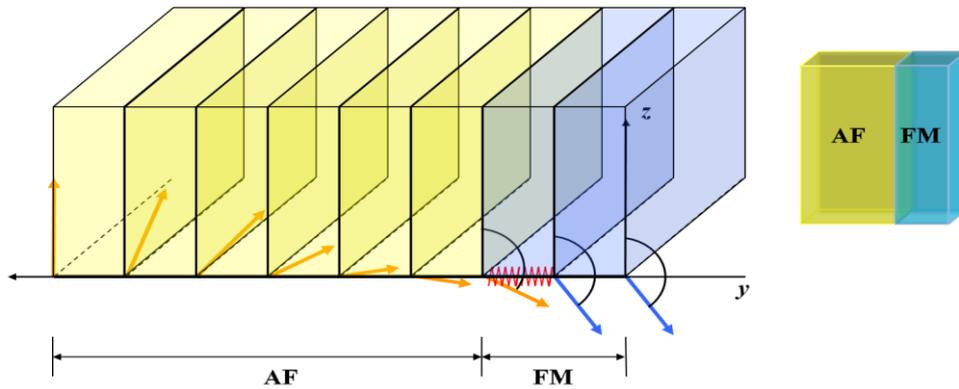


Fig. A.4 Esquema da formação da parede de domínio no AF. A anisotropia unidirecional no antiferromagnético é escolhida, de forma didática, ao longo do eixo z . A figura mostra a situação na qual, o campo magnético é aplicado contrário a z . Só é mostrado os spins de uma das sub-redes do AF.

Sem perda de generalidade, a Eq. (A.16), pode ser reescrita, em função da magnetização da camada AF, como:

$$E_W = -\sigma_W \left(\frac{\vec{M}_{AF} \cdot \hat{u}_{AF}}{M_{AF}} \right) \quad (\text{A.17})$$

onde, \hat{u}_{AF} é a direção da anisotropia da camada AF. Semelhante a H_E , pode-se definir um campo devido a parede de domínio no AF como $H_W = \sigma_W / (t_{FM} M_{FM})$.

A.3.3. Energia Devido a Grãos Rotacionais

Outra grande contribuição, ao modelo energético, foi a proposta feita por Stiles e McMichael.^[11,22] Neste modelo, eles consideraram que o filme AF é formado por um conjunto de grãos de tamanhos e direções de anisotropias diferentes.

Estes grãos, segundo o modelo, podem se comportar de duas formas: (i) os grãos, para os quais, a constante de acoplamento direto na interface FM/AF é alta e a direção de anisotropia é aproximadamente a de \vec{H}_E , não revertem seus *spins* no processo de reversão da magnetização no FM (grãos AF com magnetização fixa), ou seja, estes grãos preservam a ordem antiferromagnética longe da interface (contribuem para o *exchange-bias*); (ii) os grãos, com constante de acoplamento alta na interface e eixos fácies orientados formando um certo ângulo, além do ângulo crítico em relação ao eixo fácil do FM (grão AF com magnetização rotacional), acompanharão os *spins* do FM (contribuem para o aumento do campo coercitivo, H_C).

Os grãos cuja magnetização acompanha a rotação da magnetização do FM, caso (ii), contribuem para um campo efetivo que é paralelo à direção de equilíbrio da magnetização (\vec{M}_0/M_S). A contribuição, desta anisotropia “rotacional”, para a energia magnética livre (por unidade de área) da bicamada FM/AF, pode ser escrita fenomenologicamente como:

$$E_{Rot} = -(\vec{M}_{FM} \cdot \vec{H}_{ra})t_{FM} = -K_{ra} \left(\frac{\vec{M}_{FM} \cdot \hat{h}_{ra}}{M_{FM}} \right) t_{FM} \quad (\text{A.18})$$

onde, \vec{H}_{ra} , definido como $H_{ra} = K_{ra}t_{FM}/(M_{FM})$, é o campo de anisotropia rotacional^[22], o qual se comporta como um campo magnético efetivo que gira rigorosamente paralelo a \vec{M}_0 .

A.4. ENERGIA LIVRE TOTAL PARA UMA BICAMADA FM/AF ACOPLADA POR EXCHANGE

Levando-se em conta todas as contribuições energéticas, vistas neste capítulo, a energia livre magnética total (por unidade de área) para uma bicamada FM/AF acoplada por *exchange*, pode ser escrita como:

$$E = - \left[\vec{H} \cdot \vec{M}_{FM} + \left(2\pi M_{FM}^2 - \frac{K_S}{t_2} \right) \left(\frac{\vec{M}_{FM} \cdot \hat{n}}{M_{FM}} \right)^2 + K_U \left(\frac{\vec{M}_{FM} \cdot \hat{u}_{FM}}{M_{FM}} \right)^2 \right] t_{FM} \quad (A.19)$$

$$- J_{EX} \frac{\vec{M}_{FM} \cdot \vec{M}_{AF}}{M_{FM} M_{AF}} - \sigma_W \frac{\vec{M}_{AF} \cdot \hat{u}_{AF}}{M_{AF}} - K_{ra} \left(\frac{\vec{M}_{FM} \cdot \hat{h}_{ra}}{M_{FM}} \right) t_{FM}$$

A.5. CÁLCULO DA RELAÇÃO DE DISPERSÃO PARA BICAMADAS FM/AF ACOPLADAS POR EXCHANGE-BIAS E PARA FILME SIMPLES FM

A.5.1. Definição do Campo de Exchange-Bias

Os cálculos, apresentados nesta seção, levarão em conta as contribuições do campo magnético aplicado no plano, os campos de anisotropias uniaxiais e de desmagnetização da camada FM, a energia da parede de domínio seguindo o modelo proposto por Maury^[20] *et al.* e a anisotropia rotacional descrita por McMichael^[11,22] *et al.* A Fig. A.5 mostra o esquema adotado para os cálculos.

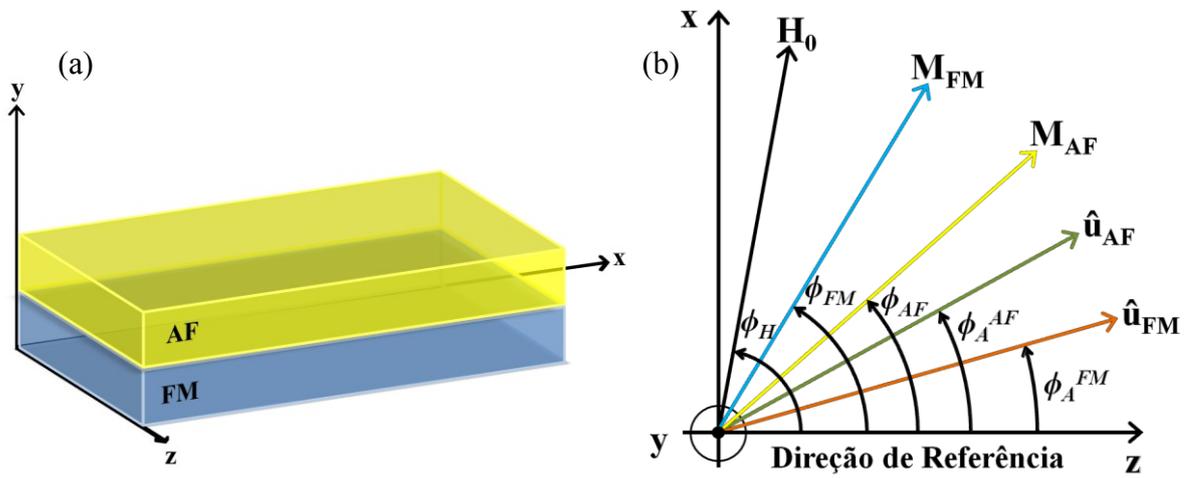


Fig. A.5 (a) Esquema de uma bicamada FM/AF acoplada por *exchange*. (b) Sistema de coordenadas usado no cálculo da relação de dispersão, onde \hat{u}_{AF} e \hat{u}_{FM} são, respectivamente, as direções das anisotropias uniaxiais para camada AF e FM, respectivamente.

Seguindo a formulação adotada, a energia para uma bicamada FM/AF pode ser escrita, a partir da Eq. (A.19), como:

$$\frac{E}{t_{FM}M_{FM}} = \left[\left(2\pi M_{FM}^2 - \frac{K_S}{t_{FM}} \right) - H_0 \cos(\phi_H - \phi_{FM}) - \frac{H_U}{2} \cos^2(\phi_{FM} - \phi_A^{FM}) \right] - H_E \cos(\phi_{FM} - \phi_{AF}) - H_W \cos(\phi_{AF} - \phi_A^{AF}) - H_{ra} \cos(\phi_H - \phi_{FM}) \quad (\text{A.20})$$

Considere que as direções das magnetizações \vec{M}_{FM} e \vec{M}_{AF} ficam no plano do filme ZX (i.e $\theta_i = \pi/2$). As posições de equilíbrio são determinadas pelas seguintes condições:

$$\frac{1}{t_{FM}M_{FM}} \frac{\partial E}{\partial \phi_{FM}} = H_0 \sin(\phi_{FM} - \phi_H) + \frac{H_U}{2} \sin 2(\phi_{FM} - \phi_A^{FM}) + H_E \sin(\phi_{FM} - \phi_{AF}) + H_{ra} \sin(\phi_{FM} - \phi_H) = 0 \quad (\text{A.21})$$

$$\frac{1}{t_{FM}M_{FM}} \frac{\partial E}{\partial \phi_{AF}} = -H_E \sin(\phi_{FM} - \phi_{AF}) + H_W \sin(\phi_{AF} - \phi_A^{AF}) = 0$$

com

$$\frac{\partial^2 E}{\partial \phi_{FM}^2} \frac{\partial^2 E}{\partial \phi_{AF}^2} - \left[\frac{\partial^2 E}{\partial \phi_{FM} \partial \phi_{AF}} \right]^2 > 0 \quad (\text{A.22})$$

$$\frac{\partial^2 E}{\partial \phi_{FM}^2} > 0 \text{ ou } \frac{\partial^2 E}{\partial \phi_{AF}^2} > 0$$

O campo de anisotropia unidirecional ou *exchange-bias*, H_{eb} , obtido através do ciclo de histerese, é definido como:

$$H_{eb} = \frac{H_1 + H_2}{2} \quad (\text{A.23})$$

onde, H_1 e H_2 são os valores do campo magnético H_0 (ver Fig. A.3) nas posições onde $\cos(\phi_{FM} - \phi_H) = 0$. Nestes campos críticos, os ângulos de equilíbrio da magnetização no FM são $\phi_{FM}^{(1)} = \phi_H + \pi/2$ e $\phi_{FM}^{(2)} = \phi_H - \pi/2$.

Da Eq. (A.21), os campos críticos obedecem às equações:

$$H_1 - \frac{H_U}{2} \sin 2(\phi_H - \phi_A^{FM}) + H_E \cos(\phi_H - \phi_{AF}^{(1)}) + H_{ra} = 0 \quad (\text{A.24})$$

$$H_2 - \frac{H_U}{2} \sin 2(\phi_H - \phi_A^{FM}) + H_E \cos(\phi_H - \phi_{AF}^{(2)}) - H_{ra} = 0$$

onde,

$$\tan g \phi_{AF}^{(1)} = - \left[\frac{H_E \cos \phi_H + H_W \sin \phi_A^{AF}}{H_E \sin \phi_H - H_W \cos \phi_A^{AF}} \right] \quad (\text{A.25})$$

$$\tan g \phi_{AF}^{(2)} = - \left[\frac{H_E \cos \phi_H - H_W \sin \phi_A^{AF}}{H_E \sin \phi_H + H_W \cos \phi_A^{AF}} \right]$$

Supondo que a direção de referência é a direção da anisotropia do FM, ou seja, $\phi_A^{FM} = 0$, tem-se que nos pontos críticos, o campo magnético está orientado na direção do eixo fácil, logo tanto para H_1 quanto para H_2 o ângulo $\phi_H = \pi$. Verificando-se que as condições dadas pela Eq. (A.22) são satisfeitas, obtém-se a seguinte expressão analítica para o campo H_{eb} .^[23]

$$H_{eb} = \frac{H_E H_W}{\sqrt{H_W^2 + (H_E \sec \phi_A^{AF} - H_W \tan \phi_A^{AF})^2}} \quad (\text{A.26})$$

Observe que o campo medido no experimento, H_{eb} , não coincide com o campo H_E definido como o campo efetivo de interação na interface FM/AF. Da Eq. (A.26), alguns casos limites podem ser verificados: Para $\phi_A^{AF} = 0$ (alinhado com a direção de referência) a) quando $H_E \gg H_W$, $H_{eb} \sim H_W$ e b) quando $H_E \ll H_W$, $H_{eb} \sim H_E$ e para $\phi_A^{AF} \rightarrow \pi/2$, $H_{eb} \rightarrow 0$.

