

Magnetostricção e Anisotropia Magnética de Filmes de Cobalto em Substratos de Vidro e Silício

Luciano Vaz de Sá

Goiânia – 2010

UNIVERSIDADE FEDERAL DE GOIÁS
INSTITUTO DE FÍSICA

Magnetostricção e Anisotropia Magnética de Filmes de Cobalto em Substratos de Vidro e Silício

Luciano Vaz de Sá

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

Orientador: Prof. Dr. Fernando Pelegrini

Goiânia - Setembro de 2010

**Dados Internacionais de Catalogação na Publicação na (CIP)
GPT/BC/UFG**

S111m Sá, Luciano Vaz de.
Magnetostrição e anisotropia magnética de filmes de cobalto em substratos de vidro e silício [manuscrito] / Luciano Vaz de Sá. - 2010.
xv, 89 f. : il., figs, tabs.

Orientador: Prof. Dr. Fernando Pelegrini.
Dissertação (Mestrado) – Universidade Federal de Goiás, Instituto de Física, 2010.
Bibliografia.
Inclui lista de figuras e tabelas.
Apêndices.

1. Magnetostrição 2. Anisotropia magnética 3. Ressonância ferromagnética 4. Filmes de cobalto. I. Título.

CDU: 537.634

Agradecimentos

- Ao Prof. Dr. Fernando Pelegrini pela orientação e ensinamentos.
- À Dra. Elisa Maria Baggio-Satovitch e ao Dr. Urbano Miguel Tafur Tanta, pelo fornecimento das amostras de filmes finos de cobalto.
- Aos amigos Márcio Solino Pessoa, Luiz César Branquinho e Marcos Antônio de Souza pelo apoio e reflexão sobre os estudos feitos durante o curso.
- Ao amigo Victor Martins Borges pela presença nas horas decisivas.
- Ao amigo Ênio Magalhães Freire pelo material fornecido.
- Ao meu irmão Ricardo Vaz de Sá pelas suas sugestões.
- A minha família sempre presente em todos os momentos.
- Ao CNPq pelo apoio financeiro.

Sumário

Lista de figuras.....	VI
Lista de tabelas.....	X
Resumo.....	XI
Abstract.....	XII
1. Introdução	1
1.1 Histórico 1	
1.2 Filmes magnéticos	3
1.3 Fabricação e caracterização de filmes finos	6
1.4 Sistema Magnetron Sputtering	7
2. Anisotropia magnética em filmes finos.....	8
2.1 Origem da anisotropia.....	8
2.2 Tipos de anisotropia.....	8
2.2.1 Anisotropia magnética dipolar - Anisotropia de forma	8
2.2.2 Anisotropia magnetocristalina	9
2.2.3 Anisotropia magnetoelástica	9
2.3 Energia de anisotropia magnética.....	10
2.4 Anisotropia magnética perpendicular.....	11
2.5 Influência do stress na anisotropia magnética.....	11
2.6 Anisotropia magnética e constante magnetoelástica	12
3. Ressonância ferromagnética	13
3.1 Introdução	13
3.2 Aspectos experimentais da ressonância ferromagnética	14
3.3 Equação de movimento da magnetização	16
3.4 Condição de ressonância e condição de equilíbrio da magnetização....	17
3.5 Energia livre e a condição de ressonância.....	18
3.6 Configurações perpendicular e paralela.....	18
3.7 Energia de anisotropia	19
3.8 Algumas peculiaridades da ressonância ferromagnética	20
4. Magnetostricção em filmes finos.....	23
4.1 Magnetostricção.....	23
4.2 Magnetostricção e anisotropia magnética.....	26
4.3 Medidas de magnetostricção - Método do cantilever	27

4.4	Medidas de magnetostricção por ressonância ferromagnética – Método do cantilever.....	28
5.	Medidas de magnetostricção	31
5.1	Características das amostras investigadas	31
5.2	Experimentos de ressonância ferromagnética.....	32
5.3	Experimentos de magnetostricção.....	33
5.4	Magnetostricção: resultados experimentais	36
5.5	Medidas de magnetostricção. Síntese dos resultados.....	57
6.	Anisotropia magnética efetiva	59
6.1	Anisotropia magnética efetiva	59
6.2	Anisotropia magnética dos filmes Si(111)/Co/Cu.....	600
6.3	Anisotropia magnética dos filmes Si(100)/Co/Cu.....	655
7.	Conclusões e Recomendações	68
	Apêndice	70
	Referências	744

Lista de Figuras

1.1 Disco rígido	5
3.1 Material ferromagnético na presença de um campo externo estático H e de um campo oscilante $h(t)$	13
3.2 Representação do momento magnético de um sítio precessionando em torno do campo magnético quando submetido a um campo alternado	16
3.3 Sistema de coordenadas. O plano xy coincide com o plano do filme	17
3.4 Espectro de ressonância ferromagnética: derivada da absorção	21
3.5 Espectro de absorção de ressonância ferromagnética	21
4.1 (a) A variação de comprimento da haste induzida pelo campo magnético H proporcional à corrente no solenóide; (b) Dependência da razão $\frac{\Delta L}{L}$ com o campo magnético H	24
4.2 Razão $\Delta L/L$ em função do campo magnético H	25
4.3 Influência do campo magnético no efeito magnetoelástico	25
4.4 Cantilever	27
4.5 Haste cantilever usada para induzir stress na amostra	28
5.1 Espectômetro Bruker ESP-300	32
5.2 Arranjo experimental com a haste cantilever para as medidas de dependência do campo de ressonância com o stress	33
5.3 Espectro da amostra de vidro/Co(20nm)/Cu(5nm) livre, na configuração longitudinal	37
5.4 Espectro da amostra de vidro/Co(20nm)/Cu(5nm) submetida ao stress máximo, na configuração longitudinal	37
5.5 Campo de ressonância da amostra de vidro/Co(20nm)/Cu(5nm) em função do deslocamento da extremidade livre da haste cantilever, na configuração longitudinal.....	38
5.6 Campo de ressonância da amostra de vidro/Co(20nm)/Cu(5nm) em função do fator $\frac{\Delta L}{L}$, na configuração longitudinal	38

5.7 Campo de ressonância da amostra de vidro/Co(20nm)/Cu(5nm) em função do stress, na configuração longitudinal	39
5.8 Espectro da amostra de vidro/Co(20nm)/Cu(5nm) livre, na configuração transversal.....	40
5.9 Espectro da amostra de vidro/Co(20nm)/Cu(5nm) submetida ao stress máximo, na configuração transversal	40
5.10 Campo de ressonância da amostra de vidro/Co(20nm)/Cu(5nm) em função do deslocamento da extremidade livre da haste cantilever, na configuração transversal	41
5.11 Campo de ressonância da amostra de vidro/Co(20nm)/Cu(5nm) em função do fator  , na configuração transversal.....	41
5.12 Campo de ressonância da amostra de vidro/Co(20nm)/Cu(5nm) em função do stress, na configuração transversal	42
5.13 Espectro da amostra de vidro/Co(10nm)/Cu(5nm) livre, na configuração longitudinal	43
5.14 Espectro da amostra de vidro/Co(10nm)/Cu(5nm) submetida ao stress máximo, na configuração longitudinal	43
5.15 Campo de ressonância da amostra de vidro/Co(10nm)/Cu(5nm) em função do deslocamento da extremidade livre da haste cantilever, na configuração longitudinal	44
5.16 Campo de ressonância da amostra de vidro/Co(10nm)/Cu(5nm) em função do fator  , na configuração longitudinal.....	44
5.17 Campo de ressonância da amostra de vidro/Co(10nm)/Cu(5nm) em função do stress, na configuração longitudinal	45
5.18 Espectro da amostra de vidro/Co(10nm)/Cu(5nm) livre, na configuração transversal.....	46
5.19 Espectro da amostra de vidro/Co(10nm)/Cu(5nm) submetida ao stress máximo, na configuração transversal	46

5.20 Campo de ressonância da amostra de vidro/Co(10nm)/Cu(5nm) em função do deslocamento da extremidade livre da haste cantilever, na configuração transversal	47
5.21 Campo de ressonância da amostra de vidro/Co(10nm)/Cu(5nm) em função do fator  , na configuração transversal.....	47
5.22 Campo de ressonância da amostra de vidro/Co(10nm)/Cu(5nm) em função do stress, na configuração transversal	48
5.23 Espectro da amostra de vidro/Co(15nm)/Cu(5nm) livre, na configuração longitudinal	49
5.24 Espectro da amostra de vidro/Co(15nm)/Cu(5nm) submetida ao stress máximo, na configuração longitudinal	49
5.25 Campo de ressonância da amostra de vidro/Co(15nm)/Cu(5nm) em função do deslocamento da extremidade livre da haste cantilever, na configuração longitudinal	50
5.26 Campo de ressonância da amostra de vidro/Co(15nm)/Cu(5nm) em função do fator  , na configuração longitudinal.....	50
5.27 Campo de ressonância da amostra de vidro/Co(15nm)/Cu(5nm) em função do stress, na configuração longitudinal	51
5.28 Espectro da amostra de vidro/Co(15nm)/Cu(5nm) livre, na configuração transversal.....	52
5.29 Espectro da amostra de vidro/Co(15nm)/Cu(5nm) submetida ao stress máximo, na configuração transversal	52
5.30 Campo de ressonância da amostra de vidro/Co(15nm)/Cu(5nm) em função do deslocamento da extremidade livre da haste cantilever, na configuração transversal	53
5.31 Campo de ressonância da amostra de vidro/Co(15nm)/Cu(5nm) em função do fator  , na configuração transversal.....	53
5.32 Campo de ressonância da amostra de vidro/Co(15nm)/Cu(5nm) em função do stress, na configuração transversal	54

5.33 Espectro da amostra de Si/Co(20nm)/Cu(5nm) livre, na configuração longitudinal	55
5.34 Espectro da amostra de Si/Co(20nm)/Cu(5nm) submetida ao stress máximo, na configuração longitudinal	55
5.35 Campo de ressonância da amostra de Si/Co(20nm)/Cu(5nm) em função do deslocamento da extremidade livre da haste cantilever, na configuração longitudinal	56
5.36 Campo de ressonância da amostra de Si/Co(20nm)/Cu(5nm) em função do fator  , na configuração longitudinal.....	56
5.37 Campo de ressonância da amostra de Si/Co(20nm)/Cu(5nm) em função do stress, na configuração longitudinal	57
6.1 Espectro de ressonância paralelo da amostra Si/Co(5nm)/Cu(3nm)	60
6.2 Espectro de ressonância perpendicular da amostra Si/Co(5nm)/Cu(3nm).....	60
6.3 Espectro de ressonância paralelo da amostra Si/Co(10nm)/Cu(5nm)	61
6.4 Espectro de ressonância perpendicular da amostra Si/Co(10nm)/(5nm)	61
6.5 Espectro de ressonância paralelo da amostra Si/Co(15nm)/Cu(5nm)	62
6.6 Espectro de ressonância perpendicular da amostra Si/Co(15nm)/Cu(5nm) ..	62
6.7 Espectro de ressonância paralelo da amostra Si/Co(20nm)/Cu(5nm) ..	63
6.8 Espectro de ressonância perpendicular da amostra Si/Co(20nm)/Cu(5nm) ..	63
6.9  em função de  para as amostras Si(111)/Co.....	65
6.10 Dependência angular do campo de ressonância da amostra Si(100)/Co(20nm)/Cu(5nm)	66
6.11 Dependência angular da largura de linha da amostra Si(100)/Co(20nm)/Cu(5nm).....	66
6.12  em função de  para as amostras Si(100)/Co.....	67

Lista de Tabelas

5.1 Constantes de magnetostricção	58
6.1 Parâmetros das amostras Si(111)/Co.....	64
6.2 Relação entre ϵ_{11} e ϵ_{33} par as amostras Si(111)/Co.....	64
6.3 Parâmetros das amostras Si(100)/Co/Cu	65
6.4 Relação entre ϵ_{11} e ϵ_{33} para as amostras Si(100)/Co.....	67
A.1 Parâmetros dos gráficos 5.5, 5.6 e 5.7	70
A.2 Parâmetros dos gráficos 5.10, 5.11 e 5.12.....	70
A.3 Parâmetros dos gráficos 5.15, 5.16 e 5.17	71
A.4 Parâmetros dos gráficos 5.20, 5.21 e 5.22.....	71
A.5 Parâmetros dos gráficos 5.25, 5.26 e 5.27	72
A.6 Parâmetros dos gráficos 5.30, 5.31 e 5.32.....	72
A.7 Parâmetros dos gráficos 5.35, 5.36 e 5.37	73
A.8 Parâmetros dos gráficos 6.10 e 6.11	73

Resumo

Este trabalho tem como objetivo estudar a magnetostricção e a anisotropia magnética de filmes finos de cobalto usando a técnica de Ressonância Ferromagnética. As amostras investigadas foram produzidas pela técnica de magnetron sputtering, depositadas sobre substratos de vidro e silício, com espessuras variando na faixa de 10 a 20 nm. Os valores efetivos obtidos para as constantes de magnetostricção e de anisotropia magnética de volume e de superfície diferem de valores conhecidos na literatura, mas comprovam a viabilidade do procedimento experimental aplicado [com o filme fixo sobre uma haste cantilever sujeita a stress] para investigar a magnetostricção de filmes finos magnéticos.

Abstract

The Ferromagnetic Resonance technique is used to study the magnetostriction and the magnetic anisotropy of cobalt thin films grown on glass and silicon substrates. The effective values of the magnetostriction and magnetic anisotropy constants obtained do not agree with known values in the literature, but show the viability of the experimental method used [with the film glued to a cantilever beam under stress] to study the magnetostriction of magnetic thin films.

Capítulo 1

Introdução

Neste capítulo apresentamos um breve histórico do magnetismo e algumas considerações sobre filmes finos magnéticos, destacando suas propriedades e aplicações.

1.1 Histórico

A história do magnetismo começa com a descoberta do mineral chamado magnetita, , o primeiro material magnético conhecido pelo homem. Sua história no princípio é obscura, mas seu poder de atrair pedaços de ferro foi certamente descoberto vários séculos antes de Cristo. A magnetita é largamente distribuída em várias regiões da superfície da Terra. No mundo antigo o depósito mais abundante foi encontrado no distrito de Magnésia, local que atualmente faz parte da moderna Turquia. A palavra magnetita teve origem no nome daquele distrito. Sabe-se também que os antigos gregos tinham conhecimento do fato de que um pedaço de ferro torna-se magnético se friccionado com magnetita [1].

Vários séculos depois, já pelo final do primeiro milênio depois de Cristo, as propriedades das “agulhas magnéticas” foram descobertas pelos chineses, permitindo seu uso como bússolas. Investigações científicas, entretanto, só foram realizadas a partir do século dezesseis quando William Gilbert estudou o magnetismo terrestre e a indução magnética, descobrindo também que o material magnético perde seu magnetismo em alta temperatura. Os estudos realizados por William Gilbert foram divulgados no livro “De Magnete”, publicado em 1600, considerado como o primeiro tratado de eletricidade e magnetismo.

O período mais fértil no estudo da eletricidade e do magnetismo aconteceu no final do século XVIII e continuou ao longo de todo o século XIX. Assim a lei de Coulomb da interação magnética entre dois pólos magnéticos foi descoberta no fim do século XVIII, e o magnetismo devido à corrente elétrica foi investigado por Oersted, Ampère, Biot e Savart no começo do século XIX.

No mesmo século XIX, ocorreram ainda as descobertas do diamagnetismo por Faraday, da magnetostricção por Joule, da lei de Curie por Pierre Curie, e da histerese por Ewing [2].

Em 1804, Ampère descobriu que o campo magnético à volta de um fio é circular, e que se estende por todo o fio. Isto abriu caminho para outra descoberta importante: Ampère enrolou um fio em espiral e fez-lhe passar uma haste pelo centro e em seguida ligou uma corrente elétrica. Os resultados foram muito melhores do que se poderia imaginar: o movimento resultante da haste de ferro, acionada por um circuito elétrico, permitiu a invenção de vários dispositivos simples como uma campainha elétrica [3].

Na segunda metade do século XIX, Maxwell resumizou as descobertas de Faraday e todo o conhecimento acumulado sobre eletricidade e magnetismo em suas equações de campos eletromagnéticos e suas interações com materiais. O entendimento completo das propriedades magnéticas dos materiais dependia, entretanto, do desenvolvimento da teoria quântica. O maior passo nesta direção foi tomado por Weiss que deu início à teoria moderna do magnetismo. A teoria quântica de fato fornece descrições precisas para muitos fenômenos antes não explicados, como as órbitas estáveis do elétron no átomo de hidrogênio. Já no século XX, Heisenberg foi o primeiro a notar a importância da *energia de troca* para explicar o ordenamento magnético dos materiais. O conceito de *interação de troca* permitiu a Heisenberg descrever o spin do elétron, o ferromagnetismo e a origem do campo molecular de Weiss [4].

Os materiais magnéticos apresentam momentos magnéticos permanentes, com ordem espontânea e de longo alcance que resulta de uma interação de origem eletrostática e natureza quântica, chamada interação de troca. Uma amostra de material magnético é geralmente formada por regiões ordenadas, chamadas domínios, nas quais a magnetização, isto é, o momento magnético por unidade de volume, tem a mesma direção; a direção da magnetização varia, entretanto, de um domínio para outro. Um campo magnético externo altera a estrutura do domínio, mas deixa praticamente inalterada a magnetização dentro de cada domínio, que permanece igual à magnetização de saturação.

Os tipos principais de magnetismo são os seguintes: diamagnetismo, paramagnetismo, ferromagnetismo, antiferromagnetismo, ferrimagnetismo, e superparamagnetismo.

Neste trabalho, investigamos propriedades de materiais ferromagnéticos. O ferromagnetismo é um tipo de magnetismo caracterizado por um alinhamento paralelo espontâneo dos momentos magnéticos atômicos, com ordem de longo alcance. Os elementos ferromagnéticos são: Fe, Co, Ni, e Gd. A ordem ferromagnética desaparece acima de certa temperatura, chamada temperatura Curie [5]. A temperatura Curie do Gd, por exemplo, é 26 C!

As propriedades das amostras ferromagnéticas dependem da sua dimensionalidade, isto é, se estas se apresentam como um sólido de três dimensões, ou se se apresentam como um filme fino (bidimensional).

Nas amostras não volumosas, uma ou mais das suas dimensões podem ser mesoscópicas ou nanoscópicas. A dependência com a dimensionalidade é especialmente importante quando as dimensões menores se aproximam das dimensões dos domínios magnéticos, ou quando são da ordem das dimensões atômicas.

Segundo a dimensionalidade, as amostras de materiais podem ser classificadas como [6]:

- a) granulares - quase zero dimensionais;
- b) nanofios – unidimensionais;
- c) filmes finos – bidimensionais;
- d) volumosas ou massivas.

Os parâmetros que caracterizam um material magnético são: tipos e variações de interações, anisotropia magnética, efeitos de superfície, transições de fase, magnetização, estrutura magnética e imperfeições [7].

1.2 Filmes magnéticos

O estudo de filmes finos magnéticos vem sendo realizado há bem mais de 60 anos, mas está ainda em pleno desenvolvimento. O estímulo dos últimos 20 anos para pesquisas básicas e aplicadas decorre principalmente do grande impacto tecnológico produzido pela descoberta da magnetoresistência gigante,

e também pela descoberta da possibilidade da direção fácil de magnetização, em multicamadas magnéticas, ser perpendicular ao plano da amostra.

Nos últimos anos, o desenvolvimento de técnicas de ultra-alto-vácuo permitiu o controle e produção de filmes e multicamadas magnéticas em escala nanométrica. Além disso, várias outras técnicas experimentais foram muito aperfeiçoadas em sensibilidade, possibilitando a investigação das propriedades dos filmes no limite das camadas magnéticas.

Devido ao crescimento ferromagnético irregular, estruturas deformadas geram um aumento da energia de anisotropia magnética e como conseqüência, em termos de engenharia mecânica, a transformação de magnetos macios em magneto duros com grande coercividade. No limite de filmes ultrafinos, esses se comportam como moléculas magnéticas gigantes. As propriedades das amostras, tais como magnetização, momento magnético, susceptibilidade e energia de anisotropia magnética, variam em função da temperatura e da espessura da camada magnética. A descrição completa dos mecanismos de magnetização, propriedades e aplicações possíveis da amostra, requer, portanto, todo um conjunto de dados experimentais. Filmes magnetizados perpendicularmente, e com temperatura Curie não muito mais elevada do que a temperatura ambiente, por exemplo, podem ser usados para gravações magneto-ópticas. Assim, o conhecimento da temperatura Curie torna-se necessário para a otimização de propriedades com importância tecnológica, podendo-se afirmar que o parâmetro termodinâmico relevante na análise da energia de anisotropia magnética e da magnetização é a relação entre a temperatura absoluta e a temperatura Curie, e não apenas a temperatura absoluta [8].

Os fenômenos magnéticos que ocorrem em filmes ferromagnéticos cristalinos quando revestidos por outro material magnético ou não magnético são de interesse fundamental para o estudo do comportamento e das propriedades dos filmes finos. De fato, o progresso das técnicas de produção de filmes ultrafinos e de filmes metálicos em multicamadas abriu novos campos de investigação, pois em filmes ultrafinos e em multicamadas de materiais magnéticos, os efeitos de volume e de superfície influenciam a magnetização e a anisotropia magnética [9], e as aplicações tecnológicas delas decorrentes.

Os filmes magnéticos, de modo geral, são aplicados como meios para gravação de informação desde a década de 60 do século passado. Domínios magnéticos cilíndricos, móveis, conhecidos como bolhas magnéticas, em filmes finos magnetizados perpendicularmente à superfície, chegaram a ser usados como chips de memória com capacidade de 10^6 bits [10]. Na década seguinte, a fita magnética foi o dispositivo mais usado para registro de dados em sistemas de processamentos comerciais. Uma fita magnética comum tem pouco mais de 1,2 cm de largura e mais de 700 m de comprimento, com uma capacidade de armazenamento de até 20 milhões de caracteres.

Atualmente, os discos rígidos magnéticos constituem o melhor meio para armazenamento de informações, cuja principal vantagem, em comparação com as fitas magnéticas, é o acesso rápido e direto ao registro de um arquivo sem necessidade de passar pelos arquivos antecedentes. O disco magnético é um disco metálico (bronze) recoberto em ambas as faces por uma camada de óxido de ferro, idêntica a que recobre a superfície de uma fita magnética [11].



Figura 1.1: Disco rígido.

O disco rígido armazena informações (bits, isto é, elementos de memória) em sua superfície magnetizável. Os bits são regiões magnetizadas na superfície do disco. Um disco rígido que armazena programas e dados numéricos pode girar a uma taxa de 7200 rotações por minuto e ter capacidade

bem superior a 100 gigabytes, sendo, de longe, o meio magnético com a maior capacidade de armazenamento de informação já desenvolvido pela tecnologia moderna [12].

1.3 Fabricação e caracterização de filmes finos

A evolução rápida de sensores e memórias de filmes finos magnéticos, tem implicado em um crescimento explosivo da literatura sobre propriedades magnéticas de filmes finos, e também em um desenvolvimento similar de estudos sobre o processo de crescimento destes filmes, em parte devido ao aumento do número de técnicas experimentais apropriadas e em parte devido ao reconhecimento de que as propriedades magnéticas dependem fortemente da estrutura, que é largamente determinada pelo crescimento.

As técnicas mais usadas para a produção de filmes finos magnéticos são a deposição física de vapor, a deposição eletro-química, a epitaxia por feixe molecular, e a evaporação catódica ou sputtering, entre outras [13]. A técnica de evaporação tornou-se de fato a favorita na pesquisa em laboratórios porque ela facilmente permite a caracterização dos filmes finos durante o processo de crescimento, podendo proporcionar condições para a produção até epitaxial de filmes cristalinos simples com interfaces atômicamente bem definidas.

