

UNIVERSIDADE FEDERAL DE GOIÁS
INSTITUTO DE FÍSICA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA

Salmon Landi Júnior

Ressonância Ferromagnética em Super-Redes NiFe/Ru

Goiânia
2009

Salmon Landi Júnior

Ressonância Ferromagnética em Super-Redes NiFe/Ru

Dissertação apresentada ao Instituto de Física da
Universidade Federal de Goiás como requisito para
a obtenção do título de Mestre em Física.

Orientador: Prof. Dr. Fernando Pelegrini

Goiânia
2009

Dados Internacionais de Catalogação-na-Publicação (CIP)

(GPT/BC/UFG)

Landi Júnior, Salmon.

L257r Ressonância Ferromagnética em Super-Redes NiFe/Ru

[manuscrito] / Salmon Landi Júnior. - 2009.

65f.: il., figs., tabs.

Orientador: Prof. Dr. Fernando Pelegrini.

Dissertação (Mestrado) - Universidade Federal de Goiás,
Instituto de Física, 2009.

Bibliografia: f. 63-65.

Inclui lista de figuras e tabelas.

1. Ressonância Ferromagnética 2. Super-Redes NiFe/Ru
3. Filmes magnéticos I. Pelegrini, Fernando II. Universidade Federal
de Goiás, **Instituto de Física.** III. Título.

CDU: 537.635

À Mariana

*“Aprender é a única coisa de que a mente
nunca se cansa, nunca tem medo e nunca
se arrepende.”*

Leonardo da Vinci

Agradecimentos

- Ao prof. Dr. Fernando Pelegrini pela ótima convivência e discussões esclarecedoras.
- À Dra. Elisa Baggio Saitovitch e ao Dr. Willian Alayo Rodriguez por ter nos disponibilizado as amostras (multicamadas de NiFe/Ru).
- Aos colegas Marcos Antônio, pela convivência no Laboratório de Ressonância Magnética Eletrônica, e Hudson Mendes, pelo apoio na editoração deste trabalho.
- Em especial, à minha companheira Lorena, pelo apoio e compreensão nos vários momentos.
- Por fim, à *CAPES*, pelo apoio financeiro.

Sumário

Lista de Figuras	iv
Lista de Tabelas	v
1 Introdução	1
1.1 Magnetismo, Tecnologia e Sociedade	1
1.2 Filmes Finos e Multicamadas Magnéticas	2
1.3 Técnicas de Preparação de Filmes Finos	3
1.4 Caracterização de Filmes Finos	4
1.5 Aplicações dos Filmes Magnéticos	5
2 Anisotropia Magnética	9
2.1 Curva de Magnetização	9
2.2 Anisotropia Magnetocristalina	10
2.3 Anisotropia de Forma	11
2.4 Anisotropia Magnetoelástica	12
2.5 Anisotropia Magnética de Filmes Finos	12
3 Ressonância Magnética	14
3.1 Princípios de Ressonância Magnética	14
3.2 Teoria da Ressonância Ferromagnética	15
3.2.1 Fórmula Geral para a Frequência de Ressonância	18
4 Ressonância Ferromagnética de Filmes Finos	23
4.1 Energia Livre	23

4.2	Condição de Equilíbrio e Estabilidade	26
4.2.1	RFM no Plano do Filme	27
4.2.2	RFM Perpendicular ao Filme	28
4.3	Largura de Linha	28
4.4	Contribuição de Superfície	30
5	Resultados Experimentais	32
5.1	Características das Amostras	32
5.2	Aspectos Experimentais de RFM	36
5.3	Espectros de RFM	36
5.4	Dependência Angular	46
5.5	Anisotropia Magnética Efetiva	49
5.6	Magneto-Resistência	51
6	Discussão dos Resultados	52
6.1	Super-redes Magnéticas	52
6.2	Magnetização Efetiva	54
6.3	Dependência Angular do Campo de Ressonância	55
6.4	Constante de Amortecimento	55
7	Conclusões	56
A	Espectrômetro de Ressonância Magnética Eletrônica	57
A.1	Ponte de Micro-ondas	57
A.2	Cavidade Ressonante	58
A.3	Controladores de Campo	59
B	Ressonância de Ondas de <i>Spin</i>	60
B.1	Modos de Volume	61

B.2 Modos de Superfície	62
Referências Bibliográficas	63

Lista de Figuras

3.1	Vetor magnetização com sua componente fixa M_r e aquelas que variam periodicamente com o tempo: m_θ e m_ϕ	20
4.1	Orientação do campo externo e da magnetização.	25
5.1	Difratogramas de raios-x de amostras do conjunto A.	34
5.2	Difratogramas de raios-x em altos ângulos de amostras do conjunto B.	35
5.3	Espectros paralelo (à esquerda) e perpendicular (à direita).	37
5.4	Espectros paralelo (à esquerda) e perpendicular (à direita).	39
5.5	Espectros paralelo (à esquerda) e perpendicular (à direita).	40
5.6	Espectros paralelo (à esquerda) e perpendicular (à direita).	42
5.7	Espectros paralelo (à esquerda) e perpendicular (à direita).	43
5.8	Dependência angular do campo de ressonância e da largura de linha.	47
5.9	Dependência angular do campo de ressonância e da largura de linha.	48
5.10	Anisotropia magnética efetiva em função da espessura de Ru.	50
5.11	Constante de anisotropia magnética efetiva em função da espessura total de Py.	51
5.12	Magneto-resistência de amostras do conjunto A.	51
A.1	Principais partes de um Espectrômetro de Ressonância Magnética Eletrônica	57

Lista de Tabelas

5.1	Conjunto A de amostras.	33
5.2	Conjunto B de amostras.	33
5.3	Campos de ressonância paralelo e perpendicular, e magnetização efetiva das amostras do conjunto A.	44
5.4	Campos de ressonância paralelo e perpendicular, e magnetização efetiva das amostras do conjunto B.	45
5.5	Anisotropia magnética efetiva das amostras do conjunto A.	49
5.6	Anisotropia magnética efetiva das amostras do conjunto B.	50

Resumo

A técnica de Ressonância Ferromagnética (RFM) foi aplicada para estudar a anisotropia magnética de multicamadas NiFe/Ru. Os espectros de RFM e os campos de absorção das multicamadas com espessura da camada de Ru abaixo de 20 Å são os mesmos daqueles obtidos para um filme monocamada. Uma evidência do acoplamento entre as camadas magnéticas destas amostras é dada pelo fato de que para a multicamada com espessura de Ru igual a 7 Å, na configuração perpendicular ao campo estático aplicado, modos de ressonância de ondas de spin são também excitados pelo campo de micro-ondas. A constante de acoplamento inter-camadas obtida é igual a $1,1 \times 10^{-7}$ erg/cm. Para o conjunto de amostras com espessura variável da camada de NiFe, a análise da anisotropia magnética efetiva em termos das contribuições de volume e superfície resultou em $K_V = 3,4 \times 10^6$ erg/cm³ e $K_S = 1,2$ erg/cm².

Abstract

The Ferromagnetic Resonance (FMR) technique was used to study the magnetic anisotropy of NiFe/Ru multilayers. The FMR spectra and absorption fields of multilayers with Ru layers thickness bellow 20 Å are the same as that of single monolayer films. Evidence of the coupling between the magnetic layers also is given by the fact that for the sample with Ru thickness equal to 7 Å, in normal configuration of the applied static field, spin-wave resonance modes also are excited by the microwave field. The inter-layer coupling constant obtained is equal to $1,1 \times 10^{-7}$ erg/cm. For the set of samples with different NiFe thicknees, the analysis of the effective magnetic anisotropy in terms of volume and surface contributions, gives $K_V = 3,4 \times 10^6$ erg/cm³ and $K_S = 1,2$ erg/cm².

1 Introdução

Este capítulo tem por finalidade descrever sucintamente a importância do estudo e do desenvolvimento das ciências naturais, em especial uma parte fascinante da Física: o *magnetismo*. Além disso, encontra-se uma descrição do sistema investigado: *multicamadas magnéticas*.

1.1 Magnetismo, Tecnologia e Sociedade

A melhoria do padrão de vida de uma sociedade está ligada, sem dúvidas, a ciência. Por exemplo, a segurança de uma nação é tanto mais eficiente quanto maior for o seu nível de conhecimento. Pasteur e outros cientistas franceses associaram a derrota da França na guerra franco-prussiana (de 1870 a 1871), ao descaso dos líderes políticos em relação aos investimentos em ciência nos cinquenta anos anteriores [1]. De forma oposta, munidos de uma política pública competente, Israel recicla mais de 70% da água utilizada pela sua população, amenizando as dificuldades do centro e do sul do país neste setor [2]. Ao tratar a questão da água é importante destacar que cerca de 1,2 bilhão de pessoas no mundo (quase 18,5% da população mundial) não têm acesso a água potável [3]. Diante deste problema vários pesquisadores têm buscado o desenvolvimento de membranas especiais capazes de filtrar a água [3].

Dentro da ciência, a Física tem um papel fundamental, pois é a base das ciências naturais e de toda a eletrônica. Um campo da Física que tem contribuído para o desenvolvimento da sociedade é o magnetismo.

Desde muito tempo o homem já utilizava os materiais magnéticos em seu benefício, por exemplo, a bússola. Fabricada pelos chineses por volta de 900 d.C. [4], ela teve grande influência durante as grandes navegações. Os ímãs são usados inclusive

para manter fechadas as portas dos armários – dispositivo citado com destaque na crônica *Carta a uma Senhora* de Carlos Drummond de Andrade [5].

Atualmente, inúmeros objetos empregam materiais magnéticos em alguns de seus componentes. Por exemplo, os mais de 30 ímãs em um carro moderno [6] e aqueles colocados na parte inferior dos trens que utilizam a levitação magnética (alcançando velocidades de 300 km/h) [7]; os meios usados para gravação magnética (e leitura, nos cabeçotes indutivos) nos discos rígidos dos computadores [8], e as fitas magnéticas em câmeras de segurança; os núcleos dos transformadores; em microfones de alta qualidade. No campo biológico, nanopartículas magnéticas estão sendo testadas no tratamento do câncer de pele [9], agentes de contraste em Ressonância Magnética Nuclear e ainda como carreadoras de drogas [10].

Após mostrar que o magnetismo está presente nas áreas de segurança, saúde, transporte, cultura e perceber que isso só foi possível com investimentos na área da educação, descreveremos a seguir o tema deste trabalho: filmes finos magnéticos.

1.2 Filmes Finos e Multicamadas Magnéticas

Este trabalho aborda um assunto amplo e muito estudado, tanto do ponto de vista da física básica quanto aplicada: filmes finos na forma de multicamadas magnéticas. Os primeiros filmes magnéticos foram fabricados em 1884 pelo alemão August Kundt [8] (o mesmo que determinou a velocidade do som em um tubo com serragem). Kundt produziu filmes de ferro, níquel e cobalto, e ainda mediu a rotação da polarização da luz transmitida (efeito Faraday) por esses filmes. Filmes, de uma forma geral, são estruturas praticamente bidimensionais, que possuem espessuras que variam desde alguns angstroms até algumas dezenas de microns. As multicamadas são formadas pela deposição alternada de diferentes tipos de materiais sobre um outro material adequado que serve de apoio, chamado substrato. Para obter estruturas bem definidas é necessário que o substrato e o material a ser depositado tenham parâmetros de redes próximos e o caso em que as

estruturas são as mesmas, também é muito desejado. Isto reduz as tensões internas entre os átomos da interface. Estruturas desse tipo não são encontradas na natureza e somente podem ser preparadas por técnicas de crescimento de filmes.

O estudo dessas estruturas permite-nos observar fenômenos físicos, como anisotropia magnética [11], magneto-resistência gigante [12], magneto-resistência de tunelamento [12], magneto-impedância gigante [13], acoplamento de troca intercamadas [8] e outros. Tecnologias cada vez mais revolucionárias, que tem contribuído para o desenvolvimento da sociedade estão relacionadas com esses fenômenos.

O material magnético que compõe as multicamadas estudadas neste trabalho é o permalloy (Py), uma liga de ferro e níquel ($\text{Py} = \text{Ni}_{0,81}\text{Fe}_{0,21}$), magneticamente mole, e utilizado em válvulas de spin (sensores altamente eficientes de campo magnético), dispositivo presente nos cabeçotes de leitura dos discos rígidos dos computadores.

1.3 Técnicas de Preparação de Filmes Finos

Os filmes finos magnéticos podem ser preparados por vários métodos diferentes, dependendo da composição, estrutura, espessura e aplicações desejadas. Além disso, as propriedades desses filmes serão fortemente dependentes do tipo de processo utilizado para sua fabricação. Dentre os métodos mais utilizados, estão a deposição em alto vácuo, a deposição eletroquímica, a deposição química de vapor, a epitaxia de fase líquida, a epitaxia de feixe molecular e a vaporização catódica, também chamada de pulverização, desbastamento iônico (ou ainda, *sputtering*).

Em todas as técnicas, o processamento consta de três etapas: na primeira etapa os materiais que servem de matéria prima são fragmentados em átomos neutros, íons ou moléculas, por meio de fontes térmicas, ou de um plasma, ou laser, ou bombardeio por elétrons ou íons acelerados; na segunda etapa, o vapor formado pelos fragmentos é enviado na direção do substrato; na terceira etapa, os fragmentos interagem física e quimicamente entre si e com o substrato, resultando no filme desejado. As diferenças fundamentais entre

as várias técnicas estão na primeira etapa [14].

As multicamadas magnéticas investigadas neste trabalho foram produzidas por *magnetron sputtering*, no laboratório de filmes do Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas–CBPF. Nesse caso são utilizados ímãs para confinar o gás utilizado para o bombardeio, aumentando a eficiência do processo e isso explica a palavra “magnetron” que aparece no nome da técnica.

1.4 Caracterização de Filmes Finos

Algumas características importantes dos filmes finos magnéticos são: a espessura, a organização estrutural, as propriedades de transporte (como resistividade e magneto-resistência) e propriedades magneto-ópticas.

No campo da caracterização estrutural, a difratometria de raios-X a baixo ângulo, também chamada de reflectividade, pode ser usada para se determinar o período das multicamadas, corroborando com o valor nominal controlado durante o crescimento do filme, além de fornecer informações sobre as interfaces e rugosidades. Nesta técnica, procura-se ângulos para os quais os feixes refletidos especularmente pelas interfaces superior e inferior do filme interferem produzindo uma curva característica. Portanto, a reflectividade de raios-X pode ser aplicada em filmes amorfos [15]. Por outro lado, a difratometria de raios-X a alto ângulo é usada para verificar a estrutura dos filmes depositados.

A microscopia de força atômica permite obter informações sobre a superfície dos filmes. Usando um microscópio de força atômica pesquisadores da Universidade de Hamburgo, Alemanha, detectaram a força de troca entre ponta (sonda do microscópio) e amostra, revelando simultaneamente o arranjo dos átomos da superfície e de seus *spins* [16]. Estas três técnicas garantem uma rica caracterização estrutural dos filmes finos.

A caracterização magnética dos filmes pode ser feita com um magnetômetro

SQUID (Dispositivo Quântico Supercondutor de Interferência), o qual obtém as curvas de magnetização com alta sensibilidade. A magnetometria de amostra vibrante é uma outra técnica que pode ser usada para tal objetivo, demandando um menor tempo, custo e precisão. Informações da magnetização na superfície dos filmes podem ser obtidas por um magnetômetro baseado no efeito Kerr (rotação do eixo de polarização da luz refletida pelo filme magnético).

Outras abordagens são realizadas utilizando-se as técnicas de espectroscopia Mössbauer, Espalhamento Brillouin de luz e Ressonância Ferromagnética. Esta última é a melhor técnica para estudar a anisotropia magnética dos filmes [17].

1.5 Aplicações dos Filmes Magnéticos

Provavelmente, a primeira aplicação de grande sucesso dos filmes magnéticos foi a gravação magnética, nos quais informações (de som ou imagem) são armazenadas em fitas magnéticas. A gravação magnética teve início quando Valdemar Poulsen, um engenheiro dinamarquês, em 1898, obteve a primeira patente sobre sistema de gravação magnética. Baseando-se em muitas idéias de Oberlin Smith, Poulsen usou um fio de aço que podia ser magnetizado por um sinal elétrico proveniente de um microfone [18]. Ou seja, seu instrumento gravava sinais de voz numa corda de aço magnetizável. Entretanto, a reprodução do sinal não era boa e sua invenção não teve um rápido desenvolvimento. Somente na década de 1940, as fitas magnéticas tiveram importância comercial nos EUA em equipamentos de gravação de áudio.

Um ramo que tem impulsionado enormemente pesquisas com filmes magnéticos é a informática. Os filmes finos magnéticos são usados na fabricação dos discos rígidos (*hard disc* – HD) dos computadores desde 1979 [8], nos quais os processos de gravação e leitura eram baseados na indução magnética. Entretanto, o primeiro computador com um sistema de gravação permanente data de 1956; os dados eram gravados em cinquenta discos, cada um com quase 60 cm de diâmetro, sendo a capacidade total de armazenamento

de 5 MB [19].

Atualmente, compra-se um disco rígido cuja capacidade de armazenamento é de 1 TB por pouco mais de 500 R\$, no qual pode-se armazenar 200.000 mil livros com 400 páginas (esta é a quantidade de livros existente nas cinco bibliotecas da UFG). Durante o crescimento do filme (geralmente, ligas de CoNiPt, CoCrTa e CoCrPt), sobre um substrato apropriado, deve-se controlar a orientação cristalográfica, o tamanho dos grãos e a distribuição dos tamanhos dos grãos, sendo este um processo muito delicado. Os dados são armazenados em pequenas regiões magnetizadas do disco, chamadas *bit*. A orientação magnética em uma direção representa o *bit* 1 e na direção oposta, o *bit* 0, formando a linguagem binária utilizada pelos computadores.

A influência de um campo magnético sobre a condutividade de metais foi primeiramente observada por W. Thomson (Lord Kelvin) em 1857, em amostras de ferro e níquel. Esse fenômeno atualmente é denominado de magneto-resistência (MR). Lord Kelvin também percebeu que este fenômeno é anisotrópico ao aplicar o campo magnético paralelo e perpendicular a magnetização do condutor [12]. Baseados na magneto-resistência anisotrópica foram introduzidos, em 1992, sensores de leitura dos discos rígidos [8]. Estes sensores ficaram no mercado até 1997 quando foram trocados por sensores baseados em magneto-resistência gigante [19].

Em 1988, dois grupos de pesquisa, um liderado por Peter Grünberg, na Alemanha, e o outro por Albert Fert, na França, observaram uma variação relativa da magneto-resistência ($\Delta R/R$) até então incomum. O grupo de Grünberg, usando uma tricamada (Fe/Cr/Fe), à temperatura ambiente, obteve uma magneto-resistência de 1,5% e de 10% em amostra de Fe/Cr/Fe/Cr/Fe, à baixas temperaturas. O grupo de Fert, usando multicamadas da forma (Fe/Cr) $_n$, em que n chegava a 60, mediram uma magneto-resistência de quase 50% à 4,2 K. O grupo de Fert (o qual contava com a participação do brasileiro Mário Baibich, atualmente professor na UFRGS) batizou o fenômeno observado de magneto-resistência gigante (MRG) e o de Grünberg, por outro lado, patenteou a descoberta. Esta descoberta contribuiu para a construção de sensores de campo magnético

muito eficientes e proporcionou um avanço nos sistemas de leitura dos discos rígidos. Após consolidar os sensores de campo magnético baseados em MRG (em 1998), a IBM colocou a seguinte frase em seu *site* [19]:

Para algumas pessoas,
10 anos = uma década.

Para a IBM,
10 anos = uma revolução.

Por toda esta “revolução” Fert e Grünberg foram agraciados com o Nobel de Física em 2007.

Os leitores dos discos rígidos são estruturas em camadas finas e têm sua resistência elétrica modificada de acordo com campo magnético externo. Este campo é devido aos “*bits*” gravados no disco rígido. Ao se aproximar o leitor (o qual possui uma camada sensora de material magneticamente mole) de uma região do disco, o sentido da camada magnética sensora pode ficar paralelo (baixa resistência) ou anti-paralelo (alta resistência) em relação ao sentido de uma camada magnética de referência existente no sensor. O efeito drástico destas duas configurações revela se o *bit* gravado no disco é o 0 ou o 1. A utilização de dispositivos leitores magneto-resistivos de 1991 até 2003 proporcionou uma mudança da densidade de gravação da ordem de 0,1 Gbit/in² para 100 Gbit/in² [20].