A.5.2. Relação de Dispersão

O ponto de partida para a dedução da relação de dispersão é a equação de Landau-Lifshitz, sem o termo de amortecimento e considerando as soluções no regime estacionário:

$$\frac{d\vec{M}_i}{dt} = -\gamma \vec{M}_i \times \vec{H}_{ef}^{(i)} \quad (\text{A.27})$$

onde, o índice i representa uma dada camada magnética, ou seja, $i = 1$ (camada FM) e $i = 2$ (camada AF) \vec{M}_i representa a magnetização de cada camada e

$$\vec{H}_{ef}^{(i)} = -\vec{\nabla}_{M_i} E(\phi, \theta) / t_i \quad (\text{A.28})$$

é o campo efetivo para a camada i .

O método utilizado, para deduzir a relação de dispersão, consiste em resolver a equação vetorial (A.27) nas posições de equilíbrio da magnetização.

Em coordenadas esféricas:

$$\vec{\nabla}_M E = E_r \hat{e}_r + \frac{1}{M} E_\theta \hat{e}_\theta + \frac{E_\phi}{M \text{sen} \theta} \hat{e}_\phi \quad (\text{A.29})$$

onde, E_θ, E_ϕ, E_r são as derivadas parciais da energia em relação às variáveis indicadas.

A precessão da magnetização, no regime de pequenas oscilações, está confinada a pequenos desvios $\Delta\theta_i = \theta_i - \theta_i^{(0)}$ e $\Delta\phi_i = \phi_i - \phi_i^{(0)}$ em torno da posição de equilíbrio $(\phi_i^{(0)}, \theta_i^{(0)})$. Levando em conta que $M_{\theta_i} \cong M_i \Delta\theta_i$ e que $M_{\phi_i} \cong M_i \text{sen} \theta_i \Delta\phi_i$ e das Eqs. (A.27) e (A.28) obtém-se as seguintes relações:

$$\frac{t_i}{\gamma_i} \frac{d\Delta\theta_i}{dt} = -\frac{1}{M_i \text{sen} \theta_i} E_{\phi_i} \quad (\text{A.30})$$

$$\frac{t_i}{\gamma_i} \frac{d\Delta\phi_i}{dt} = \frac{1}{M_i \text{sen} \theta_i} E_{\theta_i}$$

Como a energia é perturbada em torno de seu valor mínimo, dado pela direção de equilíbrio da magnetização, pode-se expandi-la em série de Taylor até segunda ordem, ou seja,

$$E(\phi_1, \phi_2, \theta_1, \theta_2) = \frac{1}{2} \left\{ \left[\sum_{i=1}^2 \left[\frac{\partial}{\partial \phi_i} \Delta \phi_i + \frac{\partial}{\partial \theta_i} \Delta \theta_i \right] \right]^2 E(\phi_1, \phi_2, \theta_1, \theta_2) \right\}_{\phi_i^{(0)}, \theta_i^{(0)}} \quad (\text{A.31})$$

Propondo-se soluções harmônicas para $\Delta \theta_i$ e $\Delta \phi_i$ do tipo $\Delta \theta_i = \Delta \theta_0 \exp(i\omega t)$ e $\Delta \phi_i = \Delta \phi_0 \exp(i\omega t)$ e das Eqs. (A.30) e (A.31), obtém-se um sistema de quatro equações homogêneas para $\Delta \theta_1$, $\Delta \theta_2$ e $\Delta \phi_1$, $\Delta \phi_2$. A relação de dispersão do sistema bicamada FM/AF, é calculada através das raízes do determinante dos coeficientes do sistema:^[24]

$$\begin{vmatrix} E_{\phi_1\phi_1} & E_{\phi_1\theta_1 - iz_1} & E_{\phi_1\phi_1} & E_{\phi_1\theta_2} \\ E_{\phi_1\theta_1 + iz_1} & E_{\theta_1\theta_1} & E_{\theta_1\phi_2} & E_{\theta_1\theta_2} \\ E_{\phi_1\phi_2} & E_{\theta_1\phi_2} & E_{\phi_2\phi_2} & E_{\phi_2\theta_2 - iz_2} \\ E_{\phi_1\theta_2} & E_{\theta_1\theta_2} & E_{\phi_2\theta_2 + iz_2} & E_{\theta_2\theta_2} \end{vmatrix} \quad (\text{A.32})$$

onde, cada elemento E_{ij} denota a segunda derivada da energia livre avaliada nos ângulos de equilíbrio, $z_i = (\omega/\gamma_i) t_i M_i \text{sen} \theta_i$, e γ_i ($i=1,2$) é o fator giromagnético para a magnetização de cada camada.

Para os experimentos realizados, tanto a magnetização quanto o campo magnético aplicado, H_0 , estão no plano da amostra. Desta forma, o ângulo de caracterização azimutal, dado pelo campo aplicado, é ϕ_H e os ângulos polares são $\theta_H = \theta_1 = \theta_2 = \pi/2$. Assim, as derivadas que aparecem no determinante (A.32) ficam como:

$$E_{\phi_1\phi_2} = -J_{EX} \cos(\phi_1 - \phi_2) \quad (\text{A.33})$$

$$E_{\theta_1\theta_2} = -J_{EX}$$

$$E_{\phi_1\phi_1} = \left[H_0 M_1 \cos(\phi_1 - \phi_H) + 2K_{U2} \cos 2(\phi_1 - \phi_A^1) + 2K_{ra} \right] t_1 + J_{EX} \cos(\phi_1 - \phi_2) \quad (\text{A.34})$$

$$E_{\phi_2\phi_2} = J_{EX} \cos(\phi_1 - \phi_2) + \sigma_W \cos(\phi_2 - \phi_A^2)$$

e

$$E_{\theta_1\theta_1} = \left[4\pi M_1^2 - \frac{2K_{S1}}{t_1} + H_0 M_1 \cos(\phi_1 - \phi_H) + 2K_{U1} \cos^2(\phi_1 - \phi_A^1) + 2K_{ra} \right] t_1 + J_{EX} \cos(\phi_1 - \phi_2) \quad (\text{A.35})$$

$$E_{\theta_2\theta_2} = J_{EX} \cos(\phi_1 - \phi_2) + \sigma_W \cos(\phi_2 - \phi_A^2)$$

onde, o restante das derivadas se anula com as condições impostas.

A relação de dispersão, que se deriva do determinante de (A.32), pode ser escrita em função das segundas derivadas da energia livre magnética do sistema. Desta forma se obtém:^[24]

$$z_1^2 z_2^2 - z_1^2 E_{\theta_2\theta_2} E_{\phi_2\phi_2} - z_2^2 E_{\theta_1\theta_1} E_{\phi_1\phi_1} - 2z_1 z_2 E_{\theta_1\theta_2} E_{\phi_1\phi_2} + E_{\theta_2\theta_2} E_{\phi_2\phi_2} \left(E_{\theta_1\theta_1} - \frac{E_{\theta_1\theta_2}^2}{E_{\theta_2\theta_2}} \right) \left(E_{\phi_1\phi_1} - \frac{E_{\phi_1\phi_2}^2}{E_{\phi_2\phi_2}} \right) = 0 \quad (\text{A.36})$$

Desta última equação, fica claro que uma das raízes reais, para a camada ferromagnética acoplada por *exchange* com a camada antiferromagnética, corresponde à relação de dispersão:

$$\left(\frac{\omega}{\gamma} \right)^2 = \left[\left(E_{\phi_{FM}\phi_{FM}} - \frac{E_{\phi_{FM}\phi_{AF}}^2}{E_{\phi_{AF}\phi_{AF}}} \right) \left(E_{\theta_{FM}\theta_{FM}} - \frac{E_{\theta_{FM}\theta_{AF}}^2}{E_{\theta_{AF}\theta_{AF}}} \right) \right] \frac{1}{(t_{FM} M_{FM})^2} \quad (\text{A.37})$$

ou, para as energias adotadas,

$$\left(\frac{\omega}{\gamma} \right)^2 = \left[H_R \cos(\phi_{FM} - \phi_H) + H_U \cos 2(\phi_{FM} - \phi_A^{FM}) + H_{ra} + H_2^{ef} \right] \times \left[4\pi M_{ef} + H_R \cos(\phi_{FM} - \phi_H) + H_U \cos^2(\phi_{FM} - \phi_A^{FM}) + H_{ra} + H_1^{ef} \right] \quad (\text{A.38})$$

onde, H_R é o campo de ressonância, $4\pi M_{ef} = 4\pi M_S - K_S/t_1$ é a magnetização efetiva da camada FM e H_1^{ef} e H_2^{ef} são campos efetivos dados por:

$$H_1^{ef} = \frac{H_W \cos(\phi_{AF} - \phi_A^{AF}) \cos(\phi_{FM} - \phi_{AF}) - H_E \sin^2(\phi_{FM} - \phi_{AF})}{\frac{H_W}{H_E} \cos(\phi_{AF} - \phi_A^{AF}) + \cos(\phi_{FM} - \phi_{AF})} \quad (\text{A.39})$$

$$H_2^{ef} = \frac{H_W \cos(\phi_{AF} - \phi_A^{AF}) \cos(\phi_{FM} - \phi_{AF})}{\frac{H_W}{H_E} \cos(\phi_{AF} - \phi_A^{AF}) + \cos(\phi_{FM} - \phi_{AF})}$$

Para um sistema composto por apenas um filme fino magnético, a relação de dispersão pode ser obtida da Eq. (A.37) e escrita como:

$$\left(\frac{\omega^2}{\gamma^2} \right) = \frac{1}{(t_{FM} M_{FM})^2} [(E_{\phi_{FM}\phi_{FM}})(E_{\theta_{FM}\theta_{FM}})] \quad (\text{A.40})$$

ou, para as energias adotadas,

$$\left(\frac{\omega}{\gamma} \right)^2 = [H_R \cos(\phi_{FM} - \phi_H) + H_U \cos 2(\phi_{FM} - \phi_A^{FM})] \quad (\text{A.41})$$

$$\times [4\pi M_{ef} + H_R \cos(\phi_{FM} - \phi_H) + H_U \cos^2(\phi_{FM} - \phi_A^{FM})]$$

Um exemplo do campo de ressonância obtido experimentalmente e ajustado com a solução, para H_R , da Eq. (A.38) é mostrado na Fig. A.6. O resultado experimental foi obtido em uma bicamada FM/AF de composição Si(001)/Cu(62Å)/ Ni₈₁Fe₁₉ (122 Å)/Ir₂₀Mn₈₀(167 Å), onde Ir₂₀Mn₈₀ é o filme AF e Ni₈₁Fe₁₉ é o filme AF.