As propriedades e os fenômenos surpreendentes observados em filmes e multicamadas magnéticas podem ser investigados por várias técnicas experimentais, tais como, por exemplo, difração de raio-X, magnetometria, microscopia, espectroscopia Mössbauer, e ressonância ferromagnética (RFM). A RFM tem sido de fato empregada com muito sucesso na caracterização de uma grande variedade de filmes e multicamadas magnéticas. Neste trabalho, empregamos a técnica de RFM para estudar a magnetostricção e a anisotropia magnética de filmes finos de Co crescidos, pela técnica de magnetron sputtering, sobre substratos de vidro e silício.

1.4 Sistema Magnetron Sputtering

Todas as amostras investigadas neste trabalho foram produzidas no Laboratório de Filmes Finos do Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas (CBPF), no Rio de Janeiro, através da técnica de Magnetron Sputtering - Pulverização Catódica [14].

A pulverização catódica é um processo que consiste em ionizar um gás inerte entre dois eletrodos, gerando um plasma. Os íons deste gás se aceleram e colidem com os átomos do alvo, pulverizando sua superfície. Os átomos ou aglomerados de átomos arrancados do alvo são depositados sobre um substrato possibilitando o crescimento do filme. O alvo é ligado a uma fonte de potencial negativo, e o suporte com o substrato é aterrado ou mantido em um potencial flutuante. A ionização dos átomos do gás inerte no plasma se processa pelas colisões com elétrons. Para aumentar a eficiência desta ionização podem-se confinar os elétrons perto da superfície do alvo mediante a aplicação de um campo magnético.

O desenvolvimento crescente das várias aplicações dos filmes finos magnéticos como sensores ou meios para gravação magnética de informação, aliado ao interesse pelo entendimento das várias propriedades e fenômenos observados, torna o estudo dos filmes finos magnéticos uma das áreas mais atuais e interessantes do magnetismo. Talvez uma das áreas da Física da Matéria Condensada que mais concilia a pesquisa básica com a pesquisa aplicada.

Capítulo 2

Anisotropia magnética em filmes finos

A principal característica da anisotropia magnética é a orientação preferencial da magnetização espontânea do material magnético. Em geral essa orientação é estável, mas a magnetização pode ser retirada deste estado pela aplicação de um campo magnético externo. Neste capítulo, analisamos as várias contribuições para a anisotropia magnética dos filmes finos magnéticos.

2.1 Origem da anisotropia

Em filmes finos magnéticos, a anisotropia magnética pode ser criada por uma larga variedade de fatores, incluindo os seguintes: (1) energia e ângulo de incidência do feixe de átomos durante a deposição; (2) microepitaxia do filme com o substrato; (3) crescimento cinético favorecendo o crescimento de certas orientações; (4) textura do substrato e do limite superficial; (5) stress causado pela expansão térmica inadequada entre o substrato e o filme ou devido à incorporação de átomos; (6) variação de temperatura durante o processo de deposição gerando variação das propriedades magnéticas; (7) força inter-atômica causando o arranjo preferencial dos elementos depositados; (8) efeitos do bombardeamento de partículas energéticas do filme durante a deposição; (9) impurezas presentes no sistema de deposição incorporadas na estrutura do filme; (10) tamanho e orientação dos grãos, particularmente nos seus limites; (11) campos magnéticos e elétricos presentes na superfície do substrato [15].

2.2 Tipos de anisotropia

2.2.1 Anisotropia magnética dipolar - Anisotropia de forma

Entre as mais importantes fontes de anisotropia magnética em filmes finos está a interação dipolar magnética, que ocorre devido à presença de dipolos magnéticos não compensados na extremidade da amostra. Desprezando a natureza distinta do material, o efeito de forma da interação

dipolar é expresso através de um campo desmagnetizante de anisotropia, $\vec{H}_d = -N \vec{M}$, onde $\vec{M}$ é o vetor magnetização e N é o tensor desmagnetizante dependente da forma da amostra. Para um filme fino, todos os elementos do tensor N são nulos quando a direção do campo externo aplicado está no plano do filme, implicando em $N_d = 0$; quando a direção é perpendicular ao plano do filme, $N_{zz} = 4\pi$, e a intensidade do campo desmagnetizante é $N_d = 4\pi M$ [1]. A alta anisotropia magnética devida ao campo desmagnetizante é, entretanto, uma vantagem para a gravação perpendicular de dados.

2.2.2 Anisotropia magnetocristalina

A origem microscópica da anisotropia magnetocristalina é a interação spin-órbita. Um entendimento detalhado e da anisotropia magnetocristalina pode ser obtido a partir da estrutura de spins desemparelhados da amostra. A simetria e posição dos spins com relação ao nível de Fermi, a interação spin-órbita e a interação de troca são de grande importância. Em filmes finos, a simetria do estado de energia determina se a direção da magnetização é perpendicular ou paralela ao plano do filme, o que determina o sinal da contribuição do estado para anisotropia magnética cristalina.

2.2.3 Anisotropia magnetoelástica

A tensão em um ferromagneto afeta a anisotropia magnetocristalina e pode com isso alterar a direção de magnetização. Este efeito é o inverso da magnetostricção, o fenômeno pelo qual as dimensões das amostras mudam se a direção da magnetização é alterada. A energia por unidade de volume associada com este efeito, para um meio elasticamente isotrópico, é escrita como

$$E_{ME} = -\frac{3}{2} \lambda \sigma \cos^2 \theta \quad (2.1)$$

sendo σ o stress que é relacionado à tensão, E , através do módulo elástico, ν . A constante de magnetostricção λ pode ser positiva ou negativa. O ângulo θ indica a direção da magnetização relativa à direção do stress uniforme aplicado sobre a amostra [16].

2.3 Energia de anisotropia magnética

Existem duas principais razões para a variação do momento angular orbital e consequentemente da energia de anisotropia: (i) a reduzida simetria na superfície da amostra e na interface amostra/substrato implica em uma contribuição superficial de energia K_s , (ii) a distorção da rede devido ao esforço entre a camada magnética e o substrato, ou a camada não magnética, no caso de multicamadas, resulta em uma contribuição volumétrica de energia K_v . A contribuição de superfície K_s é dependente da espessura, como a seguinte equação sugere:

$$K = K_v + 2 \frac{K_s}{d} \quad (2.2)$$

onde K_v representa as contribuições de forma, de anisotropia magnetocristalina e magnetoelástica, e K_s representa a anisotropia de interface [17].

A expressão fenomenológica para a densidade de energia livre da amostra é expressa comumente em potências de funções trigonométricas ou de polinômios de Legendre:

$$E = 2\pi M^2 \cos^2 \theta - K_2 \cos^2 \theta - \frac{1}{2} K_{4\perp} \cos^4 \theta - \frac{1}{8} K_{4p} (3 + \cos 4\phi) \sin^4 \theta \quad (2.3)$$

onde K_1 representa as constantes de anisotropia e tem contribuições superficial (dependente da espessura) e volumétrica (independente da espessura) de acordo com a equação (2). Na maioria dos casos, em filmes delgados K_1 e K_2 . Além disso, K_1 e K_2 são da mesma ordem de magnitude [18].

2.4 Anisotropia magnética perpendicular

Um filme fino com uma energia de anisotropia magnética intrínseca suficiente (em magnitude e sinal) para superar a energia de desmagnetização, apresenta sua direção fácil de magnetização perpendicular ao plano do próprio filme. Esta energia de anisotropia é conhecida como “**anisotropia magnética perpendicular**”.

Quando a direção da magnetização de uma multicamada magnética é perpendicular ao plano da própria multicamada, como acontece, por exemplo, com a multicamada Co/Cu, as interfaces entre as camadas magnéticas e não-magnéticas contribuem para uma grande energia de anisotropia magnética; a interação spin-órbita do número total de elétrons de valência (+2, neste caso) favorece uma orientação perpendicular da magnetização, devido ao aumento do momento magnético orbital perpendicular do Co e a hibridização interfacial do Co/Cu [19].

2.5 Influência do stress na anisotropia magnética

O stress tem uma influência direta na anisotropia de quase todos os materiais magnéticos, através da magnetostricção. Em filmes finos e ultrafinos, ele pode de fato dominar ambas as anisotropias no plano e perpendicular ao plano, devido ao stress excessivo resultante de crescimento epitaxial. Em geral, o stress altera toda a amostra, e tem sido associado a uma contribuição de volume da anisotropia. Mas é fundamental considerarmos também a contribuição adicional da superfície para a qual é possível separar a contribuição eletrônica daquelas resultantes do desajuste dos materiais na interface. Além disto, em filmes finos o stress compressível decresce a anisotropia magnética perpendicular [20].

2.6 Anisotropia magnética e a constante magnetoelástica

Em filmes finos, tem sido mostrado que as constantes de anisotropia magnética uniaxial e cúbica, tanto quanto a constante magnetoelástica, dependem fortemente da espessura do filme. Além disto, a componente superficial da anisotropia cúbica e a constante magnetoelástica têm sido determinadas e analisadas dentro dos modelos dipolar e de Neel [21].

Neste trabalho, empregamos a técnica de ressonância ferromagnética para investigar as contribuições de volume e de superfície para as constantes de anisotropia magnética e magnetostricção de filmes finos de Co, com diferentes espessuras, depositados sobre substratos de vidro e silício. Os resultados experimentais mostram que a contribuição de interface para a anisotropia magnética é bem menor do que a contribuição de volume.

Capítulo 3

Ressonância ferromagnética

Neste capítulo, apresentamos a teoria básica de ressonância ferromagnética e sua aplicação ao estudo de filmes finos magnéticos.

3.1 Introdução

A Ressonância Ferromagnética é a absorção de radiação eletromagnética por um material ferromagnético na presença de um campo magnético estático. Devido à natureza do material ferromagnético, seu momento magnético total precessiona em torno de um campo magnético efetivo [Fig.3.1] resultante das contribuições do campo externo aplicado e dos campos intrínsecos do material (anisotropia magnética, desmagnetização). A absorção ressonante ocorre quando a frequência do campo de radiação eletromagnética incidente sobre a amostra coincide com a frequência desta precessão. Isto requer radiação eletromagnética na faixa de micro-ondas.

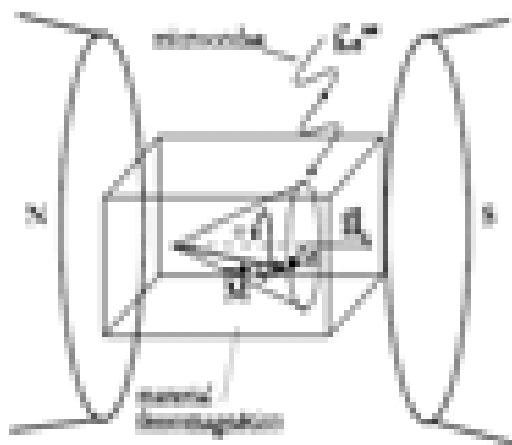


Figura 3.1: Material ferromagnético na presença de um campo externo estático H_0 e de um campo oscilante $h(t)$. A magnetização M precessiona em torno de um campo efetivo com uma frequência angular ω .

Os parâmetros usualmente estudados pela técnica de ressonância ferromagnética são: o fator de espalhamento espectroscópico (fator- g), a

magnetização de saturação M_s , o campo de anisotropia H_a , e certos parâmetros fenomenológicos de relaxação [22].

Outra interessante e útil aplicação da ressonância ferromagnética é a capacidade de determinar o momento magnético médio de um filme ultrafino comparando dados coletados da ressonância ferromagnética com outros de uma amostra de referência com magnetização conhecida [23].

3.2 Aspectos experimentais da ressonância ferromagnética

Em uma experiência de ressonância magnética eletrônica, tanto de material paramagnético, quanto ferromagnético, a amostra em estudo é exposta a um fluxo contínuo de radiação eletromagnética de alta frequência, na faixa de micro-ondas, sob a ação de um campo magnético intenso e estático, gerado por um eletromagneto, e de um campo fraco de modulação, gerado por bobinas de Helmholtz. Durante a experiência mede-se basicamente a intensidade de absorção de micro-ondas pela amostra paramagnética ou ferromagnética em função da sua variação de temperatura, da orientação do campo magnético estático em relação aos seus eixos de simetria, ou de tratamentos específicos que possam modificar suas propriedades. A técnica de ressonância magnética eletrônica é aplicável a todos os sistemas que possuem momento de dipolo magnético. Na maioria dos casos, mais de 99% do momento de dipolo magnético é devido ao momento angular de spin. No caso de materiais ferromagnéticos de modo geral, além da ação do campo magnético aplicado, os elétrons sofrem também a ação de campos magnéticos internos existentes no próprio material. A condição geral de ressonância, além de depender da magnetização de saturação do material e de sua condição de equilíbrio, depende também da anisotropia magnética e de fatores de desmagnetização associados à geometria (forma) da amostra. As características do fenômeno de ressonância em materiais ferromagnéticos são, portanto, determinadas largamente pelo fato de que nestas substâncias não estamos lidando com átomos isolados individuais (spin ou momento orbital), ou com momentos magnéticos comparáveis interagindo fracamente em corpos fortemente [24,25].

De modo geral, e em forma simplificada, a condição de ressonância magnética eletrônica é dada por:

$$h\nu = g\beta H_{eff} \quad (3.1)$$

onde h é a constante de Planck, ν é a frequência de micro-ondas, g é o fator de espalhamento espectroscópico, β é o magneton de Bohr, e H_{eff} é o campo magnético efetivo atuando sobre os elétrons. Os parâmetros h e β são constantes físicas e o fator-g é uma característica intrínseca da amostra. Esta relação corresponde a uma transição eletrônica entre dois níveis de energia em um campo oscilante de micro-ondas [25].

O campo magnético efetivo H_{eff} é a soma vetorial do campo magnético local e do campo magnético externo:

$$\vec{H}_{eff} = \vec{H}_{local} + \vec{H}_{ext} \quad (3.2)$$

O fator g é definido pelos momentos angular total (J), de spin (S) e orbital (L), conforme a relação [26]:

$$g = 1 + \frac{J(j+1) + S(s+1) - L(l+1)}{2J(j+1)} \quad (3.3)$$

Para elétrons livres, com $L = 0$ e $J = S$, esta relação implica em $g = 2.00$; correções relativísticas determinam que $g = 2.00232$.

Quando um material ferromagnético é colocado em um campo magnético aplicado, o momento magnético perturbado de sua orientação de equilíbrio precessiona em torno desta orientação, devido ao torque que pode ser expresso em termos do campo interno efetivo H_{eff} ou em termos do gradiente da expressão para a energia livre por unidade de volume.

3.3 Equação de movimento da magnetização

A ressonância ferromagnética pode ser explicada tanto por uma visão semiclássica, descrevendo o movimento de um spin em um campo magnético, quanto pela teoria quântica de um spin transitando de um estado energético para outro. A Fig. 3.3 representa, de acordo com a abordagem semiclássica, um sítio com momento magnético $\vec{\mu}$ submetido a um campo magnético $\vec{H}$. Neste caso, o torque é dado por:

$$\vec{\tau} = \vec{\mu} \times \vec{H} \quad (3.4)$$

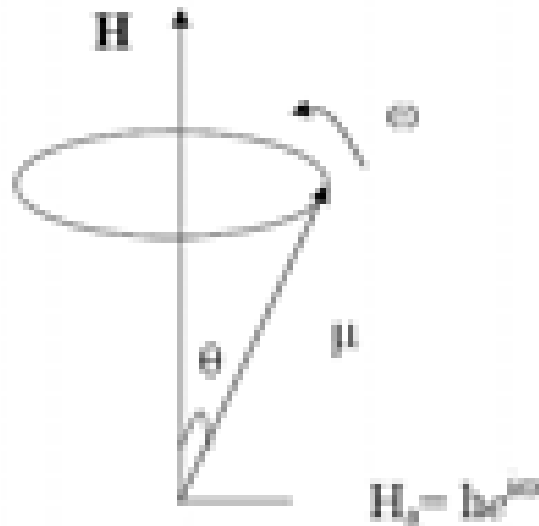


Figura 3.2: Representação do momento magnético de um sítio, precessionando em torno do campo magnético ($\vec{H}$) quando submetido a um campo alternado (H_a).

sendo que o momento magnético é relacionado ao momento angular e à razão giromagnética γ conforme

$$\vec{\mu} = \gamma \vec{L} \quad (3.5)$$

Desta forma, o torque é dado por:

$$\vec{\tau} = \gamma \vec{L} \times \vec{H} \quad (3.6)$$

e a equação de movimento da magnetização é então:

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

3.4 Condição de ressonância e condição de equilíbrio da magnetização

A solução da equação de movimento da magnetização leva à condição geral de ressonância, de acordo com Smit e Beljers [27], em termos das derivadas segundas da energia livre por unidade de volume, em relação aos ângulos θ e ϕ que definem a direção da magnetização (Fig.3.3), dada por:

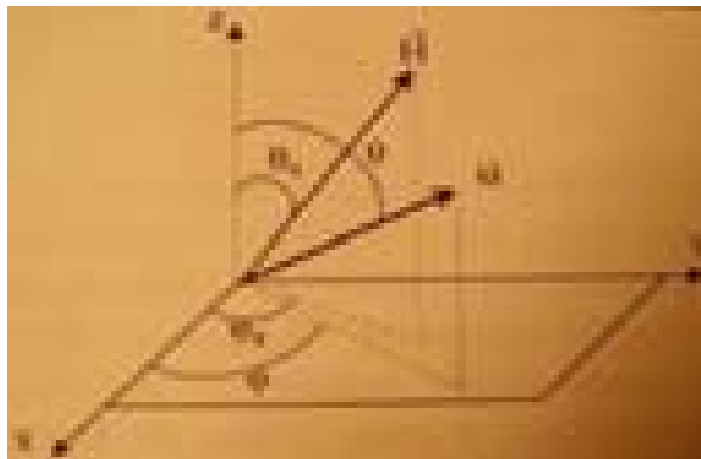


Figura 3.3: Sistema de coordenadas. O plano xy coincide com o plano do filme

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = \frac{1}{M^2 \sin^2 \theta} \left[\frac{\partial^2 E}{\partial \theta^2} - \left(\frac{\partial^2 E}{\partial \theta \partial \phi} \right)^2 \right] \quad (3.8)$$

onde ω é a frequência angular de ressonância, γ é a razão giromagnética, M é a magnetização de saturação. A condição de equilíbrio da magnetização, usando a energia livre, é dada por:

$$\frac{\partial E}{\partial \theta} = \frac{\partial E}{\partial \phi} = 0 \quad (3.9)$$

3.5 Energia livre e a condição de ressonância

Para um filme magnético, a energia livre por unidade de volume E , é a soma das contribuições resultantes de interação (Zeeman) com o campo magnético externo E_H , desmagnetização E_d , e anisotropia magnética E_K , isto é:

$$E = E_H + E_d + E_K \quad (3.10)$$

Assim, a condição geral de ressonância para um filme fino magnético policristalino é dada por [28]:

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = [H \cos(\theta - \theta_H) - 4\pi M_{ef} \cos^2 \theta + H_K \sin^2 2\theta] \times [H \cos(\theta - \theta_H) - 4\pi M_{ef} \cos 2\theta + 4H(\sin^2 2\theta - \sin^2 \theta)] \quad (3.11)$$

3.6 Configurações perpendicular e paralela

A Eq. 11 e o sistema de coordenadas ilustrado na Fig. 3.3 permitem deduzir as condições de ressonância para as duas configurações especiais, perpendicular e paralela, do campo magnético aplicado:

- **Configuração Perpendicular:** Aqui o campo externo é perpendicular ao plano do filme ($H_x = H_y = 0$) e a condição de ressonância é dada por:

$$\frac{\omega}{\gamma} = H_{\perp} - 4\pi M_{ef} \quad (3.12)$$

- **Configuração Paralela:** Aqui o campo externo é paralelo ao plano do filme ($H_x = H_y = H_z$) e a condição de ressonância é dada por:

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = H_p(H_p + 4\pi M_{ef}) \quad (3.13)$$

sendo, nos dois casos:

$$4\pi M_{ef} = 4\pi M - H_K \quad (3.14)$$

Das condições de ressonância (12) e (13), verifica-se que a magnetização efetiva M_{ef} da amostra é dada por [28,29]:

$$4\pi M_{ef} = H_{\perp} + \frac{1}{2}H_p - \left[H_p \left(H_{\perp} + \frac{5}{4}H_p \right) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (3.15)$$

3.7 Energia de anisotropia

A energia de cristais ferromagnéticos depende da orientação da magnetização em relação aos eixos de simetria do cristal, sendo que esta parte da energia é chamada **energia de anisotropia magnética**. Em um cristal uniaxial tal como o de cobalto, o termo da energia de anisotropia pode ser escrito como:

$$E_K = K_1 \sin^2 \theta + K_2 \sin^4 \theta \quad (3.16)$$

onde E_K refere-se à energia de anisotropia por unidade de volume do material; K_1 e K_2 são as constantes de anisotropia; θ é o ângulo entre a direção da magnetização e o eixo principal do cristal. Para um cristal uniaxial de Co tem-se $K_1 = 4,1 \times 10^6$ ergs/cm³ e $K_2 = 1,0 \times 10^6$ ergs/cm³ [30]. Similarmente, em um cristal cúbico cujas arestas são as direções de fácil magnetização, a energia de anisotropia é escrita como segue:

$$E = K_1 (\alpha_1^2 \alpha_2^2 + \alpha_2^2 \alpha_3^2 + \alpha_1^2 \alpha_3^2) + K_2 (\alpha_1^2 \alpha_2^2 \alpha_3^2) \quad (3.17)$$

Neste caso a energia é expressa em termos dos ângulos azimutal (ϕ) e polar (θ), tal que $\alpha_1 = \sin \theta \cos \phi$, $\alpha_2 = \sin \theta \sin \phi$ e $\alpha_3 = \cos \theta$ [30]. Para um cristal cúbico de ferro, por exemplo, tem-se $K_1 = 4.2 \times 10^5 \text{ erg/cm}^3$ e $K_2 = 1.5 \times 10^5 \text{ erg/cm}^3$ [30].

3.8 Algumas peculiaridades da ressonância ferromagnética

- As componentes da susceptibilidade transversal são muito grandes, porque a magnetização de uma substância ferromagnética submetida a um campo magnético estático é muito maior do que a magnetização de uma substância paramagnética submetida ao mesmo campo.

- A forma da amostra desempenha um papel importante. Como a magnetização é elevada, o campo de desmagnetização também é elevado. Para um filme de Co, na configuração perpendicular, o campo de desmagnetização é de 17.800 Oe.

- O acoplamento de troca entre os elétrons responsáveis pelo ferromagnetismo tende a suprimir a contribuição dipolar para a largura de linha, fazendo com que as linhas de ressonância sejam estreitas (menor que 1G) em condições favoráveis.

- Efeitos de saturação acontecem para potências de micro-ondas relativamente pequenas. Diferentemente do que ocorre no caso dos sistemas de spins nucleares, não é possível excitar um sistema de spins eletrônicos acoplados ferromagneticamente tão fortemente que reduza a magnetização a zero ou inverta o seu sentido. A excitação ressonante de uma substância ferromagnética se decompõe em ondas de spin bem antes que o vetor magnetização se desvie apreciavelmente da orientação inicial [30].

Os resultados experimentais da ressonância ferromagnética dos filmes de Co investigados neste trabalho são apresentados no Capítulo 5. A largura

de linha de ressonância é obtida dos valores de campo correspondentes aos dois picos da derivada da curva de absorção de energia, *largura de linha pico-a-pico*, como mostra a Fig.3.4 (no valor, neste exemplo, de 95 G), enquanto que o campo de ressonância é dado pelo valor correspondente ao pico da curva de absorção (espectro de absorção), como mostra a Fig.3.5 (no valor, neste exemplo, de 670 G).