Existem sensores baseados em magneto-resistência de tunelamento (MRT). Neste caso o material entre as camadas magnéticas é um dielétrico. Esse efeito foi descoberto em 1975 por Jullière [20], entretanto uma “revolução” nesta área aconteceu somente em 1995, quando pesquisadores do *Massachusetts Institute of Technology* obtiveram uma variação relativa da resistência de 11,8% à temperatura ambiente em filmes de CoFe/Al₂O₃/Co ou NiFe [21]. Em 2004 dois grupos obtiveram valores de MRT em torno de 200% (em temperatura ambiente) utilizando como isolante MgO; a diferença foi o material ferromagnético utilizado, Fe, por um grupo japonês do *National Institute of*

Advanced Industrial Science and Technology e CoFe, por um grupo da IBM. Cada grupo publicou seu artigo na *Nature Materials*, no mesmo volume e em sequência. Os dispositivos (cabecotes de leitura) baseados em MRT foram introduzidos no mercado pela Seagate, em 2005. Valores de $\Delta R/R = 500\%$ à temperatura ambiente e de 1010% à 5 K foram obtidos em 2007 [20].

Uma nova revolução pode estar chegando, desta vez no processo de gravação nos discos rígidos. Atualmente, os *bits* são gravados por um campo magnético devido a uma corrente elétrica. Existe, entretanto, uma proposta de se usar **diretamente** a corrente elétrica com *spins* polarizados, em vez de usar uma corrente para gerar o campo magnético. Tal corrente ao atravessar o disco rígido alteraria a direção da magnetização; este fenômeno é denominado de torque transferido por *spins*. Com isso, espera-se dispositivos de memória mais compactos e que consumam uma menor quantidade de energia [22].

Todas estas aplicações apresentadas, necessitam de um profundo conhecimento acerca das anisotropias magnéticas presentes em um filme magnético. Esta propriedade fundamental dos materiais magnéticos será tratada no próximo capítulo.

2 Anisotropia Magnética

Este capítulo aborda alguns aspectos do fenômeno conhecido por anisotropia magnética. Por este, entende-se que as propriedades magnéticas dependem da direção cristalográfica em que são medidas.

2.1 Curva de Magnetização

Uma propriedade fundamental dos materiais magnéticos é a anisotropia magnética. Este fenômeno pode ser observado a partir da forma da curva de magnetização, que varia dependendo da direção em que o campo magnético for aplicado [11]. Conclui-se, então, que os momentos magnéticos no interior do material magnético não apontam indiferentemente em qualquer direção.

A experiência nos garante que a magnetização tem direções preferenciais para as quais ela “prefere” ficar orientada. Esta tendência está relacionada principalmente com a simetria da amostra, sua geometria, área superficial e a tensões mecânicas aplicadas externamente [23].

As direções ao longo das quais o material é mais facilmente magnetizado são denominadas de eixos fáceis, e aquelas que exigem campos magnéticos mais intensos para levar o material para a saturação magnética, são os eixos difíceis (ou duros) [11]. Por exemplo, para uma amostra monocristalina de níquel (estrutura FCC), a direção de fácil magnetização é $[111]$. Aplicando um campo magnético ao longo desta direção, encontra-se a magnetização máxima (magnetização de saturação) com pequenos valores do campo aplicado. Já para o ferro monocristalino (estrutura BCC), as direções de fácil magnetização são ao longo das arestas $[100]$, $[010]$ ou $[001]$.

É natural concluir que a energia para saturar o ferromagneto ao longo do

eixo fácil é menor que a energia para saturá-lo ao longo do eixo difícil. A diferença de energia, ou seja, o excesso de energia envolvido na direção difícil é a energia de anisotropia magnética.

Dependendo do tipo de aplicação, materiais com alta, intermediária e baixa anisotropia são necessários, respectivamente, para aplicações como ímãs permanentes, meios para armazenamento de informações (gravação magnética) ou núcleos de transformadores e cabeçotes de gravação magnética.

Existem duas contribuições de origem microscópica à anisotropia magnética: o acoplamento *spin*-órbita e a interação dipolar. Além disso, é comum dividir a anisotropia magnética em vários termos, por exemplo: anisotropia magnetocristalina, anisotropia de forma, anisotropia de superfície, anisotropia de stress etc. [11]. Em seguida apresentamos uma discussão resumida sobre cada um destes termos.

2.2 Anisotropia Magnetocristalina

Esse tipo de anisotropia está relacionado com a organização interna dos átomos, ou seja, cada arranjo atômico é responsável por direções específicas de fácil magnetização.

Os efeitos da anisotropia magnetocristalina podem ser discutidos utilizando-se uma forma fenomenológica. Este tratamento leva em conta somente a simetria do cristal e se baseia no fato de que a energia depende diretamente da direção da magnetização no cristal. Por exemplo, num cristal com simetria uniaxial (como o cobalto, por exemplo), a energia de anisotropia deve depender fortemente do ângulo entre a magnetização e o eixo uniaxial, logo:

$$E_u = K_{u_0} + K_{u_1} \text{sen}^2 \theta + K_{u_2} \text{sen}^4 \theta + \dots, \quad (2.1)$$

θ é o ângulo entre a magnetização e o eixo de anisotropia uniaxial e K_{u_0} , K_{u_1} , K_{u_2} etc. são as constantes de anisotropia magnetocristalina uniaxial [24, 25].

Se a estrutura do cristal for cúbica, como a do ferro, há várias direções equivalentes, de forma que a energia de anisotropia magnetocristalina é bem representada por uma combinação adequada dos cossenos dos ângulos entre a magnetização, \vec{M} , e os eixos [100], [010] e [001] do cristal. A densidade de energia de anisotropia magnetocristalina cúbica pode ser expressa por

$$E_C = K_0 + K_1(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_1^2\alpha_3^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2) + K_2\alpha_1^2\alpha_2^2\alpha_3^2 + \dots, \quad (2.2)$$

α_1, α_2 e α_3 são os cossenos dos ângulos entre \vec{M} e as direções [100], [010] e [001], respectivamente [24, 25].

2.3 Anisotropia de Forma

Considere uma amostra policristalina, não tendo, portanto, orientações preferenciais de seus grãos; conseqüentemente não possui anisotropia magnetocristalina. Se sua forma não é esférica, campos magnéticos aplicados em direções diferentes provocarão magnetizações com intensidades diferentes. Esta é uma característica marcante nos materiais ferromagnéticos e advinda do campo desmagnetizante ou campo de desmagnetização \vec{H}_d . Ele resulta dos campos criados pelos dipolos magnéticos não compensados nas superfícies da amostra [24].

Nas amostras em que a anisotropia de forma é dominante, se por alguma razão houver a necessidade de induzir um campo no interior da amostra, verifica-se que será necessário aplicar um campo magnético de intensidade maior ao longo da dimensão mais curta da amostra. Logo, a direção da dimensão mais longa é o eixo de fácil magnetização. Isso significa que a forma da amostra por si só pode ser uma fonte de anisotropia magnética.

A expressão para a densidade de energia anisotrópica de forma pode ser obtida a partir do cálculo da interação entre os dipolos que compõem a amostra; sua expressão é

$$E_d = -\frac{1}{2}\vec{M}\cdot\vec{H}_d. \quad (2.3)$$

A componente α ($\alpha = x, y$ ou z) do campo de desmagnetização para uma amostra elipsoidal é dada por

$$(H_d)_\alpha = -N_\alpha M_\alpha, \quad (2.4)$$

em que os N_α são os elementos do tensor de desmagnetização [24].

2.4 Anisotropia Magnetoelástica

Este tipo de anisotropia provém do fato de que as propriedades magnéticas de uma amostra sob pressão mecânica são diferentes daquelas para a amostra não pressionada. A anisotropia magnetoelástica é definida como sendo zero para uma rede não deformada [11]. Esta anisotropia é importante no estudo de propriedades magnetostric-tivas dos materiais.

2.5 Anisotropia Magnética de Filmes Finos

Além de todas as contribuições de anisotropia citadas acima, as quais podem ser observadas em filmes finos, existe um outro tipo de anisotropia magnética marcante nestas estruturas: a anisotropia magnética de superfície [23]. Esta anisotropia pode favorecer um eixo de fácil magnetização perpendicular ao plano do filme, ou um plano de fácil magnetização.

Este fenômeno foi descoberto em 1968 em amostras filmes finos de $\text{Ni}_{0,48}\text{Fe}_{0,52}$ e atribuído a anisotropia de superfície, a qual foi predita por Néel em 1954 [8]. A anisotropia de Néel resulta da quebra de simetria que ocorre em amostras nas quais uma fração considerável dos átomos está situada na superfície (diferentemente das amostras volumosas ou *bulk*). A magnetização perpendicular ao filme também pode ser explicada em termos da presença de interfaces [26]. Uma expressão que leve em conta esta anisotropia, deve propiciar uma energia mínima quando a magnetização estiver perpendicular, em oposição a energia de forma. A densidade de energia de anisotropia perpendicular pode ser escrita

como

$$E_n = -K_n \left(\frac{\hat{n} \cdot \vec{M}}{M} \right)^2, \quad (2.5)$$

K_n é a constante de anisotropia perpendicular e \hat{n} é o versor normal ao plano do filme [23].

A partir de cálculos analíticos [27], dentro de uma modelagem interessante, verifica-se que o acoplamento *spin*-órbita, rugosidades e tensões intrínsecas originam termos proporcionais a $\vec{M} \cdot \hat{n}$. Ou seja, termos que “competem” com a anisotropia de forma.

Os filmes com eixo fácil perpendicular ao plano possibilitaram uma nova tecnologia: a gravação magnética perpendicular. Em maio de 2005, a Toshiba introduziu no mercado o primeiro disco rígido (usado em um *music player*) com gravação magnética perpendicular. No ano seguinte, outras duas empresas japonesas (Hitachi e Fujitsu), além da Seagate (norte-americana) também comercializaram produtos com esta tecnologia [28].

A estimativa da Associação Japonesa das Indústrias de Tecnologia Eletrônica e de Informática é que apenas 25% dos discos rígidos produzidos em 2007, pelas companhias associadas, eram baseados na gravação magnética longitudinal. Além disso, a expectativa para 2009 é que todos os discos rígidos produzidos pelas companhias associadas, serão baseados na gravação magnética perpendicular [28].

3 Ressonância Magnética

Neste capítulo apresentamos os conceitos básicos de ressonância magnética. Este fenômeno decorre de três propriedades inerentes aos prótons e elétrons: **carga**, **massa** e *spin*.

3.1 Princípios de Ressonância Magnética

Ressonância Magnética [24, 29, 30] é uma técnica espectroscópica, ou seja, trata da interação entre radiação (de frequência característica) e matéria (substância provida de átomos com *spin* nuclear efetivo e/ou *spin* eletrônico efetivo).

Inicialmente a amostra é colocada em uma cavidade ressonante e sujeita a um campo magnético estático e uniforme sobre toda a amostra, produzido por um eletroímã. Isso resulta numa quebra de degenerescência dos níveis de energia dos elétrons ou prótons desemparelhados (efeito Zeeman) [29]. Transições entre esses níveis são induzidas por fótons de frequência específica. A radiação é produzida por uma fonte (que basicamente consiste de elétrons sob uma tensão alternada) e conduzida até a amostra por um guia de onda (canaleta metálica altamente condutora). A interação entre os *spins* atômicos e a radiação incidente pode ser analisada pela radiação refletida ou transmitida.

Se o objetivo da pesquisa é estudar a interação da radiação com os núcleos, trata-se do fenômeno de Ressonância Magnética Nuclear (RMN) [24] e a radiação usada situa-se na faixa dos 30 MHz a 300 MHz, ondas de rádio (UHF). Entretanto, se a finalidade é o estudo da interação dos elétrons com a radiação, o fenômeno observado é chamado de Ressonância Magnética Eletrônica (RME). A radiação nesse caso situa-se na faixa das micro-ondas (1 GHz a 100 GHz) do espectro eletromagnético.

A abordagem da RME depende do tipo de material que está sendo analisado.

Se o material for um paramagneto, o fenômeno observado é denominado Ressonância Paramagnética Eletrônica (RPE) [29]. E o método mais comum de atacar este problema é escrever o operador de Hamilton levando em conta as principais interações entre o centro paramagnético e sua vizinhança, e resolver a equação de autovalor correspondente. Já no caso de uma amostra ferromagnética, o fenômeno observado é denominado de Ressonância Ferromagnética (RFM) [30] e este problema pode ser tratado a partir do movimento da magnetização da amostra.

Uma vez que nossas amostras são ferromagnéticas, a continuação desse capítulo aborda os principais conceitos envolvidos em RFM.

3.2 Teoria da Ressonância Ferromagnética

De acordo com Vonsovskii [30], a descoberta do fenômeno de absorção ressonante de micro-ondas por uma amostra ferromagnética deu-se em 1912 por Arkad'yev em estudos de fios de ferro e níquel. Além disso, no mesmo livro ele afirma que a explicação quântica desse fenômeno foi dada por Dorfman, em 1923. Entretanto, para a maioria dos cientistas, a descoberta da RFM foi devida a Griffiths em 1946, em filmes de ferro e de cobalto [31].

Deixando de lado esta verdadeira “guerra fria”, é interessante notar que já em 1947 Kittel formulou uma teoria para o fenômeno relatado por Griffiths [32], e no ano seguinte ampliou esta teoria (que agora considerava a forma geométrica da amostra) [33]. Em ambos os artigos Kittel utilizou o ponto de vista macroscópico.

Por outro lado, Van Vleck, em 1950 [34], partiu de um hamiltoniano microscópico (considerando as interações Zeeman, dipolar e de *exchange*), utilizou a equação de evolução temporal de um operador (na representação de Heisenberg) e chegou às mesmas conclusões de Kittel (ao considerar o termo Zeeman e o de desmagnetização). Além disso, ao considerar um termo de interação quadrupolar magnético em seu hamiltoniano, Van Vleck obteve o efeito anisotrópico na frequência de ressonância, introduzido por Kittel

a partir de argumentos de simetria da amostra cristalina. Nossos cálculos seguem uma abordagem macroscópica.

Antes de iniciar a descrição da teoria, é conveniente deixar claro que o sistema de unidades utilizado neste trabalho é o CGS, pois este sistema torna a descrição sutilmente mais simples.

O momento magnético de *spin* $\vec{\mu}$ de um elétron está relacionado com o seu momento angular de *spin* \vec{S} por

$$\vec{\mu} = \gamma \vec{S}, \quad (3.1)$$

a constante (negativa) γ é a razão giromagnética ($\gamma = -ge/2m$), relacionada com o fator g da amostra, a carga e e a massa m do elétron [35].

Se um campo magnético \vec{H} (o campo do eletroímã) for aplicado sobre o elétron, este sofrerá um torque, $\vec{\tau}$, dado por [36]

$$\vec{\tau} = \vec{\mu} \times \vec{H}. \quad (3.2)$$

A energia de interação do elétron com o campo magnético pode ser escrita como [36]

$$E = -\vec{\mu} \cdot \vec{H}. \quad (3.3)$$

O valor mínimo assumido por esta energia será quando $\vec{\mu}$ for paralelo a \vec{H} . Neste caso o torque será nulo e o fenômeno da RFM não seria observado. Entretanto, se um campo magnético oscilante (o campo da micro-onda) for aplicado sobre o elétron, ocorrerá pequenas mudanças periódicas na direção de $\vec{\mu}$. Pela segunda lei de Newton o torque está relacionado com a taxa de variação do momento angular

$$\vec{\tau} = \frac{d\vec{S}}{dt}. \quad (3.4)$$

Usando as Eqs. (3.1), (3.2) e (3.4), pode-se escrever

$$\frac{d\vec{\mu}}{dt} = \gamma \vec{\mu} \times \vec{H}. \quad (3.5)$$

Somando todos os momentos magnéticos da amostra, dividindo pelo volume V da mesma e usando a definição de magnetização macroscópica, \vec{M} [36],

$$\vec{M} = \frac{1}{V} \sum_{i=1}^n \vec{\mu}_i, \quad (3.6)$$

chega-se a

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma \vec{M} \times \vec{H}. \quad (3.7)$$

Esta equação foi o ponto de partida de Kittel em seus cálculos no artigo de 1947 [32]. Segue diretamente dela que o módulo de \vec{M} não muda no decorrer do tempo, pois sua variação temporal dá-se perpendicularmente a si próprio, resultando num movimento de precessão de \vec{M} em torno de \vec{H} .

Esta equação diferencial pode ser resolvida sem muitas dificuldades [32] e o resultado é que a frequência de precessão ω_0 é dada por

$$\omega_0 = \gamma H \quad (3.8)$$

Os experimentos de RME podem utilizar frequências de 1 kHz até 90 GHz, correspondendo a campos magnéticos de intensidade de poucos oersteds (obtidos com bobinas de Helmholtz convencionais) até 32 kOe (obtida com a tecnologia de magnetos supercondutores). Alguns critérios devem ser considerados na escolha de uma frequência de operação que forneça uma boa resolução (alta razão sinal-ruído); isto inclui as características da amostra e a tecnologia disponível. Uma boa sensibilidade é geralmente obtida operando na região de micro-ondas do espectro eletromagnético. Para $\gamma \approx 2\pi \times 2,8$ GHz/kOe (elétrons livres) e valores típicos dos campos criados pelos eletroímãs, alguns kOe, a frequência de precessão é aproximadamente 2,8 GHz (faixa de micro-ondas).

A ressonância é obtida quando a frequência de oscilação do campo eletromagnético da micro-onda for igual a frequência de precessão da magnetização da amostra diante do campo magnético aplicado externamente; sendo assim, o sistema de *spins* absorve a radiação. Nesta descrição o sistema só absorverá energia se a frequência de micro-ondas for dada pela Eq. (3.8).

Amostras ferromagnéticas são tratadas como um conjunto de *spins* acoplados por meio da interação de troca, de forma que o movimento de precessão é um movimento coletivo em torno da posição de equilíbrio. As excitações de menor energia ocorrem quando os *spins* precessionam em torno de \vec{H} com a mesma fase; este é denominado **modo uniforme**, e a única frequência de precessão é aquela dada pela Eq. (3.8).

3.2.1 Fórmula Geral para a Frequência de Ressonância

Na descrição anterior não foram mencionados os campos internos existentes nos materiais ferromagnéticos, tampouco os fenômenos de amortecimento (transferência de energia dos *spins* para a rede), os quais podem ser tratados de acordo com uma equação fenomenológica proposta por L. D. Landau e E. M. Lifshitz em 1935 [30].

Esta abordagem consiste em considerar um campo magnético efetivo \vec{H}_{ef} (campo aplicado e campo interno) interagindo com a magnetização do material, o que provocaria uma precessão de \vec{M} em torno desse campo efetivo, e um termo responsável por tentar alinhar esses dois vetores, caracterizando então o amortecimento. A equação para a taxa de variação temporal da magnetização é escrita neste contexto como:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma\vec{M} \times \vec{H}_{ef} - \frac{\alpha\gamma}{M}[\vec{M} \times (\vec{M} \times \vec{H}_{ef})]. \quad (3.9)$$

Uma análise da direção do produto vetorial triplo revela seu caráter amortecedor, sendo α denominado parâmetro de amortecimento, o qual em geral é pequeno. A magnitude e a direção do campo interno efetivo podem ser determinadas com razoável aproximação a partir de um princípio variacional utilizado por Macdonald, 1951 [30]. Entretanto, desenvolveremos a seguir um método mais conveniente para calcular a frequência de ressonância, proposto por J. Smit e H. G. Beljers, em 1955 [37].

Num ferromagneto, \vec{M} aponta numa certa direção definida pelos ângulos polar e azimutal θ_0 e ϕ_0 , respectivamente, de acordo com o campo interno efetivo, suposto estar numa direção diferente da direção de \vec{H} . O sistema desta forma evolui para um estado de

mínima energia, ou seja

$$F_\theta \equiv \frac{\partial F}{\partial \theta} = 0 \quad (3.10)$$

e

$$F_\phi \equiv \frac{\partial F}{\partial \phi} = 0. \quad (3.11)$$

Nesse caso, o movimento de precessão de \vec{M} em torno de \vec{H}_{ef} seria constantemente amortecido, devido a transferencia de energia do sistema de *spins* à rede.