Para $\phi_A^{FM} = \phi_A^{AF} = 0^\circ$, o campo H_R é dado por:

Em $\phi_H = 0^\circ$,

$$H_R(0) = -H_U - 2\pi M_{ef} - H_{ra} - \frac{H_E H_W}{H_W + H_E} + \sqrt{(\pi M_{FM})^2 + \left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2} \quad (\text{A.42})$$

Em $\phi_H = 180^\circ$, há duas soluções possíveis, pois se $H_W > H_E$ ($H_W < H_E$) tem-se que $(\phi_{FM}, \phi_{AF}) = (\pi, 0)$ ($(\phi_{FM}, \phi_{AF}) = (\pi, \pi)$),

$$H_R(\pi) = -H_U - 2\pi M_{ef} - H_{ra} + \frac{H_E H_W}{H_W - H_E} + \sqrt{(\pi M_{FM})^2 + \left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2}, \quad H_W > H_E \quad (\text{A.43})$$

$$H_R(\pi) = -H_U - 2\pi M_{ef} - H_{ra} + \frac{H_E H_W}{H_E - H_W} + \sqrt{(\pi M_{FM})^2 + \left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2}, \quad H_W < H_E$$

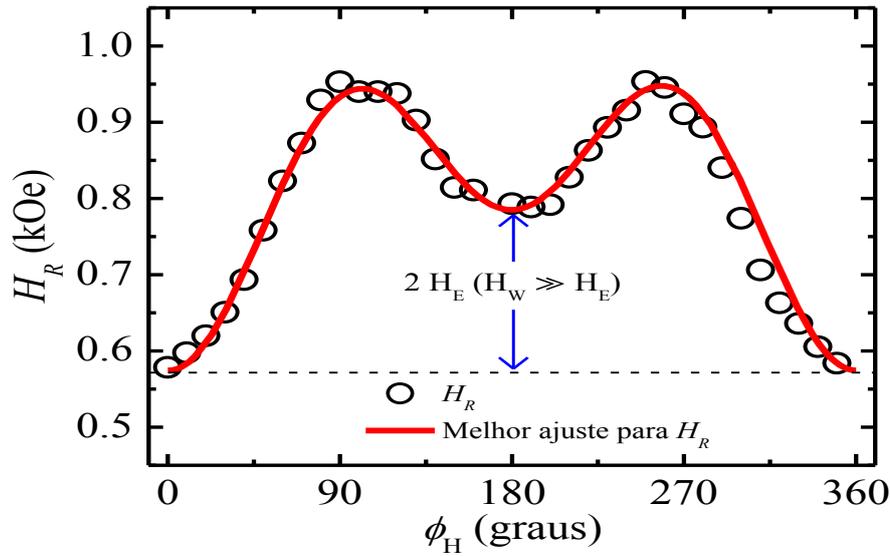


Fig. A.6 Campo de ressonância medido experimentalmente (círculos) em uma bicamada FM/AF de composição Si(001)/Cu(62Å)/Ni₈₁Fe₁₉(122 Å)/Ir₂₀Mn₈₀(167 Å), onde Ir₂₀Mn₈₀ é o filme AF e Ni₈₁Fe₁₉ é o filme AF. Melhor ajuste (linha sólida) para H_R obtido na equação de dispersão (A.38). Os valores obtidos no ajuste foram: $4\pi M_{ef} = 9,65$ kG, $H_U = 139$ Oe, $H_E = 110$ Oe, $H_W = 600$ Oe, $H_{ra} = 182$ Oe e $\phi_A^{AF} = \phi_A^{FM} = 0^\circ$.

O campo de *exchange-bias* em FMR pode ser definido como:^[22,25]

$$H_{eb}^{FMR} = \frac{1}{2}[H_R(\pi) - H_R(0)] \quad (\text{A.44})$$

Utilizando as Eqs. (A.42) e (A.43) obtém-se, para as condições descritas, o mesmo resultado de Xi^[26] *et al*:

$$H_{eb}^{FMR} = \frac{H_W^2 H_E}{H_W^2 - H_E^2}, \text{ para } H_W > H_E \quad (\text{A.45})$$

$$H_{eb}^{FMR} = \frac{H_E^2 H_W}{H_E^2 - H_W^2}, \text{ para } H_W < H_E$$

Note que, quando $H_W \gg H_E$, o campo de *exchange bias*, torna-se aproximadamente igual a H_E , ou seja, $H_{eb} \cong H_E$.

Já o campo de anisotropia uniaxial da camada FM, H_U , em experimentos de FMR, quando $\phi_A^{FM} = 0^\circ$, pode ser calculado, como:

$$H_U = \frac{1}{2}[H(\pi/2) - H(0)] \quad (\text{A.46})$$

REFERÊNCIAS

1. KITTEL, C. **Phys. Rev.**, v. 70, p. 965, 1946.
2. MORRIS, A. H. In: _____ **The Physical Principles of Magnetism**. [S.l.]: [s.n.], Cap. 8.
3. UEDA, Y.; TAKAHASHI, M. **J. Magn. Magn. Mater.**, v. 71, p. 212, 1988.
4. CORCIOVEI, A.; GOSTACHE, G.; VAMANN, D. **Ferromagnetic Thin Films, Solid State Series**. 1. ed. New York: Academic Press Inc, v. 27, 1972.
5. NÉEL, L. **J. Phys. Radium**, v. 15, p. 225, 1954.
6. MEIKLEJOHN, W. H.; BEAN, C. P. **Phys. Rev.**, v. 102, p. 1413, 1956.
7. MEIKLEJOHN, W. H.; BEAN, C. P. **Phys. Rev.**, v. 105, p. 904, 1957.
8. MEIKLEJOHN, W. H. **J. Appl. Phys.**, v. 33, p. 1328, 1962.
9. NOGUÉS, J.; SCHULLER, I. K. **J. Magn. Magn. Mater.**, v. 192, p. 203, 1999.
10. KIWI, M. **J. Magn. Magn. Mater.**, v. 234, p. 584, 2001.
11. STILES, M. D.; MCMICHAEL, R. D. **Phys. Rev. B.**, v. 59, p. 3722, 1999.
12. MCCORD, J. et al. **J. Appl. Phys.**, v. 93, p. 5491, 2003.
13. MCCORD, J.; MATTHEIS, R.; ELEFANT, D. **Phys. Rev. B**, v. 70, p. 094420, 2004.
14. URAZHIDIN, S.; CHIEN, C. L. **Phys. Rev. Lett.**, v. 71, p. 220410(R), 2005.
15. BALTZ, V. et al. **Phys. Rev. Lett.**, v. 94, p. 117201(R), 2005.
16. RODRÍGUEZ-SUAREZ, R. L. **Fenômenos magneto-eletrônicos em interfaces metálicas, Tese de Doutorado**. Departamento de Física, Universidade Federal de Pernambuco. Recife. 2006.
17. NÉEL, L. **Ann. Phys. (France)**, v. 1, p. 61, 1967.
18. NÉEL, L. **C. R. Acad. Sci. Paris Serie C**, v. 264, p. 1002, 1967.
19. NOGUÉS, J. et al. **Phys. Rep.**, v. 422, p. 65, 2005.
20. MAURI, D. et al. **J. Appl. Phys.**, v. 62, p. 3047, 1987.
21. ZIJLSTRA, H. **IEEE Trans. Magn.**, v. 15, p. 1246, 1979.
22. MCMICHAEL, R. D. et al. **Phys. Rev. B**, v. 58, p. 8605, 1997.
23. FERMIN, J. R. et al. **J. Appl. Phys.**, v. 87, p. 6421, 2000.
24. RODRÍGUEZ-SUÁREZ, R. L.; REZENDE, S. M.; AZEVEDO, A. **Phys. Rev. B**, v. 71,

p. 224406, 2005.

25. STOECKLEIN, W.; PARKIN, S. S. P.; SCOTT, J. C. **Phys. Rev. B**, v. 38, p. 6847, 1988.

26. XI, H.; WHITE, M.; REZENDE, S. M. **Phys. Rev. B**, v. 60, p. 14837, 1999.

27. METZGER, G.; PLUVINAGE, P.; TORGUET, R. **Ann. Phys.**, v. 10, p. 5, 1965.

28. KIESSING, H. **Annalen d. Physik**, v. 10, p. 769, 1931.

Apêndice B

SUSCEPTIBILIDADE MAGNÉTICA EM FILMES FINOS

B.1. SISTEMAS DE COORDENADAS ADOTADOS:

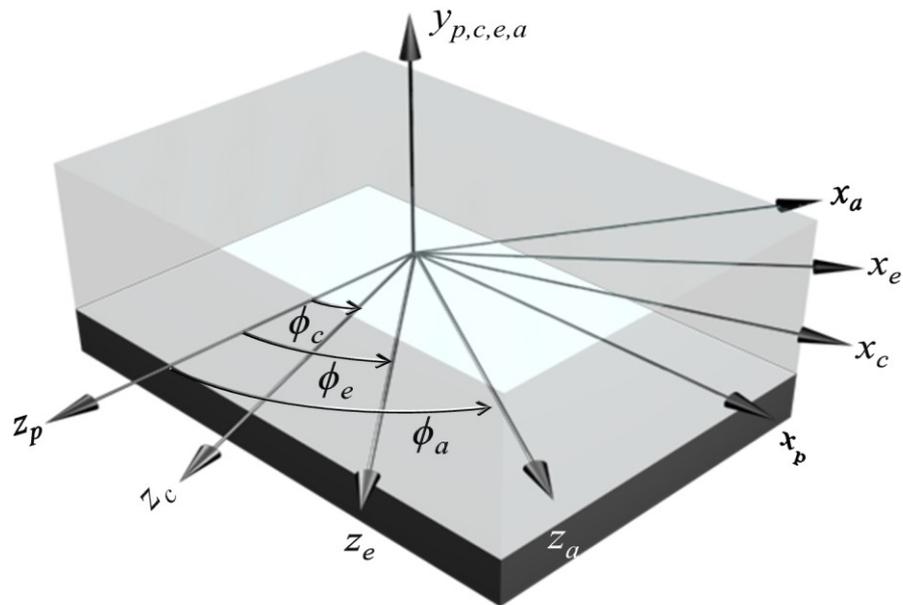


Fig. B.1 Ilustração dos sistemas de eixos adotados para o estudo da susceptibilidade magnética em um filme fino.

(x_p, y_p, z_p) eixos principais da amostra

(x_e, y_e, z_e) eixos referentes a posição de equilíbrio da magnetização

(x_a, y_a, z_a) eixos principais referentes a anisotropia magneto cristalina

(x_c, y_c, z_c) eixos referentes aos campos magnéticos externos aplicados

(B.1)

B.2. CAMPOS E MAGNETIZAÇÃO:

Em (x_c, y_c, z_c) :

$$\begin{aligned}\vec{H}_0 &= H_0 \hat{z}_c && \text{campo magnético externo dc} \\ \vec{h}(t) &= (h_{x_c}, h_{y_c}, 0) e^{i\omega t} && \text{campo magnético externo de rf}\end{aligned}\tag{B.2}$$

Em (x_p, y_p, z_p) :

$$\vec{N}^p = \begin{vmatrix} N_{11} & N_{12} & N_{13} \\ N_{12} & N_{22} & N_{23} \\ N_{13} & N_{23} & N_{33} \end{vmatrix} \text{ tensor desmagnetizante}\tag{B.3}$$

Em (x_e, y_e, z_e) :

$$\begin{aligned}\vec{M}^e &= \vec{M}_0^e + \vec{m}^e && \text{magnetização total (dependência temporal implícita)} \\ \vec{M}_0^e &= M_0 \hat{z}_e && \text{componente estática da magnetização (mag. equilíbrio)} \\ \vec{m}^e &= (m_{x_e}, m_{y_e}, m_{z_e}) && \text{componente dinâmica da magnetização (dep. temp. oculta)}\end{aligned}\tag{B.4}$$

Mudando de base: $(x_p, y_p, z_p) \rightarrow (x_e, y_e, z_e)$

$$\vec{N}^e = \underline{T}_{p-e} \vec{N}^p \underline{T}_{p-e}^{-1} = \begin{vmatrix} N^e_{11} & N^e_{12} & N^e_{13} \\ N^e_{12} & N^e_{22} & N^e_{23} \\ N^e_{13} & N^e_{23} & N^e_{33} \end{vmatrix}\tag{B.5}$$

onde, \underline{T}_{p-e} é a matriz mudança de base de p para e .