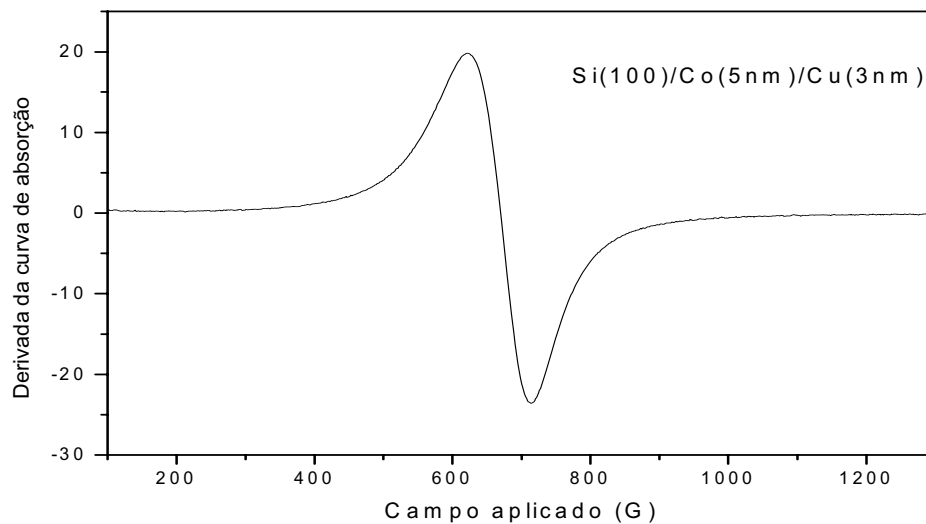


Figura 3.4: Espectro de ressonância ferromagnética: derivada da absorção.

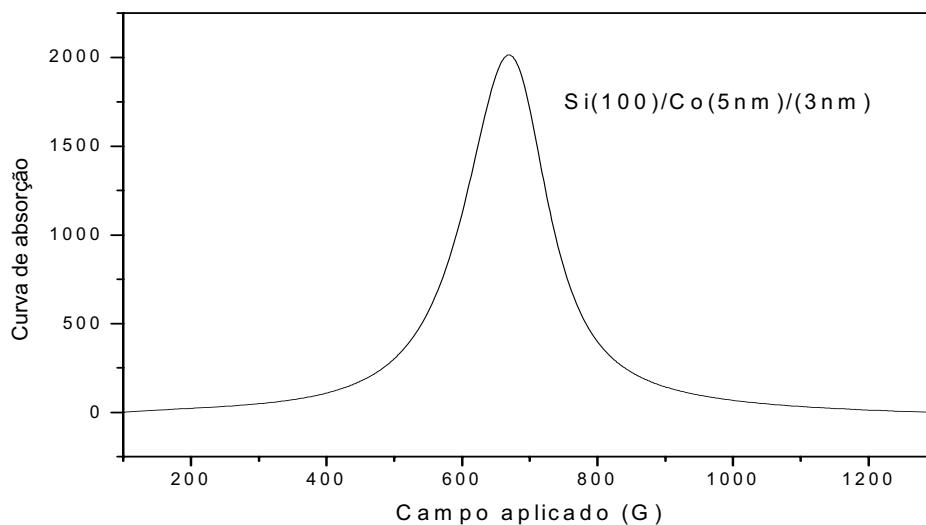


Figura 3.5: Espectro de absorção de ressonância ferromagnética.

Dados para a dedução da magnetização efetiva e das constantes de anisotropia magnética e magnetostricção da amostra são obtidos dos espectros de ressonância nas configurações perpendicular e paralela da amostra livre, e da configuração paralela da amostra submetida a stress. No Capítulo 5 apresentamos os gráficos do campo de ressonância em função do stress aplicado sobre a amostra, e os valores obtidos para as constantes de magnetostricção; no Capítulo 6, deduzimos a anisotropia magnética efetiva dos filmes de Co, em termos de contribuições de volume e de superfície.

Capítulo 4

Magnetostricção em filmes finos

Neste capítulo descrevemos mais uma propriedade importante dos materiais magnéticos, conhecida como magnetostricção, descoberta por James Prescott Joule em 1842; mostramos também como podemos usar a técnica de ressonância ferromagnética para investigar a magnetostricção de filmes finos magnéticos.

4.1 Magnetostricção

A magnetostricção é um fenômeno que consiste na mudança significativa das características de amostras magnéticas quando submetidas a um stress de natureza mecânica. A medida da magnetostricção de uma amostra ferromagnética define sua sensibilidade diante do stress aplicado para possível utilização em algum arranjo ou emprego tecnológico, como é o caso de sensores.

O efeito magnetomecânico direto é a mudança dimensional associada com uma mudança no estado magnético da amostra. A anisotropia magnética e a estrutura do material afetam a magnetização, e a tensão responde ao campo magnético aplicado, enquanto o efeito do stress depende da direção de sua aplicação. Assim, o estudo de um material magnetostrictivo tem sido frequentemente limitado a uma única direção [31].

Um material magnetostrictivo mudará seu formato na presença de um campo magnético. Muitos materiais ferromagnéticos exibem alguma magnetostricção mensurável. Desde que o fenômeno envolva uma troca de energia bidirecional entre estados magnéticos e estáticos, estes materiais fornecem um mecanismo para ambas as aplicações de atuação e sensibilidade. Eles são também empregados com sucesso em uma larga variedade de sensores para controle de vários equipamentos mecânicos.

A natureza deste efeito magnetostrictivo é ilustrada na Fig 4.1(a). Uma haste de um material magnético de comprimento  é mostrada rodeada por uma espiral de fios por onde passa uma corrente elétrica; assim que um campo

magnético, H , é produzido, o comprimento da haste sofre uma pequena variação ΔL . A razão $\frac{\Delta L}{L}$ é a **constante de magnetostricção** $\frac{\Delta L}{L}$ [32]. A Fig.4.1(b) mostra a razão $\frac{\Delta L}{L}$ em função do campo magnético aplicado sobre a haste. Em geral, a razão $\frac{\Delta L}{L}$ é muito pequena, da ordem de 10^{-6} a 10^{-5} , exigindo, portanto, técnicas de grande sensibilidade para sua medição. Uma das técnicas mais adequadas é a ressonância ferromagnética.

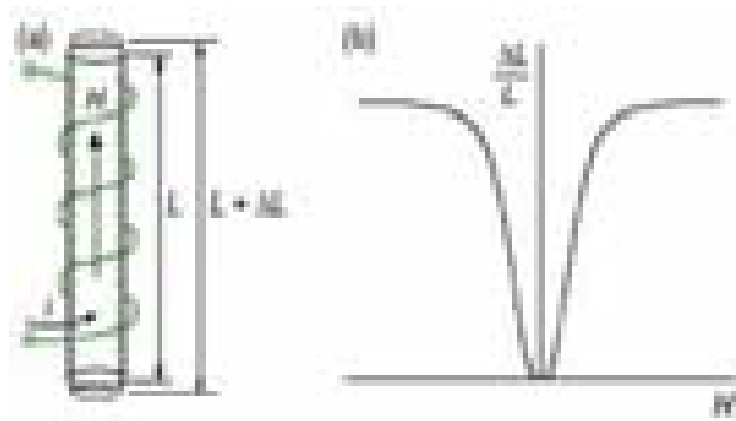


Figura 4.1: (a) A variação de comprimento da haste induzida pelo campo magnético H proporcional à corrente no solenóide. (b) Dependência da razão $\frac{\Delta L}{L}$ com o campo magnético H . [33].

A física básica da reorientação de domínios magnéticos da amostra na presença de campo magnético é representada esquematicamente nas Fig.4.2 e 4.3. Na presença de um campo magnético pequeno (fase 0-1), os domínios magnéticos não estão alinhados. A razão $\frac{\Delta L}{L}$ não varia linearmente com H . A tensão resultante depende muito da homogeneidade estrutural do material magnetostrictivo. Para valores maiores de campo aplicado (fase 1-2), a relação entre tensão e campo magnético poderá ser quase linear. Os domínios magnéticos tornam-se cada vez mais alinhados. Nesta fase, devido à relação simples entre $\frac{\Delta L}{L}$ e o campo H , torna-se fácil prever o comportamento do material magnetostrictivo e desenvolver projetos de dispositivos para operar nesta fase. Na fase 2-3, a relação $\frac{\Delta L}{L} \times H$ torna-se novamente não-linear como o resultado do fato de que os domínios magnéticos estão todos alinhados com o campo magnético aplicado. Na fase final 3 ocorre uma saturação que evita o aumento de tensão [33].

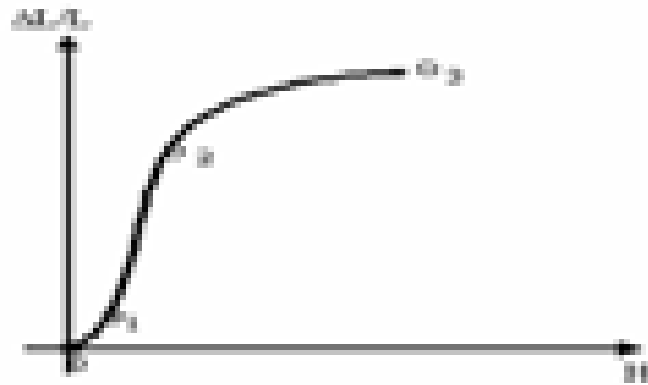


Figura 4.2: Razão $\Delta L/L$ em função do campo magnético H .

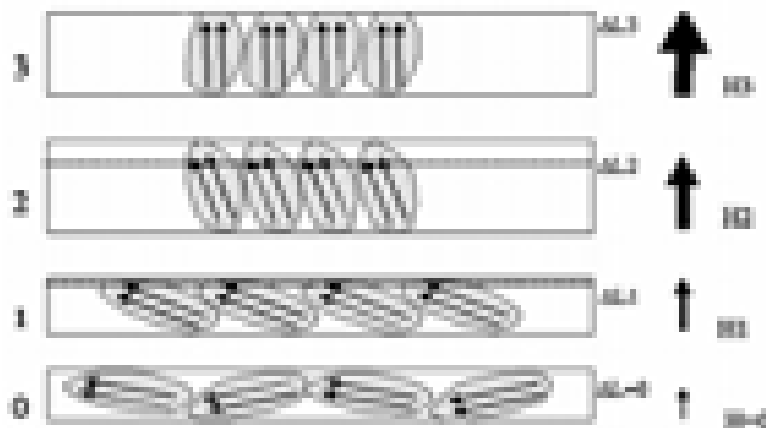


Figura 4.3: Influência do campo magnético no efeito magnetoelástico [33].

Embora o efeito direto magnetostrictivo e seu inverso sejam bem pequenos, com valores de constantes da ordem de 10^{-6} a 10^{-5} , eles produzem propriedades de suma importância para aplicações tecnológicas, como consequência da interação entre a magnetização e a tensão gerada pelo stress [34]. Entre as várias aplicações da magnetostricção podemos citar, por exemplo, detectores de som subaquático, geradores de ultrassom, posicionadores de deslocamento de força, e sensores para monitoramento de estacionamento de veículos.

4.2 Magnetostricção e anisotropia magnética

A magnetostricção, como a anisotropia magnética, tem origem na interação spin-órbita. Quando o material magnético é submetido a um stress, “aproximando” ou “afastando” os spins, isto afeta a interação spin-órbita e, conseqüentemente, a anisotropia magnética. De fato, apenas a anisotropia magnética pode ser considerada como uma propriedade fundamental do material magnético.

A condição geral de ressonância ferromagnética de um filme magnético em termos da energia livre por unidade de volume, apresentada no capítulo anterior, leva em conta a contribuição da energia de anisotropia magnética. Qualquer variação da energia de anisotropia magnética, devida a um stress aplicado, altera a energia livre por unidade de volume e, portanto, o valor do campo de ressonância ferromagnética. Assim, a dependência do campo de ressonância com o stress aplicado sobre a amostra possibilita a medida (indireta) da magnetostricção.

No procedimento experimental mais simples [35], a amostra de filme magnético, no centro da cavidade ressonante, na configuração paralela do campo magnético aplicado, é submetida a um stress longitudinal/vertical. A energia livre por unidade de volume incluirá então uma contribuição magnetoelástica dada, como mostramos no capítulo 2, por

$$E_{ME} = -\frac{3}{2}\lambda\sigma\cos^2\theta \quad (4.1)$$

Quando um stress é aplicado na amostra o campo de anisotropia muda de acordo com expressão abaixo [35]:

$$H'_k = \frac{2}{M} \left[K_{ef} + \left(\frac{3}{2}\lambda_s\sigma \right) \right] \quad (4.2)$$

onde σ é o stress aplicado, λ_s é a constante de magnetostricção e H'_k o campo de anisotropia em função destes valores.

4.3 Medidas de magnetostricção - Método do cantilever

Nesta seção mostramos como o efeito magnetostrictivo pode ser usado. Apesar do uso do cantilever, este exemplo não possui nenhuma relação com os experimentos descritos e analisados nesta dissertação.

O método do cantilever para filmes finos corresponde a um arranjo básico onde um filme de espessura t_f é depositado sobre um substrato de espessura t_s , como mostra a Fig.4.4.



Figura 4.4: Cantilever.

O substrato é rigidamente preso a um cantilever de comprimento l que sofre a deflexão d causada por um stress magnetostrictivo λ . A deflexão d é dada, então, pela seguinte relação [36]:

$$d = 3l^2 \frac{t_f Y_f (1 + \nu_f)}{t_s^2 Y_s (1 - \nu_s)} \lambda \quad (4.3)$$

onde Y é o *módulo de Young*, ν é a *razão de Poisson*, e os subscritos f e s denotam, respectivamente, filme e substrato. Deflexões comparáveis à λ são possíveis com filmes milhares de vezes mais delgados que o substrato.

A constante de magnetostricção, λ , também pode ser determinada a partir da deflexão angular, θ , da extremidade da haste cantilever, conforme a relação [37]:

$$\varphi = \frac{2d}{l} = \frac{6t_f l Y_f (1 + \nu_f)}{t_s^2 Y_s (1 - \nu_s)} \lambda \quad (4.4)$$

Nos dois casos (relações 4.3 e 4.4), a constante de magnetostricção só pode ser determinada com o conhecimento prévio dos valores do módulo de Young e da razão de Poisson do filme e do substrato.

4.4 Medidas de magnetostricção por ressonância ferromagnética – Método do cantilever

A Fig.4.5 mostra o filme de Co colado sobre a haste cantilever e a geometria da mesma, com as coordenadas esféricas e cartesianas que são adotadas para as seguintes equações que descrevem a energia livre por unidade de volume do filme.

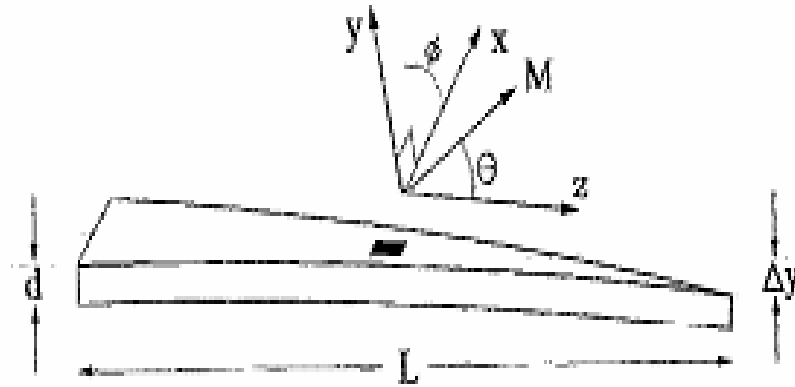


Figura 4.5: Haste cantilever usada para induzir stress na amostra de filme magnético.
Sistema de coordenadas [38].

De acordo com o sistema de coordenadas da Fig.4.5, a expressão da energia livre por unidade de volume da amostra é dada por [38]:

$$E = -\mu_B M B \cos \theta \cos \phi + \left(\frac{\mu_z}{2} M^2 + K_z^2 \right) \sin^2 \theta \sin^2 \phi - \frac{3}{2} \lambda_z \sigma_z \cos^2 \theta - \frac{3}{2} \lambda_x \sigma_x \sin^2 \theta \cos^2 \phi \quad (4.5)$$

Nesta equação θ e ϕ são os ângulos das coordenadas esféricas, B é o campo aplicado e K_z é a energia de anisotropia uniaxial. Os termos finais são as energias de anisotropia produzidas pelos stresses σ_z e σ_x ao longo das direções z e x , respectivamente [38].

Utilizando a equação 3.8 obtemos a condição geral de ressonância:

$$\begin{aligned} \frac{\partial E}{\partial \theta} = & \left(-\mu_B M \cos \phi + \sin \theta \left[\left(\frac{\mu_z}{2} M + \frac{2K_z^2}{M} \right) \sin^2 \phi + \frac{3\lambda_z}{M} (\sigma_z - \sigma_x \cos^2 \phi) \right] \right) \sin 2\theta \\ & \times \left(\mu_B B \cos \phi + \cos \theta \sin \phi \left(\mu_B B + \frac{2K_z^2}{M} + \frac{3\lambda_z \sigma_z}{M} \right) \right) \\ & - \left(\mu_B B \sin \theta \cos \phi + \cos \theta \sin 2\phi \left(\mu_B B + \frac{2K_z^2}{M} + 3\lambda_z \sigma_z \right) \right) \sin 2\phi \end{aligned} \quad (4.6)$$

Usando as equações 3.9 obtemos os ângulos de equilíbrio da magnetização:

$$\frac{\partial E}{\partial \theta} = -\mu_B M B \cos \theta \cos \phi + \left[\left(\frac{\mu_z}{2} M^2 + K_z^2 \right) \sin^2 \theta + \frac{3}{2} \lambda_z (\sigma_z - \sigma_x \cos^2 \theta) \right] \sin 2\theta \quad (4.7)$$

Fazendo $\frac{\partial E}{\partial \theta} = 0$ encontramos o ângulo $\theta_{eq} = \frac{\pi}{2}$

$$\frac{\partial E}{\partial \phi} = \mu_B M B \sin \theta \sin \phi + \left(\frac{\mu_z}{2} M^2 + K_z^2 + \frac{3}{2} \right) \sin^2 \theta \sin 2\phi \quad (4.8)$$

Da mesma forma para $\frac{\partial E}{\partial \phi} = 0$ temos o ângulo $\phi_{eq} = \frac{\pi}{2}$ ou $\phi_{eq} = 0$.

Usando a expressão para a energia livre, $\mathcal{F}$, dada pela equação 4.5, pode ser mostrado, a partir da equação 3.8 para ω constante, que o campo de ressonância é modificado pela aplicação do stress nas direções z e x por uma quantidade ΔH dada por [38]:

$$\Delta H = \frac{\gamma}{2} \sigma_z \left[1 + \left(\frac{2\sigma_x}{\sigma_z} \right)^2 \right] - \frac{\gamma}{2} \sigma_x \quad (4.9)$$

No capítulo 5 esta equação será empregada para analisar as medidas de campo de ressonância em função do stress aplicado sobre a haste cantilever, de acordo com a configuração usada nos experimentos. Quando a amostra está colada na configuração longitudinal, o stress na configuração transversal $\sigma_x \rightarrow 0$, implicando que apenas o primeiro termo da equação permanece, indicando que ΔH varia linearmente com σ_z ; quando a amostra está colada na configuração transversal, o stress na configuração longitudinal $\sigma_z \rightarrow 0$, e apenas o segundo termo permanece, indicando neste caso que ΔH varia linearmente com σ_x . Nos dois casos, a variação linear do campo de ressonância com o stress aplicado sobre a haste cantilever permite a dedução da constante de magnetostricção da amostra de filme magnético.

Capítulo 5

Medidas de magnetostricção

Neste capítulo descrevemos os procedimentos usados para a realização deste trabalho, apresentamos os resultados experimentais obtidos, e também sua análise e interpretação. O conjunto de resultados obtidos e sua interpretação comprovam muito bem a viabilidade da técnica de ressonância ferromagnética para o estudo da magnetostricção de filmes finos magnéticos.

5.1 Características das amostras investigadas

As amostras investigadas neste trabalho foram filmes finos monocamadas de Cobalto com diferentes espessuras, depositados sobre substratos de vidro ou silício, protegidos por uma camada de cobre para evitar oxidação. As características específicas das amostras estão apresentadas na seguinte lista:

Amostra 2096: Si(111)/Co(5nm)/Cu(3nm)

Amostra 2099: vidro/Co(5nm)/Cu(3nm)

Amostra 2100: Si(100)/Co(5nm)/Cu(3nm)

Amostra 2101: Si(111)/Co(10nm)/Cu(5nm)

Amostra 2102: Vidro/Co(10nm)/Cu(5nm)

Amostra 2103: Si(100)/Co(10nm)/Cu(5nm)

Amostra 2104: Si(111)/Co(15nm)/Cu(5nm)

Amostra 2105: vidro/Co(15nm)/Cu(5nm)

Amostra 2106: Si(100)/Co(15nm)/Cu(5nm)

Amostra 2107: Si(111)/Co(20nm)/Cu(5nm)

Amostra 2108: vidro/Co(20nm)/Cu(5nm)

Amostra 2109: Si(100)/Co(20nm)/Cu(5nm)

Todas as amostras foram produzidas pelo **Dr. Urbano Miguel Tafur Tanta**, no Laboratório de Filmes Finos do Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, no Rio de Janeiro, usando a técnica de sputtering magnetron, em temperatura ambiente e pressão de trabalho de 10^{-6} Torr.

5.2 Experimentos de ressonância ferromagnética

Para a realização dos experimentos de ressonância ferromagnética, utilizamos o conjunto de equipamentos que constitui o **Espectrômetro Bruker ESP-300** (Fig.5.1), sendo o stress aplicado sobre a amostra gerado por um parafuso que flexiona a extremidade da haste cantilever, fixa com a amostra no centro da cavidade ressonante (Fig.5.2). As medidas de ressonância ferromagnética foram realizadas com o espectrômetro operando em banda-X de frequência de micro-ondas (9,6 GHz), com varredura do campo magnético estático, usando-se técnicas de modulação e detecção sensível à fase.

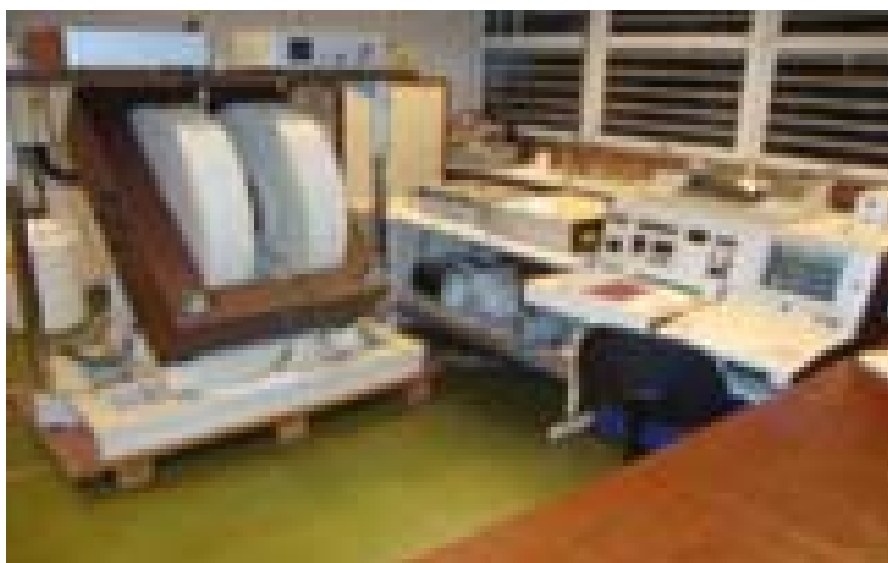


Figura 5.1: Espectrômetro Bruker ESP-300.