Escrevendo \vec{M} em coordenadas esféricas, temos

$$\vec{M}(t) = M_r \hat{r} + m_\theta(t) \hat{\theta} + m_\phi(t) \hat{\phi}. \quad (3.12)$$

Se o amortecimento for pequeno, os termos $m_\theta(t)$ e $m_\phi(t)$ são bem menores do que M_r , de forma que erramos pouco considerando $M_r \approx M$, logo

$$\vec{M} = M \hat{r}. \quad (3.13)$$

O campo efetivo pode ser obtido a partir da energia livre por unidade de volume [30]:

$$\vec{H}_{ef} = -\vec{\nabla}_{\vec{M}} F = -\frac{\partial F}{\partial m_\theta} \hat{\theta} - \frac{\partial F}{\partial m_\phi} \hat{\phi} - \frac{\partial F}{\partial M} \hat{r}. \quad (3.14)$$

Substituindo as Eqs. (3.13) e (3.14) na Eq. (3.9) temos

$$\begin{aligned} \frac{d\vec{M}}{dt} &= -\gamma M \hat{r} \times \left(-\frac{1}{M} \frac{\partial F}{\partial \theta} \hat{\theta} - \frac{1}{M \sin \theta_0} \frac{\partial F}{\partial \phi} \hat{\phi} - \frac{\partial F}{\partial M} \hat{r} \right) \\ &\quad - \frac{\gamma \alpha}{M} \left[M \hat{r} \times \left(M \hat{r} \times \left(-\frac{1}{M} \frac{\partial F}{\partial \theta} \hat{\theta} - \frac{1}{M \sin \theta_0} \frac{\partial F}{\partial \phi} \hat{\phi} - \frac{\partial F}{\partial M} \hat{r} \right) \right) \right]. \end{aligned} \quad (3.15)$$

Calculando os produtos vetoriais entre os versores do primeiro termo do lado direito desta equação e o produto vetorial interno do segundo termo, temos

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma F_\theta \hat{\phi} - \frac{\gamma}{\sin \theta_0} F_\phi \hat{\theta} - \frac{\alpha \gamma}{M} \left[M \hat{r} \times \left(-F_\theta \hat{\phi} + \frac{1}{\sin \theta_0} F_\phi \hat{\theta} \right) \right]. \quad (3.16)$$

Calculando o produto vetorial restante e agrupando as componentes, temos

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = - \left(\frac{\gamma}{\sin \theta_0} F_\phi + \alpha \gamma F_\theta \right) \hat{\theta} + \left(\gamma F_\theta - \frac{\alpha \gamma}{\sin \theta_0} F_\phi \right) \hat{\phi}. \quad (3.17)$$

Comparando ambos os lados da Eq. (3.17) chegamos a

$$\frac{dm_\theta}{dt} = -\frac{\gamma}{\text{sen } \theta_0} F_\phi - \alpha\gamma F_\theta, \quad (3.18)$$

$$\frac{dm_\phi}{dt} = \gamma F_\theta - \frac{\alpha\gamma}{\text{sen}^2 \theta_0} F_\phi, \quad (3.19)$$

$$\frac{dM}{dt} = 0. \quad (3.20)$$

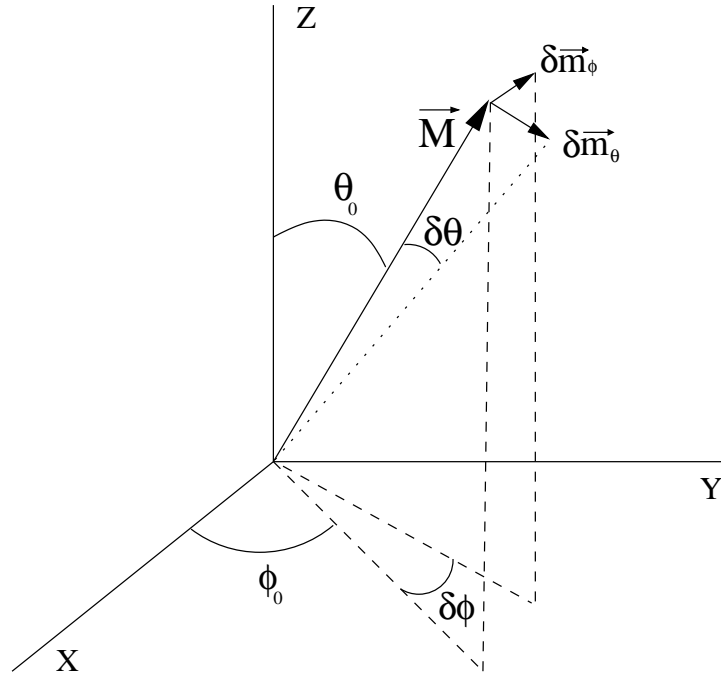


Figura 3.1 : Vetor magnetização com sua componente fixa M_r e aquelas que variam periodicamente com o tempo: m_θ e m_ϕ .

De acordo com a Fig. 3.1 temos:

$$\delta m_\theta(t) = M\delta\theta(t) = M(\theta(t) - \theta_0), \quad (3.21)$$

$$\delta m_\phi(t) = M \text{sen } \theta_0 \delta\phi(t) = M \text{sen } \theta_0 (\phi(t) - \phi_0). \quad (3.22)$$

Substituindo as Eqs. (3.21) e (3.22) na Eq. (3.18) e na Eq. (3.19) chegamos ao seguinte sistema

$$\frac{d}{dt}\delta\theta = -\frac{\gamma}{M \text{sen } \theta_0} F_\phi - \frac{\alpha\gamma}{M} F_\theta \quad (3.23)$$

$$\frac{d}{dt}\delta\phi = \frac{\gamma}{M \text{sen } \theta_0} F_\theta - \frac{\alpha\gamma}{M \text{sen}^2 \theta_0} F_\phi. \quad (3.24)$$

Se os desvios $\delta\theta$ e $\delta\phi$ a partir da posição de equilíbrio θ_0 e ϕ_0 são pequenos, a expansão de F_θ e F_ϕ em torno da posição de equilíbrio pode ser feita até primeira ordem (lembrando que as primeiras derivadas na posição de equilíbrio são nulas e que as segundas derivadas devem ser tomadas na posição de equilíbrio, ou seja θ_0 e ϕ_0), então

$$F_\theta = F_{\theta\theta}\delta\theta + F_{\theta\phi}\delta\phi, \quad (3.25)$$

$$F_\phi = F_{\phi\theta}\delta\theta + F_{\phi\phi}\delta\phi. \quad (3.26)$$

O movimento de precessão sugere soluções que variam harmonicamente com o tempo, ou seja, $\delta\theta$ e $\delta\phi \propto \exp^{i\omega t}$. Neste caso, as Eqs. (3.23) e (3.24), após usar as Eqs. (3.25) e (3.26), e reagrupar os termos, podem ser escritas como

$$\begin{aligned} \left(i\omega + \frac{\gamma}{M \sin \theta_0} F_{\phi\theta} + \frac{\alpha\gamma}{M} F_{\theta\theta} \right) \delta\theta + \left(\frac{\gamma}{M \sin \theta_0} F_{\phi\phi} + \frac{\alpha\gamma}{M} F_{\theta\phi} \right) \delta\phi &= 0, \\ \left(-\frac{\gamma}{M \sin \theta_0} F_{\theta\theta} + \frac{\alpha\gamma}{M} F_{\phi\theta} \right) \delta\theta + \left(i\omega - \frac{\gamma}{M \sin \theta_0} F_{\theta\phi} + \frac{\alpha\gamma}{M \sin^2 \theta_0} F_{\phi\phi} \right) \delta\phi &= 0. \end{aligned}$$

A solução deste sistema de equações lineares pode ser obtida escrevendo-o na forma matricial, de forma que para obtermos a solução não trivial o seguinte determinante

$$\begin{vmatrix} i\omega + (\gamma/M \sin \theta_0)F_{\phi\theta} + (\alpha\gamma/M)F_{\theta\theta} & (\gamma/M \sin \theta_0)F_{\phi\phi} + (\alpha\gamma/M)F_{\theta\phi} \\ -(\gamma/M \sin \theta_0)F_{\theta\theta} + (\alpha\gamma/M)F_{\phi\theta} & i\omega - (\gamma/M \sin \theta_0)F_{\theta\phi} + (\alpha\gamma/M \sin^2 \theta_0)F_{\phi\phi} \end{vmatrix}$$

deve ser nulo. Esta condição leva à seguinte equação

$$\omega^2 - i \left[\frac{\alpha\gamma}{M} \left(\frac{F_{\phi\phi}}{\sin \theta_0} + F_{\theta\theta} \right) \right] \omega - \frac{\gamma^2(1 + \alpha^2)}{M^2 \sin^2 \theta_0} (F_{\theta\theta}F_{\phi\phi} - F_{\theta\phi}^2) = 0. \quad (3.27)$$

Definindo os termos

$$\Delta\omega = \frac{\alpha\gamma}{M} \left(\frac{F_{\phi\phi}}{\sin \theta_0} + F_{\theta\theta} \right) \quad (3.28)$$

$$\omega_{res} = \frac{\gamma(1 + \alpha^2)^{1/2}}{M \sin \theta_0} (F_{\theta\theta}F_{\phi\phi} - F_{\theta\phi}^2)^{1/2} \quad (3.29)$$

a Eq. (3.27) fica

$$\omega^2 - i\omega\Delta\omega - \omega_{res} = 0. \quad (3.30)$$

Esta é a equação de um oscilador harmônico amortecido, em que $\Delta\omega$ e ω_{res} são denominados de largura de linha e frequência de ressonância, respectivamente.

Não é difícil imaginar o que aconteceria se tivéssemos levado em conta o campo magnético da micro-onda. Ele entraria no lado direito da Eq. (3.30) fazendo um papel análogo ao de uma força externa senoidal. A equação correspondente seria a de um oscilador amortecido forçado.

Os parâmetros $\Delta\omega$ e ω_{res} estão diretamente relacionados com a forma da curva de absorção (ou seja, a curva da potência absorvida pelo sistema): o primeiro diz respeito a uma faixa de frequências entre os lados da curva de absorção tomada na meia altura para H constante ou uma distância ΔH na escala do campo para ω constante, e o segundo é a frequência que a fonte externa precisa ter para que a potência absorvida pelo sistema seja máxima. É interessante notar que a inclusão do termo de amortecimento resultou numa faixa de frequências (ou para frequência fixa, numa faixa de campos) possível para a absorção.

A Eq. (3.29), sem o termo de amortecimento (utilizada na maioria dos trabalhos e neste, pois α geralmente é muito pequeno) dada por

$$\omega_{res} = \frac{\gamma}{M \sin \theta_0} (F_{\theta\theta} F_{\phi\phi} - F_{\theta\phi}^2)^{1/2}, \quad (3.31)$$

foi obtida primeiramente por Smit e Beljers [37], em 1955 (escrevendo o campo interno em termos da entalpia livre magnética), e também, independentemente, por Suhl [38], no mesmo ano (escrevendo o campo interno em termos da energia interna).

Vemos pelas Eqs. (3.28) e (3.29) que para determinar a largura de linha e a condição de ressonância é necessário obter uma expressão para a energia livre por unidade de volume da amostra. Este é o assunto do próximo capítulo.

4 Ressonância Ferromagnética de Filmes Finos

Neste capítulo descrevemos a aplicação da Ressonância Ferromagnética ao estudo das propriedades de filmes finos magnéticos. A RFM é uma das melhores técnicas empregadas no estudo da anisotropia dos filmes magnéticos.

4.1 Energia Livre

Para aplicar a teoria de RFM ao estudo de filmes finos magnéticos é preciso escrever explicitamente a densidade de energia livre do filme. Na verdade é necessário obter apenas a parte da energia livre que depende dos ângulos θ e ϕ e a entropia do sistema.

Considerando a entropia como a soma de dois termos, o primeiro devido a rede cristalina e o segundo proveniente das paredes de domínio, é razoável esperar que o primeiro termo varie muito pouco em experimentos de RFM, pois nestes a organização atômica permanece praticamente a mesma. O segundo termo merece uma discussão mais profunda, e talvez possa ser estimado em termos da curva de magnetização da seguinte maneira: obtém-se a magnetização da amostra na ausência de campo externo e compara-se com seu valor na saturação. Se a diferença não for muito grande, esperamos neste caso uma pequena variação da parte magnética da entropia.

Este é o caso considerado neste trabalho: entropia constante. Consequentemente, a energia livre que estamos procurando será a soma de três termos: Zeeman, magnetostática e o de anisotropia de superfície.

A primeira a ser destacada é a interação Zeeman, ou seja, aquela entre os *spins*

e o campo magnético externo. A densidade de energia Zeeman é

$$E_Z = -\vec{M} \cdot \vec{H}. \quad (4.1)$$

Uma interação análoga a esta é devida a anisotropia de forma. Pelas Eqs. (2.3) e (2.4) chega-se a

$$E_d = \frac{1}{2}(N_x M_x^2 + N_y M_y^2 + N_z M_z^2). \quad (4.2)$$

Esta anisotropia favorece a magnetização no plano do filme.

A última energia a ser considerada é aquela associada com a anisotropia de superfície, pois a espessura dos filmes é muito fina. De acordo com a Eq. (2.5)

$$E_n = -K_n \left(\frac{\hat{n} \cdot \vec{M}}{M} \right)^2. \quad (4.3)$$

Esta anisotropia pode favorecer a magnetização perpendicular ao plano do filme.

O sistema de referência adotado (Fig. 4.1) é aquele em que o eixo z é o eixo polar. O filme está no plano xz . A direção do campo magnético estático, \vec{H} , é modificada sobre o plano xy e descrita pelo ângulo azimutal ϕ_H . Os ângulos θ e ϕ caracterizam a direção de \vec{M} .

De acordo com a Fig. 4.1 os vetores \vec{M} e \vec{H} podem ser escritos, em coordenadas polares, como:

$$\vec{M} = \hat{i}M \sin \theta \cos \phi + \hat{j}M \sin \theta \sin \phi + \hat{k}M \cos \theta, \quad (4.4)$$

$$\vec{H} = \hat{i}H \cos \phi_H + \hat{j}H \sin \phi_H. \quad (4.5)$$

Usando as Eqs. (4.4) e (4.5) para re-escrever as Eqs. (4.1), (4.2) e (4.3), a densidade de energia livre (a menos de termos que não dependem de θ e ϕ) pode ser escrita como:

$$\begin{aligned} F(\theta, \phi) = & -MH \sin \theta \cos(\phi - \phi_H) + \frac{1}{2}M^2(N_x \sin^2 \theta \cos^2 \phi \\ & + N_y \sin^2 \theta \sin^2 \phi + N_z \cos^2 \theta) - K_n \sin^2 \theta \sin^2 \phi. \end{aligned} \quad (4.6)$$

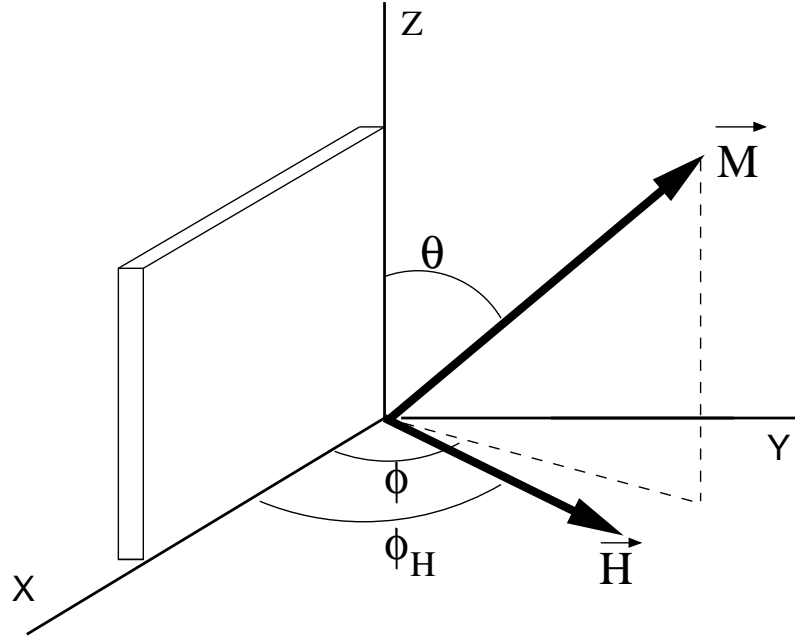


Figura 4.1 : Orientação do campo externo e da magnetização.

De acordo com o sistema de referência adotado o campo desmagnetizante será muito maior na direção y do que nas outras direções. Portanto, a partir da condição de continuidade da componente perpendicular da indução magnética, chega-se a $N_y = 4\pi$ e $N_x = N_z = 0$. Usando esses valores obtemos a seguinte expressão para a energia livre:

$$F(\theta, \phi) = -MH \sin \theta \cos(\phi - \phi_H) + (2\pi M^2 - K_n) \sin^2 \theta \sin^2 \phi. \quad (4.7)$$

Os ângulos θ e ϕ que minimizam a energia livre e que sejam pontos de equilíbrio estável dependem da direção do campo externo aplicado, ou seja de ϕ_H . O termo entre parênteses do lado direito da Eq. (4.7), é designado de constante de anisotropia efetiva, K_{ef} . Portanto,

$$K_{ef} = 2\pi M^2 - K_n. \quad (4.8)$$

O primeiro termo da Eq. (4.8) provém da energia de anisotropia de forma, é sempre positivo, e portanto, contribui para que a magnetização seja paralela ao plano do filme. O segundo termo pode contribuir para uma magnetização perpendicular ao plano do filme. Então, uma constante de anisotropia efetiva positiva (negativa), implica em uma contribuição superior (inferior) da energia de forma diante da anisotropia de superfície, e eixo de fácil magnetização paralelo (perpendicular) ao plano do filme.

4.2 Condição de Equilíbrio e Estabilidade

Para se obter uma equação que descreva a RFM em termos da configuração do filme em relação a direção do campo aplicado, é necessário obter a posição de equilíbrio de \vec{M} para uma certa direção de \vec{H} , como discutido anteriormente.

A posição de equilíbrio é determinada pela condição de energia mínima, Eqs. (3.10) e (3.11) e pelas condições de estabilidade:

$$\frac{\partial^2 F}{\partial \theta^2} > 0, \quad \frac{\partial^2 F}{\partial \phi^2} > 0 \quad \text{e} \quad \frac{\partial^2 F}{\partial \theta^2} \frac{\partial^2 F}{\partial \phi^2} > \left(\frac{\partial^2 F}{\partial \theta \partial \phi} \right)^2. \quad (4.9)$$

Sendo a energia livre dada pela Eq. (4.7), suas derivadas primeiras são:

$$\frac{\partial F}{\partial \theta} = -MH \cos \theta \cos(\phi - \phi_H) + (2\pi M^2 - K_n) \sin 2\theta \sin^2 \phi, \quad (4.10)$$

$$\frac{\partial F}{\partial \phi} = MH \sin \theta \sin(\phi - \phi_H) + (2\pi M^2 - K_n) \sin^2 \theta \sin 2\phi. \quad (4.11)$$

As derivadas segundas da energia livre são:

$$\frac{\partial^2 F}{\partial \theta^2} = MH \sin \theta \cos(\phi - \phi_H) + (4\pi M^2 - 2K_n) \cos 2\theta \sin^2 \phi, \quad (4.12)$$

$$\frac{\partial^2 F}{\partial \phi^2} = MH \sin \theta \cos(\phi - \phi_H) + (4\pi M^2 - 2K_n) \sin^2 \theta \cos 2\phi, \quad (4.13)$$

$$\frac{\partial^2 F}{\partial \phi \partial \theta} = MH \cos \theta \sin(\phi - \phi_H) + (4\pi M^2 - 2K_n) \sin 2\theta \sin 2\phi. \quad (4.14)$$

A posição de equilíbrio ($\theta = \theta_0$ e $\phi = \phi_0$) é obtida igualando as Eqs. (4.10) e (4.11) a zero:

$$0 = M \cos \theta_0 [-H \cos(\phi_0 - \phi_H) + (4\pi M^2 - 2K_n/M) \sin \theta_0 \sin^2 \phi_0], \quad (4.15)$$

$$0 = M \sin \theta_0 [H \sin(\phi_0 - \phi_H) + (2\pi M^2 - K_n/M) \sin \theta_0 \sin 2\phi_0]. \quad (4.16)$$

Pode-se verificar que a solução $\theta_0 = \pi/2$ satisfaz as condições de estabilidade Eq. (4.9). Portanto, para que a Eq. (4.16) seja satisfeita devemos ter

$$2H \sin(\phi_H - \phi_0) = 4\pi M_{ef} \sin 2\phi_0. \quad (4.17)$$

O termo $4\pi M_{ef} = 4\pi M - 2K_n/M$ é um parâmetro muito usado em RFM denominado de magnetização efetiva. Uma das propostas deste trabalho é obter a magnetização efetiva das amostras analisadas.

