

**UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA MARIA
CENTRO DE CIÊNCIAS NATURAIS E EXATAS
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA**

**ESTUDO DE EXCHANGE BIAS VIA
MAGNETORRESISTÊNCIA ANISOTRÓPICA**

DISSERTAÇÃO DE MESTRADO

Diego Saldanha da Rosa

Santa Maria, RS, Brasil

2013

ESTUDO DE EXCHANGE BIAS VIA MAGNETORRESISTÊNCIA ANISOTRÓPICA

Diego Saldanha da Rosa

Dissertação de Mestrado apresentada ao Programa de Pós-graduação em Física, Área de Concentração em Física da Matéria Condensada, da Universidade Federal de Santa Maria (UFSM, RS), como requisito parcial para obtenção do grau de **Mestre em Física.**

Orientador: Prof. Lucio Strazzabosco Dorneles

Santa Maria, RS, Brasil

2013

Ficha catalográfica elaborada através do Programa de Geração Automática da Biblioteca Central da UFSM, com os dados fornecidos pelo(a) autor(a).

Saldanha, Diego
Estudo de exchange bias via magnetorresistência
anisotrópica / Diego Saldanha.-2013.
44 f.; 30cm

Orientador: Lucio Dorneles
Dissertação (mestrado) - Universidade Federal de Santa
Maria, Centro de Ciências Naturais e Exatas, Programa de
Pós-Graduação em Física, RS, 2013

1. Magnetorresistência anisotrópica 2. Exchange Bias
3. Anisotropia 4. Simulação I. Dorneles, Lucio II. Título.

©2013

Todos os direitos autorais reservados a Diego Saldanha da Rosa.

A reprodução de partes ou do todo deste trabalho só poderá ser feita mediante a citação da fonte, com autorização do autor.

Endereço: Laboratório de Magnetismo e Materiais Magnéticos, Departamento de Física, Centro de Ciências Naturais e Exatas, Universidade Federal de Santa Maria, Avenida Roraima, 1000, Bairro Camobi, 97105-900, Santa Maria - RS

Fone: +55-(55)-3220-8618, +55-(55)-9117-9799;

e-mail: diego.saldanha@ymail.com

L^AT_EX

**Universidade Federal de Santa Maria
Centro de Ciências Naturais e Exatas
Programa de Pós-graduação em Física**

A Comissão Examinadora, abaixo assinada,
aprova a Dissertação de Mestrado

**ESTUDO DE EXCHANGE BIAS VIA MAGNETORRESISTÊNCIA
ANISOTRÓPICA**

elaborada por
Diego Saldanha da Rosa

como requisito parcial para obtenção do grau de
Mestre em Física

COMISSÃO EXAMINADORA:

Lucio Strazzabosco Dorneles, Dr.
(Presidente/orientador)

Felipe Bohn, Dr. (UFRN)

Eleonir João Calegari, Dr. (UFSM)

Santa Maria, 15 de agosto de 2013.

"Eu posso não ter ido para onde eu pretendia ir, mas eu acho que acabei terminando onde eu pretendia estar."
(Douglas Adams)

RESUMO

Dissertação de Mestrado
Programa de Pós-graduação em Física
Universidade Federal de Santa Maria

ESTUDO DE EXCHANGE BIAS VIA MAGNETORRESISTÊNCIA ANISOTRÓPICA

AUTOR: DIEGO SALDANHA DA ROSA

ORIENTADOR: LUCIO STRAZZABOSCO DORNELES

Data e Local da Defesa: Santa Maria, 15 de agosto de 2013.

Magnetorresistência anisotrópica (AMR) consiste na variação da resistência de um material ferromagnético em função do ângulo entre a corrente elétrica e a magnetização do material, o que faz com que sensores que utilizam este efeito sejam promissores para medidas de posição tanto angulares quanto lineares.

Neste trabalho, caracterização estrutural, magnética e elétrica foram realizadas para estudar a interação de troca entre camadas antiferromagnética de IrMn e ferromagnética de NiFe em uma bicamada e uma multicamada.

Simulações das medidas de AMR foram realizadas e boa concordância entre os dados experimentais e os simulados foi obtida. Diferentes valores de campos de anisotropias foram observados. A diferença entre o campo de anisotropia unidirecional e o campo de exchange é responsável pela diferença entre as medidas de AMR obtidas.

Um modelo que considera as energias de anisotropia (uniaxial), Zeeman e de *exchange-bias* (unidirecional) foi usado para explicar o comportamento observado.

Palavras-chave: Magnetorresistência anisotrópica. *Exchange Bias*. Anisotropia. Simulação.

ABSTRACT

Master's Dissertation
Programa de Pós-graduação em Física
Universidade Federal de Santa Maria

STUDY OF EXCHANGE BIAS VIA ANISOTROPIC MAGNETORESISTANCE

AUTHOR: DIEGO SALDANHA DA ROSA

ADVISOR: LUCIO STRAZZABOSCO DORNELES

Date and Local: Santa Maria, august ,15th , 2013.

Anisotropic magnetoresistance (AMR) corresponds to the change of R in an ferromagnetic material with the angle between electric current and magnetization. Sensors using this effect are suited to detect both angular and linear displacements.

In this work, structural, magnetic and electric characterization were performed in order to study the exchange interaction between antiferromagnetic IrMn and ferromagnetic NiFe, in a bilayer and a multilayer.

Simulations of the AMR measurements were performed and showed good agreement with the experimental data. Different anisotropy field values were observed. The difference between the anisotropy field and the exchange field values is responsible for the different AMR data sets extracted from each sample.

The model takes into account the, anisotropy (uniaxial), Zeeman, and exchange-bias (unidirectional) energies was used to explain the observed behavior.

Keywords: Anisotropic magnetoresistance. Exchange Bias. Anisotropy. Simulation.

LISTA DE FIGURAS

Figura 2.1 – Ciclo de histerese de um material ferromagnético [11].	11
Figura 2.2 – Dependência das curvas de magnetização com os eixos cristalográficos para cristais de ferro (a) e níquel (b) [12].	12
Figura 2.3 – Dependência das curvas de magnetização com os eixos cristalográficos para de <i>Co</i> [12].	13
Figura 2.4 – Polos criados na superfície da amostra resultando no campo desmagnetizante [13].	14
Figura 2.5 – Curvas de histerese de partículas de <i>Co</i> cobertas por <i>CoO</i> resfriadas a 77 K. As linhas tracejadas mostram o ciclo de histerese, quando o material é resfriado na ausência de um campo magnético. As linhas contínuas mostram o ciclo de histerese, quando o material é esfriado na presença de um campo magnético [1].	15
Figura 2.6 – Diagrama esquemático da configuração de spins para um sistema FM-AFM [17].	16
Figura 2.7 – Medida de torque feita em amostras de <i>CoO-Co</i> a 77K, com campo externo aplicado [1].	17
Figura 2.8 – Diagrama esquemático das configurações interfaciais colineares. (a) interface compensada e (b) interface não compensada [19].	17
Figura 2.9 – Diagrama esquemático das configurações não-colineares (ângulo de 90°) [19].	18
Figura 2.10 – Ilustração esquemática dos spins interfaciais não-compensados da camada AFM. (a) Spins apontam na mesma direção de \vec{H} . (b) Diferentes classificação dos spins AFM da interface quando \vec{H} é invertido [26].	19
Figura 2.11 – Resistência em função da temperatura para <i>Ni</i> e <i>Pd</i> . As curvas são normalizadas em relação à temperatura de Curie do <i>Ni</i> [7].	22
Figura 2.12 – Esquema representando a densidade de estados de <i>spins up</i> e <i>down</i> para (a) metais não-magnéticos ou ferromagnéticos acima da temperatura de Curie e para (b) metais ferromagnéticos abaixo da temperatura de Curie [28].	23
Figura 2.13 – Origem da magnetorresistência anisotrópica [28].	24
Figura 2.14 – Resistência em função do campo magnético externo para uma orientação paralela R_{\parallel} e outra perpendicular R_{\perp} entre o campo magnético e a corrente elétrica [28].	25
Figura 3.1 – Figura esquemática das amostras utilizadas.	27
Figura 3.2 – Difratorômetro Bruker D8 Advance.	28
Figura 3.3 – Configuração do AGFM disponível no LMMM.	29
Figura 3.4 – Representação do aparato usado para medidas de AMR.	30
Figura 3.5 – Medida de resistência pelo método de 4 pontas.	31
Figura 3.6 – Definição dos vetores utilizados no modelo, com seus respectivos ângulos.	31
Figura 4.1 – Medidas de difratometria de raio-x para os sistemas bicamada (64A) e multicamada (64C).	33
Figura 4.2 – Medidas de magnetização feitas em 0°, 90° e 180° em relação ao eixo fácil das amostras, (a) bicamada e (b) multicamada.	34
Figura 4.3 – Medida de magnetorresistência ($R \times H$) feita para o sistema bicamada.	35
Figura 4.4 – Medida de AMR ($R \times H$) feita para o sistema multicamada.	36
Figura 4.5 – Comparação entre medidas de magnetização e de MR ($R \times H$).	37
Figura 4.6 – Medidas de AMR da amostra multicamada, para diferentes valores de campos.	38
Figura 4.7 – Medidas de AMR realizadas para o sistema bicamada (a) e para o sistema multicamada (b) com campo externo de 200 <i>Oe</i>	39
Figura 4.8 – Medidas de AMR realizadas para o sistema bicamada (a) e para o sistema multicamada (b) com campo externo de 140 <i>Oe</i>	40
Figura 4.9 – Medida de AMR feita para o sistema bicamada para o campo de H_{EB} de 33,5 <i>Oe</i>	40
Figura 4.10 – Medida de AMR feita para o sistema multicamada para o campo de H_{EB} de 40 <i>Oe</i>	41
Figura 4.11 – Simulação de AMR para o sistema bicamada (a) e para o sistema multicamada (b) com campo externo de 200 <i>Oe</i>	41