Mudando de base: $(x_c, y_c, z_c) \rightarrow (x_e, y_e, z_e)$

$$\begin{aligned}\vec{H}_0^e &= \underline{T}_{c-e} \vec{H}_0 = (H_0 x_e, 0, H_0 z_e) = (-H_0 \sin(\phi_e - \phi_c), 0, H_0 \cos(\phi_e - \phi_c)) \\ \vec{h}^e(t) &= \underline{T}_{c-e} \vec{h}(t) = (h_{x_e}, h_{y_e}, h_{z_e}) = (h_{x_c} \cos(\phi_e - \phi_c), h_{y_c}, h_{z_c} \sin(\phi_e - \phi_c))\end{aligned}\tag{B.6}$$

,onde a dependência temporal em h está oculta, para facilitar a notação, e a matriz mudança de base de c para e é escrita como:

$$\underline{T}_{c-e} = \begin{vmatrix} \cos(\phi_e - \phi_c) & 0 & -\sin(\phi_e - \phi_c) \\ 0 & 1 & 0 \\ \sin(\phi_e - \phi_c) & 0 & \cos(\phi_e - \phi_c) \end{vmatrix} \quad (\text{B.7})$$

B.3. EQUAÇÃO DE MOVIMENTO (SEM AMORTECIMENTO) E CONDIÇÃO DE EQUILÍBRIO

B.3.1. Equação de Movimento sem Amortecimento:

No sistema de eixos referentes à posição de equilíbrio da magnetização, a equação de movimento para a magnetização, sem perdas, pode ser escrita como:

$$\frac{d\vec{M}^e}{dt} = -\gamma \left(\vec{M}^e \times \vec{H}_{ef}^e \right) \quad (\text{B.8})$$

onde, o campo efetivo é dado por:

$$\vec{H}_{ef}^e = \left(\vec{H}_0^e - \vec{N}^e \cdot \vec{M}_0^e \right) + \left(\vec{h}^e - \vec{N}^e \cdot \vec{m}^e \right) = \vec{H}_{0ef}^e + \vec{h}_{ef}^e \quad (\text{B.9})$$

onde, \vec{H}_{0ef}^e é a componente dc (estática) e \vec{h}_{ef}^e é a componente ac (dinâmica) do campo efetivo.

B.3.2. Condição de Equilíbrio

A condição de equilíbrio para a precessão da magnetização é dada por:

$$\vec{M}_0^e \times \vec{H}_{0ef}^e = 0 \quad (\text{B.10})$$

Substituindo os campos e linearizando, para pequenas oscilações, a Eq. (B.8) obtém-se:

$$i\omega \vec{m}^e = -\gamma \left\{ \vec{m}^e \times \left(\vec{H}_0^e - \vec{N}^e \cdot \vec{M}_0^e \right) + \vec{M}_0^e \times \left(\vec{h}^e - \vec{N}^e \cdot \vec{m}^e \right) \right\} \quad (\text{B.11})$$

Separando-se as componentes

$$\begin{aligned} m_{x_e} &= \frac{\gamma M_0}{D} \left\{ \left[\gamma H_{0z_e} + \gamma M_0 (N_{22}^e - N_{33}^e) \right] h_{x_e} + \left[i\omega - \gamma M_0 N_{12}^e \right] h_{y_e} \right\} \\ m_{y_e} &= \frac{\gamma M_0}{D} \left\{ - \left[i\omega + \gamma M_0 N_{12}^e \right] h_{x_e} + \left[\gamma H_{0z_e} + \gamma M_0 (N_{11}^e - N_{33}^e) \right] h_{y_e} \right\} \\ m_{z_e} &= 0 \end{aligned} \quad (\text{B.12})$$

onde, D é dado por:

$$D = \gamma^2 \left[H_{0z_e} + M_0 (N_{11}^e - N_{33}^e) \right] \left[H_{0z_e} + M_0 (N_{22}^e - N_{33}^e) \right] - \gamma^2 (M_0 N_{12}^e)^2 - \omega^2 \quad (\text{B.13})$$

O tensor susceptibilidade magnética é definido pela relação

$$\vec{m} = \vec{\chi} \cdot \vec{h} \quad (\text{B.14})$$

De (B.12) e (B.13) o tensor susceptibilidade magnética, para o sistema de referência do equilíbrio, pode ser escrito como:

$$\vec{\chi}^e = \begin{vmatrix} \chi_{xx}^e & \chi_s^e + i\chi_\omega^e & 0 \\ \chi_s^e - i\chi_\omega^e & \chi_{yy}^e & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{vmatrix} \quad (\text{B.15})$$

onde,

$$\begin{aligned}
\chi_{xx,yy,s}^e &= D^{-1} \gamma M_0 \omega_{xx,yy,s}^e & \chi_{\omega}^e &= D^{-1} \gamma M_0 \omega \\
\omega_{xx,yy}^e &= \omega_{H^e}^e + \gamma N_{22,11}^e M_0 & \omega_s^e &= -\gamma N_{12}^e M_0 \\
\omega_{H^e}^e &= \gamma (H_{0z_e} - M_0 N_{33}^e) & D &= \omega_0^e{}^2 - \omega^2 \\
\omega_0^e{}^2 &= \omega_{xx}^e \omega_{yy}^e - \omega_s^e{}^2
\end{aligned} \tag{B.16}$$

quando, ω_0^e é a frequência de ressonância de FMR para a amostra.

No sistema de referência do campo, a magnetização oscilante pode ser escrita como;

$$\vec{m}^c = \underline{T}_{c-e}^{-1} \vec{m}^e = (m_{x_e} \cos(\phi_e - \phi_c), m_{y_e}, -m_{z_e} \sin(\phi_e - \phi_c)) \tag{B.17}$$

B.3.3. Tensor Desmagnetizante

Para um filme fino e com a magnetização no plano, o tensor desmagnetizante pode ser escrito, em relação aos eixos principais da amostra, como:

$$\vec{N}^P = \begin{vmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 4\pi & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{vmatrix} \tag{B.18}$$

Desta forma no sistema de eixos referentes à condição de equilíbrio, o tensor desmagnetizante é escrito como:

$$\vec{N}^e = \begin{vmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 4\pi & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{vmatrix} \tag{B.19}$$

B.3.4. Anisotropia Uniaxial

O campo devido a uma anisotropia uniaxial pode ser escrito como:

$$\vec{H}_{an} = -\frac{\partial E_{an}}{\partial \vec{M}} \tag{B.20}$$

onde, E_{an} é a densidade de energia devido a uma anisotropia uniaxial, de direção \hat{u}_{an} , a qual é dada por:

$$E_{an} = -k_{an} \left(\frac{\vec{M} \cdot \hat{u}_{an}}{M_0} \right)^2 \quad (\text{B.21})$$

com k_{an} sendo a constante de anisotropia uniaxial do filme ferromagnético.

O campo de anisotropia, em e , é dado por:

$$\vec{H}_{an}^e = -\frac{\partial E_{an}}{\partial \vec{M}^e} = -\frac{\partial}{\partial \vec{M}^e} \left[-k_{an} \left(\frac{\vec{M}^e \cdot \hat{u}_{an}^e}{M_0} \right)^2 \right] = \left(\frac{k_{an}}{M_0^2} \right) \frac{\partial}{\partial \vec{M}^e} \left[(M_{x_e} u_{x_e} + M_{z_e} u_{z_e})^2 \right] \quad (\text{B.22})$$

, ou seja,

$$\begin{aligned} \vec{H}_{anx_e} &= -\frac{\partial E_{an}}{\partial M_{x_e}} = \left(\frac{2k_{an}}{M_0^2} \right) \left[(M_{x_e} u_{x_e} + M_{z_e} u_{z_e}) u_{x_e} \right] \\ \vec{H}_{any_e} &= -\frac{\partial E_{an}}{\partial M_{y_e}} = 0 \\ \vec{H}_{anz_e} &= -\frac{\partial E_{an}}{\partial M_{z_e}} = \left(\frac{2k_{an}}{M_0^2} \right) \left[(M_{x_e} u_{x_e} + M_{z_e} u_{z_e}) u_{z_e} \right] \end{aligned} \quad (\text{B.23})$$

Tomando a direção da anisotropia como $\hat{u}_{an}^a = \hat{z}_a$, no sistema de referência e , obtém-se:

$$\hat{u}_{an}^e = \underline{T}_{a-e} \hat{u}_{an}^a = (\sin(\phi_e - \phi_a), 0, \cos(\phi_e - \phi_a)) \quad (\text{B.24})$$

Desta forma, de (B.22), (B.23) e (B.24), o campo de anisotropia é dado por:

$$\vec{H}_{an}^e = \left(\frac{2k_{an}}{M_0^2} \right) \left[M_{x_e} \sin(\phi_e - \phi_a) + M_{z_e} \cos(\phi_e - \phi_a) \right] (\sin(\phi_e - \phi_a), 0, \cos(\phi_e - \phi_a)) \quad (\text{B.25})$$

Da condição de equilíbrio para a magnetização, (B.10), e tomando $M_{x_e, y_e} \ll M_{z_e} = M_0 \approx M_S$, a Eq. (B.25) pode ser reescrita como:

$$\begin{aligned} \vec{H}_{an}^e &= \left(\frac{2k_{an}}{M_0^2} \right) (M_{x_e} \sin^2(\phi_e - \phi_a), 0, M_{z_e} \cos^2(\phi_e - \phi_a)) = \\ &= - \begin{vmatrix} -(H_{an}/M_0) \sin^2(\phi_e - \phi_a) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -(H_{an}/M_0) \cos^2(\phi_e - \phi_a) \end{vmatrix} \begin{pmatrix} M_{x_e} \\ M_{y_e} \\ M_{z_e} \end{pmatrix} = \\ &= -\vec{N}^{an,e} \cdot \vec{M}^e \end{aligned} \quad (\text{B.26})$$

onde, $H_{an} = 2k_{an}/M_0$ e $\vec{N}^{an,e}$ é definido como o tensor anisotropia uniaxial.

B.3.5. Energia de Superfície

O campo devido à energia de superfície pode ser escrito como:

$$\vec{H}_{sup} = - \frac{\partial E_{sup}}{\partial \vec{M}} \quad (\text{B.27})$$

onde, E_{sup} é a densidade de energia devido quebra de simetria na direção normal do filme, \hat{n} , a qual é dada por:

$$E_{sup} = - \frac{k_S}{t_{FM}} \left(\frac{\vec{M} \cdot \hat{n}}{M_0} \right)^2 \quad (\text{B.28})$$

com k_S sendo a constante de superfície e t_{FM} a espessura do filme ferromagnético.