A Eq. (4.17) é uma equação transcendental cuja solução ϕ_0 (direção da magnetização) depende da direção ϕ_H do campo magnético aplicado externamente.

Calculando as derivadas segundas nas posições de equilíbrio ($\theta_0 = \pi/2$ e $\phi = \phi_0$) e substituindo-as na fórmula de Smit e Beljers (Eq. (3.31)), a condição de RFM torna-se:

$$(\omega/\gamma)^2 = (H \cos(\phi_0 - \phi_H) - 4\pi M_{ef} \sin^2 \phi_0)(H \cos(\phi_0 - \phi_H) + 4\pi M_{ef} \cos 2\phi_0). \quad (4.18)$$

A solução da Eq. (4.18) depende da solução da Eq. (4.17), que possui solução analítica apenas para algumas direções particulares do campo magnético, as quais serão analisadas a seguir.

4.2.1 RFM no Plano do Filme

A situação na qual o campo magnético está aplicado ao longo do plano do filme ($\phi_H = 0$ e $H = H_{//}$), chamada de configuração paralela, pode ser tratada com facilidade, pois nesse caso a Eq. (4.17) torna-se:

$$-H_{//} \sin \phi_0 = 4\pi M_{ef} \sin \phi_0 \cos \phi_0. \quad (4.19)$$

Esta equação é satisfeita se

$$\begin{aligned} (i) \quad & \phi_0 = 0, \\ (ii) \quad & \cos \phi_0 = -\frac{H_{//}}{4\pi M_{ef}}. \end{aligned}$$

A solução física, para o nosso caso, é

$$\theta_0 = 0. \quad (4.20)$$

Neste caso a condição de RFM descrita pela Eq. (4.18) torna-se:

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = H_{//}(H_{//} + 4\pi M_{ef}). \quad (4.21)$$

4.2.2 RFM Perpendicular ao Filme

Se o campo magnético externo for aplicado perpendicularmente ao plano do filme ($\phi_H = \pi/2$), chamada configuração perpendicular, a Eq. (4.17) também possui solução analítica. Seguindo os mesmos procedimentos da seção anterior não é difícil obter a seguinte condição de RFM para esta situação:

$$\frac{\omega}{\gamma} = H_{\perp} - 4\pi M_{ef}. \quad (4.22)$$

Em nossos experimentos a razão ω/γ permanece constante, pois o numerador é a frequência angular da micro-onda (que não muda) e o denominador ($\gamma = ge/2m$) está relacionado com o fator g da amostra (suposto constante), com a carga e e com a massa m do elétron. Elevando a Eq. (4.22) ao quadrado e igualando com a Eq. (4.21), chega-se a seguinte expressão para a magnetização efetiva

$$4\pi M_{ef} = H_{\perp} + \frac{1}{2}H_{//} - \left[H_{//} \left(H_{\perp} + \frac{5}{4}H_{//} \right) \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (4.23)$$

Portanto, de forma simples, apenas medindo os campos de ressonância paralelo e perpendicular, pode-se obter a magnetização efetiva da amostra. Além disso, se a magnetização de saturação da amostra for conhecida, a constante de anisotropia efetiva K_{ef} pode ser determinada.

4.3 Largura de Linha

A expressão encontrada para a largura de linha no capítulo anterior, Eq. (3.28), não é adequada para a análise dos nossos experimentos, pois nestes a frequência da micro-onda permanece fixa e é o campo magnético que varia. Para contornar este problema

podemos usar a seguinte relação matemática

$$\Delta\omega = \frac{\partial\omega}{\partial H}\Delta H, \quad (4.24)$$

onde o termo do lado esquerdo é dado pela Eq. (3.28) e deve ser avaliado na posição de equilíbrio. O termo do lado direito que envolve a derivada parcial é obtido derivando a Eq. (4.18) com respeito a H em ambos os lados, e o resultado é

$$\frac{2\omega}{\gamma^2} \frac{\partial\omega}{\partial H} = 2H \cos^2(\phi_0 - \phi_H) + 4\pi M_{ef} \cos(\phi_0 - \phi_H)(\cos 2\phi_0 - \sin^2 \phi_0). \quad (4.25)$$

Avaliando as segundas derivadas, Eqs. (4.12) e (4.13), na posição de equilíbrio ($\theta_0 = \pi/2$ e $\phi = \phi_0$) e substituindo-as na Eq. (3.29) juntamente com a Eq. (4.25) na Eq. (4.24), a largura de linha a meia altura no espectro de absorção será

$$\Delta H = \frac{2\alpha}{\gamma} \frac{\omega}{\cos(\phi_0 - \phi_H)}. \quad (4.26)$$

Em nossos experimentos obtemos a derivada da curva de absorção em relação ao campo magnético, portanto é mais usual lidar com a largura de linha de pico-a-pico ΔH_{pp} do espectro obtido. A relação entre elas é [29]

$$\Delta H_{pp} = \frac{2}{\sqrt{3}} \Delta H. \quad (4.27)$$

A largura de linha ΔH_{pp} obtida anteriormente, é apenas uma parcela, designada como a parte homogênea (relacionada com mecanismos intrínsecos), da largura de linha obtida experimentalmente. Esta denominação é justa, pois na teoria apresentada consideramos uma amostra uniformemente magnetizada. Entretanto, nos experimentos de RFM isto ocorre somente para as configurações paralela e perpendicular.

De fato, desvios da Eq. (4.26) podem estar relacionados com inhomogeneidades magnéticas e estruturais. Neste sentido existem vários trabalhos [39, 40] nos quais analisam-se a dependência, suposta linear, da largura de linha com a frequência da micro-onda. Os resultados apresentados geralmente se enquadram dentro desta descrição; entretanto, observa-se um coeficiente linear não nulo, que tem correspondência com uma magnetização não-uniforme da amostra.

Em nossos experimentos tal análise não é possível, pois o Laboratório de Ressonância Magnética Eletrônica dispõe apenas de duas pontes de micro-ondas, de banda-X (9,6 GHz) e banda-Q (34 GHz), o que implicaria em somente dois pontos no gráfico da largura de linha em função da frequência de micro-ondas.

Nas configurações paralela e perpendicular a largura de linha é facilmente calculada e em ambas orientações; de acordo com nosso modelo, o resultado é

$$\Delta H_{//} = \Delta H_{\perp} = \frac{2\alpha}{\gamma}\omega. \quad (4.28)$$

Podemos fazer uma estimativa da ordem de grandeza do parâmetro de amortecimento α , da seguinte forma. A partir dos campos de ressonância paralelo e perpendicular podemos calcular $4\pi M_{ef}$. Substituindo o valor obtido na condição de ressonância perpendicular obtemos γ , e assim podemos calcular α , já que a frequência da micro-onda é conhecida.

A razão giromagnética também pode ser obtida a partir de experimentos realizados em duas frequências diferentes. Sendo $4\pi M_{ef}$ um parâmetro característico da amostra, podemos usar as equações de ressonância na configuração paralela em duas frequências ($f' \Rightarrow H'_{//}$ e $f \Rightarrow H_{//}$) e obtemos

$$\gamma = 2\pi \sqrt{\frac{f'^2/H'_{//} - f^2/H_{//}}{H'_{//} - H_{//}}}. \quad (4.29)$$

4.4 Contribuição de Superfície

A energia livre de sistemas com dimensões reduzidas, isto é, amostras com uma grande razão superfície S por volume V , é geralmente escrita como a soma de um termo de superfície e outro de volume, a saber

$$f = f_V(\theta, \phi)V + f_S(\theta, \phi)S. \quad (4.30)$$

A energia por unidade de volume de um filme com espessura t , torna-se

$$\frac{f}{V} = F = f_V(\theta, \phi) + \frac{f_S(\theta, \phi)}{t}. \quad (4.31)$$

Analisando a energia livre por unidade de volume (Eq. (4.7)), vemos que o termo dependente da espessura t é aquele relacionado com a anisotropia efetiva; portanto, chegamos a seguinte conclusão:

$$K_{ef} = K_V + \frac{K_S^{Filme/Substrato} + K_s^{Filme/Ar}}{t}. \quad (4.32)$$

O primeiro termo desta equação independe da espessura do filme; o segundo entretanto, é relevante apenas para amostras finas e possui duas contribuições diferentes, pois as duas faces do filme se encontram em vizinhanças totalmente distintas.

É comum negligenciar o fato de que as interfaces não são idênticas (outro ponto de vista é assumir um valor médio à contribuição de superfície) e escrever

$$K_{ef} = K_V + \frac{2K_S}{t}. \quad (4.33)$$

Assim, K_V e K_S podem ser determinados a partir de um ajuste linear dos pontos em um gráfico de $K_{ef} \times t^{-1}$ ou $tK_{ef} \times t$. Esta análise entretanto, é feita à temperatura reduzida T/T_c constante e não à T constante, embora existam trabalhos feitos à T constante [41]. O argumento utilizado é que a propriedade termodinâmica relevante para as propriedades magnéticas é a temperatura reduzida e não a temperatura absoluta [17]. Nossos resultados, apresentados no capítulo seguinte, concordam razoavelmente com a teoria descrita.

5 Resultados Experimentais

As medidas de RFM foram realizadas com um Espectrômetro Bruker EPS-300, com frequência de micro-ondas em torno de 9,6 GHz e campo magnético estático (direção sentido) variável (intensidade). As amostras foram colocadas em um suporte de quartzo e um goniômetro foi usado para orientá-las em relação à direção do campo magnético aplicado. Todos os experimentos foram conduzidos à temperatura ambiente.

5.1 Características das Amostras

As amostras foram produzidas pela técnica de *magnetron sputtering*, no CBPF pelo Dr. Willian Alayo Rodriguez, no Laboratório de Filmes Finos chefiado pela Dra. Elisa Baggio Saitovitch.

As multicamadas de Py/Ru foram crescidas sobre um substrato de Si(100) e cobertas com uma camada de tântalo ou cromo; a temperatura do substrato era a ambiente e a pressão de trabalho igual a 2 mTorr. As multicamadas possuem a seguinte estrutura geral

$$\text{Si (100)/ Ru (50 \text{ \AA}) [Py (t_{\text{Py}}) / Ru (t_{\text{Ru}})]_n / X (50 \text{ \AA})$$

Nesse caso, X representa Ta ou Cr. Isso significa que sobre o plano (100) de um substrato de silício foi depositado uma camada de rutênio com espessura de 50 Å, n bicamadas de permalloy e rutênio, com espessuras variadas e por fim uma cobertura de tântalo ou cromo com espessura de 50 Å.

No primeiro conjunto de amostras (conjunto A), a camada de permalloy, t_{Py} , é fixa e igual a 50 Å, assim como o número de bicamadas $n = 20$; entretanto, a espessura de rutênio varia como indicado na Tabela 5.1.

No segundo conjunto de amostras (conjunto B), produzidas em condições similares às anteriores, é a espessura do permalloy e o número de bicamadas que variam, sendo a espessura do rutênio mantida fixa e igual a 25 Å. Na Tabela 5.2 encontram-se as espessuras do permalloy e o número de bicamadas das amostras produzidas.

Tabela 5.1 : Conjunto A de amostras.

$[\text{Py}(50 \text{ \AA})/\text{Ru}(3 \text{ \AA})]_{20}$
$[\text{Py}(50 \text{ \AA})/\text{Ru}(5 \text{ \AA})]_{20}$
$[\text{Py}(50 \text{ \AA})/\text{Ru}(7 \text{ \AA})]_{20}$
$[\text{Py}(50 \text{ \AA})/\text{Ru}(9 \text{ \AA})]_{20}$
$[\text{Py}(50 \text{ \AA})/\text{Ru}(11 \text{ \AA})]_{20}$
$[\text{Py}(50 \text{ \AA})/\text{Ru}(13 \text{ \AA})]_{20}$
$[\text{Py}(50 \text{ \AA})/\text{Ru}(15 \text{ \AA})]_{20}$
$[\text{Py}(50 \text{ \AA})/\text{Ru}(20 \text{ \AA})]_{20}$
$[\text{Py}(50 \text{ \AA})/\text{Ru}(25 \text{ \AA})]_{20}$
$[\text{Py}(50 \text{ \AA})/\text{Ru}(30 \text{ \AA})]_{20}$
$[\text{Py}(50 \text{ \AA})/\text{Ru}(35 \text{ \AA})]_{20}$
$[\text{Py}(50 \text{ \AA})/\text{Ru}(40 \text{ \AA})]_{20}$

Tabela 5.2 : Conjunto B de amostras.

$[\text{Py}(200 \text{ \AA})/\text{Ru}(25 \text{ \AA})]_6$
$[\text{Py}(150 \text{ \AA})/\text{Ru}(25 \text{ \AA})]_8$
$[\text{Py}(100 \text{ \AA})/\text{Ru}(25 \text{ \AA})]_{10}$
$[\text{Py}(75 \text{ \AA})/\text{Ru}(25 \text{ \AA})]_{14}$
$[\text{Py}(40 \text{ \AA})/\text{Ru}(25 \text{ \AA})]_{20}$
$[\text{Py}(30 \text{ \AA})/\text{Ru}(25 \text{ \AA})]_{20}$
$[\text{Py}(20 \text{ \AA})/\text{Ru}(25 \text{ \AA})]_{22}$
$[\text{Py}(15 \text{ \AA})/\text{Ru}(25 \text{ \AA})]_{22}$
$[\text{Py}(10 \text{ \AA})/\text{Ru}(25 \text{ \AA})]_{22}$

A caracterização estrutural das amostras foi feita no CBPF e no Laboratório Nacional de Luz Síncrotron. Difractogramas de raios-x em baixos ângulos de duas amostras do conjunto A, encontram-se nas Figs. 5.1(a) e 5.1(b). Os difratogramas de raios-x em altos ângulos são apresentados nas Figs. 5.1(c), 5.1(d), 5.1(e), 5.1(f), 5.1(g), 5.1(h) e 5.2.

Os difratogramas em altos ângulos revelam um pico intenso correspondente ao Py(111) e mostram que as amostras são policristalinas. Os difratogramas em baixos ângulos mostram que as interfaces são bem definidas, confirmando a boa qualidade das amostras.

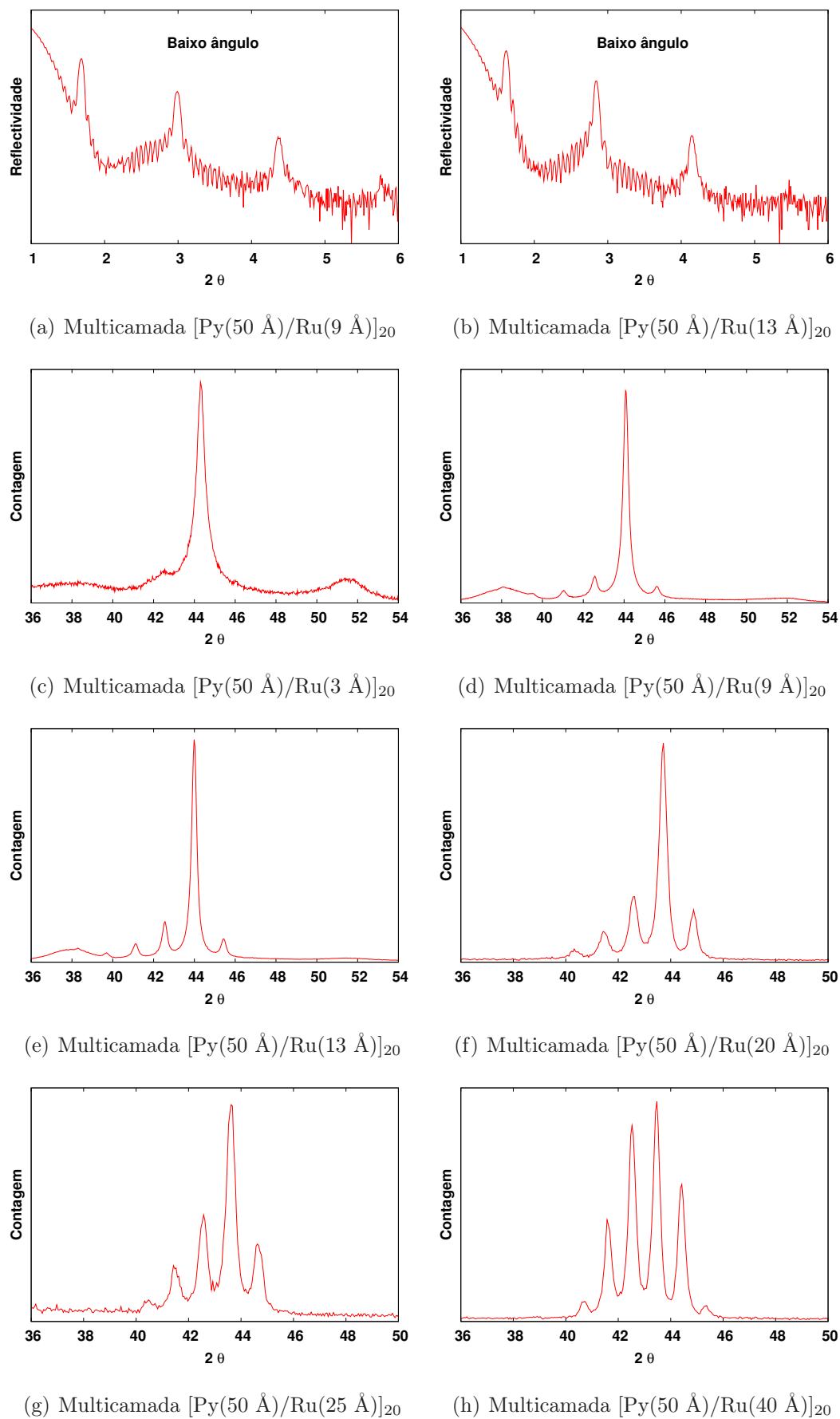


Figura 5.1 : Difratoogramas de raios-x de amostras do conjunto A.

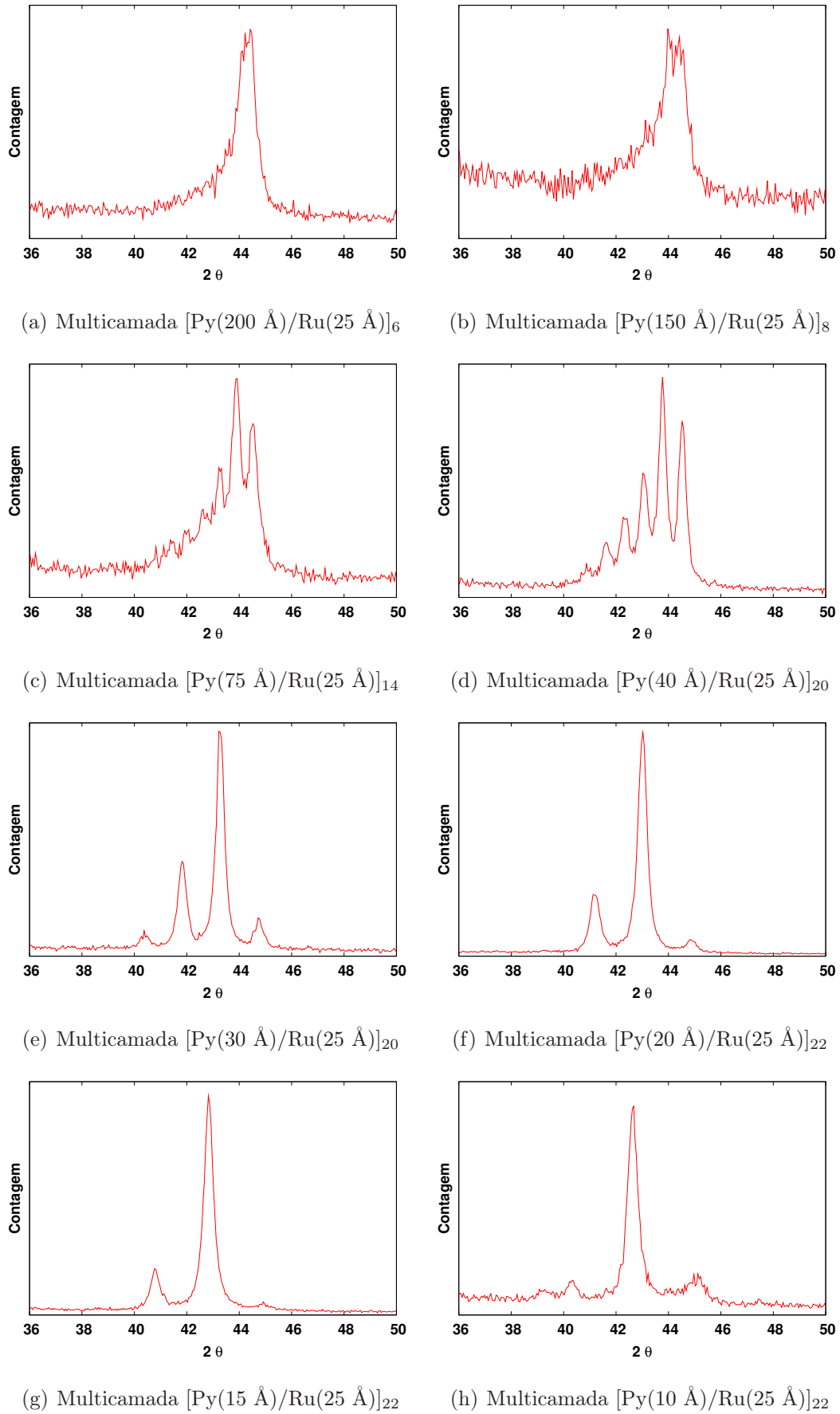


Figura 5.2 : Difratogramas de raios-x em altos ângulos de amostras do conjunto B.