	mada (b) com campo externo de 200 <i>Oe</i>	42
Figura 4.12 –	Simulação de AMR para o sistema bicamada (a) e para o sistema multicamada (b) com campo externo de 140 <i>Oe</i>	43
Figura 4.13 –	Simulação de AMR para o sistema bicamada (a) e para o sistema multicamada (b) com campo externo igual ao campo de exchange de cada amostra.	44

SUMÁRIO

RESUMO	4
ABSTRACT	5
1 INTRODUÇÃO	9
2 CONSIDERAÇÕES TEÓRICAS	10
2.1 Ferromagnetismo e Antiferromagnetismo	10
2.2 Anisotropias Magnéticas	10
2.2.1 Anisotropia magnetocristalina	11
2.2.2 Anisotropia magnetostática	14
2.2.3 Anisotropia de troca	15
2.3 Exchange Bias	15
2.3.1 O fenômeno	16
2.3.2 Modelos teóricos	20
2.4 Magnetorresistência	21
2.4.1 Magnetorresistência Normal	21
2.4.2 Magnetorresistência Anisotrópica - AMR	23
3 TÉCNICAS EXPERIMENTAIS	26
3.1 Produção das amostras	26
3.2 Caracterização estrutural: Difração de raios-X	26
3.3 Caracterização magnética: Magnetização	28
3.4 Caracterização elétrica: Magnetorresistência	29
3.5 Descrição do modelo	30
4 RESULTADOS E DISCUSSÕES	33
4.1 Medidas de difração de raios-x	33
4.2 Medidas de magnetização	34
4.3 MR	35
4.4 Simulação das curvas de AMR	39
5 CONCLUSÕES	45
5.1 Perspectivas	46
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	47

1 INTRODUÇÃO

O fenômeno de exchange bias (EB) vem sendo estudado desde o seu descobrimento, em 1956 por *Meiklejon e Bean* [1]. Além dos interesses acadêmicos, já existem aplicações tecnológicas utilizando o efeito, como dispositivos de leitura e escrita magnética. Apesar de ser estudado há anos, muitas questões continuam em aberto. Não existe uma teoria que seja aceita por toda comunidade científica que explique e preveja todas características de um sistema real com acoplamentos entre materiais ferromagnéticos (FM) e antiferromagnéticos (AFM).

A complexidade no entendimento da origem física do fenômeno de EB reside principalmente no fato de se tratar de um efeito predominantemente interfacial. A técnica de magnetorresistência anisotrópica (AMR) é um método versátil para se obter o entendimento do comportamento dos momentos magnéticos na interface FM/AFM. O primeiro modelo tentando explicar o fenômeno foi feito pelos seus descobridores. *Néel* [2] propôs o segundo modelo, sugerindo a existência de uma interface com spins AFM não compensados. Um dos modelos mais bem aceitos é o modelo de *Foucomer e Charap* [3], no qual a camada AFM foi considerada como formada por partículas com diferentes tamanhos. Muitos outros modelos foram propostos [4, 5, 6, 7, 8, 9], mas sem sucesso na tentativa de explicar todas as características existentes no EB.

Um dos fatores que motivaram este trabalho foi fazer um estudo complementar à pesquisa já existente no Laboratório de Magnetismo e Materiais Magnéticos (LMMM), que realiza estudos sobre sistemas com exchange bias via magnetometria de torque [10].

Nesta dissertação, é apresentado um estudo do comportamento magnético em uma bicamada e uma multicamada, com interfaces NiFe/IrMn, que apresentam o efeito exchange bias. As amostras utilizadas foram depositadas por *magnetron sputtering* e foram caracterizadas estruturalmente e magneticamente. Medidas de magnetorresistência anisotrópica foram realizadas e comparadas com simulações dos dados experimentais.

Esta dissertação é composta por um capítulo que apresenta uma breve revisão teórica, expondo conceitos básicos sobre ferromagnetismo e antiferromagnetismo, anisotropias magnéticas, com ênfase no fenômeno de EB e nos modelos propostos que buscam explicá-lo, e sobre o efeito da magnetorresistência. No capítulo seguinte são discutidas as técnicas experimentais utilizadas no trabalho. No quarto capítulo, são apresentados e discutidos os resultados experimentais e as simulações. No capítulo cinco, são apresentadas as conclusões e perspectivas para continuação do trabalho.

2 CONSIDERAÇÕES TEÓRICAS

2.1 Ferromagnetismo e Antiferromagnetismo

Nos materiais ferromagnéticos (FM), os momentos magnéticos tendem a se alinhar paralelamente uns aos outros, podendo produzir uma magnetização espontânea macroscópica. Neste caso, o alinhamento dos momentos magnéticos produz elevada energia livre magnética. A fim de minimizar a energia magnetostática, os ferromagnetos se subdividem espontaneamente em domínios magnéticos. Um material FM natural, em geral devido aos domínios, não exibe magnetização resultante quando não exposto a um campo magnético externo. No entanto, quando submetido a um campo externo os domínios mudam seus tamanhos e direções, se alinhando paralelamente ao campo, aumentando a magnetização, até que o valor de saturação seja atingido. O processo de magnetização se dá por dois mecanismos: movimento de paredes de domínios e a rotação da magnetização, se orientando paralelos ao campo aplicado. O movimento de paredes de domínios é irreversível após um certo limite de campo externo ser excedido. Mesmo quando é zerado o campo externo o material ferromagnético se mantém magnetizado, chamada magnetização remanente (M_r). Para zerar a magnetização do material é preciso uma campo externo no sentido contrário, campo este chamado de campo coercivo (H_c). Do mesmo modo o material apresenta uma magnetização remanente para esta direção de campo, sendo preciso direcionar o campo externo para posição inicial, fechando assim o característico ciclo de histerese, como pode ser visto na figura 2.1. Existe uma temperatura, chamada de temperatura crítica (T_c), em que a propriedade ferromagnética é extinguida quando ultrapassada, onde cada material possuiu seu valor de T_c .

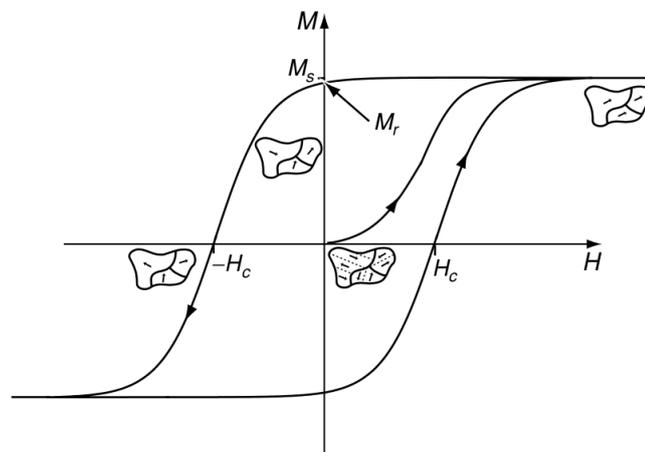


Figura 2.1: Ciclo de histerese de um material ferromagnético [11].