O campo de anisotropia de superfície, em e , é dado por:

$$\vec{H}_{\text{sup}}^e = -\frac{\partial E_{\text{sup}}}{\partial \vec{M}^e} = -\frac{\partial}{\partial \vec{M}^e} \left[-\frac{k_s}{t_{FM}} \left(\frac{\vec{M} \cdot \hat{n}}{M_0} \right)^2 \right] = \left(\frac{k_s}{t_{FM} M_0^2} \right) \frac{\partial}{\partial \vec{M}^e} \left[(M_{y_e})^2 \right] \quad (\text{B.29})$$

, ou seja,

$$\begin{aligned} \vec{H}_{\text{sup}x_e} &= -\frac{\partial E_{\text{sup}}}{\partial M_{x_e}} = 0 \\ \vec{H}_{\text{sup}y_e} &= -\frac{\partial E_{\text{sup}}}{\partial M_{y_e}} = \left(\frac{2k_s}{t_{FM} M_0^2} \right) M_{y_e} \\ \vec{H}_{\text{sup}z_e} &= -\frac{\partial E_{\text{sup}}}{\partial M_{z_e}} = 0 \end{aligned} \quad (\text{B.30})$$

Desta forma o campo devido à anisotropia de superfície pode ser escrito como:

$$\vec{H}_{\text{sup}}^e = \left(\frac{2k_s}{t_{FM} M_0^2} \right) (0, M_{y_e}, 0) = - \begin{vmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & -(H_s/M_0) & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{vmatrix} \begin{pmatrix} M_{x_e} \\ M_{y_e} \\ M_{z_e} \end{pmatrix} = -\vec{N}^{\text{sup},e} \cdot \vec{M}^e \quad (\text{B.31})$$

onde, $H_s = 2k_s/(t_{FM} M_0)$ e $\vec{N}^{\text{sup},e}$ é definido como o tensor anisotropia de superfície.

B.3.6. Tensor desmagnetizante Efetivo

De (B.19), (B.26) e (B.31) pode-se definir um tensor desmagnetizante efetivo, no sistema de referência e , o qual é dado por:

$$\begin{aligned} \vec{N}^e &\rightarrow \vec{N}^e + \vec{N}^{\text{an},e} + \vec{N}^{\text{sup},e} = \\ &= \begin{vmatrix} -(H_{\text{an}}/M_0)\sin^2(\phi_e - \phi_a) & 0 & 0 \\ 0 & 4\pi - (H_s/M_0) & 0 \\ 0 & 0 & -(H_{\text{an}}/M_0)\cos^2(\phi_e - \phi_a) \end{vmatrix} \end{aligned} \quad (\text{B.32})$$

, ou seja, as novas componentes do tensor desmagnetizante, para um filme fino, são:

$$\begin{aligned}
N_{11}^e &= -(H_{an}/M_0)\sin^2(\phi_e - \phi_a) \\
N_{22}^e &= (4\pi M_{ef}/M_0) = 4\pi - (H_s/M_0) \\
N_{33}^e &= -(H_{an}/M_0)\cos^2(\phi_e - \phi_a) \\
N_{12}^e &= N_{13}^e = N_{23}^e = 0
\end{aligned} \tag{B.33}$$

onde, M_{ef} é definida como a magnetização efetiva do filme fino.

B.4. EQUAÇÃO DE MOVIMENTO COM RELAXAÇÃO MAGNÉTICA (AMORTECIMENTO)

B.4.1. Equação de Movimento com Amortecimento

Como visto anteriormente, sistemas reais possuem mecanismos de dissipação de energia. Em um sistema ferromagnético a dinâmica da magnetização com relaxação magnética pode ser descrita pela equação de LLG. No sistema de referência e , a equação de Landau-Lifshitz-Gilbert, pode ser escrita como:

$$\frac{d\vec{M}^e}{dt} = -\gamma \left(\vec{M}^e \times \vec{H}_{ef}^e \right) - \frac{\alpha}{M_S} \left(\vec{M}^e \times \frac{\partial \vec{M}^e}{\partial t} \right) \tag{B.34}$$

Substituindo-se o campo efetivo dado por (B.9) com (B.33) em (B.34) e linearizando-se a equação de LLG, obtém-se:

$$i\omega \vec{m}^e = -\gamma \left\{ \vec{m}^e \times \left(\vec{H}_0^e + \frac{i\alpha\omega}{\gamma M_0} - \vec{N}^e \cdot \vec{M}_0^e \right) + \vec{M}_0^e \times \left(\vec{h}^e - \vec{N}^e \cdot \vec{m}^e \right) \right\} \tag{B.35}$$

Como $\vec{H}_{0ef}^e // \vec{M}_0^e$, ou seja, $(\vec{H}_0^e - \vec{N}^e \cdot \vec{M}_0^e) // \vec{M}_0^e$ a Eq. (B.35) pode ser reescrita de forma idêntica a Eq. (B.11) fazendo-se as substituições:

$$H_{0z_e} \rightarrow H_{0z_e} + \frac{i\alpha\omega}{\gamma M_0}; \quad H_{0x_e} \rightarrow H_{0x_e}; \quad H_{0y_e} \rightarrow H_{0y_e} \tag{B.36}$$

ou

$$\begin{aligned}\omega_{H^e}^e &\rightarrow \omega_{H^e}^e + i\alpha\omega \\ \omega_{xx,yy}^e &\rightarrow \omega_{xx,yy}^e + i\alpha\omega\end{aligned}\tag{B.37}$$

Desta forma as componentes do tensor descritas na Eq. (B.16) com algumas aproximações, vistas na próxima seção, podem ser usadas para descrever a dinâmica da magnetização com amortecimento.

B.4.2. Componentes do Tensor Susceptibilidade Magnética

De (B.16), as componentes do tensor susceptibilidade, podem ser escritas como:

$$\begin{aligned}\chi_{xx}^e &= \frac{\gamma M_0 \omega_{xx}^e}{D} = \frac{\gamma M_0 \omega_{xx}^e}{\left[\omega_{xx}^e \omega_{yy}^e - \omega_s^e \right]^2 - \omega^2} = \frac{\gamma M_0 \omega_{xx}^e}{\omega_{xx}^e \omega_{yy}^e - \omega^2} = \gamma M_0 \omega_{xx}^e G^{-1} \\ \chi_{yy}^e &= \frac{\gamma M_0 \omega_{yy}^e}{D} = \frac{\gamma M_0 \omega_{yy}^e}{\left[\omega_{xx}^e \omega_{yy}^e - \omega_s^e \right]^2 - \omega^2} = \frac{\gamma M_0 \omega_{yy}^e}{\omega_{xx}^e \omega_{yy}^e - \omega^2} = \gamma M_0 \omega_{yy}^e G^{-1} \\ \chi_s^e &= \frac{\gamma M_0 \omega_s^e}{D} = 0 \\ \chi_\omega^e = \chi_{xy}^e &= \frac{\gamma M_0 \omega}{D} = \frac{\gamma M_0 \omega}{\left[\omega_{xx}^e \omega_{yy}^e - \omega_s^e \right]^2 - \omega^2} = \frac{\gamma M_0 \omega}{\omega_{xx}^e \omega_{yy}^e - \omega^2} = \gamma M_0 \omega G^{-1} \\ G &= \frac{1}{\omega_{xx}^e \omega_{yy}^e - \omega^2}\end{aligned}\tag{B.38}$$

onde, para filmes finos $N_{12}^e = 0$.

Com as modificações devido a relaxação magnética (B.37) o termo G é escrito como:

$$G = \frac{\omega_{xx}^e \omega_{yy}^e - \omega^2 (1 + \alpha^2) + i\alpha\omega (\omega_{xx}^e + \omega_{yy}^e)}{\left[\omega^2 - (\omega_{xx}^e \omega_{yy}^e) \right]^2 + \alpha^2 \omega^2 (\omega_{xx}^e + \omega_{yy}^e)^2}\tag{B.39}$$

Para $\alpha \ll 1$ e $|\omega - \omega_0^e| \ll \omega_0^e$ (campo fixo) ou ω (frequência fixa), as componentes do tensor susceptibilidade podem ser aproximadas na seguinte forma:

a) Componentes χ_{xx}^e e χ_{yy}^e :

$$\chi_{xx,yy}^e \approx \gamma M_0 \frac{[\omega_{xx}^e \omega_{yy}^e - \omega^2] \omega_{xx,yy}^e + i\alpha\omega(\omega_{xx}^e + \omega_{yy}^e) \omega_{xx,yy}^e}{[\omega^2 - (\omega_{xx}^e \omega_{yy}^e)]^2 + \alpha^2 \omega^2 (\omega_{xx}^e + \omega_{yy}^e)^2} \quad (\text{B.40})$$

Definindo-se os campos

$$H_{xx,yy}^e \equiv \frac{\omega_{xx,yy}^e}{\gamma} \quad (\text{B.41})$$

obtem-se:

$$\chi_{xx,yy}^e \approx M_0 H_{xx,yy}^e \frac{[H_{xx}^e H_{yy}^e - (\omega/\gamma)^2] + i\alpha\omega(H_{xx}^e + H_{yy}^e)}{[(H_{xx}^e H_{yy}^e) - (\omega/\gamma)^2]^2 + \alpha^2 \omega^2 (H_{xx}^e + H_{yy}^e)^2} \quad (\text{B.42})$$

Da equação acima, nota-se claramente que a condição de ressonância é dada por:

$$H_{xxR}^e H_{yyR}^e = (\omega/\gamma)^2 \quad (\text{B.43})$$

, ou seja, como a variação de H_{xxR}^e e H_{yyR}^e está em sua dependência com o campo externo, ver (B.16) e (B.41), na ressonância existirá um valor de campo tal que $H_{0z_e} = H_{R_e}$, onde H_{R_e} é o campo de ressonância.

Tomando-se a largura de linha como:

$$\Delta H^e = (H_{xx}^e + H_{yy}^e) \left[\frac{(H_{0z_e} - H_{R_e})}{(H_{xx}^e H_{yy}^e) - (\omega/\gamma)^2} \right] \left(\alpha \frac{\omega}{\gamma} \right) \quad (\text{B.44})$$

No limite de pequenas larguras de linha, ou seja, $|H_{0z_e} - H_{R_e}| \ll H_{R_e}$ obtém-se:

$$\begin{aligned} \chi_{xx,yy}^e &\approx \frac{M_0 H_{xxR,yyR}^e}{\left(\alpha \frac{\omega}{\gamma}\right) (H_{xxR}^e + H_{yyR}^e)} \left[\frac{\Delta H^e (H_{0z_e} - H_{R_e}) + i(\Delta H^e)^2}{(H_{0z_e} - H_{R_e})^2 + (\Delta H^e)^2} \right] = \\ &= A_{xx,yy}^e \left[\frac{\Delta H^e (H_{0z_e} - H_{R_e}) + i(\Delta H^e)^2}{(H_{0z_e} - H_{R_e})^2 + (\Delta H^e)^2} \right] \end{aligned} \quad (\text{B.45})$$

onde, a largura de linha ΔH^e é dada, como visto no capítulo 3, por:

$$\Delta H^e = \left(\alpha \frac{\omega}{\gamma} \right) \quad (\text{B.46})$$

e

$$A_{xx,yy}^e = \frac{M_0 H_{xxR,yyR}^e}{\left(\alpha \frac{\omega}{\gamma}\right) (H_{xxR}^e + H_{yyR}^e)} \quad (\text{B.47})$$

b) Componente χ_{xy}^e :

$$\chi_{xy}^e \approx \gamma M_0 \frac{\left[\omega_{xx}^e \omega_{yy}^e - \omega^2 \right] \omega + i \alpha \omega (\omega_{xx}^e + \omega_{yy}^e) \omega}{\left[\omega^2 - (\omega_{xx}^e \omega_{yy}^e) \right]^2 + \alpha^2 \omega^2 (\omega_{xx}^e + \omega_{yy}^e)^2} \quad (\text{B.48})$$