5.2 Aspectos Experimentais de RFM

Nos experimentos de RFM, as amostras foram orientadas com respeito a direção do campo magnético com o intuito de estudar a anisotropia magnética efetiva das mesmas. O goniômetro usado para determinar a orientação do campo aplicado com respeito a normal ao filme, fornece medidas angulares com precisão de $0,5^\circ$. As intensidades do campo aplicado são determinadas por uma ponta Hall, a qual fornece medidas com precisão de décimos de Oe. As amostras foram colocadas no interior de uma cavidade retangular TE_{102} , na qual bobinas de Helmholtz produzem um campo magnético de 5 Oe, cujo sentido é alternado 100.000 vezes por segundo. As micro-ondas, produzidas por uma válvula Klystron, forneciam uma potência em torno de 1 mW. A descrição das principais partes do espectrômetro utilizado encontra-se no Apêndice A.

5.3 Espectros de RFM

Quando as amostras eram orientadas de forma que o campo aplicado estava sempre paralelo ao plano dos filmes, o campo de ressonância praticamente não mudou. Logo, esses filmes apresentam uma isotropia magnética no plano. Entretanto, observamos uma anisotropia quando o campo aplicado é orientado fora do plano dos filmes.

A Fig. 5.3 ilustra espectros de amostras do conjunto A. Entre todas as amostras deste conjunto, aquela com $t_{Ru} = 3 \text{ \AA}$ (menor espessura da camada de Ru) foi a única que apresentou mais de um sinal na configuração paralela, quatro no total (Fig. 5.3(a)), nesta situação os sinais de menor intensidade têm campo de ressonância inferior ao do modo uniforme. Ao aproximar o filme da configuração perpendicular, os sinais se aproximam, e para $\phi_H = 20^\circ$ os sinais estão superpostos; para $\phi_H = 10^\circ$ o único sinal presente está tão largo que é impossível resolver o espectro. Para o último espectro obtido, tem-se $\phi_H = 14^\circ$ (Fig. 5.3(b)).

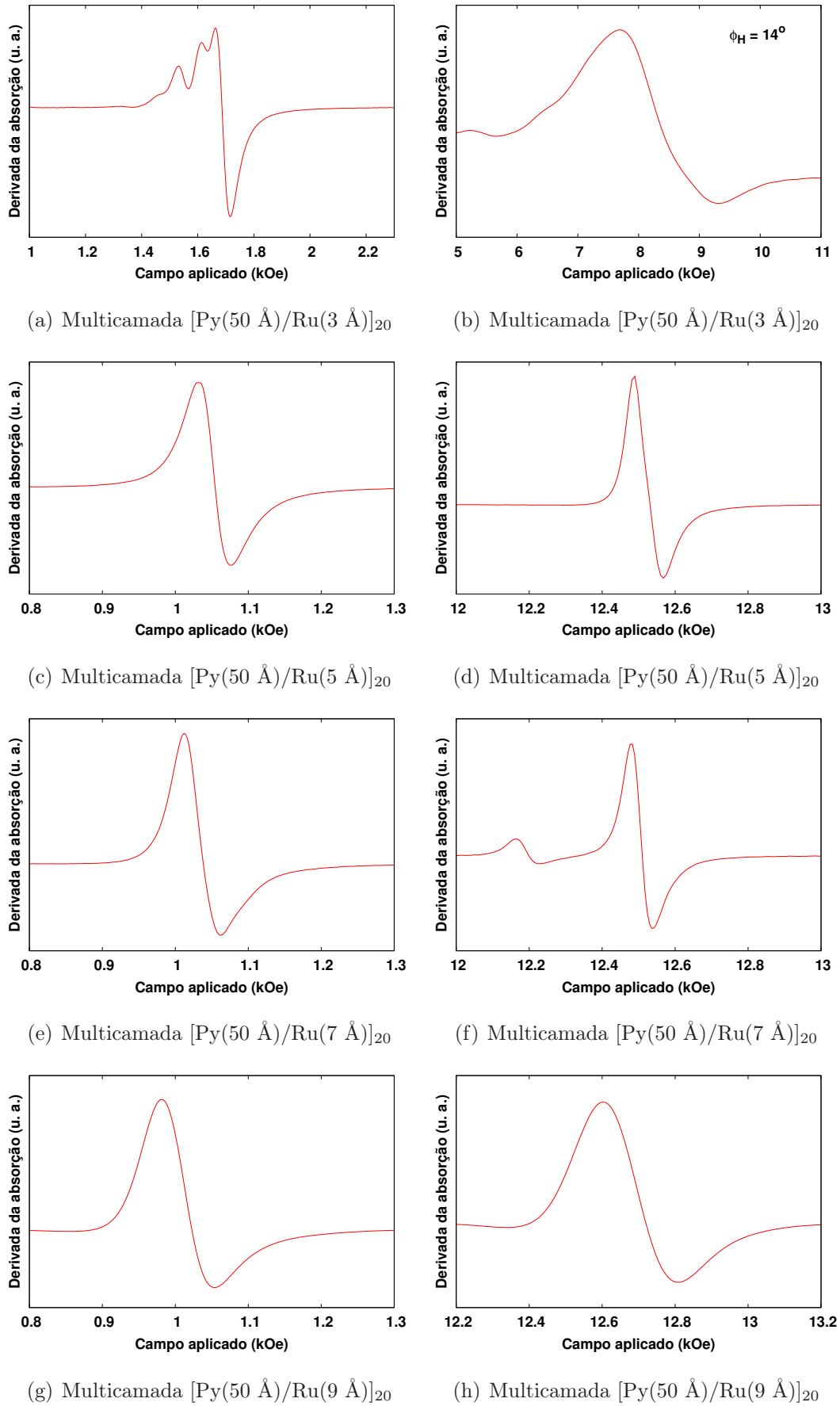


Figura 5.3 : Espectros paralelo (à esquerda) e perpendicular (à direita).

A amostra com $t_{\text{Ru}} = 5 \text{ \AA}$ apresentou somente um sinal para qualquer orientação do filme em relação à direção do campo aplicado. Os espectros paralelo e perpendicular estão representados nas Figs. 5.3(c) e 5.3(d), respectivamente.

Amostra com $t_{\text{Ru}} = 7 \text{ \AA}$ apresentou um sinal na configuração paralela (Fig. 5.3(e)); entretanto, quando o campo aplicado está próximo a configuração perpendicular ($\phi_H \approx 6^\circ$), aparece um outro sinal, menos intenso e com menor campo de ressonância. A Fig. 5.3(f) mostra o espectro perpendicular desta amostra, situação na qual ocorre a maior diferença entre os campos de ressonância ($\simeq 320 \text{ Oe}$). O sinal com menor campo de ressonância será discutido em termos do fenômeno conhecido como ressonância de ondas de *spin* de volume (Apêndice A).

As amostras com $t_{\text{Ru}} = 9, 11, 13$ e 15 \AA apresentaram somente um sinal para qualquer orientação do filme em relação a direção do campo aplicado, além de campos de ressonância muito próximos ao da amostra com $t_{\text{Ru}} = 5 \text{ \AA}$. As Figs. 5.3(g) e 5.3(h) apresentam os espectros paralelo e perpendicular, respectivamente da amostra com $t_{\text{Ru}} = 9 \text{ \AA}$. Os espectros paralelo e perpendicular, respectivamente das amostras $t_{\text{Ru}} = 11, 13$ e 15 \AA estão representados em sequência na Fig. 5.4.

As amostras com $t_{\text{Ru}} = 20, 25$ e 30 \AA apresentaram três sinais de RFM na configuração perpendicular e as amostras com $t_{\text{Ru}} = 35$ e 40 \AA , apresentaram, respectivamente, cinco e sete. As Figs. 5.4(g) 5.4(h) apresentam os espectros para a configuração paralela e perpendicular, respectivamente da amostra com $t_{\text{Ru}} = 20 \text{ \AA}$. A Fig. 5.5 ilustra os espectros para as configurações paralela e perpendicular, respectivamente, em sequência, das amostras com $t_{\text{Ru}} = 20, 25, 30, 35$ e 40 \AA .

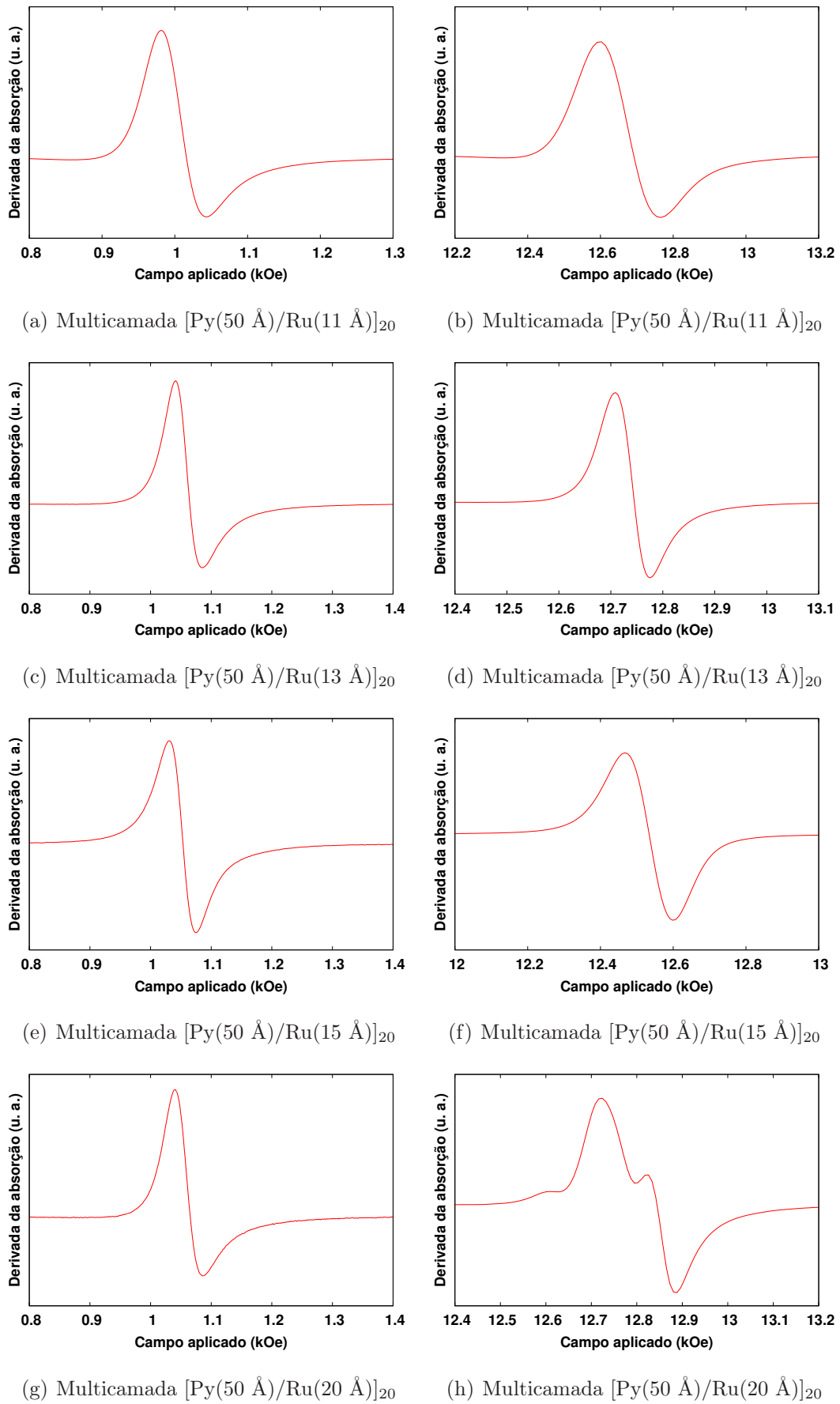


Figura 5.4 : Espectros paralelo (à esquerda) e perpendicular (à direita).

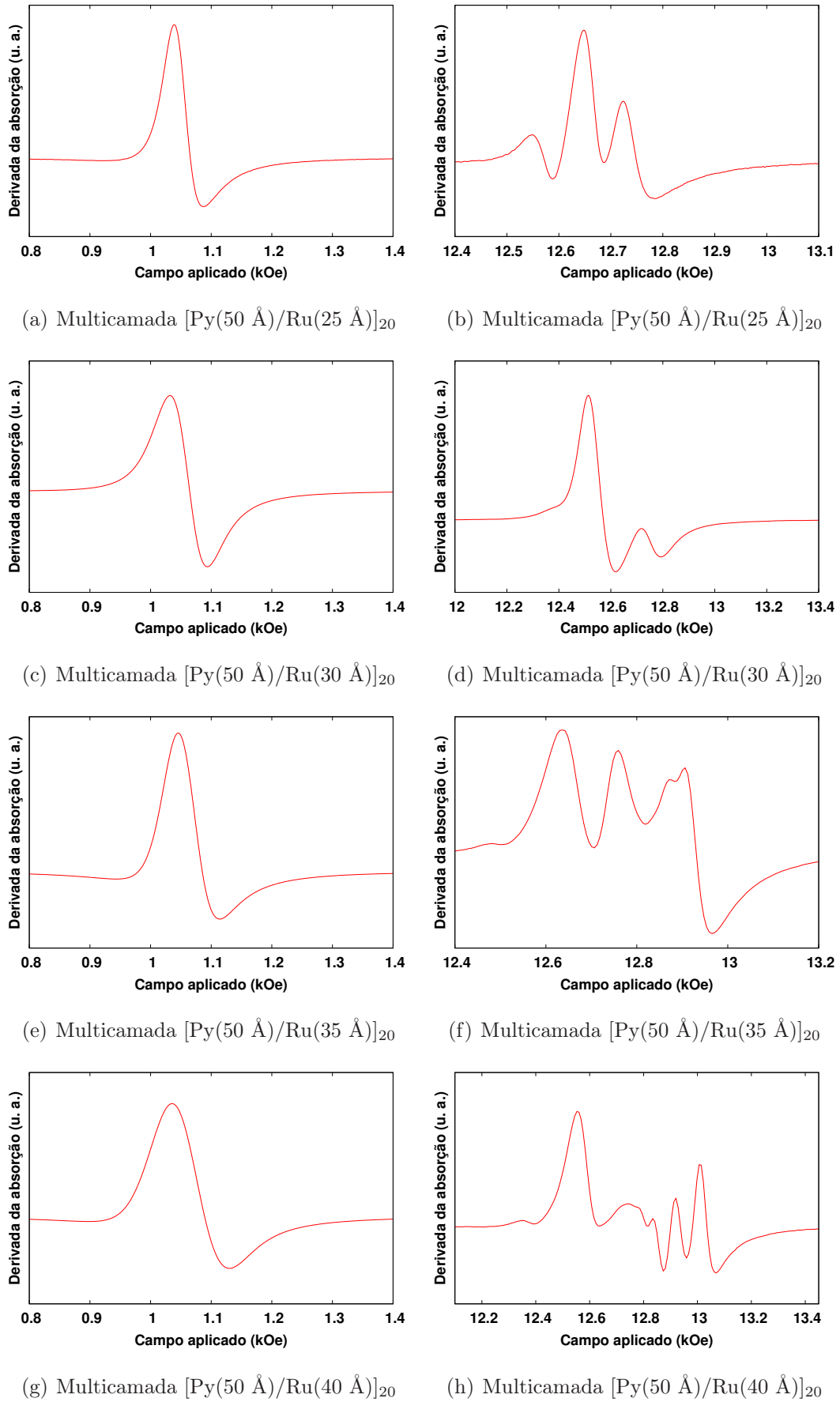


Figura 5.5 : Espectros paralelo (à esquerda) e perpendicular (à direita).

Alguns espectros obtidos para o conjunto B de amostras, exceto a amostra com $t_{Ru} = 200 \text{ \AA}$, estão apresentados nas Figs. 5.6 e 5.7. Todas as amostras apresentaram somente um sinal de RFM na configuração paralela.

As amostras com $t_{Py} = 200$ e 150 \AA (camadas mais espessas de Py) foram as únicas do conjunto B que apresentaram somente um sinal de RFM para qualquer orientação do campo aplicado. Além disso, elas apresentaram elevados campos de ressonância, correspondendo a elevados valores de $4\pi M_{ef}$. Os espectros paralelo e perpendicular da amostra com $t_{Py} = 150 \text{ \AA}$ estão apresentados, respectivamente, nas Figs. 5.6(a) e 5.6(b).

A amostra com $t_{Py} = 100 \text{ \AA}$ apresentou um sinal de RFM menos intenso do que o do modo principal, na configuração perpendicular, com campo de ressonância maior do que o do modo principal. Além disso, a diferença entre os campos de ressonâncias dos dois sinais permaneceu constante ($= 60 \text{ Oe}$) até que ambos os sinais se colapsaram para $\phi_H = 6^\circ$. As Figs. 5.6(c) e 5.6(d) ilustram respectivamente, os espectros paralelo e perpendicular desta amostra.

Para as amostras com $t_{Py} = 75, 40$ e 30 \AA são encontrados três sinais de RFM na configuração perpendicular, sendo que os sinais de menor intensidade têm campo de ressonância inferior ao do modo principal. As Figs. 5.6(e) e 5.6(f) mostram os espectros paralelo e perpendicular, respectivamente, da amostra com $t_{Py} = 75 \text{ \AA}$, e as Figs. 5.6(g) e 5.6(h) os da amostra com $t_{Py} = 40 \text{ \AA}$. Já os espectros paralelo e perpendicular da amostra com $t_{Py} = 30 \text{ \AA}$ estão representados nas Figs. 5.7(a) e 5.7(b), respectivamente.

Por fim, somente dois sinais de RFM na configuração perpendicular são obtidos para as amostras com $t_{Py} = 20, 15$ e 10 \AA . Na Fig. 5.7 estão representados os espectros paralelo e perpendicular, respectivamente, em sequência, destas amostras. É interessante observar que os campos de ressonância obtidos para a amostra com a mais fina camada de Py são praticamente os mesmos encontrados para amostras de filmes de níquel. Isto levou a um valor do $4\pi M_{ef}$ igual ao obtido para filmes de níquel.