Já os materiais antiferromagnéticos (AFM) tem sua natureza do mesmo modo que a do

ferromagnetismo, ou seja, é determinado pela interação de troca, mas diferentemente dos materiais FM a orientação dos spins nas redes cristalinas são antiparalelas uma as outras, resultando em uma magnetização total é nula. Também para os materiais AFM existe uma temperatura em que a propriedade antiferromagnética é extinguida, que é chamada de temperatura de Néel, onde acima desta temperatura, que é específica de cada material, os materiais AFM passam a se comportar como materiais paramagnéticos.

2.2 Anisotropias Magnéticas

As propriedades magnéticas dos materiais podem variar dependendo das direções em que são medidas, ou seja, possuem eixos preferenciais de orientação, e isto se dá o nome de anisotropia magnética. A orientação espontânea da magnetização no material se dá na direção em que a energia é minimizada (direção de fácil magnetização). A anisotropia pode estar relacionada com os eixos do cristal, com a forma geométrica da amostra, com a superfície, com tensões mecânicas ou ainda com outros fatores.

Nos sistemas estudados neste trabalho as anisotropias de maior interesse são:

- Anisotropia magnetocristalina
- Anisotropia magnetostática
- Anisotropia de troca

Destes, somente a anisotropia magnetocristalina é intrínseca ao material.

2.2.1 Anisotropia magnetocristalina

A magnetização de um monocristal responde diferentemente quando um campo externo é aplicado ao longo das diferentes direções dos eixos cristalográficos. Isso tem origem na rede cristalina e no acoplamento spin-órbita. Quando o spin de um elétron é forçado a se alinhar ao campo externo, por causa da interação spin-órbita, a órbita do elétron tende a se reorientar. Mas como a órbita está fortemente acoplada à rede, esta passa a influenciar o novo alinhamento. Como pode se observar na figura 2.2, para diferentes direções cristalográficas tem-se diferentes curvas de magnetização, na qual se percebe claramente a anisotropia de origem magnetocristalina.

O termo de energia que relaciona as direções preferenciais de alinhamento da magnetização com os eixos cristalográficos da estrutura cristalina é a energia magnetocristalina. Essa energia contribui para que a magnetização em um cristal tenta a se direcionar ao longo de

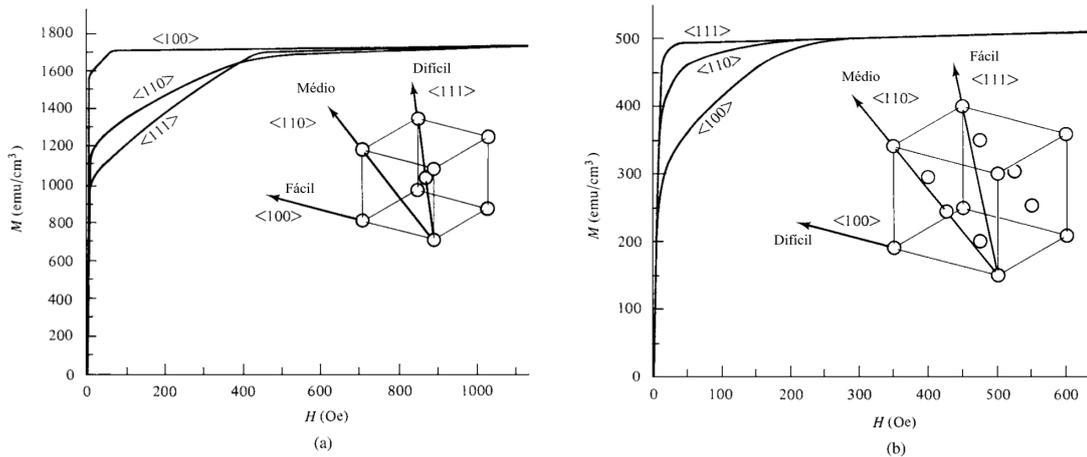


Figura 2.2: Dependência das curvas de magnetização com os eixos cristalográficos para cristais de ferro (a) e níquel (b) [12].

certos eixos cristalográficos, que são chamados de direções de fácil magnetização do cristal, enquanto que as direções que são mais difíceis de serem magnetizadas são chamadas de direções duras. A energia de anisotropia cristalina, pode ser expressa quantitativamente em termos da expansão de séries em termos de cossenos diretores. Em um cristal cúbico, como *Fe* e *Ni*, que M_s tenha ângulos a , b e c com os eixos do cristal, e que α_1 , α_2 e α_3 sejam os cossenos diretores destes ângulos. Então:

$$E = K_0 + K_1(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2 + \alpha_3^2\alpha_1^2) + K_2(\alpha_1^2\alpha_2^2\alpha_3^2) + \dots \quad (2.1)$$

onde K_0 , K_1 e K_2, \dots são as constantes específicas de cada material.

Em cristais com estrutura hexagonal, ver figura 2.3, como exemplo o *Co*, a energia magnetocristalina é mais simples, por ter um eixo de fácil magnetização os demais eixos de difícil. Assim a energia de anisotropia E depende somente do ângulo θ entre M_s e o eixo c [12], podendo escrita como:

$$E = K_0' + K_1'\cos\theta^2 + K_2'\cos\theta^4 + \dots \quad (2.2)$$

No caso de filmes policristalinos (ou seja, inúmeros monocristais), a anisotropia resultante é uma média da contribuição de todos estes monocristais. Se o crescimento do filme se dá em uma direção preferencial, ainda assim, o filme exibe uma anisotropia menor do que em um material similar, porém monocristalino.

É possível que o material exiba anisotropia magnetocristalina nula. Podem haver dois casos: os cristais estarem distribuídos de forma aleatória, sem uma direção preferencial, ou o material ser amorfo, que para este tipo, os átomos se distribuem de forma completamente irregular, não chegando a formar uma rede cristalina de longo alcance.

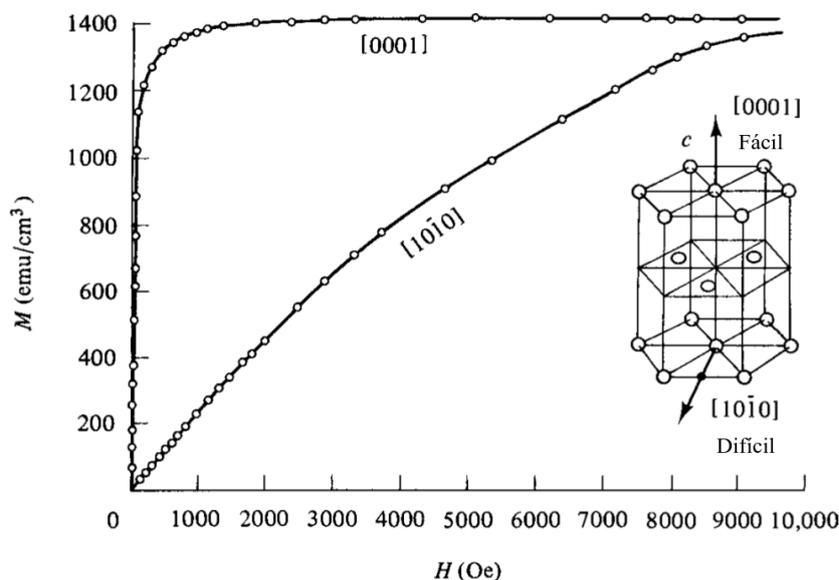


Figura 2.3: Dependência das curvas de magnetização com os eixos cristalográficos para de Co [12].

2.2.2 Anisotropia magnetostática

A anisotropia magnetostática, também chamada de forma, está ligada à geometria da amostra e sua descrição é feita pela energia magnetostática. Quando magnetiza-se um dado material em diferentes direções percebe-se que é mais fácil magnetizá-lo ao longo da direção em que o material apresenta maior dimensão. Isso se deve à formação de polos livres na superfície da amostra e ao campo desmagnetizante (\vec{H}_d) que surge em seu interior, esse pode ser visto na figura 2.4.

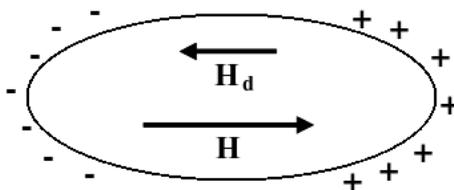


Figura 2.4: Polos criados na superfície da amostra resultando no campo desmagnetizante [13].

Para uma amostra de forma qualquer é possível considerar, como uma primeira aproximação, que a intensidade do campo desmagnetizante seja dada por

$$\vec{H}_d = -N_d \vec{M} \quad (2.3)$$

onde N_d é o fator desmagnetizante na direção M_s , que é uma constante associada à forma da amostra.