Seguindo de forma análoga a das componentes χ_{xx}^e e χ_{yy}^e , encontra-se:

$$\begin{aligned}\chi_{xy}^e &\approx \frac{M_0}{\alpha(H_{xxR}^e + H_{yyR}^e)} \left[\frac{\Delta H^e(H_{0z_e} - H_{R_e}) + i(\Delta H^e)^2}{(H_{0z_e} - H_{R_e})^2 + (\Delta H^e)^2} \right] = \\ &= A_{xy}^e \left[\frac{\Delta H^e(H_{0z_e} - H_{R_e}) + i(\Delta H^e)^2}{(H_{0z_e} - H_{R_e})^2 + (\Delta H^e)^2} \right]\end{aligned}\quad (\text{B.49})$$

onde,

$$A_{xy}^e = \frac{M_0}{\alpha(H_{xxR}^e + H_{yyR}^e)} \quad (\text{B.50})$$

Desta forma, o tensor susceptibilidade magnética, para um filme fino magnético real com anisotropia uniaxial e magnetização no plano, pode ser escrito, no sistema de referência da condição de equilíbrio (e), como:

$$\tilde{\chi}^e = \begin{vmatrix} \chi_{xx}^e & i\chi_{xy}^e & 0 \\ -i\chi_{xy}^e & \chi_{yy}^e & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} A_{xx}^e & iA_{xy}^e & 0 \\ -iA_{xy}^e & \chi_{yy}^e & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{vmatrix} \cdot \left[\frac{\Delta H^e(H_{0z_e} - H_{R_e}) + i(\Delta H^e)^2}{(H_{0z_e} - H_{R_e})^2 + (\Delta H^e)^2} \right] \quad (\text{B.51})$$

Apêndice C

REVERSÃO DA MAGNETIZAÇÃO ASSISTIDA POR MICROONDAS

C.1. INTRODUÇÃO

Neste apêndice são apresentados resultados experimentais e teóricos sobre a reversão da magnetização assistida por um campo de microondas (MAS, *microwave assisted*). Na seção (C.2) é apresentada a técnica de reversão por *microwave assisted* e detalhes do experimento, utilizado para medir o campo de reversão, são mostrados. Na seção (C.3), resultados numéricos da simulação da dependência do campo de reversão com a frequência do campo de *rf* são apresentados. Na seção (C.4), resultados experimentais da variação do campo coercivo, do campo de *exchange bias* e do campo de reversão com a potência de microondas são mostrados.

C.2. O MÉTODO DA REVERSÃO DA MAGNETIZAÇÃO ASSISTIDA POR MICROONDAS

A forma mais simples, ou mais canônica, de se reverter a magnetização é aplicando-se um campo externo, na direção contrária a posição da magnetização, saturando a magnetização da amostra em sua direção. Este método pode ser entendido através da formulação energética da magnetização. Assim, levando em conta todos os termos energéticos que contribuem para a energia magnética total da amostra, a direção de equilíbrio será aquela que corresponder ao mínimo de energia. O problema, deste método, é que quanto maior for o valor das anisotropias internas da amostra maior será o campo necessário para se reverter a magnetização.

Desta forma, a reversão assistida por microondas (MAS, *microwave assisted*) tem se colocado como uma forma alternativa para este processo.^[1,2,3] Este método baseasse em aplicar um campo magnético de microondas, h , perpendicular a posição inicial da magnetização da amostra superposto ao campo externo H_0 , responsável pela reversão. A oscilação da magnetização, devido ao campo *rf*, alterará a posição de mínimo de energia

temporalmente. Dependendo do valor da frequência (ω) e da potência de microondas, a magnetização reverterá com valor campo H_{rev} menor que o necessário para a reversão sem microondas.

Para medir o campo de reversão foi utilizado o MOKE. A escolha desta técnica baseou-se na facilidade em modificá-la para a aplicação de rf e no fato que os ciclos de histerese dão informação precisa dos valores de H_{rev} . A Fig. C.1 mostra a modificação no arranjo experimental do MOKE utilizado para a medição do campo de reversão e aplicação do campo magnético de microondas.

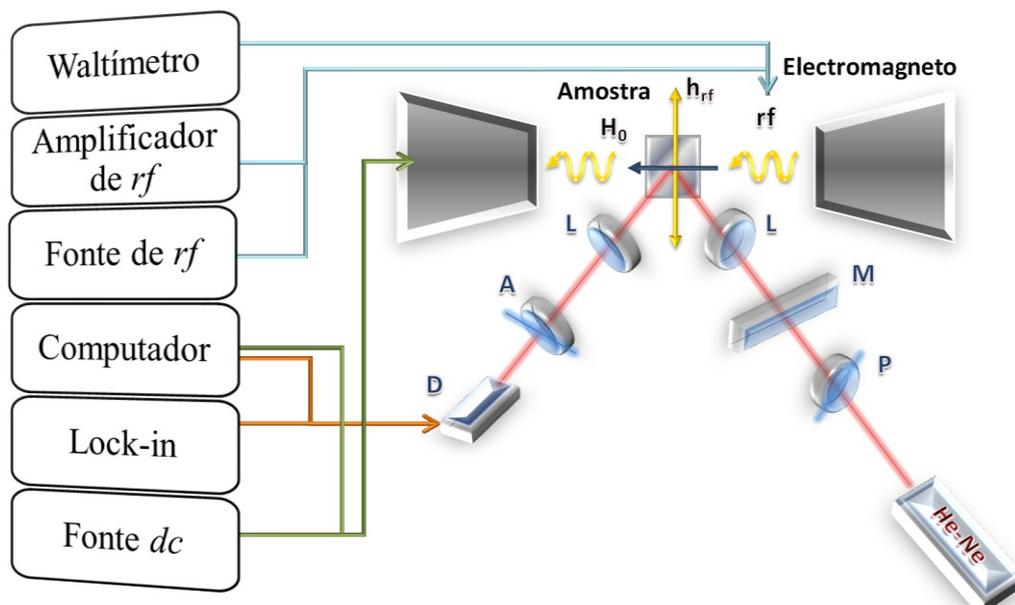


Fig. C.1 Esquema do arranjo experimental utilizado na reversão da magnetização assistida por microondas. O esquema é semelhante ao do MOKE, descrito no capítulo 2.

Para aplicar o campo de microondas, foi utilizado um guia de onda coplanar (CPW, *coplanar wave guide*) com largura de condutor central de $600 \mu\text{m}$ e *gap* de $300 \mu\text{m}$. O guia foi feito em material padrão de circuito impresso e os detalhes do esquema das linhas de campo é mostrado na Fig. C.2(a).

A amostra utilizada no estudo da reversão magnética foi uma multicamada do tipo Vidro/IrMn (148 \AA)/ $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ (124 \AA)/IrMn (148 \AA)/ SiO_2 acoplada com *exchange*. A fim de maximizar a aplicação do campo de rf na amostra, uma camada isolante de SiO_2 foi depositada permitindo que a multicamada fosse posta em contato direto com guia de onda. O substrato de vidro foi utilizado para permitir a incidência do laser na amostra, como mostrado na Fig. C.2(b).

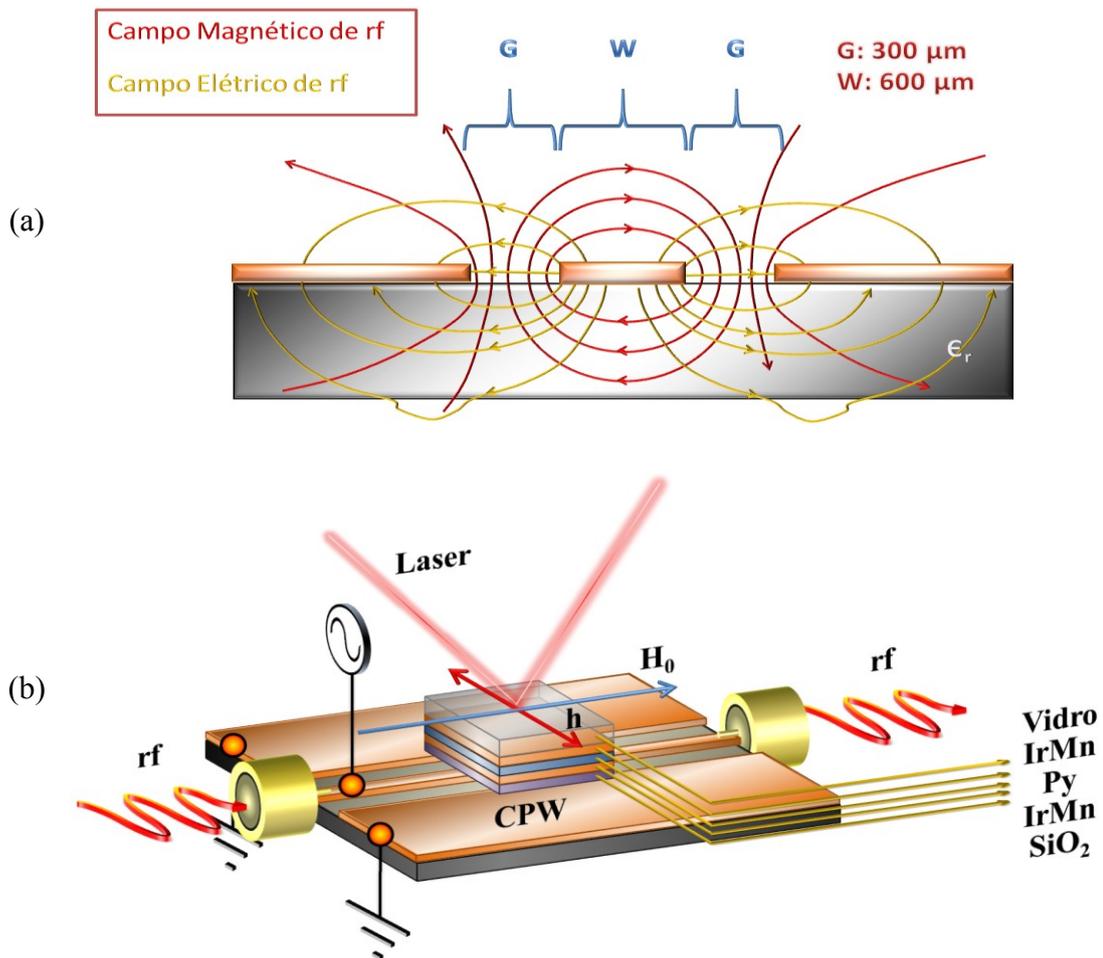


Fig. C.2 Ilustração do guia de onda coplanar (CPW). (a) Linhas de campo de rf: As linhas amarelas são do campo elétrico de *rf* e as vermelhas são do campo magnético de *rf*. $W = 600 \mu\text{m}$ e $G = 300 \mu\text{m}$ são, respectivamente, as larguras do condutor central e do *gap* entre o ele e o plano de terra. (b) Ilustração do guia com a amostra.

C.3. SIMULAÇÃO NUMÉRICA PARA UM FILME SIMPLES COM ANISOTROPIA UNIAXIAL

Uma simulação numérica de MAS, para uma um filme fino com anisotropia uniaxial, foi realizada.^[4,5,6] Foi assumido que o comportamento dinâmico da magnetização é dado pela equação LLG

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma(\vec{M} \times \vec{H}_{ef}) - \frac{\alpha}{M_S} \left(\vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} \right) \quad (\text{C.1})$$

onde, o campo efetivo é dado por

$$\vec{H}_{ef} = \vec{H}_{anisotropia} + \vec{H}_{desmag} + \vec{H}_{Ext} \quad (C.2)$$

O primeiro termo, na Eq. (C.2) corresponde ao de anisotropia uniaxial, o segundo ao campo desmagnetizante e o terceiro. Estes campos podem ser escritos como:

$$\vec{H}_{anisotropia} = |\vec{H}_{ani}|(M_x/M_s)\hat{x}; \vec{H}_{desmag} = -4\pi M_y\hat{y}; \vec{H}_{ext} = \vec{H}_0 + h \sin(\omega t)\hat{x} \quad (C.3)$$

onde, M_x , M_y e M_z são as componentes da magnetização.

A simetria do problema (ver Fig. C.3) é tomada de forma que o campo de anisotropia esta na direção x , em quanto que inicialmente a magnetização se encontra saturada na direção $+z$ ($\theta = 90^\circ$ e $\phi = 90^\circ$). Em $t = 0$ o campo externo H_0 e h são ativados simultaneamente, sendo que o tempo escolhido para a duração de H_0 é de $\Delta t = 2$ ns. Ambos os campos externos são aplicados no plano da amostra, onde H_0 tem direção $\phi_H = 179,9^\circ$ e h direção $+x$.