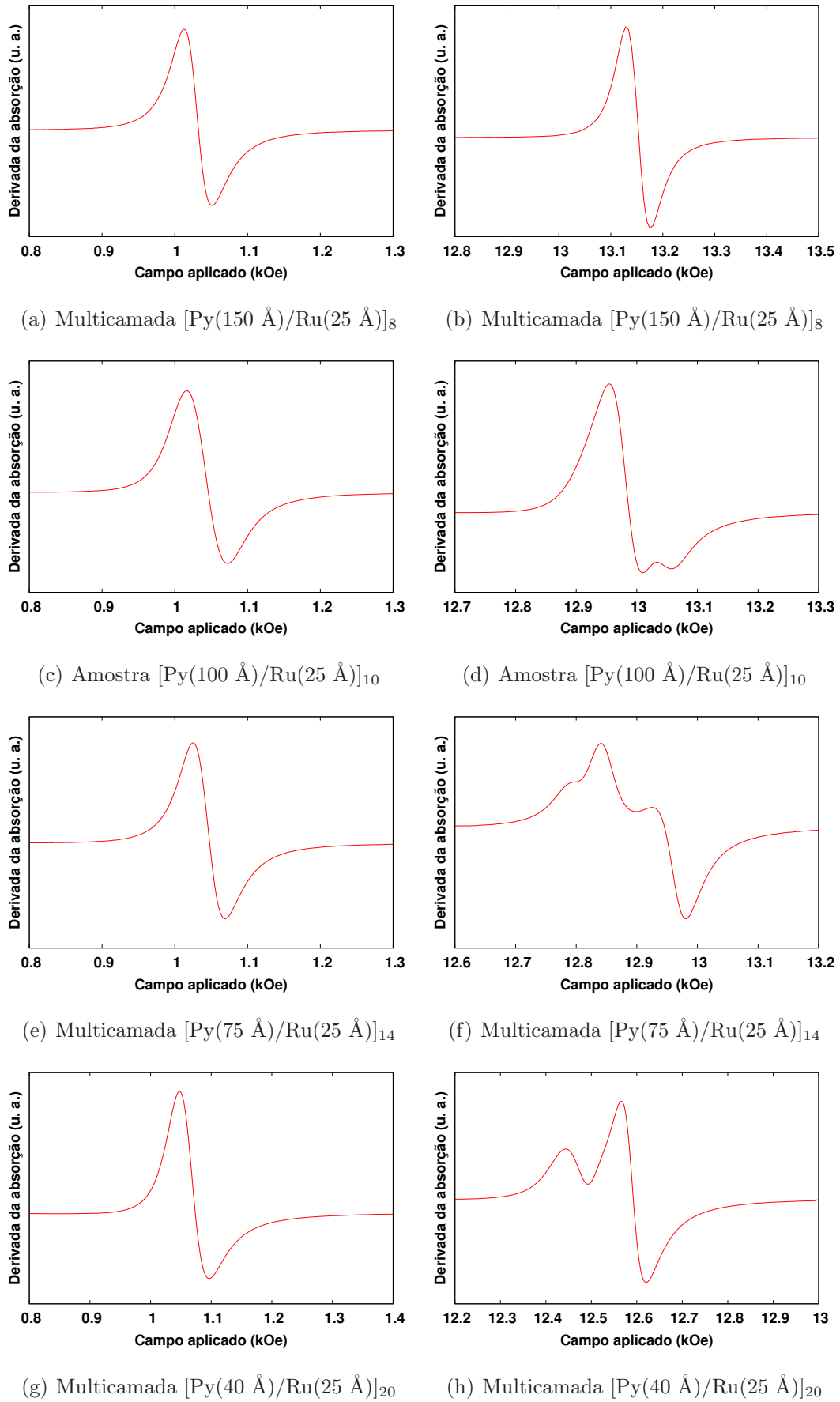


Figura 5.6 : Espectros paralelo (à esquerda) e perpendicular (à direita).

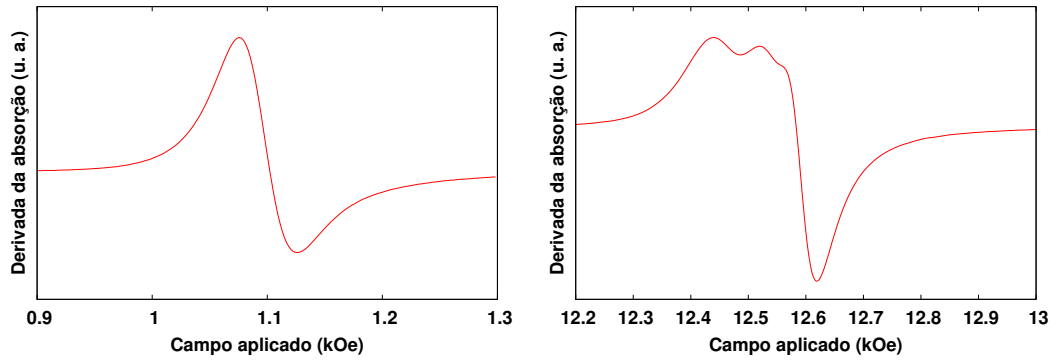
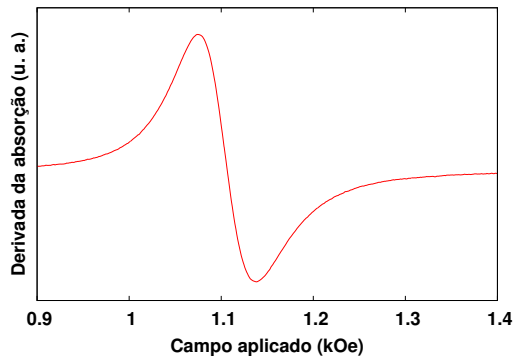
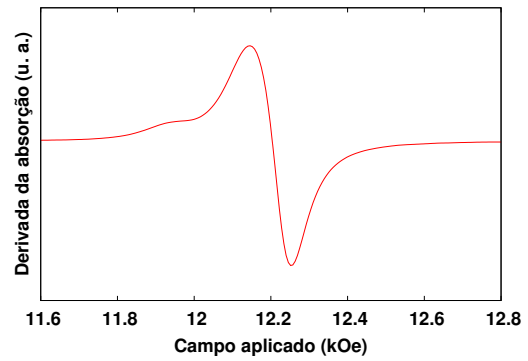
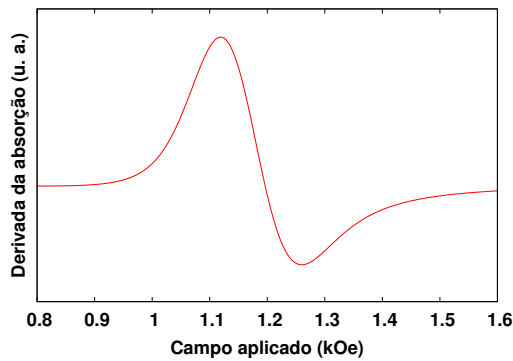
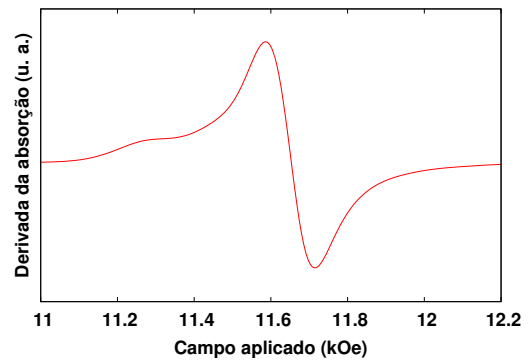
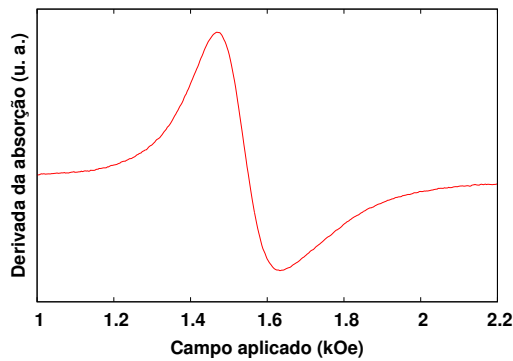
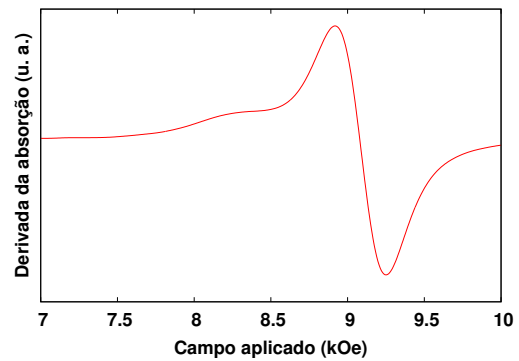
(a) Multicamada [Py(30 Å)/Ru(25 Å)]₂₀(b) Multicamada [Py(30 Å)/Ru(25 Å)]₂₀(c) Multicamada [Py(20 Å)/Ru(25 Å)]₂₂(d) Multicamada [Py(20 Å)/Ru(25 Å)]₂₂(e) Multicamada [Py(15 Å)/Ru(25 Å)]₂₂(f) Multicamada [Py(15 Å)/Ru(25 Å)]₂₂(g) Multicamada [Py(10 Å)/Ru(25 Å)]₂₂(h) Multicamada [Py(10 Å)/Ru(25 Å)]₂₂

Figura 5.7 : Espectros paralelo (à esquerda) e perpendicular (à direita).

Com os campos de ressonância paralelo e perpendicular, e a Eq. (4.23) calculamos a magnetização efetiva ($4\pi M_{ef}$) das amostras do conjunto A (Tabela 5.3) e do conjunto B (Tabela 5.4).

Tabela 5.3 : Campos de ressonância paralelo e perpendicular, e magnetização efetiva das amostras do conjunto A.

Amostra	$H_{//}$ (kOe)	H_{\perp} (kOe)	$4\pi M_{ef}$ (kOe)
[Py(50 Å)/Ru(3 Å)] ₂₀	1,53	-	-
[Py(50 Å)/Ru(5 Å)] ₂₀	1,01	12,6	9,36
[Py(50 Å)/Ru(7 Å)] ₂₀	1,04	12,6	9,34
[Py(50 Å)/Ru(9 Å)] ₂₀	1,01	12,7	9,42
[Py(50 Å)/Ru(11 Å)] ₂₀	1,01	12,7	9,43
[Py(50 Å)/Ru(13 Å)] ₂₀	1,06	12,7	9,41
[Py(50 Å)/Ru(15 Å)] ₂₀	1,05	12,5	9,24
[Py(50 Å)/Ru(20 Å)] ₂₀	1,07	12,8	9,48
[Py(50 Å)/Ru(25 Å)] ₂₀	1,07	12,8	9,49
[Py(50 Å)/Ru(30 Å)] ₂₀	1,06	12,6	9,25
[Py(50 Å)/Ru(35 Å)] ₂₀	1,06	12,9	9,57
[Py(50 Å)/Ru(40 Å)] ₂₀	1,07	12,9	9,51

Como não foi possível obter o campo de ressonância perpendicular da amostra com $t_{Ru} = 3 \text{ \AA}$ seu valor de $4\pi M_{ef}$ não aparece na Tabela acima. Analisando a Tabela 5.3, vemos que os valores de $4\pi M_{ef}$ (uma propriedade magnética) de amostras que possuem a mesma quantidade de material magnético são significativamente diferentes.

Ao analisarmos o valor de $4\pi M_{ef}$ com a espessura separadora da camada de Ru, percebemos um comportamento oscilatório, isto implica, conseqüentemente, em um comportamento similar para a constante de anisotropia magnética efetiva, pois $4\pi M_{ef} = 4\pi M_s - 2K_{ef}/M_s$ (Fig. 5.10). Para as amostras do conjunto B, o valor de $4\pi M_{ef}$ decai com espessura total de Py. Isto significa que a constante de anisotropia perpendicular aumenta.

Estes resultados revelam que as propriedades magnéticas são fortemente de-

pendentes de tensões intrínsecas presentes principalmente nas interfaces.

Tabela 5.4 : Campos de ressonância paralelo e perpendicular, e magnetização efetiva das amostras do conjunto B.

Amostra	$H_{//}$ (kOe)	H_{\perp} (kOe)	$4\pi M_{ef}$ (kOe)
[Py(200 Å)/Ru(25 Å)] ₆	1,03	13,2	9,86
[Py(150 Å)/Ru(25 Å)] ₈	1,02	13,2	9,82
[Py(100 Å)/Ru(25 Å)] ₁₀	1,04	13,0	9,65
[Py(75 Å)/Ru(25 Å)] ₁₄	1,05	13,0	9,62
[Py(40 Å)/Ru(25 Å)] ₂₀	1,07	12,6	9,27
[Py(30 Å)/Ru(25 Å)] ₂₀	1,08	12,6	9,13
[Py(20 Å)/Ru(25 Å)] ₂₂	1,12	12,2	8,88
[Py(15 Å)/Ru(25 Å)] ₂₂	1,18	11,6	8,30
[Py(10 Å)/Ru(25 Å)] ₂₂	1,55	9,08	5,72

5.4 Dependência Angular

Todas as amostras revelaram um comportamento similar da dependência angular do campo de ressonância e da largura de linha (Figs. 5.8 e 5.9).

Como pode ser visto pela Tabelas 5.3 e 5.4, o campo de ressonância perpendicular é cerca de dez vezes maior do que o campo de ressonância paralelo. Isto evidencia que a anisotropia de forma é maior do que a anisotropia de superfície, tornando a direção perpendicular ao filme um eixo de difícil magnetização.

A dependência angular da largura de linha mostra um máximo para $\phi_H \approx 10^\circ$ para todas as amostras, conforme as Figs. 5.8 e 5.9. Este comportamento é típico de filmes magnéticos. Alguns autores afirmam que a largura de linha está relacionada principalmente, com a não-colinearidade entre os vetores \vec{M} e \vec{H} [42]. Portanto, para o ângulo ϕ_H correspondente ao pico da curva, a defasagem entre esses vetores seria máxima. Além disso, percebemos que a maioria das amostras apresentaram $\Delta H_{//} \neq \Delta H_{\perp}$.

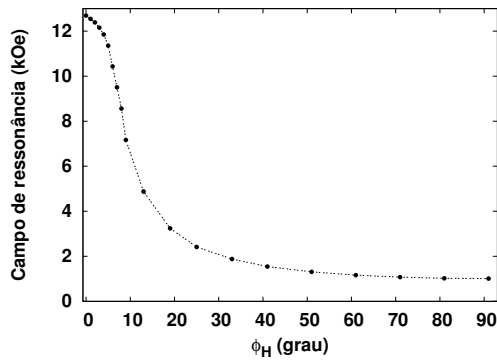
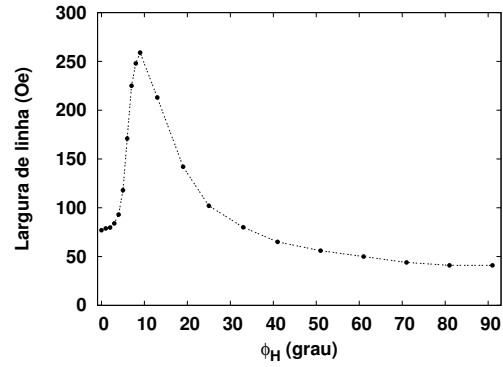
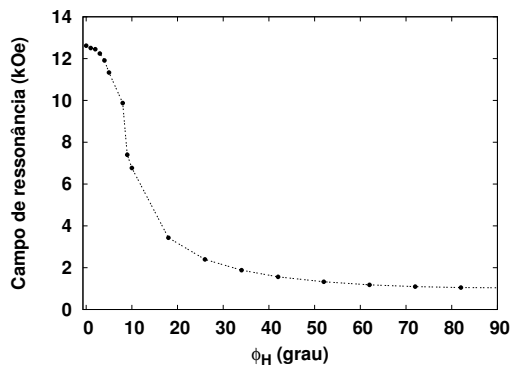
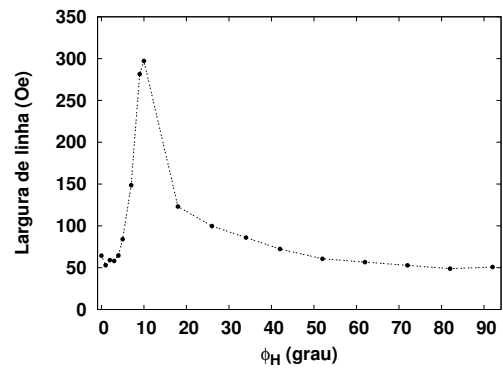
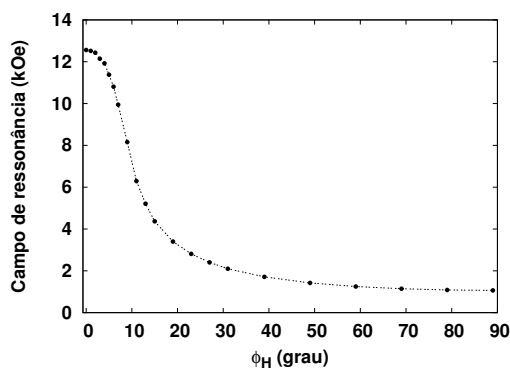
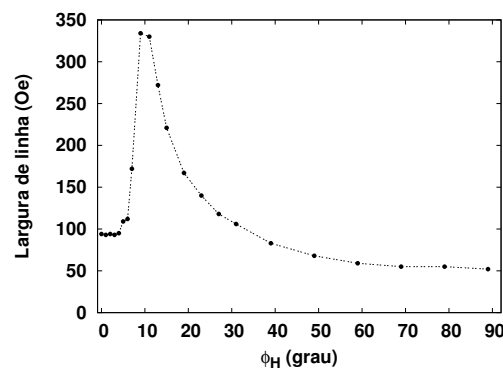
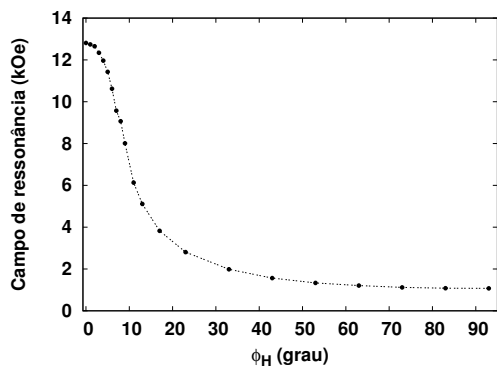
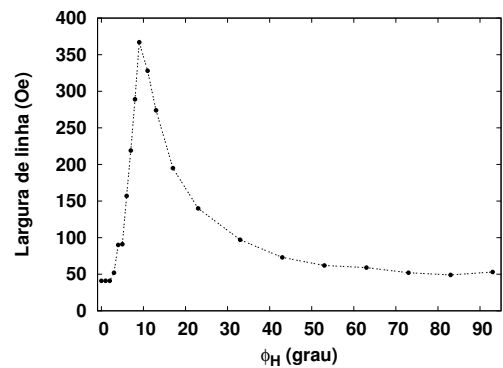
(a) Multicamada [Py(50 Å)/Ru(5 Å)]₂₀(b) Multicamada [Py(50 Å)/Ru(5 Å)]₂₀(c) Multicamada [Py(50 Å)/Ru(7 Å)]₂₀(d) Multicamada [Py(50 Å)/Ru(7 Å)]₂₀(e) Multicamada [Py(50 Å)/Ru(30 Å)]₂₀(f) Multicamada [Py(50 Å)/Ru(30 Å)]₂₀(g) Multicamada [Py(50 Å)/Ru(40 Å)]₂₀(h) Multicamada [Py(50 Å)/Ru(40 Å)]₂₀

Figura 5.8 : Dependência angular do campo de ressonância e da largura de linha.