Quando a amostra é exposta a um campo externo, o campo efetivo \vec{H}_{eff} no interior do

material é descrito como $\vec{H}_{eff} = \vec{H}_{ext} + \vec{H}_d$, assim o campo efetivo no interior da amostra é menor que o campo aplicado. A energia de anisotropia de forma pode ser escrita como

$$E_s = -\frac{1}{2}\mu_0\vec{H}_d \cdot \vec{M} = \frac{1}{2}\mu_0 N_d M^2 \quad (2.4)$$

Em filmes finos, nos quais a dimensão normal ao plano do filme é muito menor quando comparada as outras duas dimensões, tem-se uma grande contribuição deste tipo de anisotropia, o que em geral leva a magnetização a se orientar no plano.

2.2.3 Anisotropia de troca

A anisotropia de troca está associada à uma direção preferencial dos momentos magnéticos que é resultado de acoplamentos entre camadas magnéticas em sistemas multicamadas. Assim, a energia relacionada descreverá a interação de troca entre as camadas magnéticas.

Esta anisotropia considera interações entre as camadas magnéticas, sejam mediadas por um espaçador metálico e não magnético, como para os casos dos acoplamentos bilinear e biquadrático, bem como para interações diretas entre camadas, tal como é o caso do fenômeno de *exchange bias* [14, 15].

Para o caso do fenômeno de *exchange bias* será dada uma atenção especial na próxima seção, por se tratar do objetivo de nossa investigação.

2.3 Exchange Bias

O fenômeno de *exchange bias* foi descoberto em 1956 por *Meiklejohn e Bean*, em partículas de cobalto oxidadas, o qual foi chamado de, "Nova anisotropia magnética"[1, 16]. Uma manifestação do EB é o deslocamento do ciclo de histerese em relação a $H = 0$, quando o sistema é resfriado na presença de campo magnético, como visto na figura 2.5.

2.3.1 O fenômeno

No estudo feito por *Meiklejohn e Bean* é apresentada uma medida de torque, figura 2.7, até mesmo antes do ciclo de histerese mostrada na figura 2.5. Outra manifestação do fenômeno de EB é visto nas medidas de torque, por ser uma anisotropia unidirecional resulta em curvas de torque proporcionais a $\sin\theta$, e não a $\sin 2\theta$, como em materiais de anisotropia uniaxial [1].

O EB pode ser entendido levando em conta uma interação de troca entre as interfaces AFM-FM, como pode ser visto no modelo intuitivo (figura 2.6). Abaixo da temperatura de

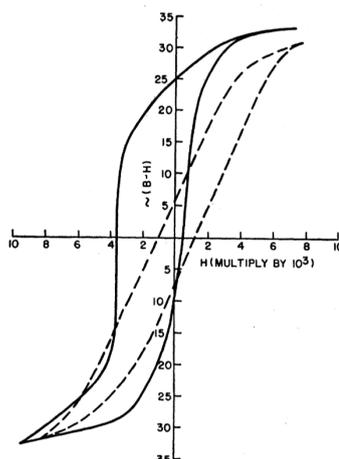


Figura 2.5: Curvas de histerese de partículas de Co cobertas por CoO resfriadas a 77 K. As linhas tracejadas mostram o ciclo de histerese, quando o material é resfriado na ausência de um campo magnético. As linhas contínuas mostram o ciclo de histerese, quando o material é esfriado na presença de um campo magnético [1].

Neél (T_N), na presença de um campo magnético, os spins interfaciais AFM tendem a se alinhar na mesma direção dos spins FM. Enquanto que os outros planos dos spins AFM se orientam afim de ter uma magnetização líquida zero. Quando o campo muda de direção, os spins FM começam a girar, mas os spins AFM permanecem imóveis, gerando assim um torque microscópico nos spins FM, tentando mantê-los em suas posições originais. Com isso, o campo necessário para girar completamente a camada FM é maior do que para um caso que não tenha uma interface AFM-FM. Entretanto, quando o campo volta para sua direção original, os spins FM começam a girar para um campo menor, devido a interação com os spins AFM, que agora exercem um torque na mesma direção do campo. Assim, o ciclo de histerese do FM é deslocada no eixo do campo magnético.

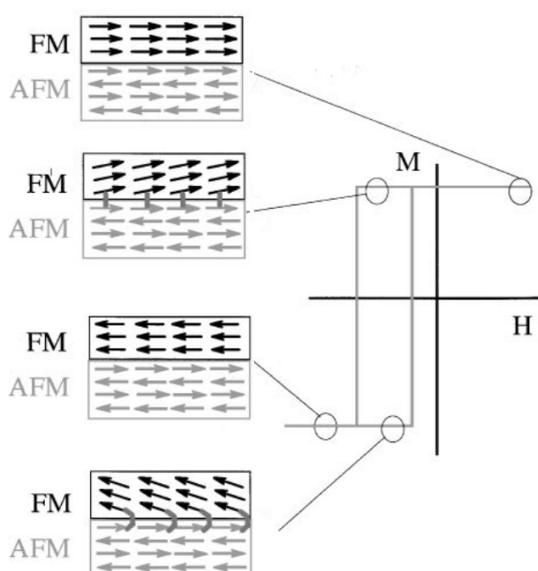


Figura 2.6: Diagrama esquemático da configuração de spins para um sistema FM-AFM [17].

A energia magnética de anisotropia EB é definida da seguinte forma [16];

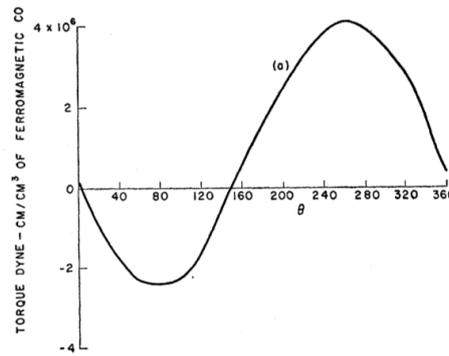


Figura 2.7: Medida de torque feita em amostras de CoO-Co a 77K, com campo externo aplicado [1].

$$E_{EB} = -K_{EB} \cos \theta \quad (2.5)$$

onde K_{EB} é a constante de interação de troca e θ é o ângulo entre os momentos magnéticos da camada FM e a direção de anisotropia AFM. Isso indica que há somente um estado de equilíbrio, com M_s do material FM paralelo à direção da magnetização do material AFM [18].

Do mesmo modo que existe uma temperatura crítica para que exista acoplamento nos materiais FM e AFM (T_c e T_N) respectivamente, existe uma temperatura em que é possível o acoplamento do AFM-FM, esta chamada de temperatura de bloqueio (T_B). Acima dela, o EB se extingue, sendo que, geralmente, tem-se $T_B < T_N$.

Um fator que se deve levar em conta é a configuração interfacial dos spins entre as camadas AFM-FM. Existem alguns tipos de configurações destes spins. Em particular na figura 2.8 são ilustradas configurações colineares, ou seja, em que os spins apontam na mesma direção. Pode-se ainda, na configuração colinear, apresentar dois tipos de forma: estrutura interfacial compensada, (magnetização da camada AFM nula (fig.2.8a) ou não-compensada magnetização da camada AFM não nula (fig. 2.8b).

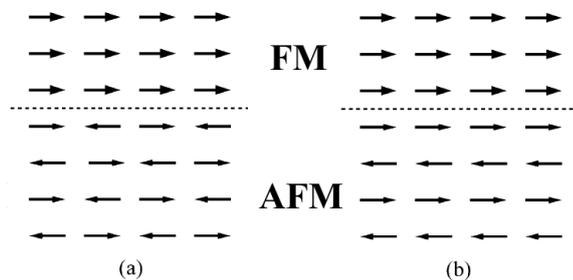


Figura 2.8: Diagrama esquemático das configurações interfaciais colineares. (a) interface compensada e (b) interface não compensada [19].

Os spins interfaciais podem apresentar outra configuração não-colinear. E, neste caso, os spins da camada AFM estão alinhados perpendicularmente aos spins da camada FM. Para este caso de não-colinearidade, podem haver ângulos desde 0° até 180° entre os domínios AFM

e FM, como é representado pela figura 2.9.

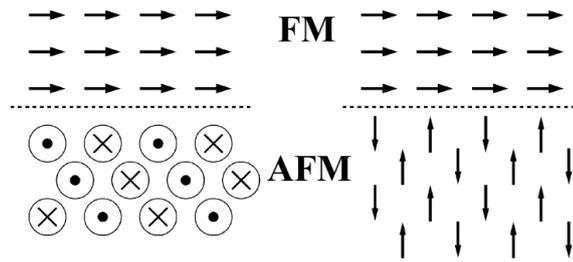


Figura 2.9: Diagrama esquemático das configurações não-colineares (ângulo de 90°) [19].