Os espectros de ressonância ferromagnética obtidos com amostra à temperatura ambiente fornecem os valores do campo de ressonância em função do deslocamento da extremidade da haste cantilever e, portanto, em função do stress aplicado sobre a amostra.

5.3 Experimentos de magnetostricção

A Fig.5.2 mostra a extremidade superior da haste cantilever de **polipropileno** colocada dentro da cavidade ressonante. O filme de cobalto, colado na haste, fica posicionado no centro da cavidade. O campo magnético aplicado é paralelo ao plano do filme. O parafuso externo permite deslocar a extremidade da haste desde a posição inicial $\Delta y = 0 \text{ mm}$, com a amostra livre, sem stress, até a posição $\Delta y = 8,0 \text{ mm}$, com a amostra submetida ao stress máximo. O deslocamento/deflexão da haste é controlado pelo passo de 0,5 mm do parafuso. Para cada posição do parafuso, e respectivo stress sobre a amostra, pode-se realizar o experimento de ressonância ferromagnética. Como a dimensão da abertura da cavidade ressonante permite que a extremidade da haste cantilever tenha uma deflexão de até 8,0 mm, pode-se realizar, então, até 17 experimentos. O stress gerado pelo parafuso se propaga uniformemente pela amostra através da haste que sofre uma variação de curvatura/deflexão. A curvatura/deflexão natural da haste é o motivo pelo qual a posição inicial da sua extremidade, sem stress, pode ser considerada como $\Delta y = 0 \text{ mm}$.



Figura 5.2: Arranjo experimental para medidas da dependência do campo de ressonância com o stress. Imagem da extremidade da haste cantilever e do parafuso externo à cavidade para controle do stress aplicado.

Para as medidas de ressonância ferromagnética, duas configurações de uma amostra retangular em relação ao eixo de simetria da haste cantilever podem ser consideradas, **longitudinal** e **transversal**, correspondendo, respectivamente, ao posicionamento paralelo e perpendicular da amostra. Para calcular a constante de magnetostricção, usamos a magnetização efetiva da amostra, deduzida a partir das medidas de campo de ressonância paralelo, $H_{\parallel}$, e perpendicular, $H_{\perp}$, isto é, usamos o valor de $4\pi M_{ef}$ dado pela equação

$$4\pi M_{ef} = H_{\perp} + \frac{1}{2}H_{\parallel} - \left[H_{\parallel} \left(H_{\perp} + \frac{5}{4}H_{\parallel} \right) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (5.1)$$

Configuração longitudinal. Na configuração longitudinal, o lado maior da amostra retangular, com dimensões de 3mm x 6mm, está orientado ao longo do eixo de simetria da haste cantilever que está presa à base da cavidade ressonante, perpendicular à direção do campo magnético produzido pelo eletromagneto. Nesta configuração longitudinal, de acordo com a equação 4.9, a constante de magnetostricção é dada pela relação [38]:

$$\mu_0 \delta H = \frac{3\lambda_e}{M} \sigma_z \left[1 + \left(\frac{\mu_0 H_0}{\omega / \gamma} \right)^2 \right]^{-1} \quad (5.2)$$

Configuração transversal. Nesta configuração, o lado maior da amostra retangular está orientado perpendicularmente ao eixo de simetria da haste cantilever, na direção, portanto, do campo magnético produzido pelo eletromagneto. Nesta configuração, de acordo com a equação 4.9, a constante de magnetostricção é dada pela relação [38]:

$$\mu_0 \delta H = -\frac{3\lambda_e}{M} \sigma_x \quad (5.3)$$

O stress é obtido usando-se o módulo elástico da haste, E_h para as duas configurações. Para a configuração longitudinal [38]:

$$\sigma_z = Y_h \varepsilon_{z0} \quad (5.4)$$

E para a configuração transversal [38]:

$$\sigma_X = \nu Y_h \varepsilon_{Z0} \quad (5.5)$$

sendo ν a razão de Poisson. Devido ao stress aplicado, a deformação na amostra denominada *deformação específica* ocorre tanto na direção transversal, ε_X , quanto na longitudinal, ε_Z . A razão de Poisson é dada pela razão entre estes valores [39].

De acordo com as equações 5.2 e 5.3, o estudo da dependência do campo de ressonância com o stress possibilita o cálculo da constante de magnetostricção. Convém observar que na equação 5.2, o termo entre colchetes resulta simplesmente em um número $n < 1$. No cálculo do stress, para as duas configurações o fator ε_{Z0} é dado pela relação [38]:

$$\varepsilon_{Z0} = \frac{\Delta y d}{L^2} \quad (5.6)$$

sendo Δy a deflexão da extremidade da haste cantilever de comprimento L e espessura d . A dependência do campo de ressonância com a deflexão da haste cantilever implica, portanto, na dependência do campo de ressonância com o stress.

Nos experimentos realizados, usamos uma haste de **polipropileno** com espessura **d = 3,0 mm**, comprimento **L = 8,0 mm**, e módulo elástico **Y_h = 2 GPa**; a razão de Poisson foi considerada como **ν = 0.4**. Todas as medidas de campo de ressonância com a amostra submetida a stress foram realizadas com o campo externo aplicado paralelo ao plano da amostra. Na apresentação dos resultados experimentais, os valores de campo magnético estão indicados em Gauss (G). No sistema internacional de unidades (SI), a unidade de campo magnético é o Tesla (T). A relação entre estas unidades é $1 \text{ T} = 10^4 \text{ G}$.

No caso de uma **amostra quadrada**, a constante de magnetostricção pode ser calculada pela seguinte relação [38]:

$$\left(\frac{\mu_0 \delta H}{\varepsilon_{z0}}\right)^{-1} = \frac{M}{3\lambda_s \gamma_h} \left[1 + \left(\frac{\mu_0 H_0}{\omega / \gamma} \right)^2 \right]^{-1} \left(1 + \frac{a^2}{a+2} \frac{Y_h}{Y_A} \frac{d_A}{l_A} \right) \quad (5.7)$$

Nesta equação, a é a razão entre a dimensão lateral da amostra e a espessura da haste, e E , l_h e l_A são, respectivamente, o módulo elástico, o comprimento e a espessura da amostra.

Esta situação experimental pode ser aplicada para a determinação do módulo elástico da própria amostra quadrada, desde que sua espessura seja conhecida. Sua aplicação, entretanto, não foi realizada neste trabalho.

5.4 Magnetostricção: resultados experimentais

- Amostra de vidro/Co(20nm)/Cu(5nm) - Configuração longitudinal

As Figuras 5.3 e 5.4 representam os espectros de ressonância da amostra **vidro/Co(20nm)/Cu(5nm)** na configuração longitudinal, livre e submetida ao stress máximo, respectivamente. A variação máxima do campo de ressonância é 17762 G . A Figura 5.5 representa o campo de ressonância em função do deslocamento da extremidade da haste cantilever, e a Figura 5.6, o campo de ressonância em função do fator $1/\gamma$.

Utilizando os valores de δH e de ε_{z0} , obtemos a dependência do campo de ressonância com o stress, representada na Figura 5.7. De acordo com estes resultados e a equação 5.2, a constante efetiva de magnetostricção é $\lambda_s = 1,9595 \times 10^{-5}$. Outros parâmetros para esta amostra são: campo de ressonância paralelo, $H_{||} = 635 \text{ G}$; campo de ressonância perpendicular, $H_{\perp} = 17762 \text{ G}$; $4\pi M_h = 1654 \text{ G}$; e $M = 1167 \text{ G}$.

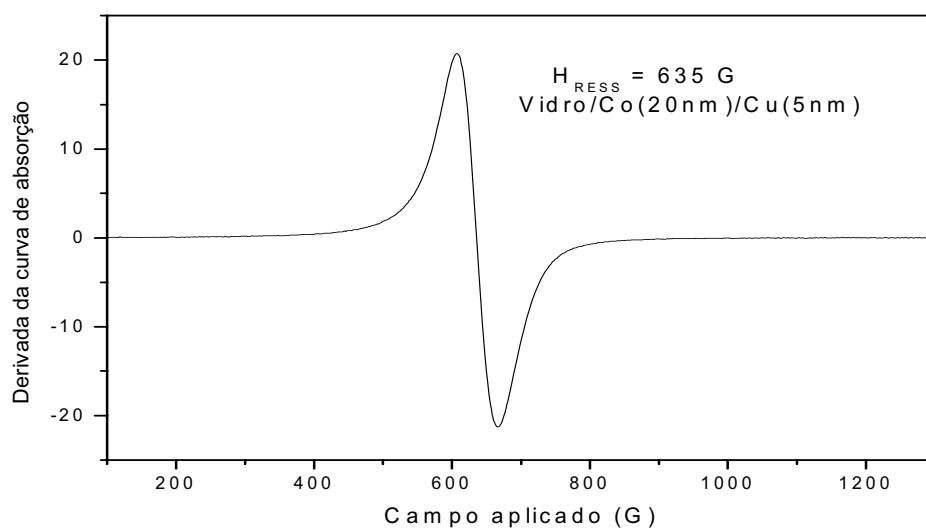


Figura 5.3: Espectro da amostra de vidro/Co(20nm)/Cu(5nm) livre, na configuração longitudinal.

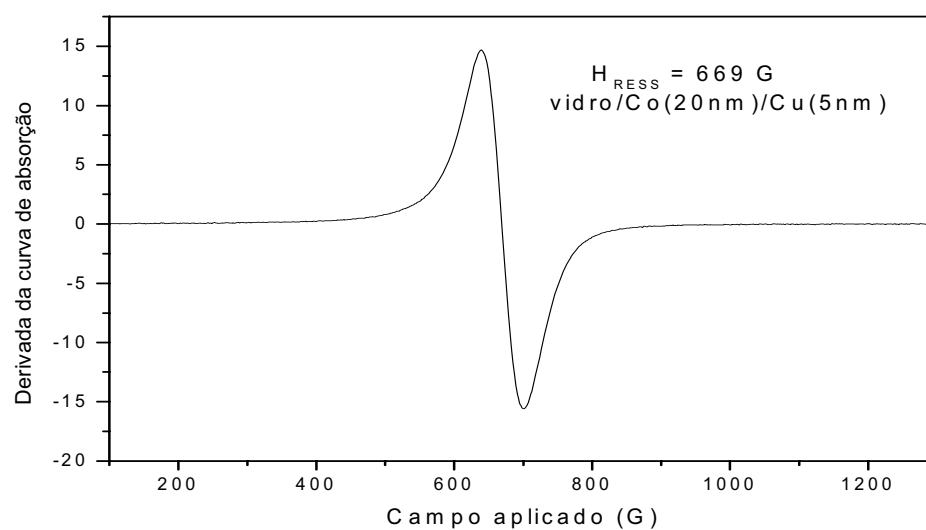


Figura 5.4: Espectro da amostra vidro/Co(20nm)/Cu(5nm) submetida ao stress máximo, na configuração longitudinal.

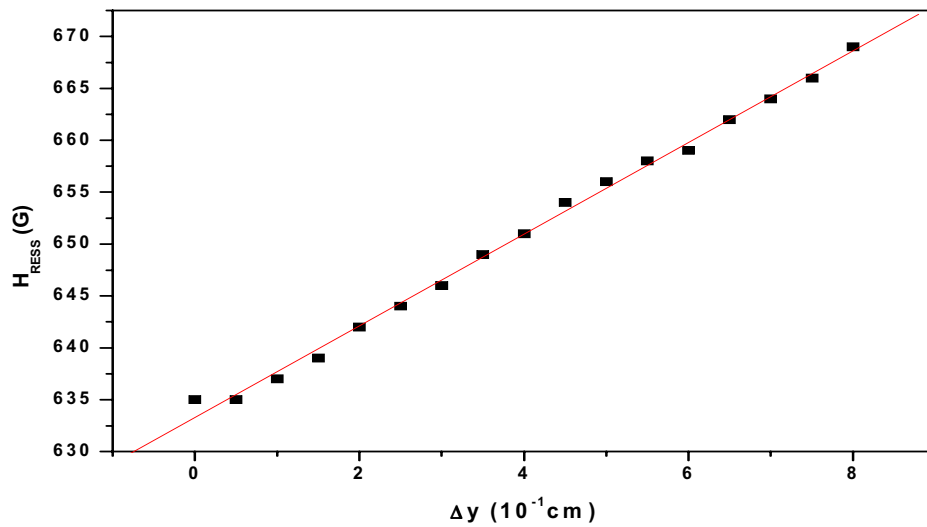


Figura 5.5: Campo de ressonância da amostra vidro/Co(20nm)/Cu(5nm) em função do deslocamento da extremidade da haste cantilever, na configuração longitudinal.

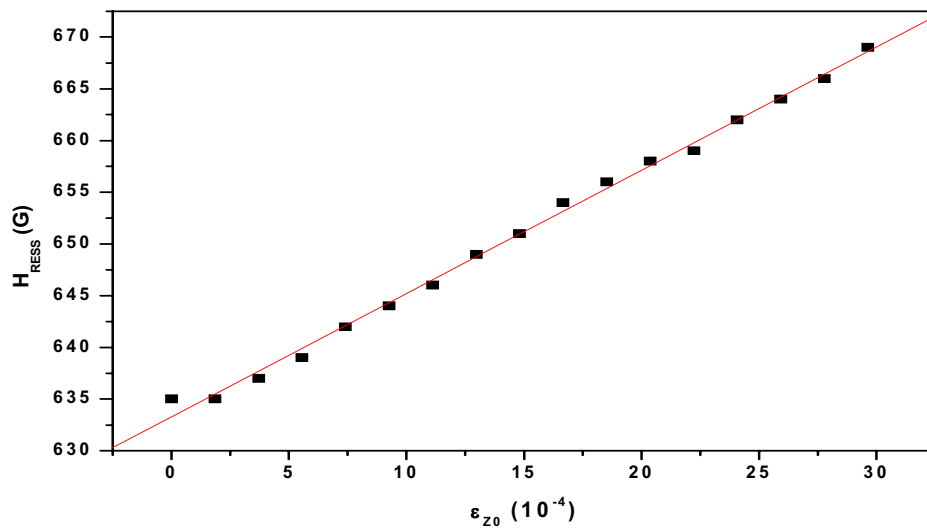


Figura 5.6: Campo de ressonância da amostra vidro/Co(20nm)/Cu(5nm) em função do fator ϵ_{z0} , na configuração longitudinal.

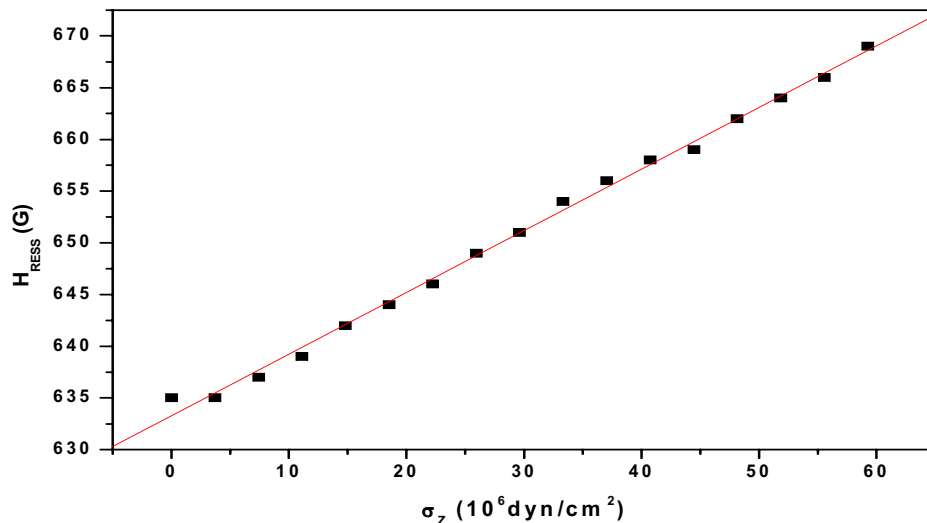


Fig. 5.7: Campo de ressonância da amostra de vidro/Co(20nm)/Cu(5nm) em função do stress, na configuração longitudinal.

- Amostra de vidro/Co(20nm)/Cu(5nm) – Configuração transversal

As Figuras 5.8 e 5.9 representam os espectros de ressonância da amostra **vidro/Co(20nm)/Cu(5nm)** na configuração transversal, livre e submetida ao stress máximo. A variação máxima do campo de ressonância é $\Delta H = 15.6$ G. A Figura 5.10 representa o campo de ressonância em função do deslocamento da extremidade da haste cantilever, e a Figura 5.11, o campo de ressonância em função do fator ϵ_z . Estas duas variáveis são usadas para representar, na Figura 5.12, o campo de ressonância em função do stress. De acordo com estes resultados experimentais e a equação 5.3, a constante efetiva de magnetostricção é $\lambda_s = 1,9583 \cdot 10^{-3}$. Os resultados referentes à configuração longitudinal da amostra implicaram em $\lambda_z = 1,8386 \cdot 10^{-3}$.

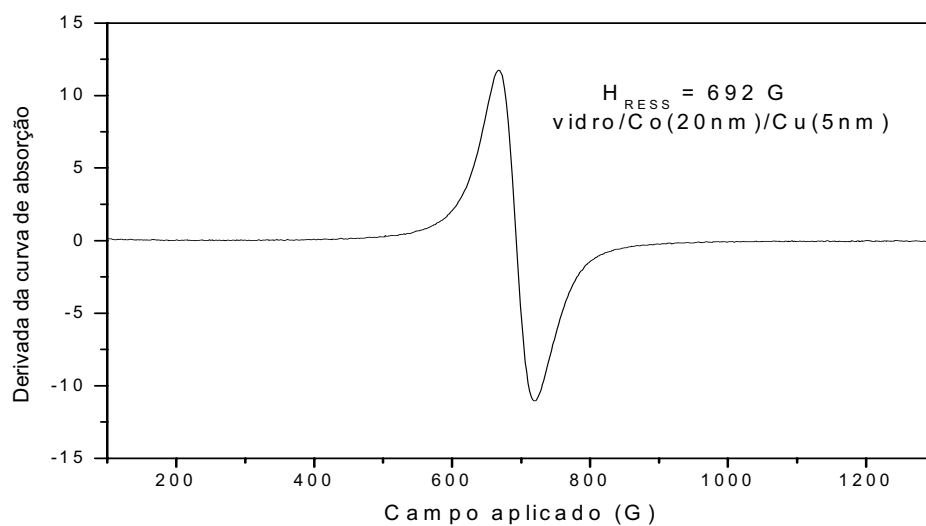


Figura 5.8: Espectro da amostra de vidro/Co(20nm)/Cu(5nm) livre, na configuração transversal.

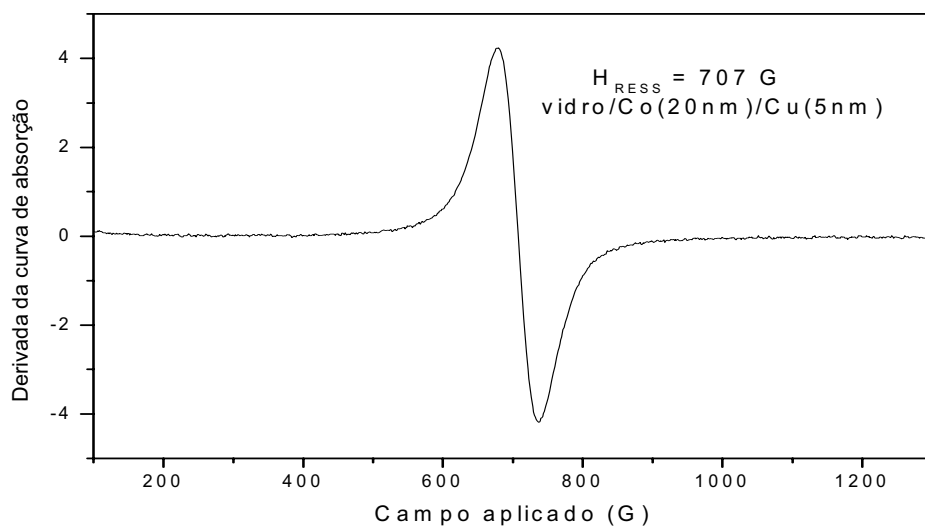


Figura 5.9: Espectro da amostra de vidro/Co(20nm)/Cu(5nm) submetida ao stress máximo, na configuração transversal.

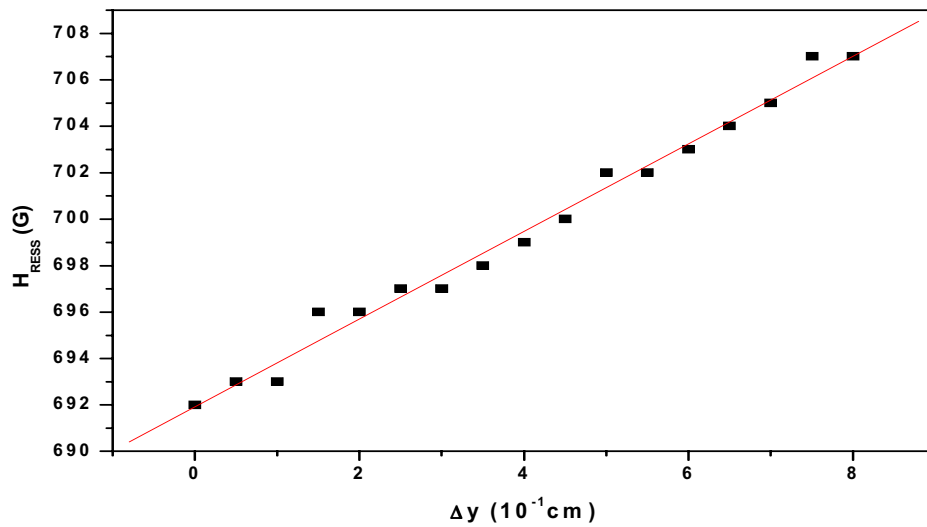


Figura 5.10: Campo de ressonância da amostra de vidro/Co(20nm)/Cu(5nm) em função do deslocamento da extremidade da haste cantilever, na configuração transversal.

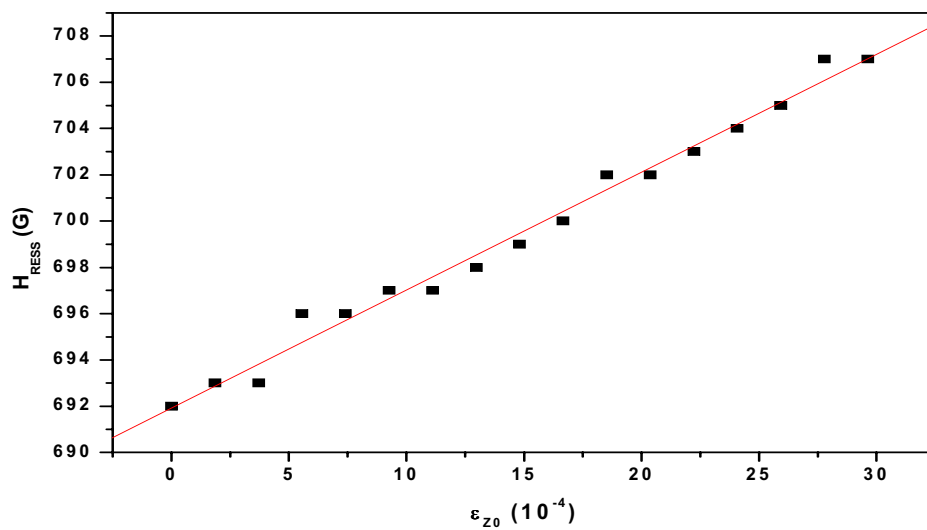


Figura 5.11: Campo de ressonância da amostra de vidro/Co(20nm)/Cu(5nm) em função do fator ε_{z0} na configuração transversal.