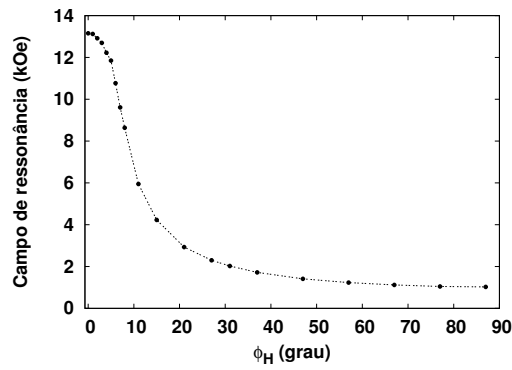
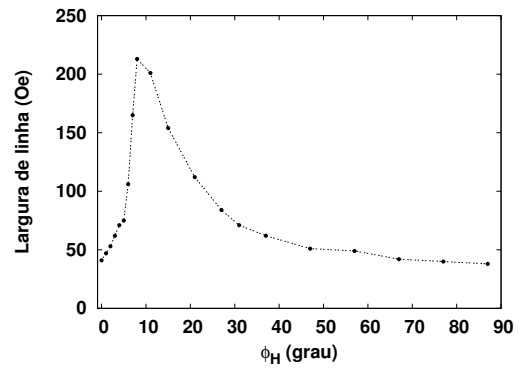
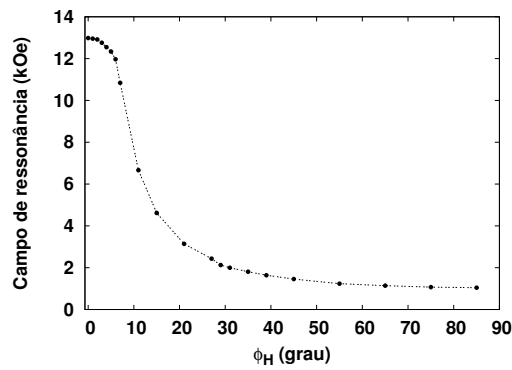
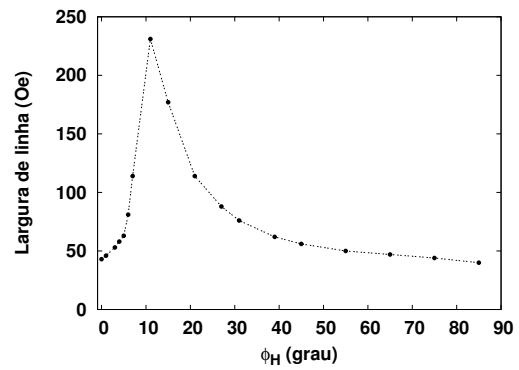
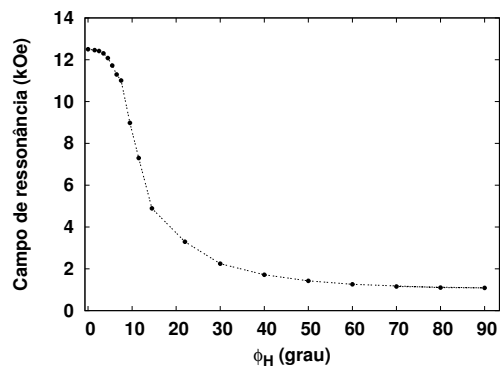
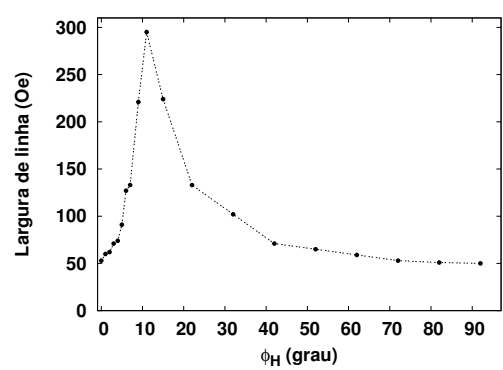
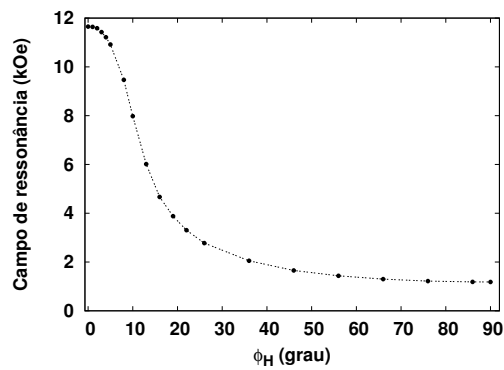
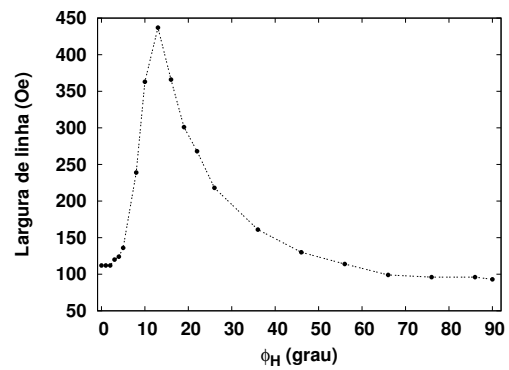
(a) Multicamada [Py(150 Å)/Ru(25 Å)]₈(b) Multicamada [Py(150 Å)/Ru(25 Å)]₈(c) Amostra [Py(100 Å)/Ru(25 Å)]₁₀(d) Amostra [Py(100 Å)/Ru(25 Å)]₁₀(e) Multicamada [Py(75 Å)/Ru(25 Å)]₁₄(f) Multicamada [Py(75 Å)/Ru(25 Å)]₁₄(g) Multicamada [Py(15 Å)/Ru(25 Å)]₂₂(h) Multicamada [Py(15 Å)/Ru(25 Å)]₂₂

Figura 5.9 : Dependência angular do campo de ressonância e da largura de linha.

5.5 Anisotropia Magnética Efetiva

É bom deixar claro que com a RFM não obtemos a constante de anisotropia K_{ef} (ou K_n) diretamente, pois dependemos do valor da magnetização de saturação de cada amostra. Podemos, entretanto, realizar um cálculo grosseiro do valor de K_{ef} a partir da magnetização de saturação de uma amostra mono-camada volumosa de Py ($M_s = 760$ Oe) [43], e usando a relação $4\pi M_{ef} = 4\pi M_s - 2K_{ef}/M_s$, analisar o comportamento de K_{ef} com a espessura da camada de Ru (conjunto A de amostras) ou com a espessura total da camada de Py (conjunto B de amostras).

A constante de anisotropia magnética efetiva das amostras do conjunto A estão apresentadas na Tabela 5.5.

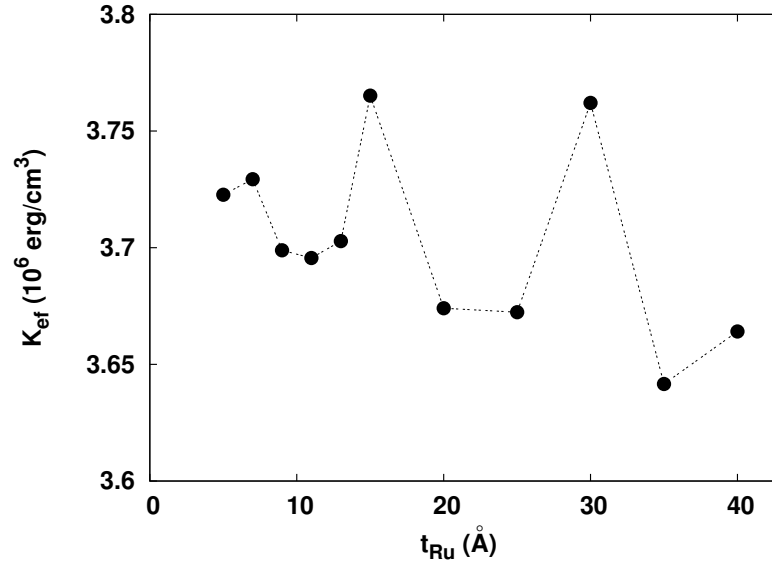
Tabela 5.5 : Anisotropia magnética efetiva das amostras do conjunto A.

Amostra	K_{ef} (10^6 erg/cm ³)
[Py(50 Å)/Ru(3 Å)] ₂₀	-
[Py(50 Å)/Ru(5 Å)] ₂₀	3,72
[Py(50 Å)/Ru(7 Å)] ₂₀	3,73
[Py(50 Å)/Ru(9 Å)] ₂₀	3,69
[Py(50 Å)/Ru(11 Å)] ₂₀	3,69
[Py(50 Å)/Ru(13 Å)] ₂₀	3,70
[Py(50 Å)/Ru(15 Å)] ₂₀	3,76
[Py(50 Å)/Ru(20 Å)] ₂₀	3,67
[Py(50 Å)/Ru(25 Å)] ₂₀	3,67
[Py(50 Å)/Ru(30 Å)] ₂₀	3,76
[Py(50 Å)/Ru(35 Å)] ₂₀	3,64
[Py(50 Å)/Ru(40 Å)] ₂₀	3,66

A Fig. 5.10 mostra o comportamento da constante de anisotropia magnética efetiva em função da espessura da camada separadora de Ru.

Tabela 5.6 : Anisotropia magnética efetiva das amostras do conjunto B.

Amostra	K_{ef} (10^4erg/cm^3)	D_{Py} (\AA)
[Py(200 \AA)/Ru(25 \AA)] ₆	3,55	1200
[Py(150 \AA)/Ru(25 \AA)] ₈	3,55	1200
[Py(100 \AA)/Ru(25 \AA)] ₁₀	3,64	1000
[Py(75 \AA)/Ru(25 \AA)] ₁₄	3,62	1050
[Py(40 \AA)/Ru(25 \AA)] ₂₀	3,76	800
[Py(30 \AA)/Ru(25 \AA)] ₂₀	3,77	600
[Py(20 \AA)/Ru(25 \AA)] ₂₂	3,90	440
[Py(15 \AA)/Ru(25 \AA)] ₂₂	4,12	330
[Py(10 \AA)/Ru(25 \AA)] ₂₂	5,11	220

**Figura 5.10** : Anisotropia magnética efetiva em função da espessura de Ru.

A partir dos valores da Tabela 5.6 construímos o gráfico de K_{ef} em função do recíproco da espessura total de Py, (Fig. 5.11). De acordo com a Eq. (4.33), o coeficiente linear da regressão linear é igual a K_V e o coeficiente angular igual a $2K_S$; os resultados obtidos são

$$K_V = 3,4 \pm 0,1 \times 10^6 \text{ erg/cm}^3,$$

$$K_S = 1,2 \pm 0,1 \text{ erg/cm}^2.$$

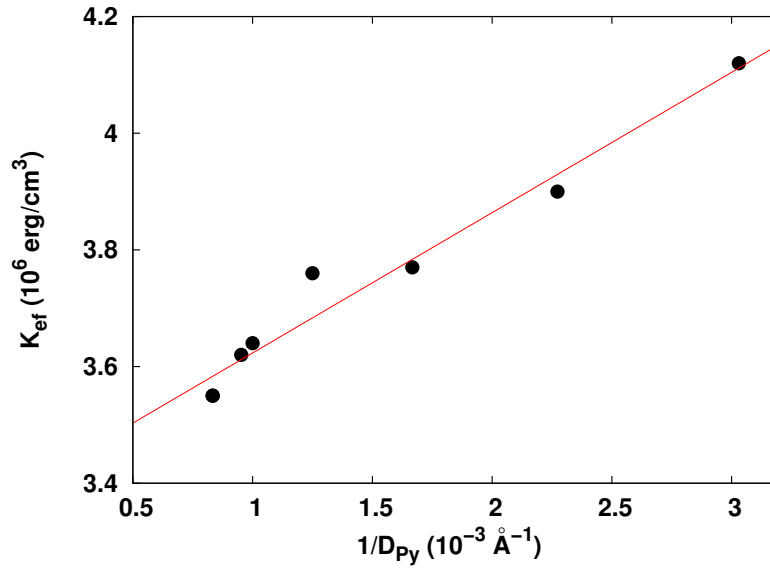


Figura 5.11 : Constante de anisotropia magnética efetiva em função da espessura total de Py.

5.6 Magneto-Resistência

A MR (medidas feitas no CBPF) foi determinada para algumas amostras do conjunto A, conforme a Fig. 5.12. Observamos que o valor máximo da MR decai com o aumento da espessura da camada de Ru. Esta dependência da MR com a espessura de Ru, evidencia um acoplamento entre as camadas de Py através das camadas separadoras de Ru.

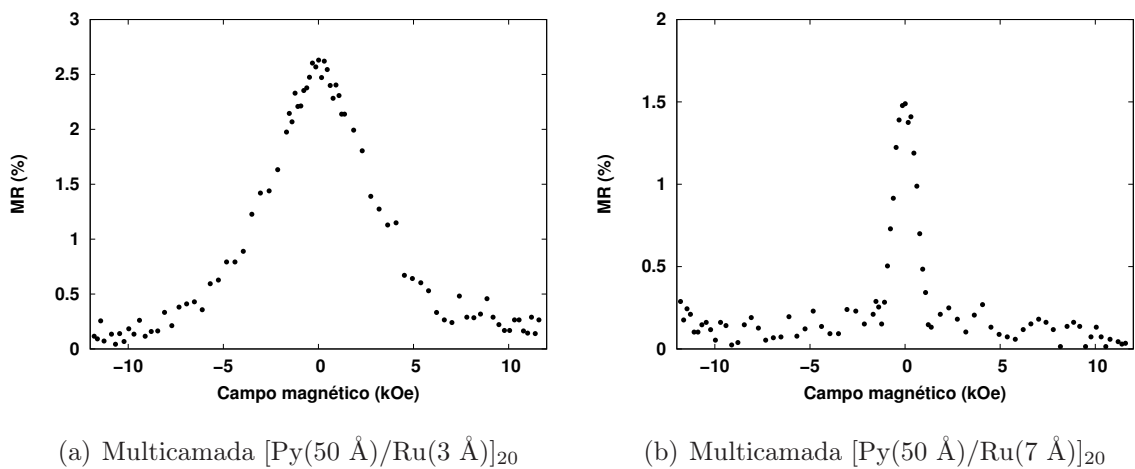


Figura 5.12 : Magneto-resistência de amostras do conjunto A.

6 Discussão dos Resultados

6.1 Super-redes Magnéticas

As amostras do conjunto A com $t_{\text{Ru}} = 5, 9, 11, 13$ e 15 \AA apresentaram um único sinal de RFM para qualquer orientação do filme em relação ao campo aplicado. A presença de um único sinal de RFM nos leva a discutir pelo menos duas possibilidades para tal fato: a primeira, é supor que todas as camadas magnéticas destas amostras não interagem e possuem a mesma magnetização \vec{M} . Na presença de um campo magnético, todas as magnetizações alinham-se na mesma direção, determinada pelo campo efetivo (o qual não deve ser muito diferente para cada camada). A segunda, é supor que as camadas ferromagnéticas estão totalmente acopladas, por uma interação de troca indireta (permeada pelos átomos de Ru), de tal forma que as multicamadas comportam-se como um único filme magnético com magnetização \vec{M} .

A diferença fundamental, em ambos pontos de vista, está na possibilidade ou não de acoplamento entre as camadas. A confirmação da existência de acoplamento entre as camadas é dada pelo outro sinal, com menor campo de ressonância, que aparece no espectro perpendicular da amostra com $t_{\text{Ru}} = 7 \text{ \AA}$. Este segundo sinal está relacionado com o fenômeno denominado ressonância de ondas de *spin* (neste caso modo de volume), discutido no Apêndice B. A análise deste modo de acordo com a Eq. (B.9), com $n = 1$, fornece uma constante de acoplamento efetivo inter-camadas igual a $1,1 \times 10^{-7} \text{ erg/cm}$, cerca de vinte vezes menor do que o valor conhecido de $2,0 \times 10^{-6} \text{ erg/cm}$ para um filme mono-camada de Py ($\text{Ni}_{0,8}\text{Fe}_{0,2}$) [44] e da mesma ordem de grandeza do valor encontrado para multicamadas de $[\text{Py}/\text{Al}/\text{FeMn}/\text{Al}]_{10}$ [45].

Assumindo que as camadas magnéticas da amostra $t_{\text{Py}} = 100 \text{ \AA}$ estejam aco-

pladas, podemos entender o outro sinal com maior campo de ressonância que aparece no espectro perpendicular. Este segundo sinal está também relacionado com fenômeno de ressonância de ondas de *spin* (porém neste caso, modo de superfície). A análise deste modo de acordo com o Apêndice B (para a configuração perpendicular, supondo que a magnetização não varia espacialmente), forneceu $K_S = 0,02 \text{ erg/cm}^2$, bem menor que o valor obtido pelo ajuste linear do gráfico de $K_{ef} \times 1/D_{Py}$ (Seção 5.5), porém da mesma ordem de grandeza do valor obtido na referência [45]. Isto sugere que existe uma variação espacial da magnetização.

As amostras do conjunto A com $t_{Ru} > 20 \text{ \AA}$, e as do conjunto B com $t_{Py} < 75 \text{ \AA}$, revelaram mais de um sinal de RFM. Isto indica que nestas amostras existem outras fases magnéticas e cada fase tem um valor particular de campo de ressonância.

Podemos estimar, sem muito rigor, a variação da magnetização das fases presentes numa amostra. Por exemplo, a amostra com $t_{Py} = 10 \text{ \AA}$ apresentou os sinais mais separados de todas as amostras (Fig. 5.7), sendo a separação em torno de 500 Oe.

A partir da condição de ressonância perpendicular, Eq. (4.22), dois campos de ressonância distintos, implicam em duas magnetizações distintas. A fase que apresentou maior campo de ressonância possui maior magnetização efetiva, pois, ω/γ é invariante. Logo, uma variação no campo de ressonância implica em uma variação igual da magnetização efetiva ($4\pi M_{ef}$). Uma diferença de 500 Oe, implica em uma variação de $500/4\pi \simeq 40$ Oe em M_{ef} . De acordo com a Tabela 5.4 esta amostra possui $M_{ef} = 5,72 \times 10^3/4\pi \simeq 455$ Oe. Portanto, de acordo com esta análise, o sinal com menor campo de ressonância é devido a uma outra fase magnética com magnetização efetiva em torno de 9% inferior à da outra fase. Se considerarmos o processo de produção do filme, no qual os átomos (Fe, Ni e Ru) vão sendo retirados de amostras maciças por colisões com os átomos de argônio, e sendo depositados sobre o substrato, além das várias interfaces existentes, nas quais ocorrem uma redução da simetria, levando a um “stress” intrínseco na rede e rugosidades, a hipótese de uma possível variação de 9% na magnetização pode ser considerada plausível.

Poderíamos indagar o motivo pelo qual na configuração paralela só aparece um sinal, sendo que de acordo com a condição de ressonância paralela, Eq. (4.21), duas magnetizações também seriam responsáveis por dois sinais. Para discutir esta questão, vamos diferenciar ambos os lados da condição de ressonância paralela, Eq. (4.21). Lembrando que o lado esquerdo dessa equação é constante, este procedimento conduz

$$\begin{aligned} 0 &= 2H_{//}\Delta H_{//} + \Delta 4\pi M_{ef} \\ \implies \Delta H_{//} &= -\frac{\Delta 4\pi M_{ef}}{2H_{//}} \end{aligned}$$

Para a amostra com $t_{Py} = 10 \text{ \AA}$ $H_{//} = 1,55 \text{ kOe}$, Tabela 5.4 e de $\Delta 4\pi M_{ef} = 500 \text{ Oe}$ (obtido anteriormente), obtemos então

$$\Delta H_{//} \simeq -0,2 \text{ Oe}$$

O sinal negativo significa que a fase que possui maior magnetização apresenta menor campo de ressonância na configuração paralela. Voltando a questão anterior, o valor encontrado para a diferença dos campos de ressonância mostra que o campo de ressonância da fase de menor magnetização na configuração paralela é praticamente o mesmo campo de ressonância da outra fase. E o resultado é um único espectro corresponde a superposição de ambos.

6.2 Magnetização Efetiva

As amostras com espessura fixa de Py apresentaram valores de $4\pi M_{ef}$ oscilatórios com a espessura separadora de Ru, diferentemente dos resultados obtidos para multicamadas $[\text{Py}/\text{Cu}]_{100}$ nas quais quase não houve dependência de $4\pi M_{ef}$ com a espessura do Cu [46], além dos resultados para multicamadas $[\text{Co}/\text{Cu}]_{50}$, nas quais o valor de $4\pi M_{ef}$ diminui monotonicamente com o aumento da espessura da camada de Cu [47].

Amostras com espessura fixa de Ru, entretanto, apresentaram valores de $4\pi M_{ef}$ dependentes da espessura total de Py, sendo esta uma relação inversa.

6.3 Dependência Angular do Campo de Ressonância

A constatação de que o campo de ressonância é dependente da configuração do filme em relação a direção do campo aplicado, pode ser verificada pelas Figs. 5.8 e 5.9. Isto é uma consequência direta da anisotropia magnética (de forma) presente nas amostras.

A partir dos gráficos da dependência angular do campo de ressonância, conclui-se que o eixo de fácil magnetização está ao longo do plano da amostra. Pois, esta situação requer um menor campo externo para alcançar a condição de ressonância ($\omega = \gamma H_{ef}$), em outras palavras menor energia para atingir a saturação. Além disso, a isotropia magnética no plano revela que estes consistem em planos de fácil magnetização, o que é compatível com a estrutura policristalina dos filmes.

6.4 Constante de Amortecimento

A amostra com $t_{Ru} = 9 \text{ \AA}$ apresentou praticamente os mesmos valores das larguras de linha paralelo ($\Delta H_{//} = 52 \text{ Oe}$) e perpendicular ($\Delta H_{\perp} = 51 \text{ Oe}$). Portanto, faremos a estimativa da constante de amortecimento α para esta amostra.

Sendo $4\pi M_{ef} = 9,42 \text{ kOe}$, $H_{\perp} = 12,7 \text{ kOe}$ e a frequência $9,50 \text{ GHz}$, usando a Eq. (4.22), obtemos $\gamma = 2\pi \times 2,9 \text{ GHz/kOe}$. Isso corresponde a $\alpha = 0,0092$, praticamente o mesmo valor encontrado para um filme monocamada de Py, $0,0094$, obtido a partir de uma simulação dos resultados da dependência angular da largura de linha [48].