Outras configurações dos spins da interface são explicadas por Mauri *et al.* [20]. Que mostra a existência de paredes de domínios no material AF e a existência de grãos no AFM. Estes se acoplam à camada FM por acoplamento direto da rede dos momentos magnéticos da interface dos grãos e por acoplamento *spin-flop*, onde a rotação da magnetização ferromagnética aplica um torque aos spins AFM da interface de cada grão, que induz uma parede de domínio no AFM [21].

Existe uma configuração de grande importância, com maior complexidade, que se mostra amplamente aceita atualmente, principalmente para materiais policristalinos, é que a interface entre os materiais FM e AFM pode ser decomposta em, pelo menos, duas categorias diferentes de grãos, ou *clusters* de grãos, os quais se comportam individualmente como monodomínios [22, 21, 23, 24, 25, 26]. O'Grady *et al.* [22] atribuíram as características dessas regiões às diferentes interações que os spins não compensados do AFM, existentes na interface, mantêm com o restante da rede; já Berkowitz *et al.* em seu estudos consideram que tais *clusters* eram partículas ferromagnéticas que se formaram através reações químicas. Esses grãos, ou *clusters*, podem se divididos quanto a estabilidade que apresentam, em relação a direção de anisotropia AFM, quando a magnetização da camada FM varia sua direção.

Fujiwara *et al.* [26] apresentam em um de seus trabalhos ambas configurações interfaciais AFM/FM. Os spins não-compensados da camada AFM são divididos em estáveis e instáveis, figura 2.10, onde os estáveis estão fixos na direção original e os instáveis mudam de direção com a mudança da direção da magnetização da camada FM. Também é considerado que a magnetização líquida desta camada deve estar apontando na mesma direção do eixo de anisotropia, assim tendo a liberdade dos spins AFM estarem em direções diferentes ou próximas a essa. A figura 2.10 (a) ilustra os spins AFM da interface em um sistema AFM/FM, neste caso o campo externo aponta da direção de anisotropia da camada AFM, que é também a direção do acoplamento de troca entre as camadas. Assim os momentos magnéticos das duas camadas apontam na mesma direção. Quando o campo é invertido, a camada FM tenta girar junto com o campo, mas pelo fenômeno de EB, os spins da camada AFM aplicam um torque sobre os momentos FM, dificultando a rotação. Mas como visto na figura 2.10 (b), alguns spins AFM interfaciais não se comportam desta forma. Neste caso existem os spins estáveis, que

"seguram" os spins FM e também existem os instáveis, que giram junto com o campo aplicado. Atribuído aos grãos estáveis AFM está o surgimento do acoplamento de troca e os instáveis é atribuído o aumento da coercividade, o efeito treinamento e a histerese rotacional em medidas de torque.

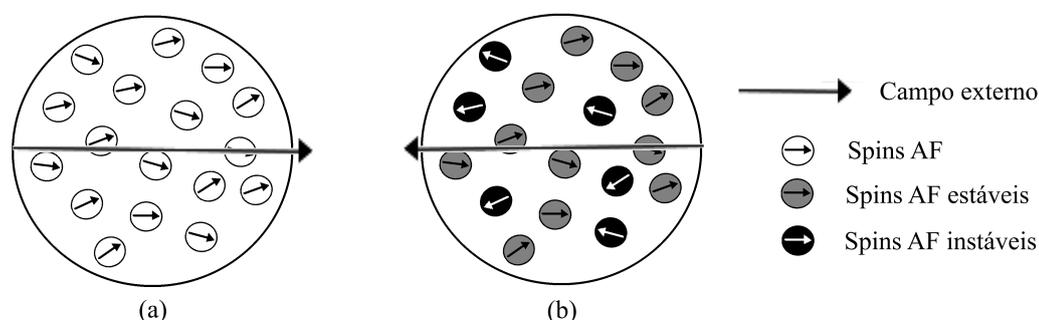


Figura 2.10: Ilustração esquemática dos spins interfaciais não-compensados da camada AFM. (a) Spins apontam na mesma direção de \vec{H} . (b) Diferentes classificação dos spins AFM da interface quando \vec{H} é invertido [26].

2.3.2 Modelos teóricos

O primeiro modelo para explicar o fenômeno de *exchange bias* foi proposto por *Meiklejohn* e *Bean* [1]. Eles estudaram partículas de *Co* com uma capa oxidada de *CoO*, que é AFM. Foi assumido uma interface com estrutura de spins AFM perfeitamente não-compensados, devido à grande anisotropia do AFM e o fraco acoplamento de troca do AFM com o FM. Este mecanismo de EB gera valores de deslocamento do ciclo de histerese e H_{EB} de duas ordens de magnitude maior que o observado.

O segundo modelo foi proposto por *Néel* [2]. Neste, tem-se uma interface com spins AFM não-compensados, a qual esta rede de spins está sujeita a mudanças irreversíveis durante a reversão da camada FM. Em consequência disso, H_{EB} e H_c são afetadas pela troca ocorrida no AFM durante o processo de reversão do FM, mas este modelo falha na previsão de valores de H_{EB} .

Um dos modelos que é considerado um dos mais bem sucedidos é o proposto por *Foucomer* e *Charap* [3, 27]. Neste foi proposto que o filme FM é coberto por inúmeras partículas AFM, que interagem somente com o filme FM. Uma importante característica deste modelo é que um grande número de tamanhos e formatos de partículas AFM é considerado. O modelo prevê boa concordância de H_{EB} e H_c em função da temperatura.

Mauri [20] propôs o primeiro modelo de domínios de EB. Ele sugeriu que a formação de paredes de domínios paralelas a interface FM-AFM resulta em uma baixa energia interfacial, que resulta em valores mais razoáveis de H_{EB} , que foi previsto pelo modelo de *Meiklejohn* e *Bean*. No entanto, o modelo de *Mauri* não explica características como o aumento de H_c da

camada FM, ou a redução do deslocamento do ciclo de histerese. Uma das principais suposições deste modelo é que os spins AFM das sub-camadas e os spins FM se posicionam em paralelo a uma interface perfeitamente plana. *Malozemoff* [4] introduziu uma interface com rugosidade aleatória entre as camadas FM e AFM e encontrou valores de H_{EB} na mesma ordem de grandeza de *Mauri*, no entanto, este modelo é somente aplicado a monocristais AFM.

Em 1997, *Koon* [5] propôs uma explicação microscópica para o EB com interfaces FM-AFM compensadas. Em seu modelo a magnetização do material FM tende a se orientar perpendicularmente ao eixo fácil AFM. Para ambas interfaces, compensadas e não-compensadas, foram encontrado valores similares de H_{EB} . O principal resultado do modelo de *Koon* é a idéia do acoplamento *spin-flop* entre a interface FM-AFM.

Shulthess e Butler [6] resolveram a equação de *Landau-Lifshitz-Gilbert* para estudar o acoplamento de troca entre as camadas FM-AFM. Eles mostraram que para interfaces perfeitamente planas o acoplamento *spin-flop* não leva ao deslocamento do ciclo de histerese embora leve ao aumento na coercividade na camada FM, típico para sistemas EB. A introdução de defeitos na interface levou a valores de H_{EB} da mesma ordem de magnitude que valores experimentais. No entanto, o modelo somente é aplicado para sistemas onde AFM e FM são camadas monocristalinas e monodomínios.

Stiles e McMichael [21] propuseram em 1999 um modelo que descreve o comportamento para bicamadas policristalinas FM-AFM. O acoplamento de troca entre os grãos no AFM é assumido não ocorrer. Os grãos AFM são acoplados à camada FM através da interação de troca da rede cristalina dos momentos da interface dos grãos e por acoplamento *spin-flop*. Os grãos AFM são classificados em estáveis e instáveis em função da temperatura e direção do campo. Neste modelo, os estáveis mantêm sua ordem antiferromagnética quando há mudança de direção da magnetização da camada FM, sendo responsáveis pelo deslocamento do ciclo de histerese e os instáveis, que sofrem mudanças irreversíveis na ordem antiferromagnética durante a mudança da magnetização FM, são associados a efeitos histeréticos observados em curvas de torque e ressonância ferromagnética. Atualmente existem modelos que incluem o termo da anisotropia rodável, como pode ser encontrado nos artigos [8, 9].