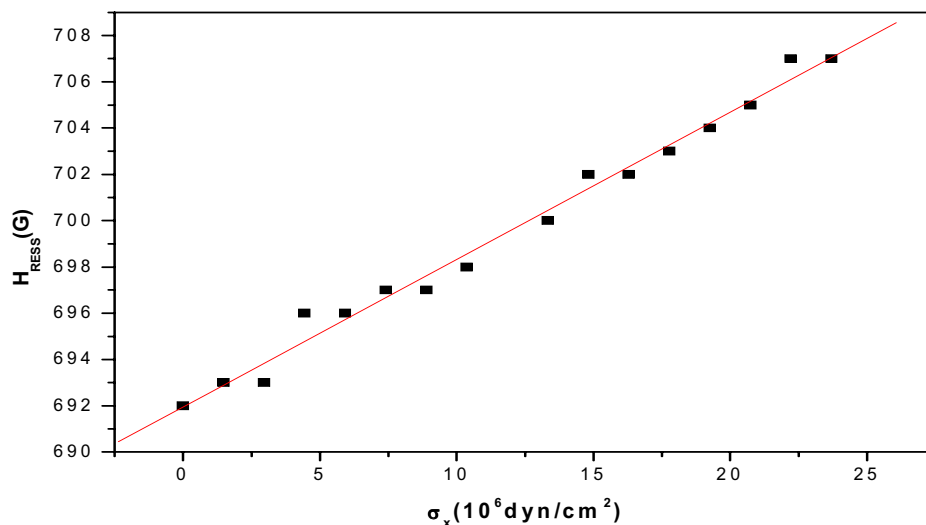


Figura 5.12: Campo de ressonância da amostra de vidro/Co(20nm)/Cu(5nm) em função do stress, na configuração transversal.

- Amostra de vidro/Co(10nm)/Cu(5nm) - Configuração longitudinal.

As Figuras 5.13 e 5.14 representam os espectros de ressonância da amostra **vidro/Co(10nm)/Cu(5nm)** na configuração longitudinal, livre e submetida ao stress máximo, respectivamente. A variação máxima do campo de ressonância é 10.5 G . A Figura 5.15 representa o campo de ressonância em função do deslocamento da extremidade da haste cantilever, e a Figura 5.16, o campo de ressonância em função do fator ϵ_{eff} . Os valores de ϵ_{eff} e ϵ_{eff} implicam na dependência do campo de ressonância com o do stress representada na Figura 5.17. Estes resultados experimentais e a equação 5.2 implicam em constante efetiva de magnetostricção $k_s = 2.0752 \cdot 10^{-4}$. Outros parâmetros para esta amostra são: campo de ressonância paralelo, $H_{\parallel} = 697.5 \text{ G}$, campo de ressonância perpendicular, $H_{\perp} = 697.0 \text{ G}$, $4\pi M_s = 15480 \text{ G}$, e $M_s = 1200 \text{ G}$.

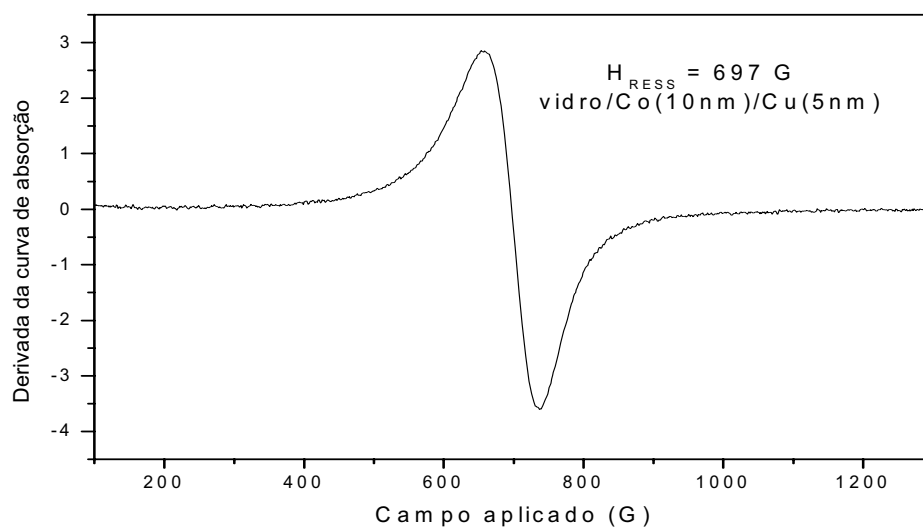


Figura 5.13: Espectro da amostra de vidro/Co(10nm)/Cu(5nm) livre, na configuração longitudinal.

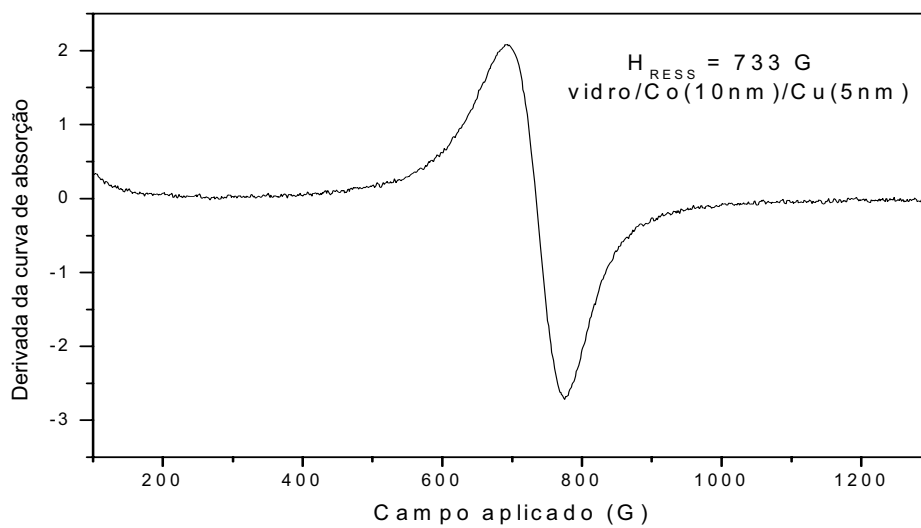


Figura 5.14: Espectro da amostra de vidro/Co(10nm)/Cu(5nm) submetida ao stress máximo, na configuração longitudinal.

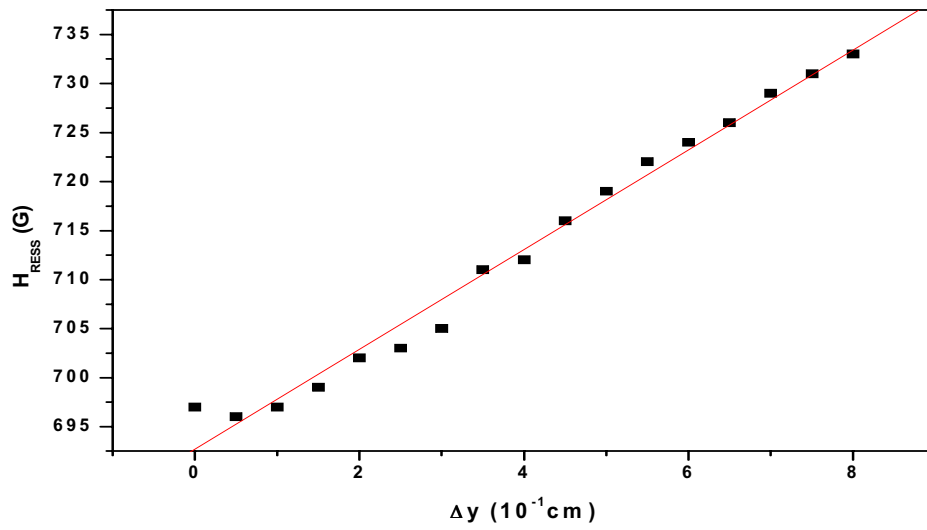


Figura 5.15: Campo de ressonância da amostra de vidro/Co(10nm)/Cu(5nm) em função do deslocamento da extremidade do cantilever, na configuração longitudinal.

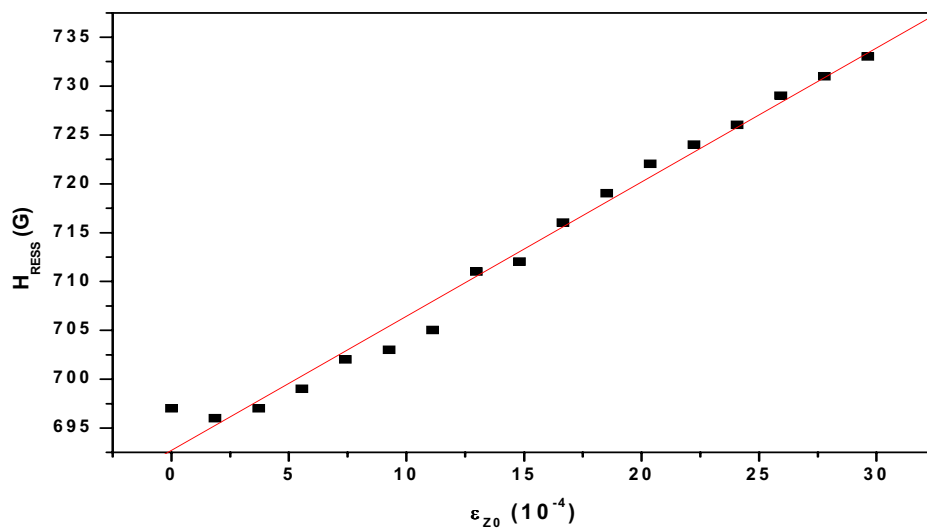


Figura 5.16: Campo de ressonância da amostra de vidro/Co(10nm)/Cu(5nm) em função do fator ε_{z0} , na configuração longitudinal.

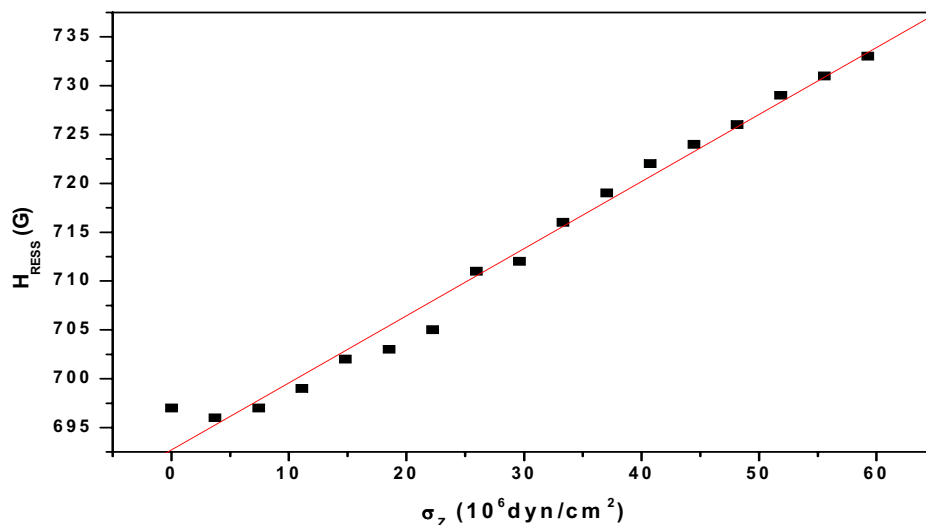


Figura 5.17: Campo de ressonância da amostra de vidro/Co(10nm)/Cu(5nm) em função do stress, na configuração longitudinal.

- Amostra de vidro/Co(10nm)/Cu(5nm) - Configuração transversal.

As Figuras 5.18 e 5.19 representam os espectros de ressonância da amostra **vidro/Co(10nm)/Cu(5nm)** na configuração transversal, livre e com stress máximo, respectivamente. A variação máxima do campo de ressonância é 35 G . A Figura 5.20 representa do campo de ressonância em função do deslocamento da extremidade da haste cantilever, e a Figura 5.21, o campo de ressonância em função do fator μ_0 . Estas duas variáveis implicam na dependência do campo de ressonância com o stress representada na Figura 5.22. De acordo com estes resultados e a equação 5.3, a constante efetiva de magnetostricção é $\lambda_s = 2,997 \cdot 10^{-5}$. Os resultados referentes à configuração longitudinal da amostra implicaram em $\lambda_s = 2,0792 \cdot 10^{-5}$.

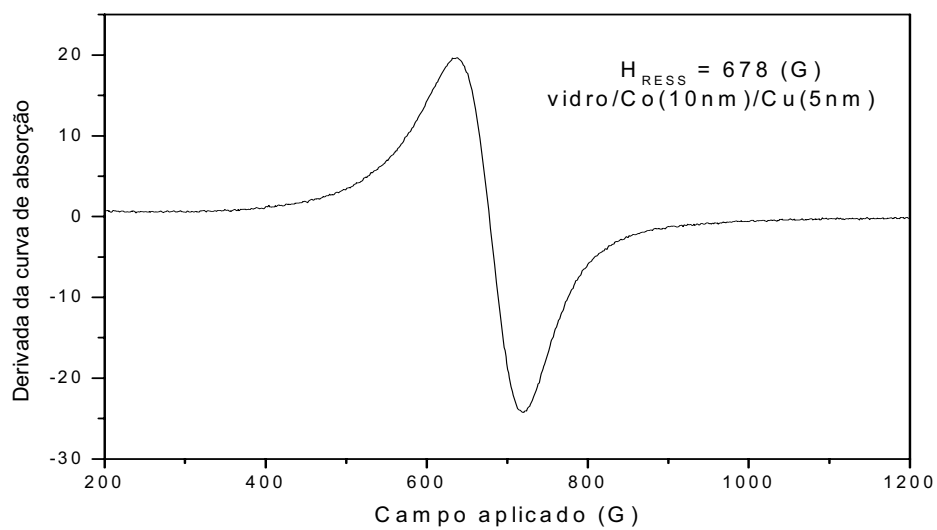


Figura 5.18: Espectro da amostra de vidro/Co(10nm)/Cu(5nm) livre, na configuração transversal.

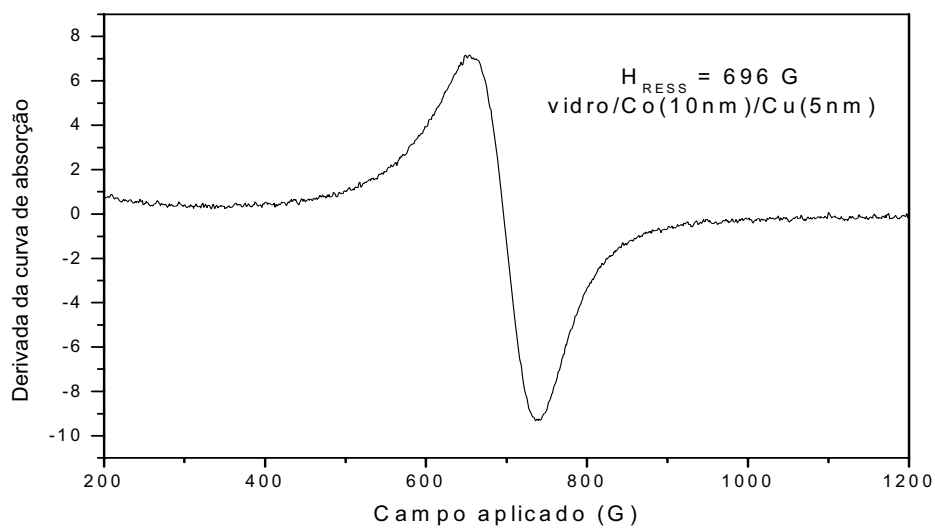


Figura 5.19: Espectro da amostra de vidro/Co(10nm)/Cu(5nm) submetida ao stress máximo, na configuração transversal.

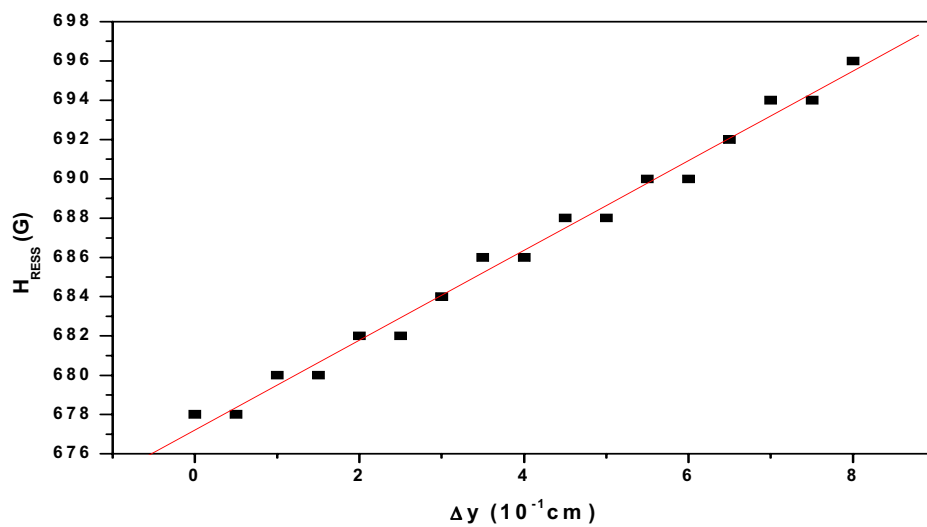


Figura 5.20: Campo de ressonância da amostra de vidro/Co(10nm)/Cu(5nm) em função do deslocamento da extremidade da haste cantilever, na configuração transversal.

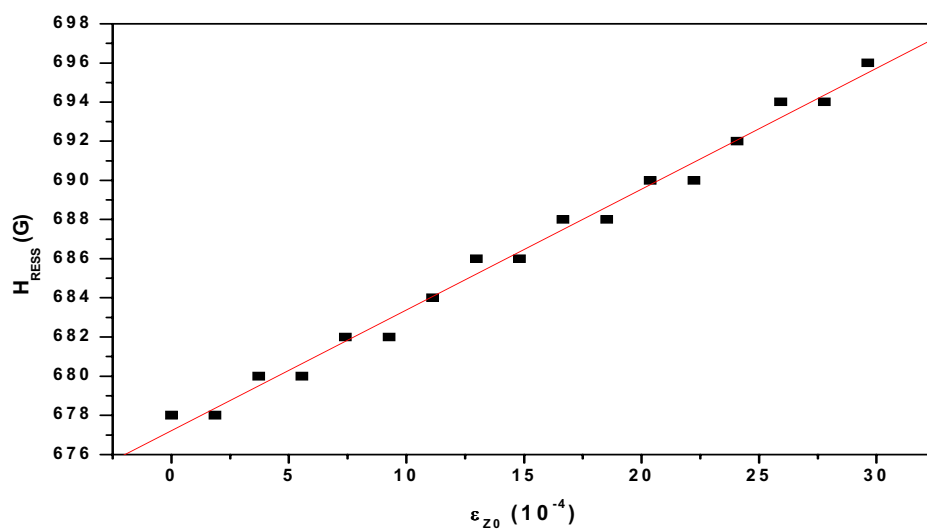


Figura 5.21: Campo de ressonância da amostra de vidro/Co(10nm)/Cu(5nm) em função do fator ϵ_{z0} na configuração transversal.

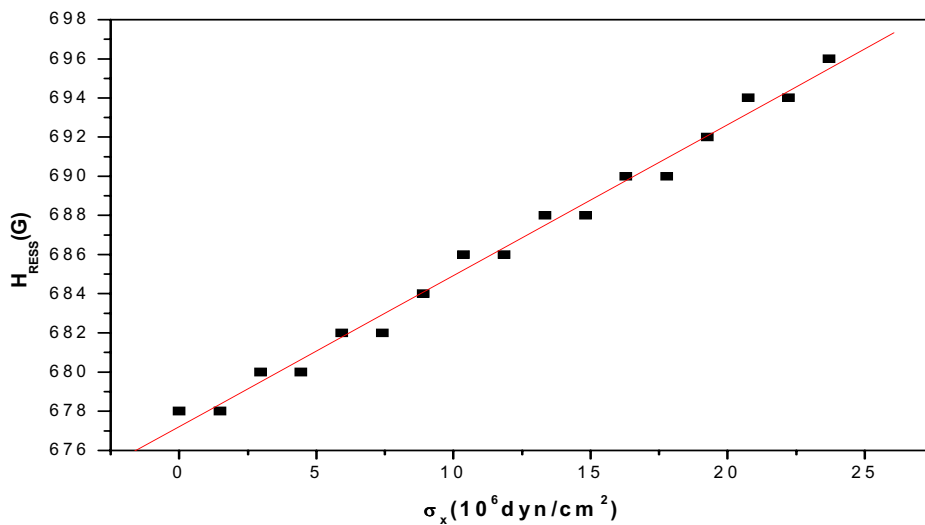


Figura 5.22: Campo de ressonância da amostra de vidro/Co(10nm)/Cu(5nm) em função do stress, na configuração transversal.

-Amostra de vidro/Co(15nm)/Cu(5nm) – Configuração longitudinal

As Figuras 5.23 e 5.24 representam os espectros de ressonância da amostra **vidro/Co(15nm)/Cu(5nm)** na configuração longitudinal, livre e com stress máximo, respectivamente. A variação máxima do campo de ressonância é $\Delta H = 45 \text{ G}$. A Figura 5.25 representa o campo de ressonância em função do deslocamento da extremidade da haste cantilever, e a Figura 5.26, o campo de ressonância em função do fator ϵ_{xx} . Os valores de ΔH e ϵ_{xx} implicam na dependência do campo de ressonância com o stress representada na Figura 5.27. De acordo com estes resultados e a equação 5.2, a constante efetiva de magnetostricção é $A_{\text{eff}} = 2,6786 \cdot 10^{-5}$. Outros parâmetros para esta amostra são: campo de ressonância paralelo, $H_{\parallel} = 458 \text{ G}$, campo de ressonância perpendicular, $H_{\perp} = 1928 \text{ G}$, $4\pi M_{\text{eff}} = 15897 \text{ G}$, e $H = 1265 \text{ G}$.

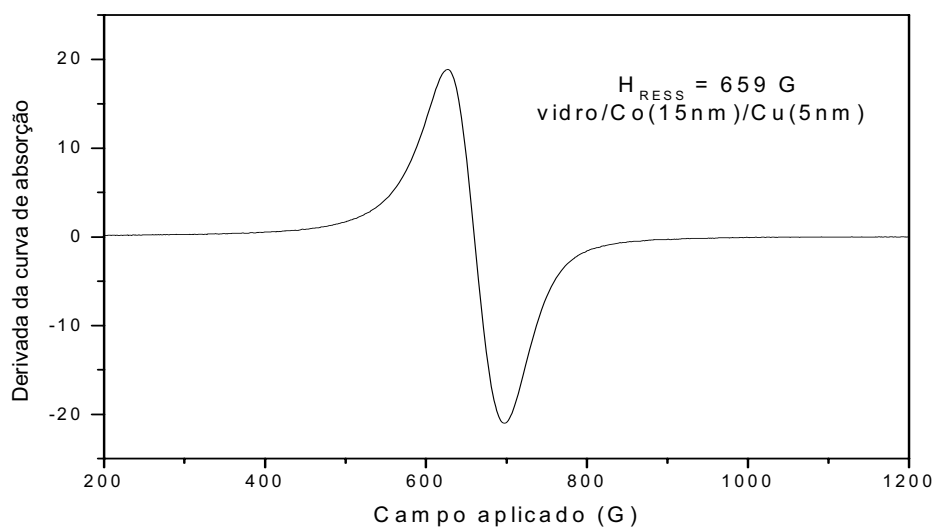


Figura 5.23: Espectro da amostra de vidro/Co(15nm)/Cu(5nm) livre, na configuração longitudinal.