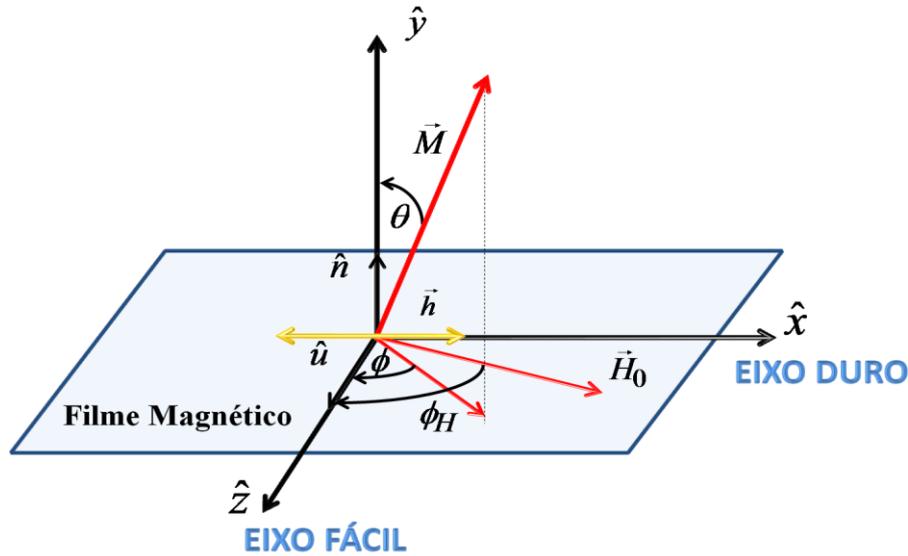


Fig. C.3 Esquema para a simulação numérica de MAS. A anisotropia uniaxial é fixa na direção z (eixo fácil de magnetização), a posição de equilíbrio inicial para a magnetização, sem campo externo, é $+z$, o campo magnético de rf é aplicado na direção x em quanto que o campo magnético H_0 é aplicado na direção dada por $\phi_H = 179,9^\circ$.

Os valores das constantes magnéticas adotados na simulação foram: $4\pi M_S = 10,2$ kG, $H_{ani} = 50$ Oe, $h = 10$ Oe e $\alpha = 0,04$. Nas simulações o valor de $f = \omega/2\pi$ é variado em um

intervalo 0 à 4,794 GHz e o campo de reversão, H_{rev} , é tomado como o valor de H_0 , no qual a componente da magnetização na direção z torna-se negativa e não volta mais a assumir valores positivos. A fig mostra um dos resultados da simulação, onde o valor de f é de 846 MHz. , $H_{rev} = 34,57$ Oe foi o valor encontrado para o campo de reversão nesta simulação.

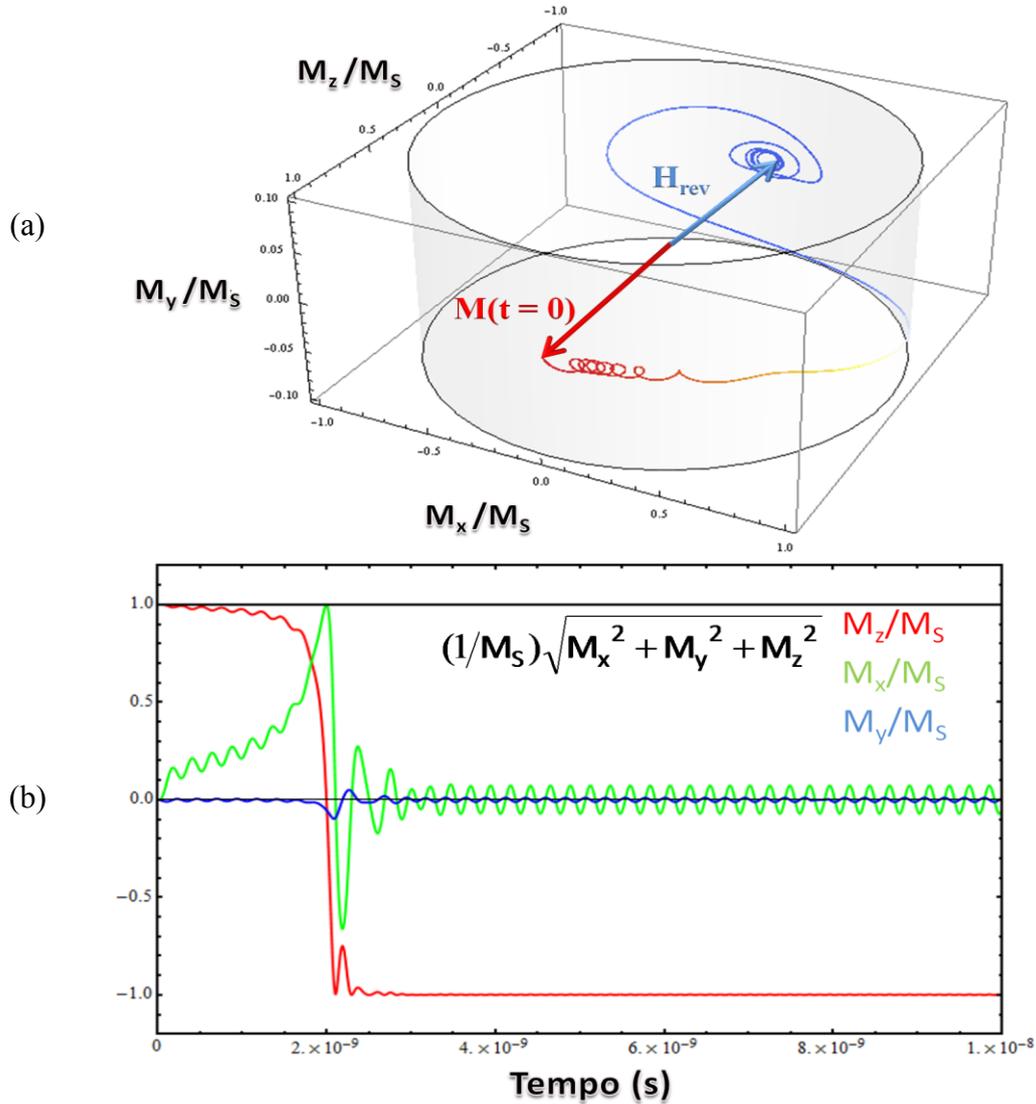


Fig. C.4 (a) Simulação da dinâmica do vetor magnetização em quanto é revertido devido a ação do campo magnético $H_{rev} = 34,57$ Oe. (b) Dependência temporal de cada componente da magnetização durante a reversão. Os valores das constantes magnéticas na simulação foram: $4\pi M_S = 10,2$ kG, $H_{ani} = 50$ Oe, $h = 10$ Oe, $\alpha = 0,04$ e $f = 846$ MHz.

A Fig. C.4a, mostra a dinâmica do vetor magnetização em quanto é revertido devido à ação do campo magnético H_{rev} . Já a Fig. C.4b, mostra a mesma dinâmica, mas explicitando a dependência temporal de cada componente da magnetização (note que o módulo da

magnetização não se altera com o tempo). Note que, a componente da magnetização perpendicular a amostra (direção y) é praticamente nula durante todo processo de reversão da magnetização, pois o campo desmagnetizante é suficientemente forte para manter a magnetização no plano do filme fino. Note também que a magnetização reverte rapidamente a partir do momento que sua componente na direção x se aproxima do seu valor máximo.

A Fig. C.5 mostra os resultados da simulação para o campo de reversão (círculos abertos) para vários valores de frequência. A linha sólida é apenas para guiar os olhos.

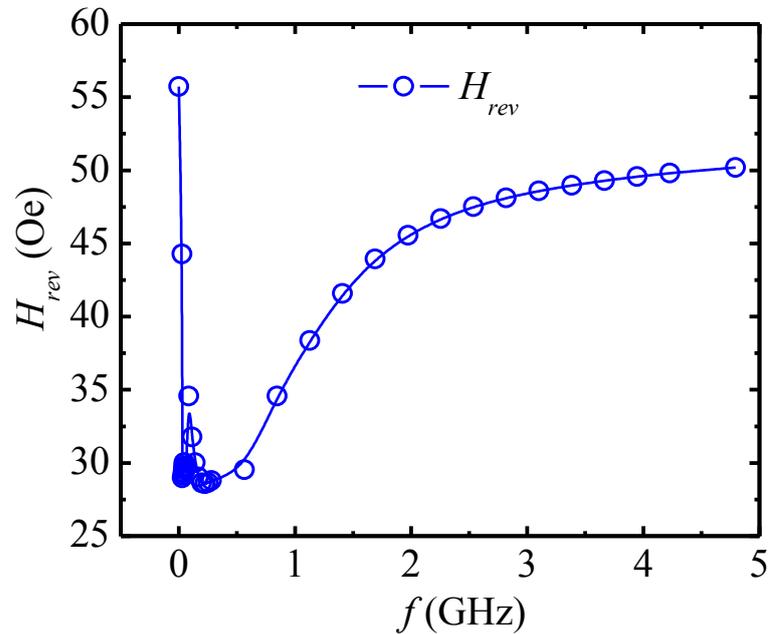


Fig. C.5 Gráfico com os resultados da simulação para o campo de reversão (círculos abertos) para vários valores de frequência. A linha sólida é apenas para guiar os olhos. Os valores das constantes magnéticas na simulação foram: $4\pi M_S = 10,2$ kG, $H_{ani} = 50$ Oe, $h = 10$ Oe e $\alpha = 0,04$.

Note na Fig. C.5 que existe um valor mínimo para o campo de reversão. Para os parâmetros adotados este valor é $H_{rev} = 29,57$ Oe em $f = 225,6$ MHz. Observe que todos os valores encontrados para H_{rev} com MAS são menores que o seu valor quando não há campo magnético de rf aplicado ($H_{rev} = 55,73$ Oe).

C.4. RESULTADOS EXPERIMENTAIS E CONCLUSÕES

Para se estudar a influência do MAS sobre o campo de reversão, o campo de exchange bias e o campo coercivo, um série de medidas, inéditas, foram realizadas utilizando-se uma

multicamada do tipo Vidro/IrMn (148 Å)/Ni₈₁Fe₁₉ (124 Å)/IrMn (148 Å)/SiO₂, acoplada por *exchange*. A frequência do campo de microondas aplicado foi fixada em 8 GHz e sua potência variada. A Fig. C.6 mostra um ciclo de histerese para uma potência de 240 mW. O campo de reversão foi assumido como:

$$H_{rev} = H_C + |H_{eb}| \quad (C.4)$$

onde, H_C é o campo coercivo e H_{eb} é o campo de *exchange bias*.

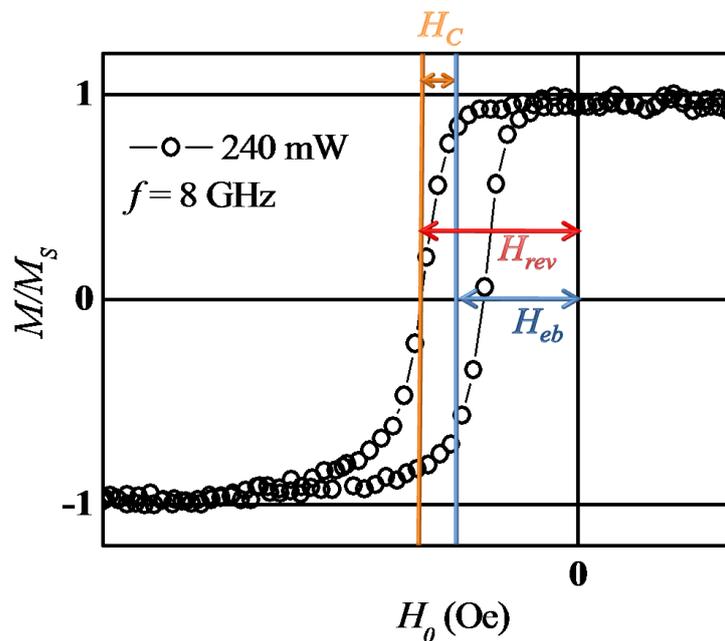


Fig. C.6 Ciclo de histerese para multicamada Vidro/IrMn (148 Å)/Ni₈₁Fe₁₉ (124 Å)/IrMn (148 Å)/SiO₂, acoplada por *exchange*. A potência do campo magnético rf é de 240 mW e sua frequência 8 GHz.