Os resultados para a amostra com $t_{Ru} = 9 \text{ \AA}$ são: em banda-X ($f = 9,50 \text{ GHz}$; $H_{//} = 1,01 \text{ kOe}$) e em banda-Q ($f' = 33,9 \text{ GHz}$; $H'_{//} = 7,70 \text{ kOe}$). Isto implica numa razão giromagnética igual a $\gamma = 2\pi \times 3,0 \text{ GHz/kOe}$, corroborando o método descrito anteriormente. Uma discussão detalhada do comportamento da largura de linha de filmes finos pode ser encontrada em [40, 49].

7 Conclusões

A RFM em multicamadas de Py/Ru possibilitou-nos concluir que:

- As dependências angulares (fora e no plano do filme) do campo de ressonância, revelaram que o plano dos filmes é um plano de fácil magnetização, o que significa que a anisotropia de forma é predominante sobre a anisotropia magnética de superfície.
- Os espectros de RFM (corroborados com medidas de MR) nos possibilitaram concluir que as amostras do conjunto A comportam-se como super-redes magnéticas. A amostra com $t_{Ru} = 7 \text{ \AA}$ apresentou o fenômeno de ressonância de ondas de spin (de volume) o que permitiu o cálculo da constante de acoplamento efetivo inter-camadas.
- Os resultados obtidos para o parâmetro de amortecimento α e para a constante de anisotropia de superfície K_S estão de acordo com os valores conhecidos.
- Comparando o valor da magnetização efetiva da amostra com $t_{Ru} = 25 \text{ \AA}$ e espessura total de Py igual a 1000 \AA ($4\pi M_{ef} = 9,48 \text{ kOe}$), com a magnetização efetiva da amostra com $t_{Py} = 100 \text{ \AA}$ e mesma espessura total de Py ($4\pi M_{ef} = 9,65 \text{ kOe}$), temos uma diferença razoável de 160 Oe . O que nos leva a acreditar que, as interfaces provocam uma redução no valor de $4\pi M_{ef}$, ou seja, um aumento de K_{ef} .
- Recomendações: Produzir mais amostras (como as do conjunto A) com outras espessuras da camada separadora de rutênio para confirmar o comportamento oscilatório da constante de anisotropia perpendicular em função da espessura de rutênio. Medir a magnetização nas interfaces, pois esta pode ser ligeiramente menor do que o valor obtido para a magnetização em amostras volumosas (confirmando a presença de outra fase magnética). A redução (menor do que 4%) do momento magnético dos átomos de Co localizados nas interfaces foi demonstrada recentemente em multicamadas de Co/Ru [50].

A Espectrômetro de Ressonância Magnética Eletrônica

O espectrômetro de RME é composto de quatro partes principais: a fonte de radiação, o eletromagneto (ou eletroímã), a cavidade ressonante e o sistema de detecção. A Fig. A.1 mostra um diagrama em blocos do espectrômetro utilizado nas medidas de RFM.

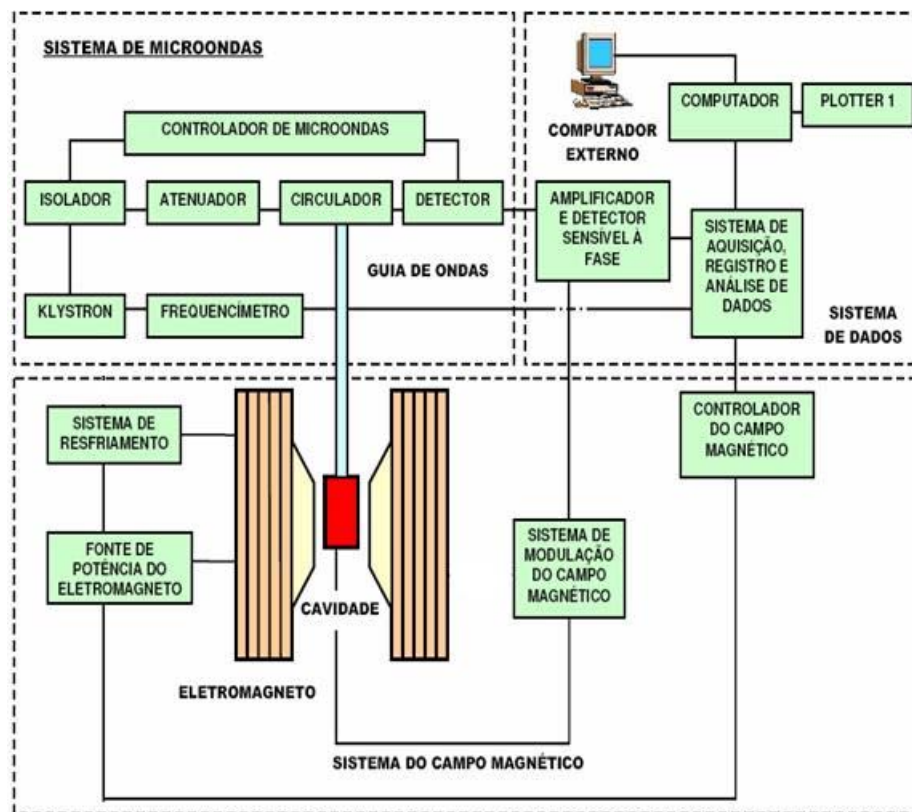


Figura A.1 : Principais partes de um Espectrômetro de Ressonância Magnética Eletrônica

A.1 Ponte de Micro-ondas

Os sistemas de excitação e detecção de micro-ondas, em conjunto com os componentes eletrônicos associados ao controle de micro-ondas, é referido como ponte de

micro-ondas. A radiação na faixa de micro-ondas é obtida a partir de uma válvula Klystron, na qual elétrons são postos a oscilar, por uma tensão alternada, na frequência desejada. A potência incidente é controlada por um dispositivo (atenuador) que contém uma espécie de lâmina metálica móvel, portanto capaz de absorver micro-ondas.

O feixe de micro-ondas é dividido em duas partes: uma é enviada em direção à amostra, e a outra a um sistema eletrônico a qual servirá como referência. Nos sistemas que analisam a radiação refletida pela amostra, um dispositivo denominado circulador tem a função de direcionar as micro-ondas até a cavidade e da cavidade até o detector, unicamente nesta sequência. O sinal de referência tem duas funções: uma é estabelecer uma voltagem no diodo detector e a outra é discriminar a fase das componentes absorvidas (fora de fase com a referência) e dispersivas (em fase com a referência) da resposta de RME. O espectro de absorção corresponde a potência consumida pela amostra na indução de transições, e manifesta-se através da mudança da impedância da cavidade de micro-ondas.

A.2 Cavidade Ressonante

A cavidade, local onde será colocada a amostra, é uma estrutura geométrica de dimensões apropriadas para que a radiação forme um padrão de ondas estacionárias (como em um forno micro-ondas), chamado de modo. Este padrão de ondas estacionárias aumenta a densidade de energia no interior da cavidade, e então, funciona como um amplificador. Desta forma, os campos elétricos e magnéticos estão espacialmente separados, ou seja, fora de fase. A amostra deve ser colocada em uma região de alta intensidade do campo magnético e baixa intensidade do campo elétrico da micro-onda, pois isto minimiza a perda de sensibilidade devido às perdas dielétricas.

As cavidades são nomeadas de acordo com o padrão de ondas estacionárias (ou modos) que formam em seu interior. Por exemplo, os modos são designados como transversais elétricos TE, se o campo elétrico não tiver componente ao longo da dire-

ção de propagação das micro-ondas (maior dimensão da cavidade), e como transversais magnéticos TM, nos casos em que o campo magnético não tiver componente ao longo da direção de propagação das micro-ondas. Além disto, usam-se subscritos para designar a multiplicidade de comprimentos de ondas dos campos correspondentes TE ou TM ao longo de cada eixo cartesiano.

As cavidades também são caracterizadas pela sua eficiência em “somar” a energia das micro-ondas. Uma medida desta eficiência é descrita pelo fator de qualidade da cavidade, ou simplesmente, fator Q, sendo este proporcional a energia armazenada/energia dissipada em ciclo. Um alto Q implica em uma grande capacidade de armazenar energia.

As cavidades, geralmente, são equipadas com bobinas de Helmholtz, interligadas ao canal de sinal, as quais produzem um campo magnético de baixa intensidade, porém oscilante. O efeito do campo oscilante é provocar uma tensão alternada no diodo detector, a qual pode ser facilmente amplificada por recursos eletrônicos.

A.3 Controladores de Campo

Os controladores do campo magnético permitem o operador estabelecer a intensidade e o intervalo de variação do campo. Os valores desejados dos campos são transladados aos sinais de controle para a regulação das correntes correspondentes. Os controladores de campo usam o efeito Hall para estabelecer e monitorar a intensidade do campo magnético.

B Ressonância de Ondas de *Spin*

A teoria de RFM apresentada no Capítulo 3 explica somente o modo uniforme de ressonância, ou seja, a situação na qual os *spins* estão precessionando com a mesma fase em torno do campo efetivo (excitação de mínima energia), resultando em somente um sinal no espectro de RFM. Entretanto, um movimento de precessão dos *spins* atômicos fora de fase **pode** existir se o campo aplicado estiver próximo à direção normal ao filme. Este fenômeno é denominado ressonância de ondas de *spin*. Neste caso observa-se mais de um modo de absorção no espectro de RFM.

O não-paralelismo entre os *spins* atômicos adjacentes altera a interação de troca (ou interação de *exchange*) de $\lambda\vec{M}$ para [51]

$$\vec{H}_{ex} = \lambda\vec{M} + \frac{2A}{M^2}\nabla^2\vec{M}, \quad (\text{B.1})$$

em que

$$\nabla^2\vec{M} = \hat{r}\nabla^2 M_r + \hat{\theta}\nabla^2 m_\theta + \hat{\phi}\nabla^2 m_\phi. \quad (\text{B.2})$$

Como antes podemos escrever

$$\vec{M} = M\hat{r} + m_\theta\hat{\theta} + m_\phi\hat{\phi}, \quad (\text{B.3})$$

onde m_θ e m_ϕ são as componentes da magnetização \vec{M} com as condições: $m_\theta/M \ll 1$ e $m_\phi/M \ll 1$.

Assumindo que as ondas de *spin* se propagam ao longo da normal ao filme (direção do eixo y), as componentes da magnetização são da forma:

$$\begin{aligned} m_\theta &= m_\theta^0 e^{i(\omega t \pm ky)}, \\ m_\phi &= m_\phi^0 e^{i(\omega t \pm ky)} \end{aligned} \quad (\text{B.4})$$

e não somente $\sim e^{i\omega t}$, como considerado antes, pois estamos assumindo que existe uma

variação espacial da magnetização ao longo da direção normal ao filme, originando as ondas de *spin*.

Considerando o campo dado na Eq. (B.1) na equação de movimento da magnetização Eq. (3.9), sem o termo de amortecimento, e seguindo o mesmo procedimento apresentado à obtenção da equação de Smit-Belgers, obtemos a seguinte condição de RFM:

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = \left(\frac{F_{\theta\theta}}{M} + \frac{2A}{M}k^2\right) \times \left(\frac{F_{\phi\phi}}{M \sin^2 \theta} + \frac{2A}{M}k^2\right) - \left(\frac{F_{\theta\phi}}{M \sin \theta}\right)^2, \quad (\text{B.5})$$

a qual descreve o modo uniforme ($k = 0$ ou comprimento de onda infinito) e os outros modos de ressonância de ondas de *spin*. Quando se tratam de amostras na forma de multicamadas, é mais apropriado denominar a constante A de constante de acoplamento efetivo inter-camadas (A_{ef}).

Analisando a Eq. (B.5) na configuração perpendicular (como na Seção 4.2), concluímos que

$$\frac{\omega}{\gamma} = H_{\perp} - 4\pi M_{ef} + \frac{2A_{ef}}{M_s}k^2. \quad (\text{B.6})$$

Portanto, se $k^2 > 0$ (k real), de acordo com a Eq. (B.4) teremos as componentes da magnetização variando periodicamente ao longo da normal ao filme, ou seja, micro-ondas se propagando no interior do filme, excitando então os chamados modos de ondas de *spin* de volume. No caso em que $k^2 < 0$ (k imaginário), a amplitude do campo das micro-ondas decresce durante sua penetração no filme e só consegue excitar *spins* próximo à superfície do filme. Assim, dizemos que são excitados os modos de superfície.

B.1 Modos de Volume

A propagação de ondas de *spin* no interior do filme sugere condições de contorno apropriadas, ou seja, a espessura L do filme deve ser um múltiplo inteiro de metade do comprimento de onda λ da onda [51] (análogo ao caso de ondas em uma corda fixa nas extremidades), então

$$L = n\frac{\lambda}{2} = n\frac{2\pi/k}{2} = n\frac{\pi}{k}. \quad (\text{B.7})$$

A razão de tais ondas estacionárias é discutida em termos da anisotropia de superfície [51]. Levando em conta os vários n_s (modos) possíveis, a descrição completa das ondas de *spin* de volume, usando a Eq. (B.7) para reescrever a Eq. (B.6) fica

$$\frac{\omega}{\gamma} = H_n - 4\pi M_{ef} + \frac{2A_{ef}}{M_s} \left(\frac{n\pi}{L} \right)^2. \quad (\text{B.8})$$

Observe que $n = 0$ é o modo uniforme; os vários modos de volume presentes nos espectros de RFM devem, portanto, apresentar campo de ressonância inferior ao do modo uniforme, já que a razão ω/γ é constante.

A constante de acoplamento A_{ef} pode ser calculada a partir da separação entre os modos de onda de *spin* i e j , dada por

$$H_i - H_j = \frac{2A_{ef}}{M_s} \left(\frac{n\pi}{L} \right)^2 (n_j^2 - n_i^2). \quad (\text{B.9})$$

B.2 Modos de Superfície

A análise dos modos de superfícies, no modelo de inhomogeneidade da superfície com condições de contorno simétricas [52], mostra que o campo de absorção H_s do modo de superfície deve satisfazer a seguinte relação:

$$\sqrt{(H_s - H) \cos(\theta - \theta_H)} = \sqrt{\frac{2}{A_{ef} M_s} |K_S| [\cos 2\theta - (A_{ef}/K_S)(\partial_n M/M)]}. \quad (\text{B.10})$$

Nos experimentos de RFM conhecemos o campo magnético aplicado H e sua orientação θ_H em relação à normal ao filme; podemos, então, determinar a orientação da magnetização θ usando a equação transcendental Eq. (4.17). Um gráfico de α , todo o lado esquerdo da Eq. (B.10), em função de $\cos 2\theta$, nos permite obter a constante de anisotropia de superfície K_S e a variação da magnetização na direção normal ao filme $\partial M/\partial n$, desde que a constante de acoplamento inter-camadas A_{ef} seja conhecida.

Referências Bibliográficas

- [1] E. Segrè, “*Dos raios X aos quarks*”, Brasília, Ed. Universidade de Brasília, 1987.
- [2] M. Cattaneo, *Scientific American Brasil* **67**, 74 (2007).
- [3] M. A. Shannon, *et al.* *Nature* **452**, 301 (2008).
- [4] S. M. Resende, *Revista Brasileira de Ensino de Física* **22**, 293 (2000).
- [5] C. D. de Andrade, F. Sabino, P. M. Campos e R. Braga “*Para Gostar de Ler 5*”, São Paulo, Ática, 1987.
- [6] M. Knobel, *Ciência Hoje* **36**, 18 (2005).
- [7] S. M. Lacerda, *Revista do BNDES*, **14**, 61 (2008).
- [8] P. Grunberg, *Physics Today* **54**, 31 (2001).
- [9] Q. A. Pankhurst, J. Connolly, S. K. Jones, and J. Dobson, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **36**, 167 (2003).
- [10] M. Ferrari, *Nature Reviews Cancer* **5**, 161 (2005).
- [11] B. D. Cullity, “*Introduction to Magnetic Materials*”, Reading (Massachusetts) Addison-Wesley, 1972.
- [12] The Royal Swedish Academy of Sciences, Suíça, 9 de outubro de 2007.
- [13] K. R. Pirota, *Physicae* **1**, 37 (2000).
- [14] S. M. Resende, “*Materiais e Dispositivos Eletrônicos*”, São Paulo, Livraria da Física, 2004.
- [15] T. Ryan, *J. of Chemical Education* **78**, 613 (2001).
- [16] U. Kaiser, A. Schwarz, and R. Wiesendanger, *Nature* **446**, 522 (2007).
- [17] M. Farle, *Rep. Prog. Phys.* **61**, 755 (1998).
- [18] J. D. Livingston, *Scientific American* **279**, 106 (1998).
- [19] www.research.ibm.com/research/gmr.html
- [20] C. Chappert, A. Fert, and F. N. Van Dau, *Nature Materials* **6**, 813 (2007).
- [21] J. S. Moodera, L. R. Kinder, T. M. Wong, and R. Meservey, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 3273 (1995).
- [22] E. Saitoh, *Nature* **455**, 474 (2008).

- [23] J. E. Schmidt, “Anisotropia Magnética em Materiais Nanoestruturados”, II Escola Brasileira de Magnetismo, Rio, 1999.
- [24] A. P. Guimarães, “*Magnetism and Magnetic Resonance in Solids*”, New York, Wiley, 1998.
- [25] C. Kittel, *Reviews of Modern Physics* **21**, 541 (1949).
- [26] G. H. O. Daalderop, P.J. Kelly, and F. J. A. den Broeder, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 682 (1992).
- [27] P. Bruno and J. -P. Renard, *Appl. Phys. A* **49**, 499 (1989).
- [28] S. Iwasaki, *J. Magn. Magn. Mater.* **320**, 2845 (2008).
- [29] J. A. Weil, J. R. Bolton, J. E. Wertz “*Electron Paramagnetic Resonance*”, John Wiley, New York, 1994.
- [30] S. V. Vonsovskii, “*Ferromagnetic Resonance*”, Oxford, Pergamon, 1966.
- [31] J. H. E. Griffiths, *Nature* **158**, 670 (1946).
- [32] C. Kittel, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 207 (1947).
- [33] C. Kittel, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 155 (1948).
- [34] J. H. Van Vleck, *Phys. Rev.* **78**, 266 (1950).
- [35] C. C. Tannoudji, B. Diu, and F. Laloë, “*Quantum Mechanics I*”, Paris, Hermann, 1977.
- [36] J. Reitz, F.J. Milford e R.W. Christy, “*Fundamentos de Teoria Eletromagnética*”, Rio, Campus, 1988.
- [37] J. Smit and H. G. Beljers, *Philips Res. Rep.* **10**, 113 (1955).
- [38] H. Suhl, *Phys. Rev.* **97**, 555 (1955).
- [39] J.-M.L. Beaujour, W. Chen, K. Krycka, C.-C. Kao, J.Z. Sun, and A.D. Kent, *The European Physical Journal B* **59**, 475 (2007).
- [40] W. Platow, A. N. Anisimov, G. L. Dunifer, M. Farle, and K. Baberschke, *Phy. Rev. B* **58**, 5611 (1998).
- [41] C. Chappert, K. Le Dang, P. Beauvillain, H. Hurdeqint, and D. Renard, *Physical Review B* **34**, 3192 (1986).
- [42] J. Dubowik and F. Stobiecki, *J. Magn. Magn. Mater.* **242-245**, 538 (2002).
- [43] P. E. Tannenwald and M. H. Seavey Jr, *Phys. Rev.* **105**, 377 (1957).
- [44] M. H. Seavey Jr and P. E. Tannenwald, *Phys. Rev. Lett.* **1**, 167 (1958).
- [45] D. R. de Jesus, F. Pelegrini, J. F. M. Borges, V. P. Nascimento, and E. Baggio-Saitovitch, *J Appl. Phys.* **101**, 09D125 (2007).

-
- [46] J. Dubowik, F. Stobiecki, and T. Lucinski, *Phys. Rev. B* **57**, 5955 (1998).
- [47] Q. Y. Jin *et al*, *J Appl. Phys.* **77**, 3971 (1995).
- [48] S. J. Yuan *et al*, *J Appl. Phys.* **101**, 113915 (2007).
- [49] A. Z. Maksymowicz, *J. Phys. F: Metal Phys.* **3**, 1031 (1973).
- [50] W. Alayo, Miguel Tafur, E. Baggio-Saitovitch, F. Pelegri, and V. P. Nascimento, *J Appl. Phys.* **105**, 093905 (2009).
- [51] C. Kittel, *Phys. Rev.* **110**, 1295 (1958).
- [52] L. J. Maksymowicz, and D. Sendorek, *J. Magn. Magn. Mater.* **37**, 177 (1983).