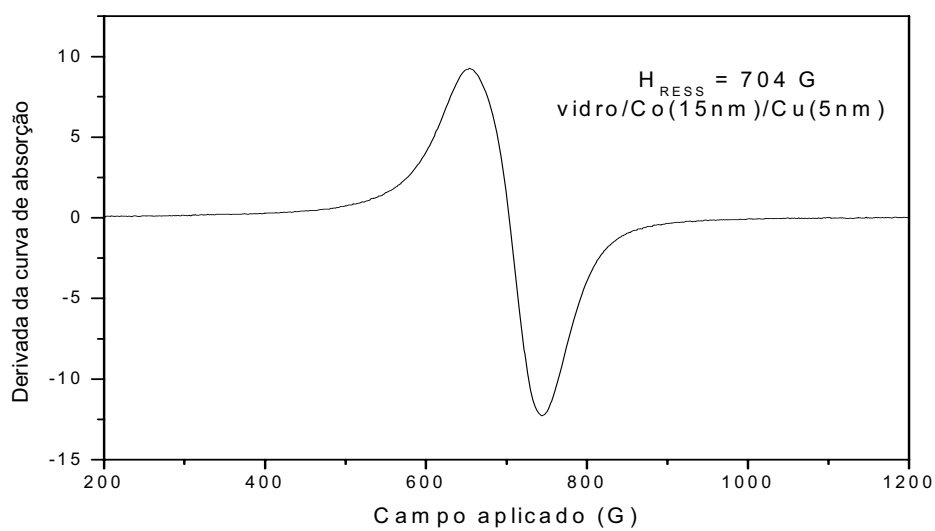


Figura 5.24: Espectro da amostra de vidro/Co(15nm)/Cu(5nm) submetida ao stress máximo, na configuração longitudinal.

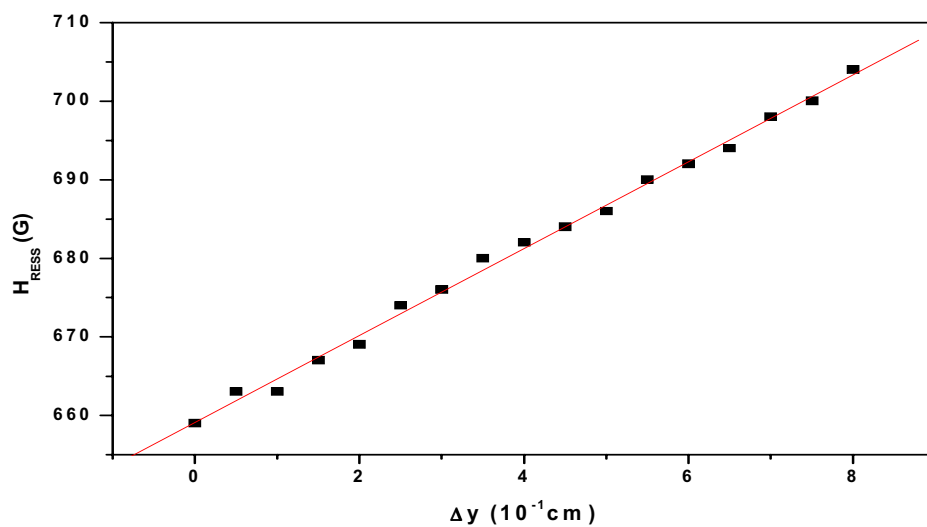


Figura 5.25: Campo de ressonância da amostra de vidro/Co(15nm)/Cu(5nm) em função do deslocamento da extremidade da haste cantilever, na configuração longitudinal.

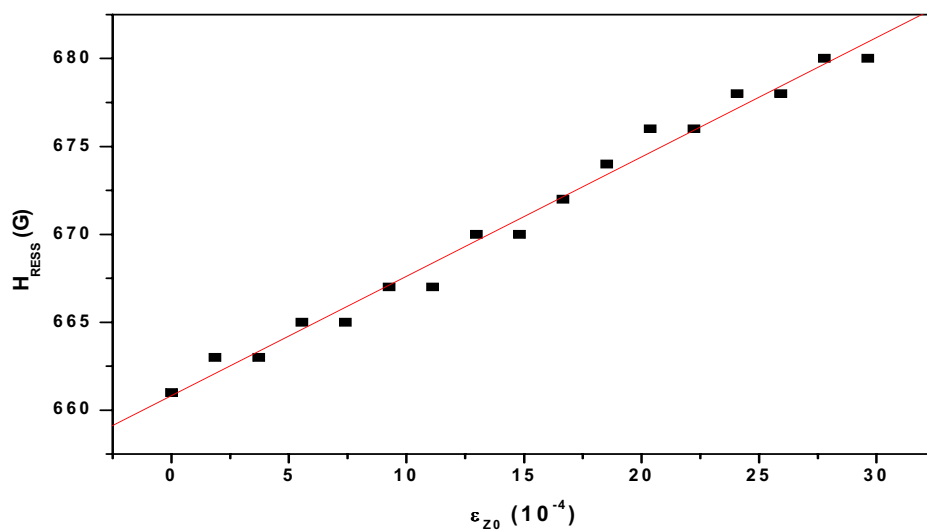


Figura 5.26: Campo de ressonância da amostra de vidro/Co(15nm)/Cu(5nm) em função do fator ϵ_{z0} , na configuração longitudinal.

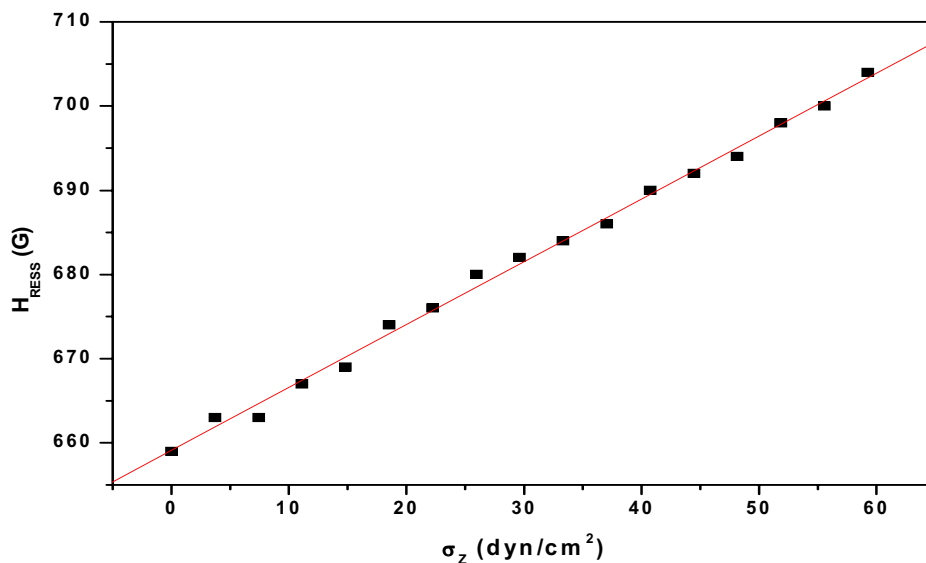


Figura 5.27: Campo de ressonância da amostra de vidro/Co(15nm)/Cu(5nm) em função do stress, na configuração longitudinal.

- Amostra de vidro/Co(15nm)/Cu(5nm) – Configuração transversal

As Figuras 5.28 e 5.29 representam os espectros de ressonância da amostra **vidro/Co(15nm)/Cu(5nm)** na configuração transversal, livre e com stress máximo, respectivamente. A variação máxima de campo de ressonância é $\Delta H_{RES} = 13.6$ G. A Figura 5.30 representa o campo de ressonância em função do deslocamento do cantilever, e a Figura 5.31, o campo de ressonância em função do fator Q . Estas duas variáveis são usadas para representar, na Figura 5.32, o campo de ressonância em função do stress. De acordo com estes resultados e a equação 5.3, a constante efetiva de magnetostricção é $k_z = 2.6384 \times 10^{-5}$. Os resultados experimentais referentes à configuração longitudinal implicaram em $k_z = 2.6384 \times 10^{-5}$.

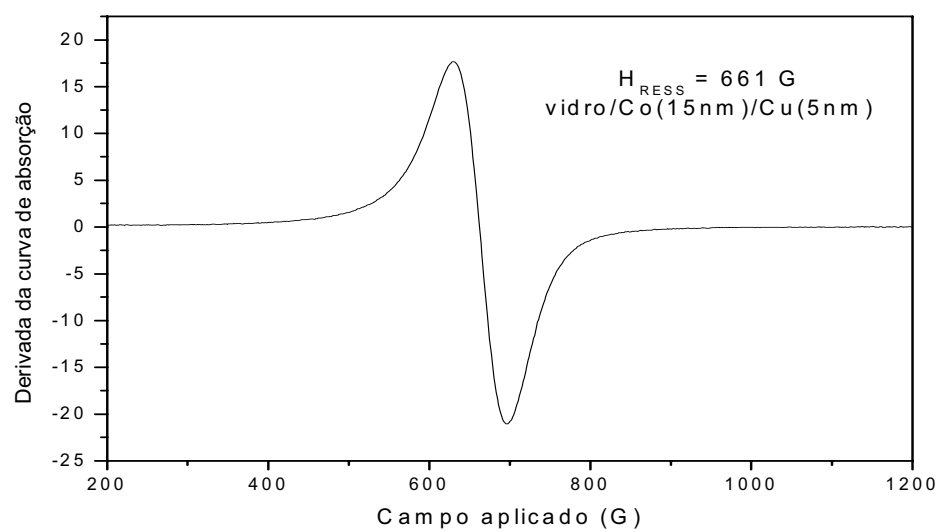


Figura 5.28: Espectro da amostra de vidro/Co(15nm)/Cu(5nm) livre, na configuração transversal.

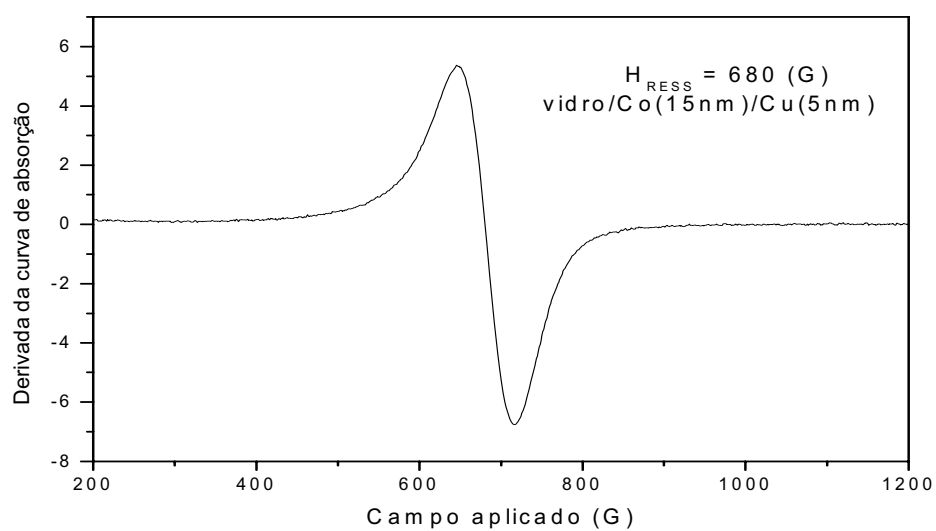


Figura 5.29: Espectro da amostra de vidro/Co(15nm)/Cu(5nm) submetida ao stress máximo, na configuração transversal.

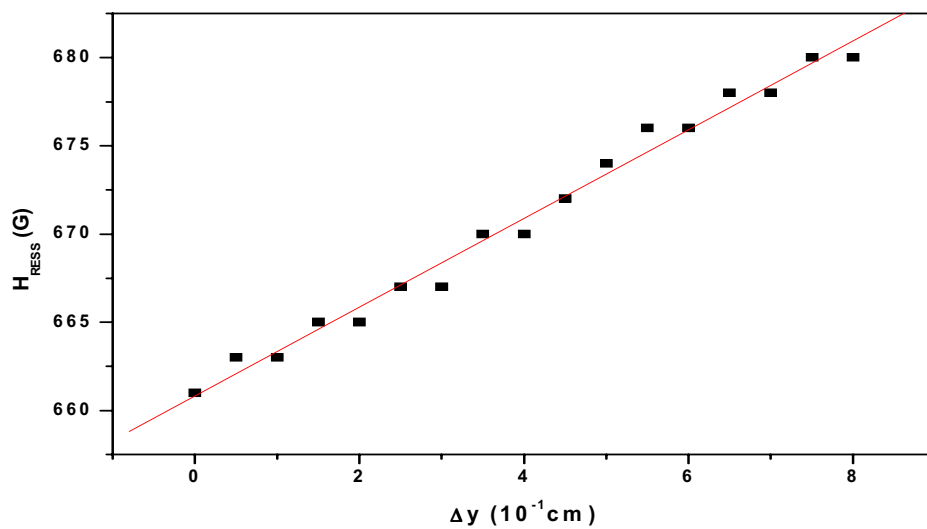


Figura 5.30: Campo de ressonância da amostra de vidro/Co(15nm)/Cu(5nm) em função do deslocamento da extremidade da haste cantilever, na configuração transversal.

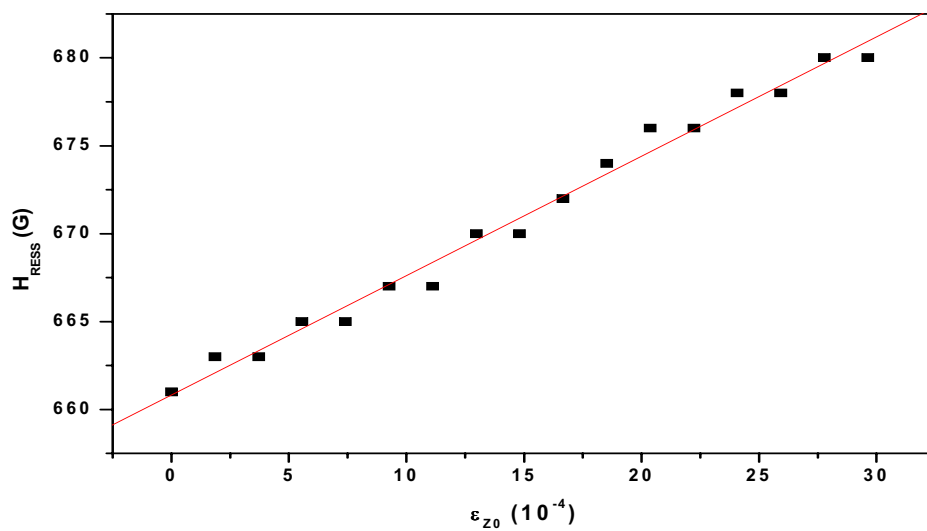


Figura 5.31: Campo de ressonância da amostra de vidro/Co(15nm)/Cu(5nm) em função do fator ϵ_{z0} na configuração transversal.

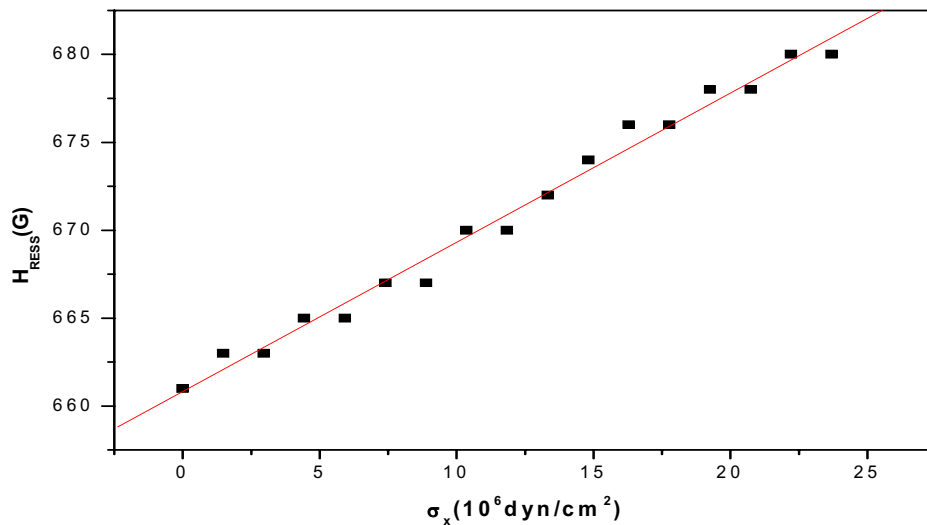


Figura 5.32: Campo de ressonância da amostra vidro/Co(15nm)/Cu(5nm) em função do stress, na configuração transversal.

Amostra de Si(100)/Co(20nm)/Cu(5nm) na configuração longitudinal.

As Figuras 5.33 e 5.34 representam os espectros de ressonância da amostra **Si(100)/Co(20nm)/Cu(5nm)** na configuração longitudinal, livre e submetida ao stress máximo, respectivamente. A variação máxima do campo de ressonância é $\Delta H_{\text{RES}} = 26.4 \text{ G}$. A Figura 5.35 representa o campo de ressonância em função do deslocamento da extremidade da haste cantilever, e a Figura 5.36, o campo de ressonância em função do fator ϵ_{eff} . Os valores de ΔH_{RES} e ϵ_{eff} implicam na dependência do campo de ressonância com o stress representada na Figura 5.37. De acordo com estes resultados e a equação 5.2, a constante efetiva de magnetostricção é $\lambda_{\text{eff}} = 8.599 \times 10^{-4}$. Outros parâmetros para esta amostra são: campo de ressonância paralelo, $H_{\text{P}} = 718 \text{ G}$, campo de ressonância perpendicular, $H_{\text{N}} = 1025 \text{ G}$, $4\pi M_{\text{eff}} = 1486 \text{ G}$, e $M = 1183 \text{ G}$.

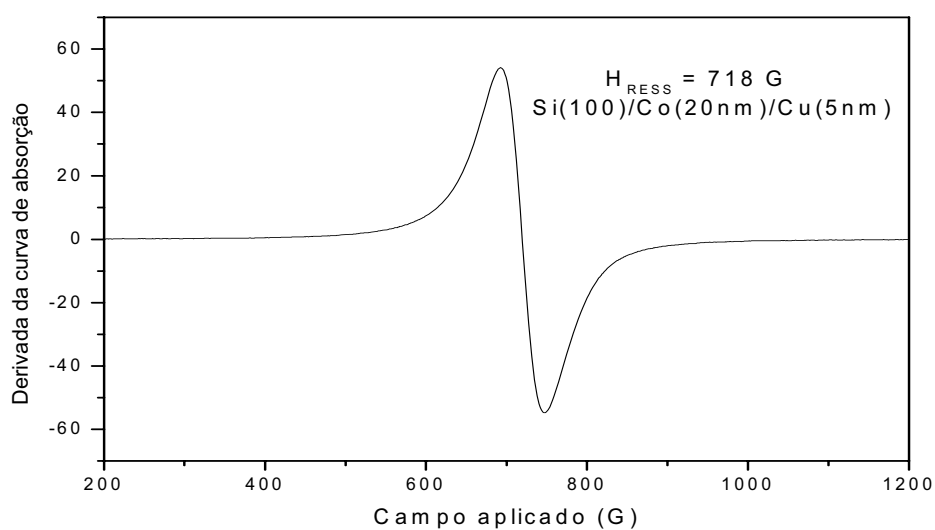


Figura 5.33: Espectro da amostra de Si(100)/ Co(20nm)/Cu(5nm) livre, na configuração longitudinal.

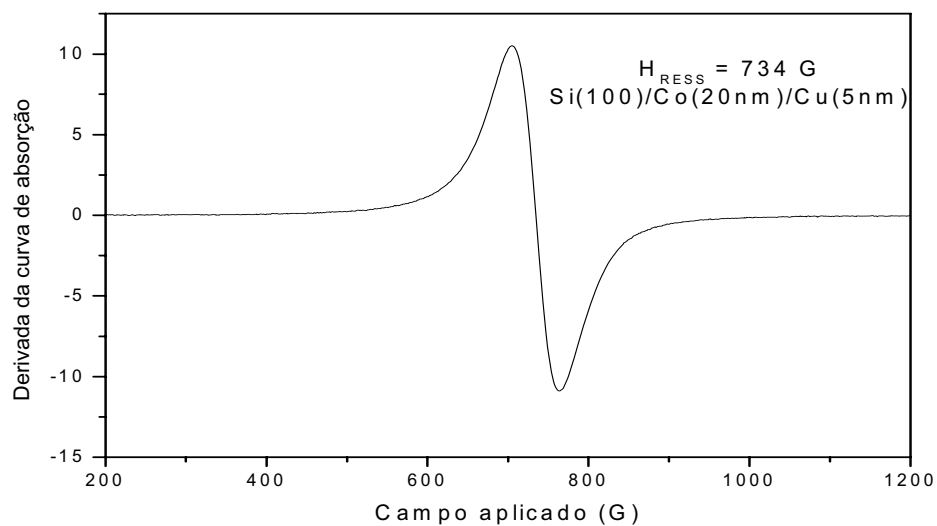


Figura 5.34: Espectro da amostra de Si(100)/Co(20nm)/Cu(5nm) submetida ao stress máximo, na configuração longitudinal.

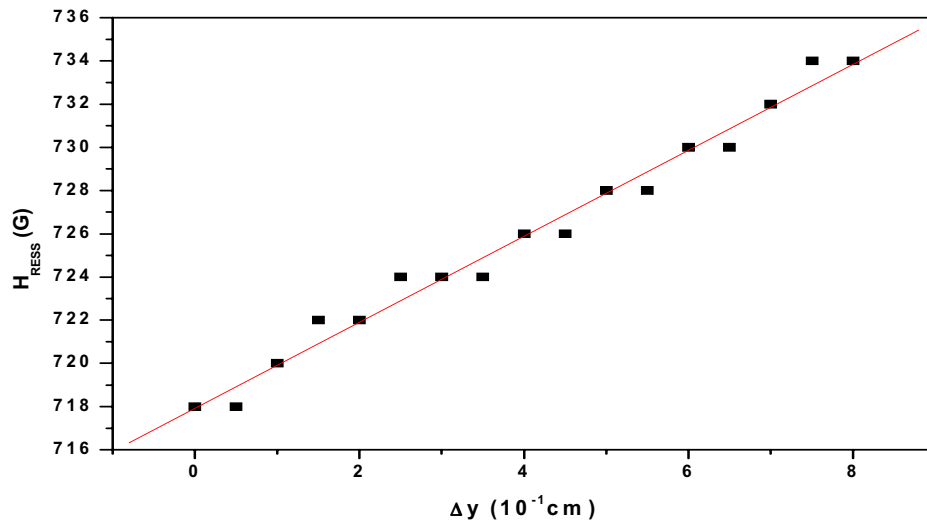


Figura 5.35: Campo de ressonância da amostra de Si(100)/Co(20nm)/Cu(5nm) em função do deslocamento da extremidade da haste cantilever, na configuração longitudinal.

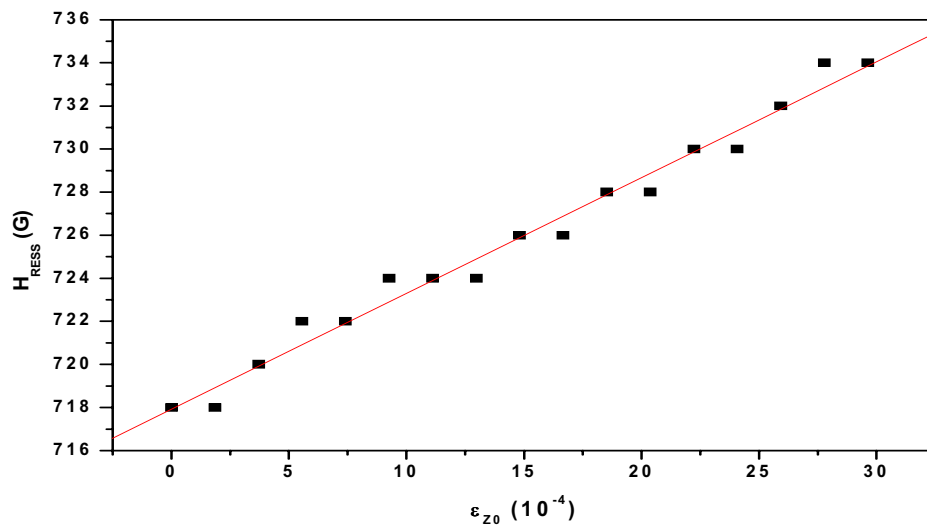


Figura 5.36: Campo de ressonância da amostra de Si(100)/Co(20nm)/Cu(5nm) em função do fator ϵ_{z0} , na configuração longitudinal.