A Tabela C.1 contém valores para os campos coercivo, de *exchange bias* e de reversão para alguns valores potências do campo de *rf*.

Pot (W)	H_C (Oe)	H_{eb} (Oe)	H_{rev} (Oe)
0	8,51	-35,01	43,52
4	8,60	-7,20	15,80
7,3	5,20	-0,96	6,16

Tabela C.1 Valores para os campos coercivo, de *exchange bias* e de reversão para alguns valores potências do campo de *rf*

A Fig. C.7 mostra o ciclo de histerese para cada uma das potências mostradas na Tabela C.1.

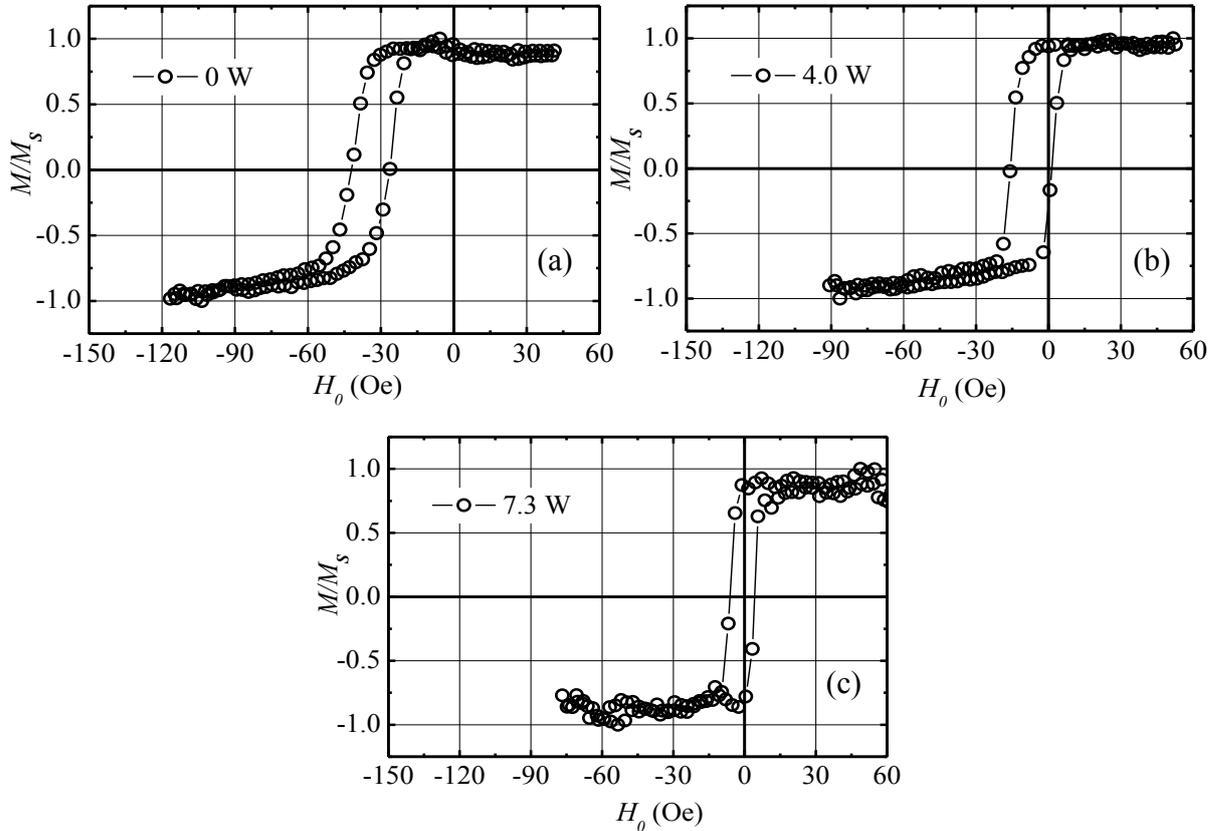


Fig. C.7 Ciclos de histerese para vários valores de potência de *rf*: (a) 0 W, (b) 4,0 W e (c) 7,3 W (as linhas sólidas são apenas para guiar os olhos)

Observe que à medida que a potência aumenta o campo coercivo, o campo de *exchange bias* e o campo de reversão diminuem.

Na Fig. C.8 mostra, de forma mais esclarecedora, a forma com que H_C (círculos vermelhos) e H_{eb} (quadrados pretos) variam com a potência de *rf*. Ambas as dependências não são lineares e campo coercivo tende a zero de forma diferente que o campo de *exchange bias*. Note que no intervalo de 0 à 4,5 W o campo coercivo praticamente mantém o valor de 8 Oe enquanto que H_{eb} diminui cerca de 85%. Para valores de potência acima de 4,5 W o campo coercivo começa a diminuir de forma quase linear até ter valor praticamente nulo em 10 W, enquanto H_{eb} chega a um valor nulo em 8.1 W. Este comportamento de H_{eb} ocorre provavelmente pelo fato de que os grãos, estáveis da camada AF acoplados com FM, serem

sensíveis a campos de rf .^[7] Sendo assim, com o aumento da potência estes grãos podem se tornar instáveis e não contribuir com mais para o campo de $exchange$.

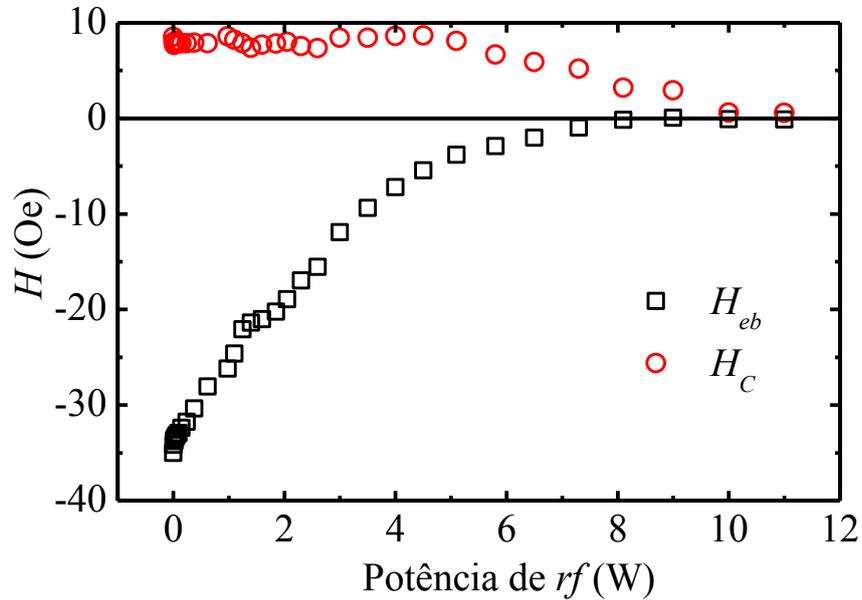


Fig. C.8 Gráfico das medidas experimentais de H_C (círculos vermelhos) e H_{eb} (quadrados pretos) em função da potência de rf .

O gráfico mostrado na Fig. C.9 mostra a variação experimental do campo de reversão da magnetização com a potência de microondas (triângulos) e seu ajuste (linha sólida vermelha).

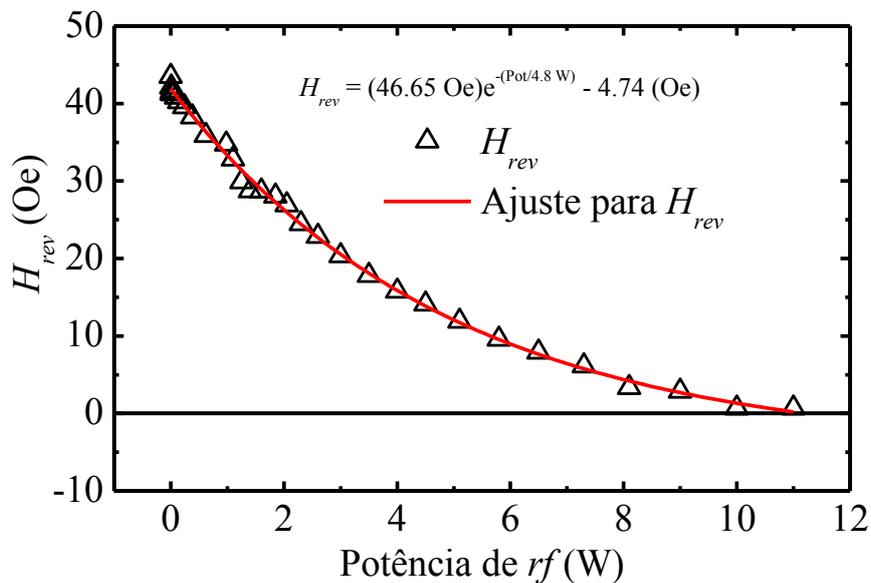


Fig. C.9 Gráfico da variação do campo de reversão da magnetização com a potência de rf .

O comportamento experimental de H_{rev} com a potência se apresenta claramente exponencial. A origem deste comportamento ainda é uma incógnita, mas a influência de efeitos térmicos não pode ser descartada, já que os valores de potência aplicados são bastante altos e tanto os grãos AF quanto a magnetização em FM são fortemente sensíveis a variações de temperatura.^[8]

Em resumo, simulações e medidas experimentais para o campo de reversão magnética assistido por campo de microondas foram realizadas. As medidas experimentais dos campos coercivo, de *exchange bias* e de reversão, foram feitas através da técnica de MOKE, onde um guia de onda, para a aplicação de um campo magnético de *rf*, foi acoplado. A temperatura é parâmetro muito importante para a magnetização, de forma que, para se estudar apenas os efeitos de MAS no campo de reversão, guias de onda com alto valor de condutividade térmica e com excelente acoplamento ôhmico devem ser construídos, em ordem de diminuir os efeitos térmicos.

REFERÊNCIAS

1. THIRION, C.; WERNSDORFER, W.; MAILLY, . D. **Nature Mater.**, v. 2, p. 524, 2003.
2. NEMBACH, T. et al. **Appl. Phys. Lett.**, v. 90, p. 062503, 2007.
3. PIMENTEL, M. et al. **J. Appl.Phys.**, v. 102, p. 063913, 2007.
4. LAVAL, M. et al. **J. Appl.Phys.**, v. 105, p. 073912, 2009.
5. BASHIR, M. A. et al. **IEEE Trans. Magn**, v. 44, p. 3519, 2008.
6. OKAMOTO, S.; KIKUCHI, N.; KITAKAMI, O. **Appl. Phys. Lett**, v. 93, p. 102506, 2008.
7. GESHEV, J. et al. **Phys. Lett. B**, v. 67, p. 132401, 2003.
8. PRADOS, C. et al. **J. Magn. Magn. Mater.**, v. 226-230, p. 1764, 2001.
9. METZGER, G.; PLUVINAGE, P.; TORGUET, R. **Ann. Phys**, v. 10, p. 5, 1965.
10. KIESSING, H. **Annalen d. Physik**, v. 10, p. 769, 1931.