2.4 Magnetorresistência

O efeito da magnetorresistência é a mudança da resistência elétrica R do material quando submetido a um campo magnético externo. Na presença de campo o arranjo dos spins altera a mobilidade dos elétrons, provocando uma variação na resistência. Podemos definir a magnetorresistência como:

$$MR = \frac{R(H) - R(H = 0)}{R(H = 0)} = \frac{\Delta R}{R} \times 100 \quad (2.6)$$

onde $R(H)$ é a resistência para um determinado valor de campo H . Este valor é normalmente expresso em porcentagem. A sensibilidade relativa à magnetorresistência é definida como:

$$S = \frac{\frac{\Delta R}{R}}{H_S} \times 100 \quad (2.7)$$

que a unidade de S é dado em $\%/Oe$ e H_S é o menor valor de campo externo que permite a saturação do efeito magnetorresistivo [28].

Entre os mais importantes efeitos magnetorresistivos estão a Magnetorresistência Normal e a Magnetorresistência Anisotrópica (AMR).

2.4.1 Magnetorresistência Normal

É caracterizada pelo aumento da resistência quando aplicado um campo externo. Ocorre em metais não-magnéticos como consequência da força de Lorentz. O campo magnético força os elétrons a se deslocarem em trajetórias espirais, diminuindo o livre caminho médio e consequentemente aumentando a resistência.

Abaixo da temperatura de Curie, os metais de transição ferromagnéticos exibem uma redução na resistência, quando comparados aos metais de transição não-magnéticos como o paládio (figura 2.11). Esta redução é chamada de magnetorresistência negativa.

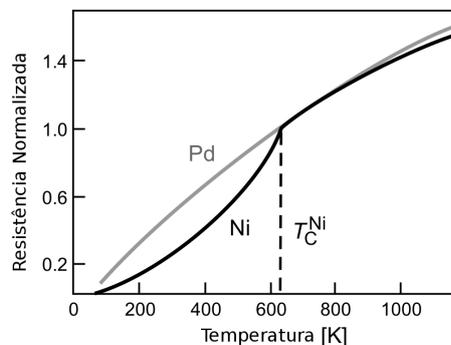


Figura 2.11: Resistência em função da temperatura para Ni e Pd. As curvas são normalizadas em relação à temperatura de Curie do Ni [7].

Para metais de transição, a corrente elétrica é devida principalmente aos elétrons s com massas efetivas relativamente pequenas. A resistência pode ser explicada pelo espalhamento dos elétrons s pelos estados vazios da banda d próximos ao nível de Fermi E_F . Metais de transição são caracterizados pela grande densidade de estados (DOS) da banda d no nível de Fermi, assim a seção de espalhamento é grande. Por consequência, a resistência é relativamente alta. Por outro lado, metais nobres exibem uma baixa densidade de estados no nível de Fermi, que resulta em uma baixa resistência.

A densidade de estados para metais não-magnéticos ou ferromagnéticos (acima de T_C),

é idêntica para os dois tipos de elétrons, como pode ser visto na figura 2.12(a). Mas, há um desnível das bandas para um material magnético abaixo da temperatura de Curie, que é esquematizado na figura 2.12(b). Como consequência, a maioria dos elétrons s não pode ser espalhado para os estados d , acarretando um aumento na mobilidade e uma redução na resistência. Aplicando um campo magnético externo, aumenta-se o grau de ordenamento de spins e conseqüentemente a resistência diminui. Assim é observado a magnetorresistência negativa.

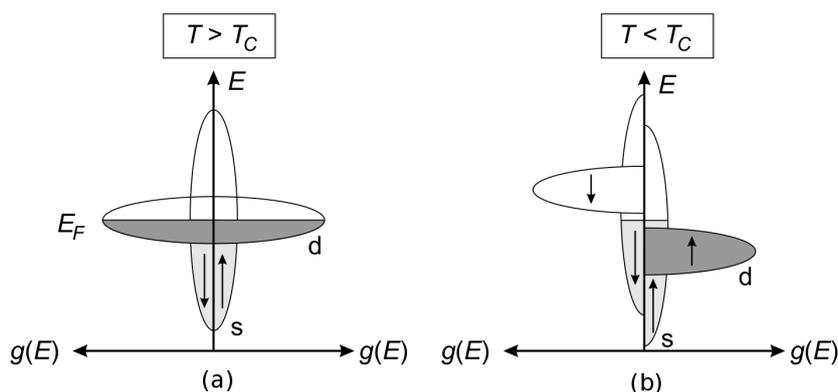


Figura 2.12: Esquema representando a densidade de estados de *spins up* e *down* para (a) metais não-magnéticos ou ferromagnéticos acima da temperatura de Curie e para (b) metais ferromagnéticos abaixo da temperatura de Curie [28].

A magnetorresistência negativa se comporta isotropicamente, isto é, não depende da direção de aplicação da corrente elétrica em relação à direção da magnetização, direção do campo externo ou da orientação dos eixos cristalinos.

2.4.2 Magnetorresistência Anisotrópica - AMR

O efeito da magnetorresistência anisotrópica é induzido pela corrente elétrica e existe em metais ferromagnéticos quando na presença de campo magnético externo aplicado. A origem física da AMR está no acoplamento *spin-órbita* nos orbitais $3d$ em razão ao campo aplicado. Sem o acoplamento *spin-órbita*, isto é, com $\mathbf{L} \cdot \mathbf{S} = 0$, o espalhamento $s - d$ dos elétrons majoritários não pode acontecer. Quando $\mathbf{L} \cdot \mathbf{S}$ não-nulo pode haver a ocorrência de espalhamento com inversão de *spin* (*spin-flip*), ou seja, elétrons s majoritários podem ser espalhados por estados d minoritários, auxiliando para um aumento na resistência. Além disso, o momento de um elétron espalhado precisa ser conservado que, também pelo fato dos orbitais d serem altamente anisotrópicos, atuando para que a seção de espalhamento seja diferente para uma orientação paralela ou perpendicular entre a direção da magnetização e a da corrente elétrica, que pode ser visto na figura 2.13.

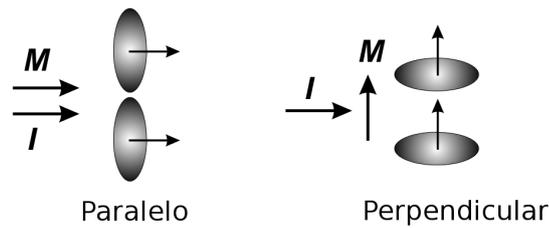


Figura 2.13: Origem da magnetorresistência anisotrópica [28].

A magnitude do valor da AMR depende do ângulo entre a corrente elétrica I (θ_I) e a da magnetização M (θ_M) com respeito à uma dada direção de referência em um material ferromagnético. O ângulo θ_M é geralmente igual ao ângulo do campo aplicado θ_H , mas pode ser influenciado por outros fatores como anisotropias magnetocristalina e de forma em filmes finos. E também depende do estado magnético da amostra.

A resistência de um filme fino ferromagnético é máxima quando a corrente é paralela à direção da magnetização (R_{\parallel}) e mínima quando a corrente é perpendicular à magnetização (R_{\perp}), como pode ser observado na figura 2.13. A dependência do campo magnético com o efeito de AMR para filmes finos ferromagnéticos é mostrada na figura 2.14. Não há diferença entre as resistências quando o campo externo é nulo, entre R_{\parallel} e R_{\perp} . Com a aplicação do campo magnético a diferença entre R_{\parallel} e R_{\perp} se torna visivelmente aparente, aumentando até um valor máximo H_s .

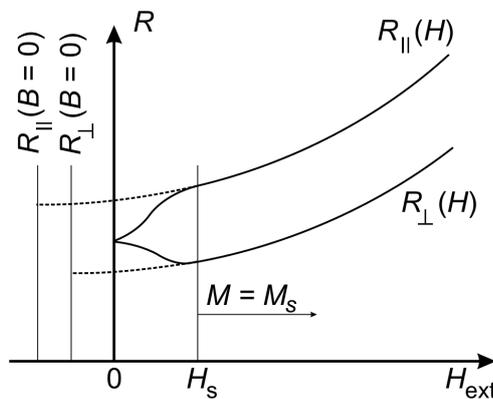


Figura 2.14: Resistência em função do campo magnético externo para uma orientação paralela R_{\parallel} e outra perpendicular R_{\perp} entre o campo magnético e a corrente elétrica [28].