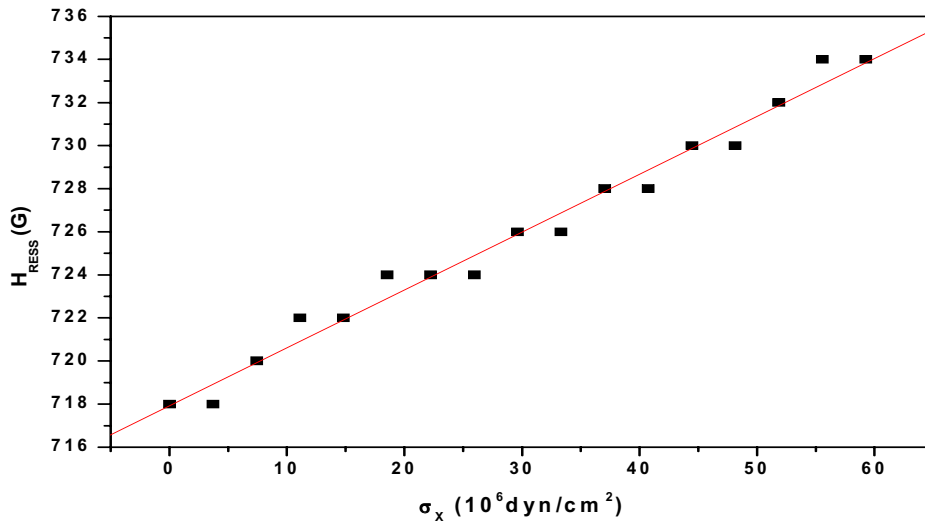


Figura 5.37: Campo de ressonância da amostra de Si(100)/Co(20nm)/Cu(5nm) em função do stress, na configuração longitudinal.

5.5 Medidas de magnetostricção - Síntese dos resultados

Os valores da constante efetiva de magnetostricção das quatro amostras de filmes de Co investigadas, deduzidos da dependência do campo de ressonância ferromagnética com o stress aplicado sobre a amostra, estão relacionados na Tabela 5.1. Nos experimentos, o filme de Co, isto é, o substrato que suporta o filme, foi colado sobre a haste cantilever e considerado como parte da própria haste. Como não é possível garantir que a rigidez da cola substrato-haste seja sempre constante, não é possível confirmar que os experimentos de ressonância com a amostra na configuração transversal implicam em maior valor da constante efetiva de magnetostricção, como sugerem os resultados na Tabela 5.1. Em um filme magnético com espessura t , a constante efetiva de magnetostricção λ_{eff} contém contribuições de volume λ_v , e de superfície λ_s , de acordo com a relação [40]

$$\lambda_{\text{eff}} = \lambda_v + 2 \lambda_s/t \quad (5.8)$$

Portanto, como as amostras **vidro/Co(20nm)** e **Si/Co(20nm)** tem a mesma espessura, a diferença entre as constantes efetivas de magnetostricção poderia resultar de diferentes contribuições de superfície.

Tabela 5.1: Constantes de magnetostricção

Amostra	λ Longitudinal	λ Transversal
Vidro/Co(20nm)	$1,8345 \times 10^{-5}$	$1,9589 \times 10^{-5}$
Vidro/Co(10nm)	$2,0792 \times 10^{-5}$	$2,4997 \times 10^{-5}$
Vidro/Co(15nm)	$2,6384 \times 10^{-5}$	$2,6896 \times 10^{-5}$
Silício/Co(20nm)	$8,8293 \times 10^{-6}$	-----

A constante de magnetostricção de amostras policristalinas massivas de Co é da ordem de 10×10^{-6} [1]. Em filmes finos, em ligas amorfas de FeCoB a constante de magnetostricção depende da proporção entre Fe e Co e alcança valores de até 55×10^{-6} [41], em multicamadas FeCo/Au a contribuição de superfície para a constante de magnetostricção alcança valores da ordem de 53×10^{-6} e decresce com o inverso da espessura da camada de FeCo [40]. Não encontramos na literatura valores de magnetostricção obtidos por ressonância ferromagnética referentes a filmes policristalinos de Co.

Capítulo 6

Anisotropia magnética efetiva

Neste capítulo apresentamos os resultados experimentais referentes à anisotropia magnética efetiva dos filmes de Co investigados. A análise dos resultados permite deduzir as contribuições de volume e superfície para a anisotropia magnética.

6.1 Anisotropia magnética efetiva

A dependência angular do campo de ressonância fora do plano do filme permite a dedução da magnetização efetiva do material, como vimos no capítulo 3. De fato, a magnetização efetiva de cada amostra pode ser calculada usando-se apenas os valores de campo de ressonância perpendicular e paralelo, de acordo com a equação (3.15):

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

Para obtermos a constante de anisotropia magnética efetiva K_{ef} da amostra utilizamos a relação:

$$H_K = \frac{2K_{ef}}{\mu_0 M} \quad (6.1)$$

O campo de anisotropia, H_K , é obtido da relação:

$$4\pi M_{ef} = 4\pi M + H_K \quad (6.2)$$

Como as amostras de filmes de Co investigadas neste trabalho apresentam espessura t variando de 5 a 20 nm, a anisotropia magnética efetiva pode ser descrita em termos de contribuições de volume K_v e de superfície K_s , conforme estabelece a equação $K_{eff} = K_v + 2K_s/t$.

6.2 Anisotropia magnética dos filmes Si(111)/Co/Cu

As Figuras 6.1 e 6.2 representam os espectros de ressonância paralelo e perpendicular da amostra **Si(111)/Co(5nm)/Cu(3nm)**, respectivamente.

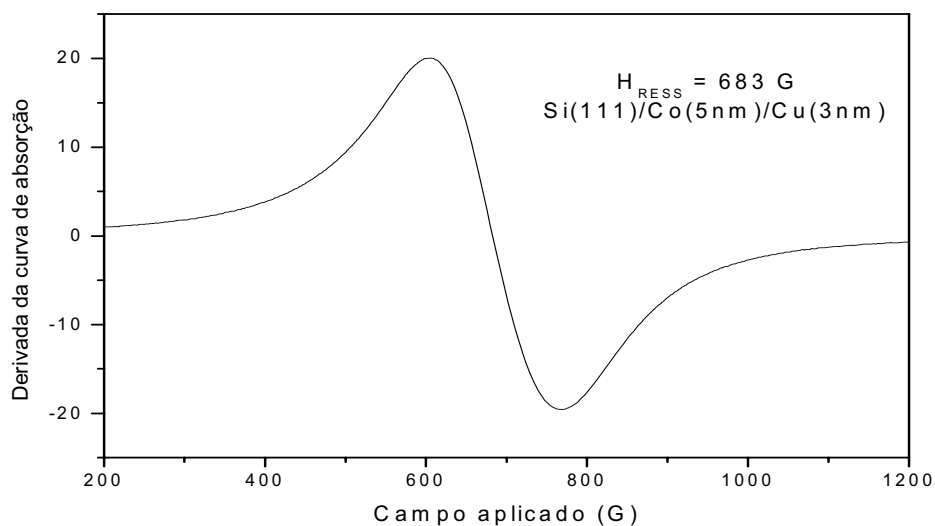


Figura 6.1: Espectro de ressonância paralelo da amostra de Si(111)/Co(5nm)/Cu(3nm).

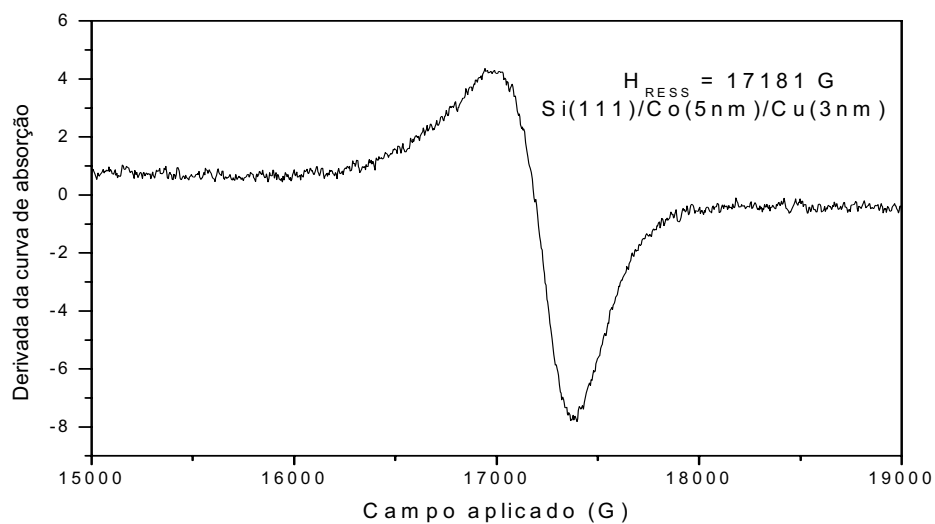


Figura 6.2: Espectro de ressonância perpendicular da amostra de Si(111)/Co(5nm)/Cu(3nm).

As Figuras 6.3 e 6.4 representam os espectros de ressonância paralelo e perpendicular da amostra **Si(111)/Co(10nm)/Cu(3nm)**, respectivamente.

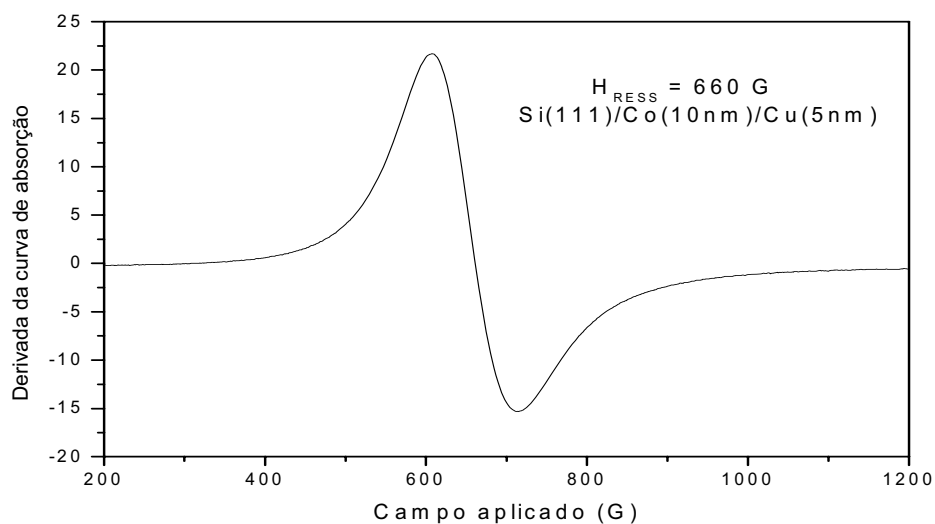


Figura 6.3: Espectro de ressonância paralelo da amostra de Si(111)/Co(10nm)/Cu(5nm).

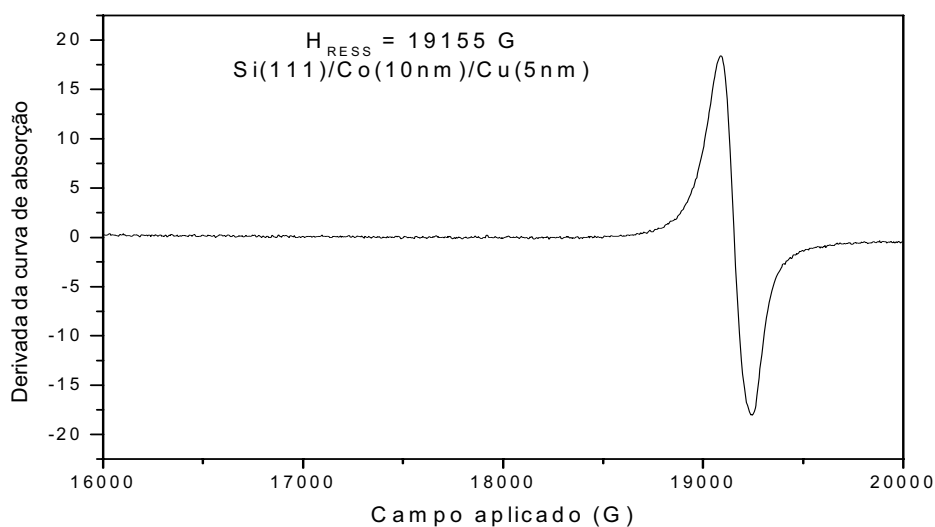


Figura 6.4: Espectro de ressonância perpendicular da amostra Si(111)/Co(10nm)/(5nm).

As Figuras 6.5 e 6.6 representam os espectros de ressonância paralelo e perpendicular da amostra **Si(111)/Co(15nm)/Cu(3nm)**, respectivamente.

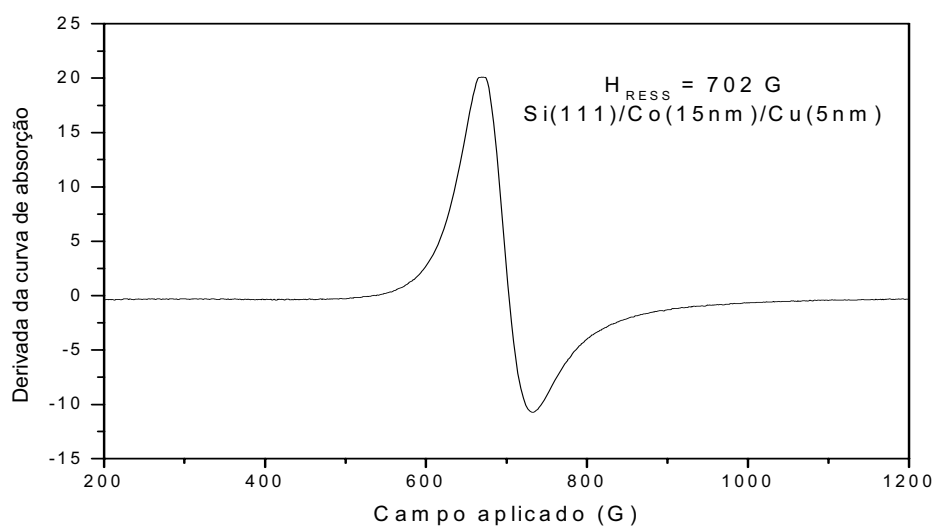


Figura 6.5: Espectro de ressonância paralelo da amostra Si(111)/Co(15nm)/Cu(5nm).

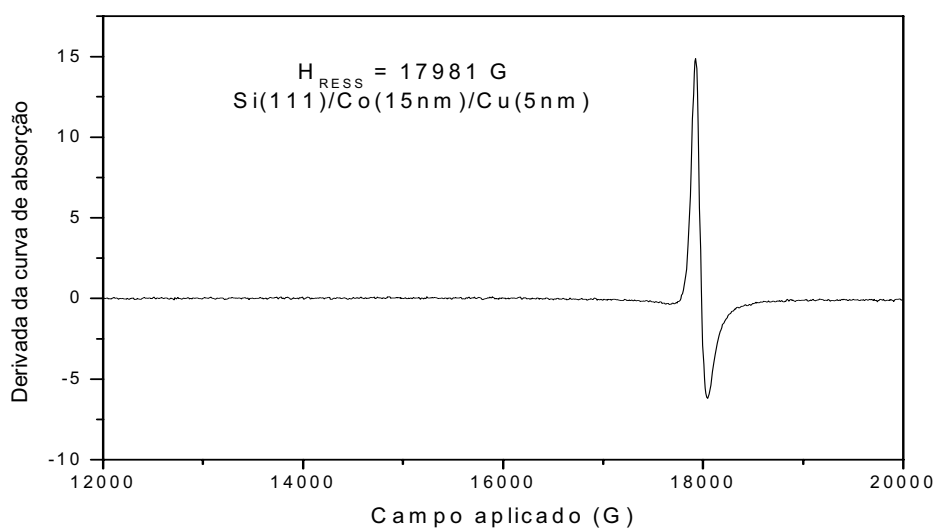


Figura 6.6: Espectro de ressonância perpendicular da amostra de Si(111)/Co(15nm)/Cu(5nm).

As Figuras 6.7 e 6.8 representam os espectros de ressonância paralelo e perpendicular da amostra **Si(111)/Co(20nm)/Cu(3nm)**, respectivamente.

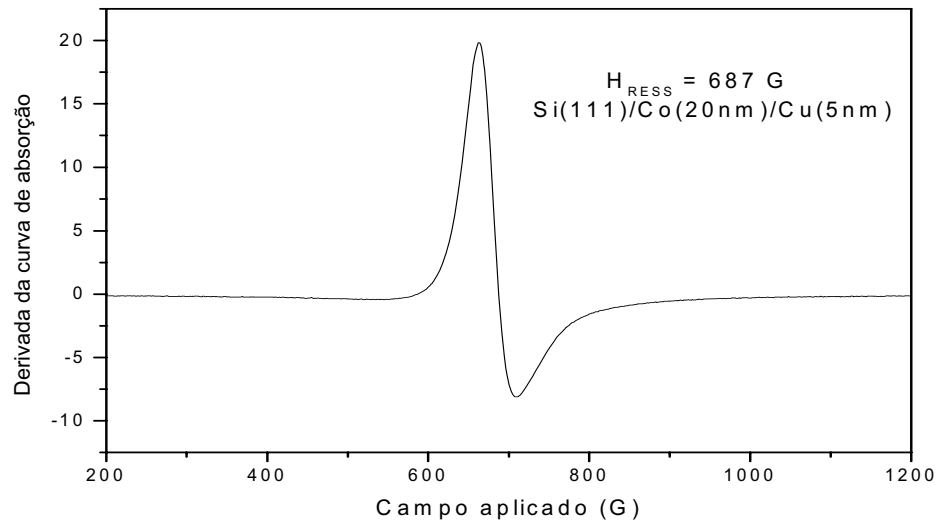


Figura 6.7: Espectro de ressonância paralelo da amostra de Si(111)/Co(20nm)/Cu(5nm).

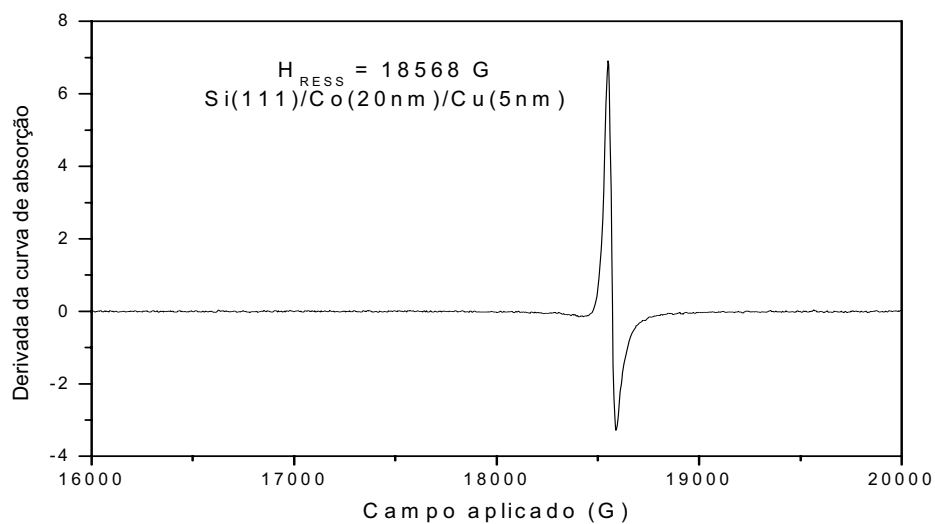


Figura 6.8: Espectro de ressonância perpendicular da amostra de Si(111)/Co(20nm)/Cu(5nm).

Os espectros das Figuras 6.1 a 6.8 fornecem os seguintes parâmetros para os filmes **Si(111)/Co**. No cálculo da constante de anisotropia magnética efetiva, conforme equações 6.1 e 6.2, a magnetização de saturação do **Co** massivo, $4\pi M = 17800 \text{ G}$, é considerada como referência.

Tabela 6.1 - Parâmetros das amostras de Si(111)/Co.

Amostra	H _{PAR} (G)	H _{PER} (G)	4πM _{ef} (G)	K _{ef} (10 ⁶ erg/cm ³)
Si(111)/Co(5nm)	683	17181	14013	2,13
Si(111)/Co(10nm)	660	19155	15850	1,09
Si(111)/Co(15nm)	702	17981	14691	1,75
Si(111)/Co(20nm)	687	18568	15262	1,43

A análise da anisotropia magnética efetiva em termos de contribuições de volume e superfície, de acordo com a relação $K_{ef} \cdot t = 2K_v + K_s$, está apresentada na Tabela 6.2 e na Figura 6.9.

Tabela 6.2: Relação entre K_{ef} e t das amostras Si(111)/Co.

Amostra	K _{ef} (10 ⁶ erg/cm ³)	t (10 ⁻⁷ cm)	K _{ef} .t (erg/cm ²)
Si(111)/Co(5nm)	2,1279	5	1,0640
Si(111)/Co(10nm)	1,0935	10	1,0935
Si(111)/Co(15nm)	1,7470	15	2,6205
Si(111)/Co(20nm)	1,4278	20	2,8556

Comparando a equação $K_{ef} = 0,18295 + 0,13804 \cdot 10^{-7}t$

que representa K_{ef} em função de t (Figura 6.9), com $K_{ef} \cdot t = 2K_v + K_s$

obtemos

$$K_s = 1,5825 \cdot 10^5 \text{ erg/cm}^2 \text{ e } K_v = 9,1476 \cdot 10^{-2} \text{ erg/cm}^2.$$

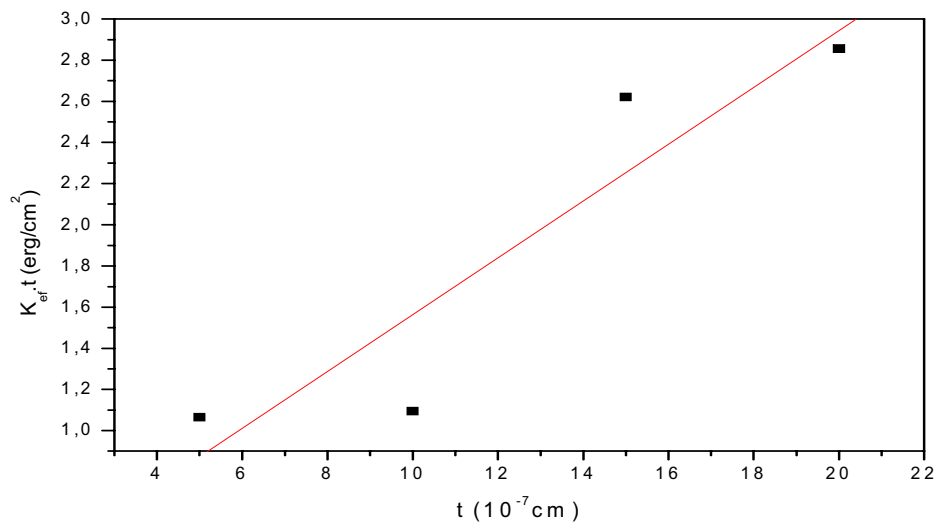


Figura 6.9: $K_{\text{ef}} \cdot t$ em função de t das amostras de Si(111).