A dependência angular da mudança da resistência devido ao efeito da AMR pode ser expressa como:

$$R(\theta) = R_{min} + \Delta R_{AMR} \cos^2(\theta_M - \theta_I) \quad (2.8)$$

onde ΔR_{AMR} é a variação da resistência devido ao efeito AMR. De acordo com esta relação, a mudança de resistência exibe uma periodicidade de 180° quando o material ferromagnético

é rotacionado sob a aplicação de um campo magnético constante. A equação 2.8 pode ser reescrita usando os termos:

$$\Delta R_{AMR} = R_{\parallel} - R_{\perp} \quad (2.9)$$

$$R_{min} = R_{\perp}, \quad (2.10)$$

assim temos:

$$R(\theta) = R_{\perp} + (R_{\parallel} - R_{\perp})\cos^2(\theta_M - \theta_I). \quad (2.11)$$

3 TÉCNICAS EXPERIMENTAIS

3.1 Produção das amostras

Os filmes estudados foram produzidos pela técnica de *magnetron sputtering* ou desbaste iônico. A técnica consiste em introduzir um gás inerte dentro de uma câmara previamente evacuada, e acelerá-lo em direção a um alvo, do material que se deseja depositar. Uma diferença de potencial é aplicada entre o alvo e o resto da câmara, que inclui o substrato onde desejamos produzir o filme, ionizando gás e criando um plasma, que se constitui de elétrons e íons do gás em um estado de alta energia. Os íons acelerados colidem balisticamente contra o alvo arrancando material, e este material acaba por se depositar nas paredes da câmara e no substrato, criando o filme desejado. Para otimizar o processo, utiliza-se uma configuração de ímãs colocados no canhão abaixo do alvo. Assim tem-se um certo controle sobre o plasma, aumentando a taxa de ionização do gás e então tendo um aumento na taxa de deposição.

O sistema de deposição do LMMM é formado por uma câmara, montada sobre um sistema de vácuo composto por duas bombas *Balzars*, uma mecânica e uma difusora, que são capazes de atingir uma pressão de base de $\sim 8.10^{-8}$ mbar. Há quatro canhões magnéticos *AJA* na câmara, que são alimentados por fontes de potência, AC e DC, que permitem a deposição de materiais condutores (DC) e materiais isolantes (AC). O porta-substrato permite a deposição de até quatro amostras na mesma rodada, e está ligado a um motor de passo, que permite a deposição em movimento, induzindo uma melhor uniformidade dos filmes. O fluxo de gás é controlado por dois controladores *1179AMKS*. E a pressão é medida por um manômetro capacitivo de alta resolução, *Baratron MKS*, que trabalha na faixa de 1 a 100 mTorr.

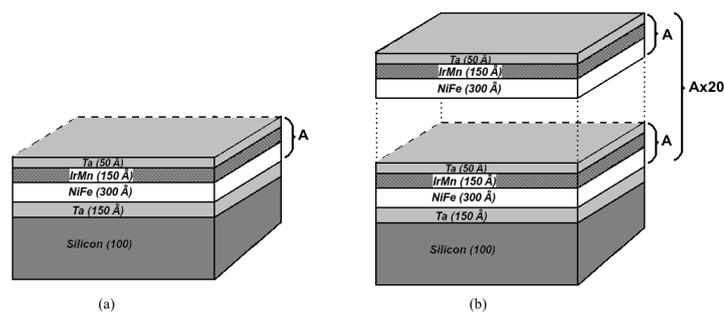


Figura 3.1: Figura esquemática das amostras utilizadas.

As amostras utilizadas neste trabalho foram produzidas no LMMM, como ilustrado na figura 3.1. Dois tipos foram produzidas: a primeira é uma bicamada com a configuração [Ta (150 Å) / [NiFe (300 Å) / IrMn (150 Å) / Ta (50 Å)] (bicamada) e Ta (150 Å) / [NiFe (300 Å) / IrMn (150 Å) / Ta (50 Å)] X 20 (multicamada), que será chamada de *64 C*, ambas crescidas

sobre substratos comerciais de Si (100). Durante a produção das amostras, foi aplicado um campo magnético de $\sim 1,8 \text{ KOe}$ a fim de induzir o aparecimento do fenômeno de EB.

3.2 Caracterização estrutural: Difração de raios-X

As distâncias interatômicas em cristais são da ordem de ângstrons. Incidindo radiação sobre o cristal com comprimento de onda nesta mesma ordem de grandeza, é possível obter informações sobre sua rede cristalina. A difração de raios-x é a técnica mais adequada e mais usada em estudos cristalográficos. Há um grande banco de dados com os padrões de difração, sendo assim possível identificar fases em materiais policristalinos e também determinar suas quantidades relativas com base nas intensidades dos picos de difração. Também é possível obter informações sobre orientação preferencial em policristais, tamanho de grão cristalino, entre outras.

Utiliza-se a formulação de Bragg na difração de radiação por um cristal. E se considera que ele é formado por planos atômicos paralelos entre si e separados por uma distância constante d . Quando um feixe é refletido pelo cristal specularmente à radiação incidente, os raios refletidos por planos sucessivos podem interferir construtivamente quando é satisfeita a lei de Bragg:

$$2d \sin \theta = n\lambda \quad (3.1)$$

onde θ é o ângulo de incidência do feixe, n um número inteiro e λ o comprimento de onda da radiação.

O equipamento de difração de raios-x utilizado, que se encontra no LMMM, figura 3.2, é um difratômetro Brüker D8 Advance, que possui goniômetro na geometria Bragg-Brentano ($\theta - 2\theta$), o tubo de raios-x possui o alvo de cobre, e o detector LinxEye. Para selecionar apenas o comprimento de onda característico, são utilizados filtros que absorvem o espectro contínuo e as outras emissões de menor intensidade do Cu. O feixe é colimado usando *sollers* e *slits* na saída do tubo e na entrada do detector. O porta amostras é fixo. E o tubo e o detector são móveis, controlados por motores de passo.

3.3 Caracterização magnética: Magnetização

Para a caracterização magnética foi utilizado um magnetômetro de gradiente de campo alternado (AGFM). O AFGM é um instrumento para medidas de variações do momento magnético. Neste, a amostra é fixa em uma haste, ambos imersos em um campo magnético DC+AC. A excitação AC é feita por um par de bobinas de gradiente. Quando exposta a este

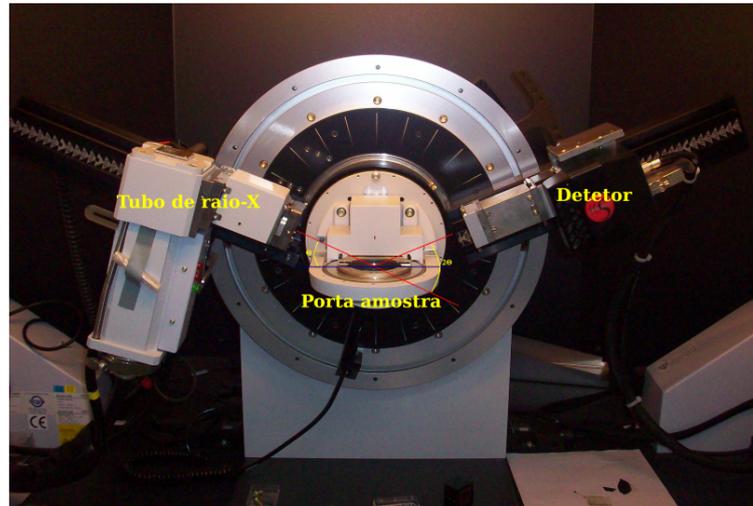


Figura 3.2: Difratômetro Bruker D8 Advance.

campo, a amostra sofre a ação de uma força magnética \vec{F}_m , que é proporcional ao momento magnético \vec{m} e ao gradiente de campo $\nabla\vec{H}$,

$$\vec{F}_m = \vec{m} \cdot \nabla\vec{H}. \quad (3.2)$$

A parte superior a haste é presa a um material piezoelétrico. Sendo assim, a oscilação do material que está preso na sua base é transformado em um sinal elétrico, que é proporcional à força magnética atuando na amostra. Tanto a amostra quanto as bobinas de gradiente estão imersas em um campo magnético DC, que é responsável pela magnetização da amostra, gerado por um eletroímã. Para melhor qualidade na medida, procura-se encontrar a frequência de ressonância mecânica do sistema haste + amostra. O sinal proveniente do material piezoelétrico, que é proporcional a magnetização, é lido por um amplificador Lock-in. Como lê-se apenas um sinal proporcional ao momento magnético e, conseqüentemente, à magnetização da amostra, a curva medida é normalizada e expõe então a razão M/M_s . O AGFM é montado de modo a de proteger o sistema contra vibrações mecânicas. Um diagrama do sistema é mostrado no figura 3.3. Toda sequência de uma medida é controlada por um computador, usando-se um software desenvolvido em plataforma HP VEE®.