6.3 Anisotropia magnética dos filmes Si(100)/Co/Cu

Os resultados experimentais referentes aos filmes depositados sobre substratos de **Si(100)**, obtidos usando os espectros de ressonância ferromagnética para as geometrias paralela e perpendicular estão relacionados na Tabela 6.3.

Tabela 6.3 Parâmetros das amostras de Si(100)/Co.

Amostra	H_{PAR} (G)	H_{PER} (G)	$4\pi M_{\text{ef}}$ (G)	K_{ef} (10^5 erg/cm^3)
Si(100)/Co(5nm)	650	18097	14916	1,6205
Si(100)/Co(10nm)	680	18478	15193	1,4649
Si(100)/Co(15nm)	690	18095	14823	1,6728
Si(100)/Co(20nm)	718	18205	14861	1,6514

As figuras 6.10 e 6.11 representam a dependência angular do campo de ressonância e da largura de linha da amostra **Si(100)/Co(20nm)/Cu(5nm)**, respectivamente.

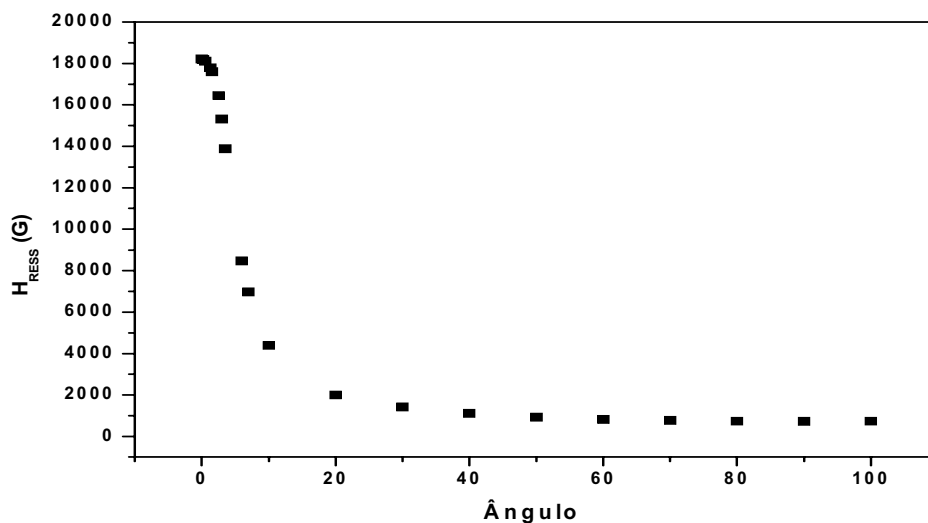


Figura 6.10: Dependência angular do campo de ressonância da amostra **Si(100)/Co(20nm)/Cu(5nm)**.

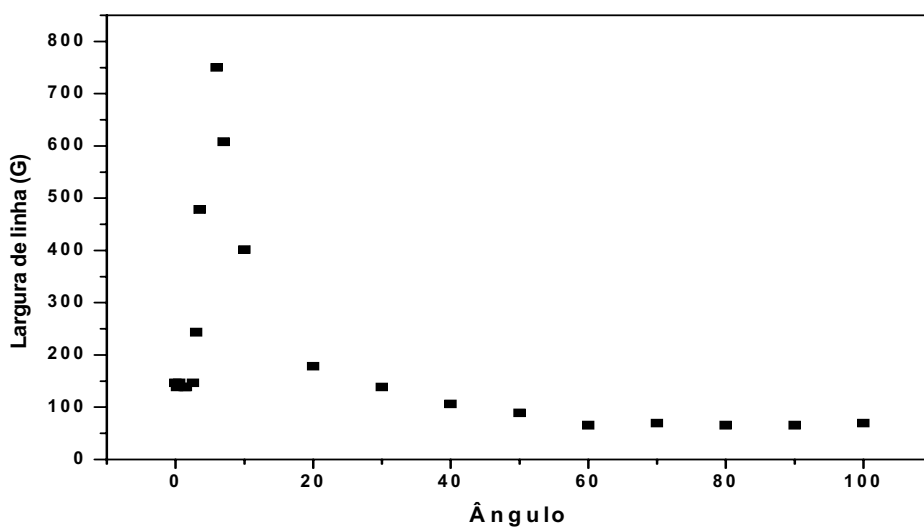


Figura 6.11: Dependência angular da largura de linha da amostra **Si(100)/Co(20nm)/Cu(5nm)**

A análise da anisotropia magnética efetiva em termos de contribuições de volume e superfície, de acordo com a relação

$\mu_{\text{eff}}^2 = \mu_{\text{vol}}^2 + \mu_{\text{surf}}^2$, está apresentada na Tabela 6.4 e na Figura 6.12.

Tabela 6.4: Relação entre K_{ef} e t das amostras com substrato de Si(100).

Amostra	K_{ef} (10^6 erg/cm^3)	t (10^{-7} cm)	$K_{ef} \cdot t$ (erg/cm^2)
Si(100)/Co(5nm)	1,6205	5	0,8103
Si(100)/Co(10nm)	1,4649	10	1,4649
Si(100)/Co(15nm)	1,6728	15	2,5077
Si(100)/Co(20nm)	1,6514	20	3,3028

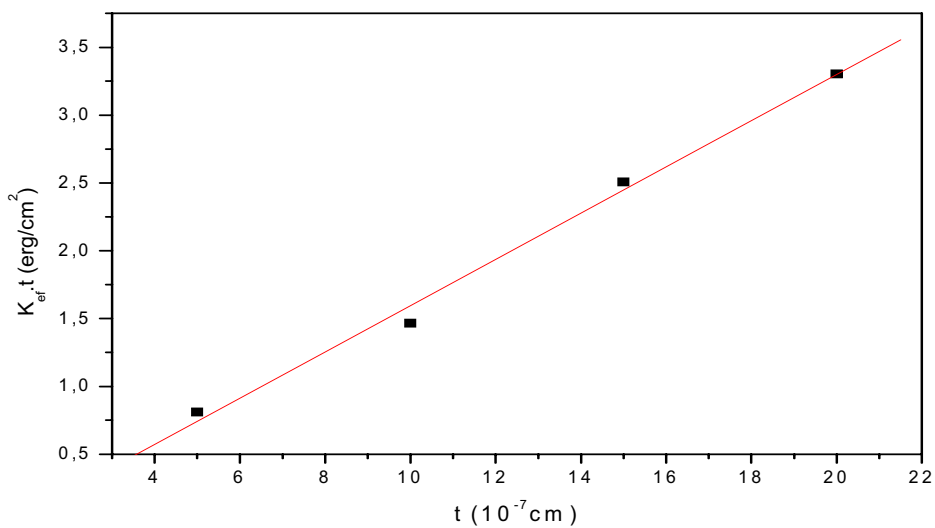


Figura 6.12: $K_{ef} \cdot t$ em função de t das amostras Si(100)/Co.

Comparando a equação $K_{ef} \cdot t = -0,10855 + 0,17041 \cdot 10^6 t$

que representa $K_{ef} \cdot t$ em função de t (Figura 6.12) com a equação

$$K_{ef} \cdot t = 2K_v + K_s \cdot t$$

Encontramos $K_s = 5,5325 \cdot 10^5 \text{ erg/cm}^2$

$$\text{e } K_v = 1,7041 \cdot 10^5 \text{ erg/cm}^3$$

Os valores obtidos para as constantes de anisotropia magnética de volume e de superfície dos filmes de Co não se enquadram muito bem na larga faixa de valores conhecidos na literatura.

Capítulo 7

Conclusões e Recomendações

Neste trabalho, mostramos um procedimento bastante simples, com uma haste cantilever sujeita a stress, para investigar a constante de magnetostricção de filmes finos magnéticos, usando a técnica de ressonância ferromagnética. Na situação ideal, o filme magnético é depositado diretamente sobre a haste cantilever; no nosso caso, a amostra em estudo foi colada [com cola rígida] sobre a haste, o que implicou em “condições iniciais” distintas para as várias amostras investigadas. Assim, em vários casos, a dependência do campo de ressonância com o stress aplicado não apresentou nenhum comportamento sistemático e os resultados dos experimentos foram descartados. Embora 12 amostras distintas tenham sido investigadas, a constante de magnetostricção foi deduzida apenas para 4 amostras. Os melhores resultados foram obtidos para as amostras depositadas sobre substratos de vidro. A maior sensibilidade ao stress foi apresentada pela amostra vidro/Co(15nm)/Cu(5nm), tanto na configuração longitudinal quanto na configuração transversal. Assim como ocorre com a densidade de energia de anisotropia magnética, a constante de magnetostricção efetiva possui contribuições de volume e de superfície. Neste trabalho, estas contribuições de volume e de superfície não foram determinadas porque não obtivemos dados suficientes, com as características necessárias. Deduzimos, entretanto, a densidade de energia de anisotropia magnética efetiva H_{eff} para as amostras de Si (111) e de Si (100), e suas contribuições de volume e de superfície. Os valores encontrados não concordam muito bem com valores conhecidos na literatura, talvez devido à alterações da contribuição de superfície, resultantes do stress aplicado sobre a amostra/substrato. Em filmes finos, uma porção muito significativa do material magnético é afetada pelas condições da interface filme/substrato.

Analisando os fatores que interferem nos experimentos, o stress está diretamente relacionado com o módulo elástico (*módulo de Young*) da haste cantilever. Assim, se usarmos hastes diferentes, feitas com outros materiais,

como o acrílico, os resultados obtidos poderão ser comparados com os dados pela haste de polipropileno, comprovando as características próprias das amostras. Outra sugestão seria o uso de amostras depositadas sobre outros substratos, com diferentes magnetizações de saturação, sob influência de outras formas de aplicar o stress, tal como o uso de molas.

Apêndice

Tabelas de valores experimentais e calculados - Capítulos 5 e 6.

Tabela A.1 - Parâmetros dos gráficos 5.5, 5.6 e 5.7.

PASSO	H _{RESS} (G)	Δy (10^{-2} cm)	ϵ_{z0} (10^{-4})	σ_z (10^6 dyn/cm ²)
0	635	0	0,0000	0,0000
1	635	5	1,8519	3,7037
2	637	10	3,7037	7,4074
3	639	15	5,5556	11,1111
4	642	20	7,4074	14,8148
5	644	25	9,2593	18,5185
6	646	30	11,1111	22,2222
7	649	35	12,9630	25,9259
8	651	40	14,8148	29,6296
9	654	45	16,6667	33,3333
10	656	50	18,5185	37,0370
11	658	55	20,3704	40,7407
12	659	60	22,2222	44,4444
13	662	65	24,0741	48,1481
14	664	70	25,9259	51,8519
15	666	75	27,7778	55,5556
16	669	80	29,6296	59,2593

Tabela A.2 - Parâmetros dos gráficos 5.10, 5.11 e 5.12.

PASSO	H _{RESS} (G)	Δy (10^{-2} cm)	ϵ_{z0} (10^{-4})	σ_x (10^6 dyn/cm ²)
0	692	0	0,0000	0,0000
1	693	5	1,8519	1,4815
2	693	10	3,7037	2,9630
3	696	15	5,5556	4,4444
4	696	20	7,4074	5,9259
5	697	25	9,2593	7,4074
6	697	30	11,1111	8,8889
7	698	35	12,9630	10,3704
8	699	40	14,8148	11,8519
9	700	45	16,6667	13,3333
10	702	50	18,5185	14,8148
11	702	55	20,3704	16,2963
12	703	60	22,2222	17,7778
13	704	65	24,0741	19,2593
14	705	70	25,9259	20,7407
15	707	75	27,7778	22,2222
16	707	80	29,6296	23,7037

Tabela A.3 - Parâmetros dos gráficos 5.15, 5.16 e 5.17.

PASSO	H _{RESS} (G)	Δy (10^{-2} cm)	ϵ_{z0} (10^{-4})	σ_z (10^6 dyn/cm ²)
0	697	0	0,0000	0,0000
1	696	5	1,8519	3,7037
2	697	10	3,7037	7,4074
3	699	15	5,5556	11,1111
4	702	20	7,4074	14,8148
5	703	25	9,2593	18,5185
6	705	30	11,1111	22,2222
7	711	35	12,9630	25,9259
8	712	40	14,8148	29,6296
9	716	45	16,6667	33,3333
10	719	50	18,5185	37,0370
11	722	55	20,3704	40,7407
12	724	60	22,2222	44,4444
13	726	65	24,0741	48,1481
14	729	70	25,9259	51,8519
15	731	75	27,7778	55,5556
16	733	80	29,6296	59,2593

Tabela A.4 - Parâmetros dos gráficos 5.20, 5.21 e 5.22.

PASSO	H _{RESS} (G)	Δy (10^{-2} cm)	ϵ_{z0} (10^{-4})	σ_x (10^6 dyn/cm ²)
0	678	0	0,0000	0,0000
1	678	5	1,8519	1,4815
2	680	10	3,7037	2,9630
3	680	15	5,5556	4,4444
4	682	20	7,4074	5,9259
5	682	25	9,2593	7,4074
6	684	30	11,1111	8,8889
7	686	35	12,9630	10,3704
8	686	40	14,8148	11,8519
9	688	45	16,6667	13,3333
10	688	50	18,5185	14,8148
11	690	55	20,3704	16,2963
12	690	60	22,2222	17,7778
13	692	65	24,0741	19,2593
14	694	70	25,9259	20,7407
15	694	75	27,7778	22,2222
16	696	80	29,6296	23,7037

Tabela A.5 - Parâmetros dos gráficos 5.25, 5.26 e 5.27.

PASSO	H _{RESS} (G)	Δy (10^{-2} cm)	ϵ_{z0} (10^{-4})	σ_z (10^6 dyn/cm ²)
0	659	0	0,0000	0,0000
1	663	5	1,8519	3,7037
2	663	10	3,7037	7,4074
3	667	15	5,5556	11,1111
4	669	20	7,4074	14,8148
5	674	25	9,2593	18,5185
6	676	30	11,1111	22,2222
7	680	35	12,9630	25,9259
8	682	40	14,8148	29,6296
9	684	45	16,6667	33,3333
10	686	50	18,5185	37,0370
11	690	55	20,3704	40,7407
12	692	60	22,2222	44,4444
13	694	65	24,0741	48,1481
14	698	70	25,9259	51,8519
15	700	75	27,7778	55,5556
16	704	80	29,6296	59,2593

Tabela A.6 - Parâmetros dos gráficos 5.30, 5.31 e 5.32.

PASSO	H _{RESS} (G)	Δy (10^{-2} cm)	ϵ_{z0} (10^{-4})	σ_x (10^6 dyn/cm ²)
0	661	0	0,0000	0,0000
1	663	5	1,8519	1,4815
2	663	10	3,7037	2,9630
3	665	15	5,5556	4,4444
4	665	20	7,4074	5,9259
5	667	25	9,2593	7,4074
6	667	30	11,1111	8,8889
7	670	35	12,9630	10,3704
8	670	40	14,8148	11,8519
9	672	45	16,6667	13,3333
10	674	50	18,5185	14,8148
11	676	55	20,3704	16,2963
12	676	60	22,2222	17,7778
13	678	65	24,0741	19,2593
14	678	70	25,9259	20,7407
15	680	75	27,7778	22,2222
16	680	80	29,6296	23,7037

Tabela A.7 - Parâmetros dos gráficos 5.35, 5.36 e 5.37.

PASSO	H _{RESS} (G)	Δy (10^{-2} cm)	ϵ_{z0} (10^{-4})	σ_z (10^6 dyn/cm ²)
0	718	0	0,0000	0,0000
1	718	5	1,8519	3,7037
2	720	10	3,7037	7,4074
3	722	15	5,5556	11,1111
4	722	20	7,4074	14,8148
5	724	25	9,2593	18,5185
6	724	30	11,1111	22,2222
7	724	35	12,9630	25,9259
8	726	40	14,8148	29,6296
9	726	45	16,6667	33,3333
10	728	50	18,5185	37,0370
11	728	55	20,3704	40,7407
12	730	60	22,2222	44,4444
13	730	65	24,0741	48,1481
14	732	70	25,9259	51,8519
15	734	75	27,7778	55,5556
16	734	80	29,6296	59,2593

Tabela A.8 - Parâmetros dos gráficos 6.10 e 6.11

ÂNGULO	CAMPO DE RESSONÂNCIA (G)	LARGURA DE LINHA (G)
100	734	69
90	722	65
80	730	65
70	762	69
60	822	65
50	927	89
40	1105	106
30	1413	138
20	1997	178
10	4391	401
7	6965	608
6	8465	750
3,5	13878	478
3	15319	243
2,5	16451	146
1,5	17594	138
1,3	17789	138
0,5	18105	146
0,2	18186	138
0	18218	146

Referências

- [1] Cullity, B. D., "Introduction to Magnetic Materials", Addison Wesley, Reading (Massachusetts), 1972.
- [2] Chikazumi, S., "Physics of Magnetism", Wiley, New York, 1964.
- [3] Mandelbaum, A., "Eletricidade, a História da Energia", Fundo de Cultura, São Paulo, 1963.
- [4] Oliveira, I.S. e Jesus, V. J. B., "Introdução à Física do Estado Sólido", Editora Livraria da Física, São Paulo, 2005.
- [5] Guimarães, A. P., "Magnetism and Magnetic Resonance in Solids", Wiley, New York, 1998.
- [6] Guimarães, A. P., "Introdução ao Magnetismo", IV Escola Brasileira de Magnetismo, São Carlos, 2003.
- [7] Camley, R. E., "Magnetization dynamics in thin films and multilayers", J. Magn. Magn. Mater. **200**, 583-597, 1999.
- [8] Pouloupoulos, P. e Baberschke, K., "Magnetism in thin films", J. Phys.: Condens. Matter. **11**, 9495-9515, 1999.
- [9] Chappert, C., le Dang, G, K. Beauvillain, P., Hurdequint, H., and Renard, D. "Ferromagnetic resonance studies of very thin cobalt films on a gold substrate", Phys. Rev. B **34**, 3192-3197, 1986.
- [10] Mattis, D. C., "The Theory of Magnetism Made Simple", World Scientific, Singapore, 2006.
- [11] Silva, M. A. F., "Noções Básicas do Computador", Tecnoprint, Rio de Janeiro, 1980.
- [12] Antônio, J., "Informática para Concursos", Campus, Rio de Janeiro, 2006.
- [13] Bader, S. D., "Thin film magnetism", IEEE Trans. Magn. **78**, 909-922, 1990.
- [14] Biondo, A., "Propriedades Estruturais Magnéticas e de Transporte das Multicamadas Co/Cu e Py/X (X=Cu, WTi e Zr) Produzidas por Magnetron Sputtering", Tese de Doutorado, CBPF, Rio de Janeiro, 2001.
- [15] Haines, W. G., "Anisotropy in thin film media - origins and applications", J. Appl. Phys. **61**, 3497-3502, 1987.

- [16] Johnson, M. T., Bloemen, P. J., den Broeder, F. J. A. and de Vries, J. J.,
“Magnetic anisotropy in metallic multilayers”, Rep. Prog. Phys. **59**,
1409-1458, 1996.
- [17] Kelly, P. J. and Daalderop, G. H. O., “First-Principles Calculation of the
Magnetic Anisotropy Energy of Co/X Multilayers”, **17**, 728-739, 1993.
- [18] Daalderop, G. H. O., Kelly, P. J. and den Broeder, F. J. A., “Prediction and
Confirmation of Perpendicular Magnetic Anisotropy in Co/Ni Multilayers”,
Phys. Rev. Letters, **68**, 682-685, 1992.
- [19] Johnson, M. T., Jungblut, R., Kelly, P. J., den Broeder, F. J. A.,
“Perpendicular magnetic anisotropy of multilayers: recent insights”,
J. Magn. Magn. Mater. **148**, 118-124, 1995.
- [20] Van Drent, W. P., Bijker, M. D., and Lodder, J. C., “The effect of stress and
magnetostriction on the anisotropy of CoNi/Pt multilayers”,
J. Magn. Magn. Mater. **156**, 309-310, 1996.
- [21] Zuberek, R., Fronc, K., Pasowicz, W. and Szymczak, H., “Magnetic
anisotropy and magnetoelastic constants of ultrathin Fe/GaAs(001) films
sputtered in hydrogen atmosphere”, J. Magn. Magn. Mater. **283**,
28-33, 2004.
- [22] Kittel, C. “On the theory of ferromagnetic resonance absorption”,
Phys. Rev. **73**, 155-161, 1947.
- [23] Celinski, Z., Urquhart, K. B. and Heinrich, B. “Using ferromagnetic resonance
to measure the magnetic moments of ultrathin films”, J. Magn. Magn.
Mater. **166**, 6-26, 1997.
- [24] Abragam, A. and Bleaney, B., “Electron paramagnetic resonance of
transition ions”, Dover, New York, 1986.
- [25] Vonsovskii, S. V., “Ferromagnetic Resonance”, Pergamon, Oxford, 1961.
- [26] Eisberg, R. e Resnick, R. “Física Quântica de Átomos, Moléculas e
Sólidos”, Campus, Rio de Janeiro, 1979.
- [27] Smit, J. and Beljers, H. G. Philips Res. Rep. **10**, 113-130, 1955.
- [28] Martins, A. “Ressonância Ferromagnética de Filmes Finos de FePt”
Dissertação de Mestrado – Instituto de Física, Universidade Federal
de Goiás, Goiânia, 1999.

- [29] Maksymowicz, L. J. and Jankowski, H., “Effective magnetic anisotropy field of Pd/Ni multilayers”, *J. Magn. Magn. Mater.* **147**, 409-416, 1995.
- [30] Kittel, C. “Introdução à Física do Estado Sólido”, Livros Técnicos e Científicos, Rio de Janeiro, 2006.
- [31] Evans, P. G. and Dapino, M. G., “Efficient model for field-induced magnetization and magnetostriction of galferol”, *J. Appl. Phys.* **105**, 113901, 2009.
- [32] Ekreem, N. B., Olabi, A. G., Prescott, T., Rafferty, A. and Hashmi, M. S. J. “An overview of magnetostriction, its use and methods to measure these properties”, *J. Mater. Proces. Techn.* **181**, 96-101, 2007.
- [33] Olabi, A. G. and Grunwald, A., “Design and application of magnetostrictive materials”, *Mater. and Design*, **29**, 469-483, 2006.
- [34] Datta, S., Atulasimha, J., Mudivartha, C. and Flatau, A. N., “Modeling of magnetomechanical actuators in laminated structures”, *J. Intel. Mater. Syst. Struct.*, **20**, 1121-1135, 2009.
- [35] Tyagi, S., “Magnetoelastic effects in ferromagnetic resonance”, *J. Appl. Phys.* **55**, 2464-2466, 1984.
- [36] Squire, P. T. “Magneto mechanical measurements of magnetically soft amorphous materials”, *Meas. Sci. Technol.* **5**, 67-81, 1993.
- [37] Raghunathan, A., Snyder, J. E. and Jiles, D. C., “Comparison of alternative techniques for characterizing magnetostriction and inverse magnetostriction in magnetic thin films”, *IEEE Trans. Magn.*, **45**, 3269-3273, 2009.
- [38] McMichael, R. D., “Method for determining both magnetostriction and elastic modulus by ferromagnetic resonance”, *J. Appl. Phys.* **75**, 5650-5652, 1994.
- [39] Beer, F. P. e Johnston, E. R., “Resistência dos Materiais”, Mc Graw Hill, São Paulo, 1982.
- [40] Zuberek, R., Wawro, A., Szymczak, H., Wisniewski, A., Paszkowicz, W., and Gibbs, M.R.J., *J. Magn. Magn. Mater.* **214**, 155-158, 2000.
- [41] Sturc, P., Frait, Z., Duhaj, P., Schreiber, F., and Pelzl, J., *IEEE Trans. Magn.* **34**, 531-534, 1998.