3.4 Caracterização elétrica: Magnetorresistência

Foram utilizados dois tipos de medidas para se obter a magnetorresistência anisotrópica, sendo o primeiro a medida de resistência elétrica em função do campo externo aplicado ($R \times H$) para um θ escolhido. O segundo a resistência medida em função do ângulo entre a corrente elétrica e a magnetização ($R \times \theta$). O aparato experimental, como ilustrado pela figura 3.4, é montado sobre um goniômetro de modo que se possa variar o ângulo do campo magné-

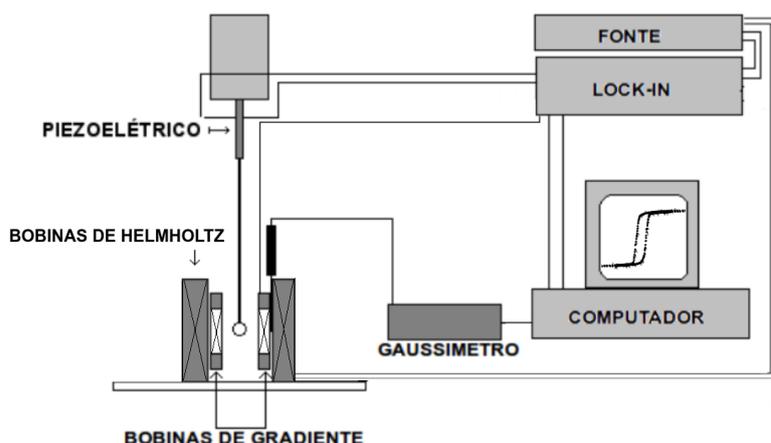


Figura 3.3: Configuração do AGFM disponível no LMMM.

tico aplicado sobre a amostra. Isto é feito colocando-se um par de bobinas de Helmholtz sobre um disco de acrílico, que é movido por um motor de passo. O disco pode girar 360° em ambos os sentidos, o motor de passo é controlado por um computador e a leitura de sua posição é feita através de um potenciômetro ligado a um lock-in. A amostra fica fixa no interior das bobinas, em uma haste. O campo magnético é medido por um gaussímetro fixado ao lado da amostra. Foram utilizados dois softwares para controlar as medidas, um que mede $R \times H$ e outro que nos dá a liberdade de medir de 0° a 360° para medidas de $R \times \theta$, ambos foram desenvolvidos na plataforma HP VEE®.

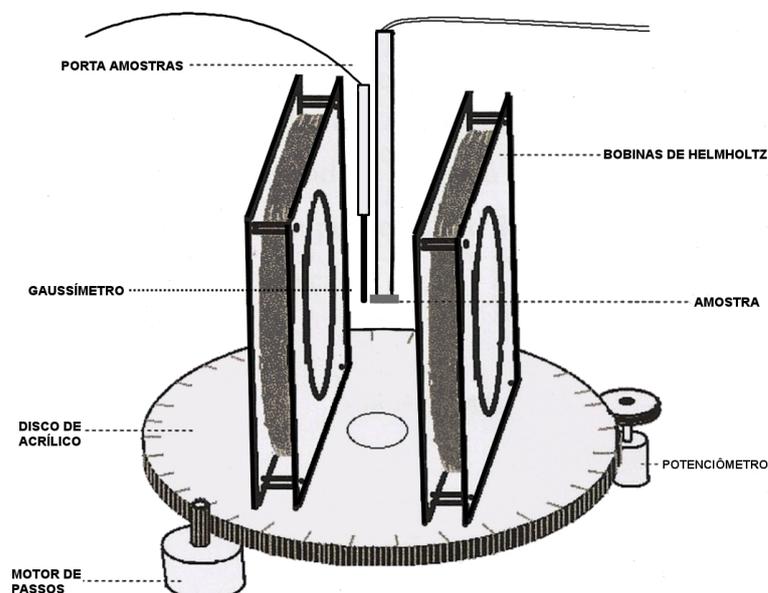


Figura 3.4: Representação do aparato usado para medidas de AMR.

O modo de medida da resistência elétrica escolhido foi o método de 4 pontas, representado na figura 3.5. Neste é utilizado uma fonte de corrente, que faz passar uma corrente (I) através da amostra e um multímetro independente mede a diferença de potencial (V), sendo

calculada a resistência da amostra, $R = V/I$, pelo software.

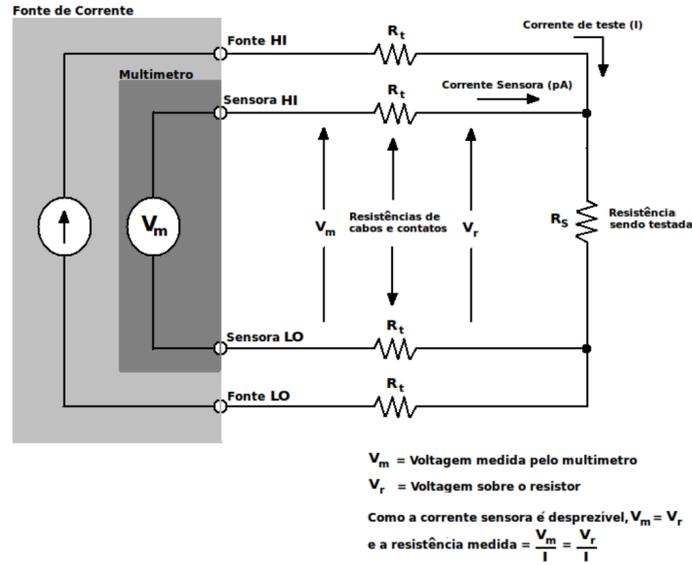


Figura 3.5: Medida de resistência pelo método de 4 pontas.

3.5 Descrição do modelo

A simulação dos dados experimentais quais foi feita por meio de cálculos computacionais desenvolvidos no programa Maple®. A figura 3.6 nos mostra um diagrama com o vetor magnetização e as direções de campo (H , H_k e E_{EB}). O campo está aplicado no plano do filme e os filmes tem anisotropia no plano.

Os termos de energia utilizados no programa para os cálculos são:

$$E = E_U + E_z + E_{EB} + E_{ins}, \quad (3.3)$$

onde E_U é a energia uniaxial, E_z é referente a energia Zeemann, E_{EB} é a energia de exchange bias (unidirecional) e E_{ins} é de origem dos spins instáveis do sistema, que possui os mesmos termos de energias mas com magnitude e direção diferente. Cada energia é definida como:

$$E_U = H_k M_s \sin^2(\phi_{FM}), \quad (3.4)$$

$$E_z = -H M_s \cos(\phi_H - \phi_{FM}), \quad (3.5)$$

$$E_{EB} = -H_{EB} M_s \cos(\phi_{FM} + \phi_{EB}), \quad (3.6)$$

onde ϕ_{FM} é o ângulo entre a magnetização e o campo de anisotropia, ϕ_H é o ângulo entre o

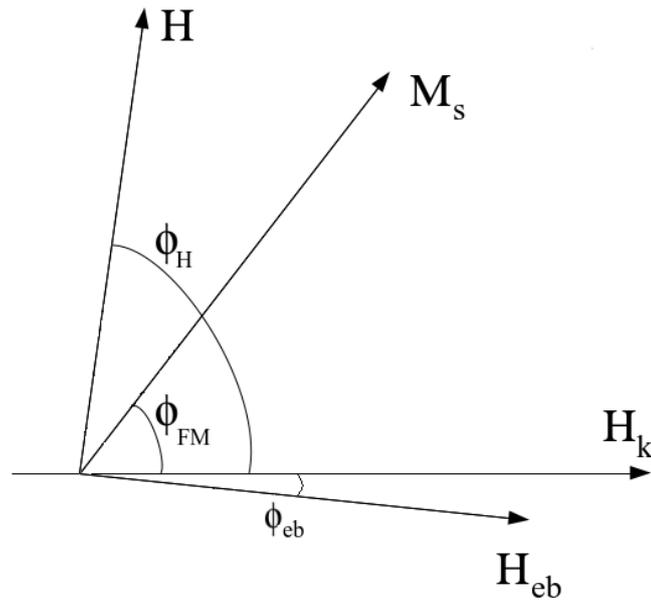


Figura 3.6: Definição dos vetores utilizados no modelo, com seus respectivos ângulos.

campo aplicado e a direção de anisotropia e ϕ_{EB} é o ângulo do campo de EB com H_k . O ângulo de equilíbrio ϕ_{FM} foi determinado pela minimização da energia do sistema. A simulação é feita escolhendo os valores dos campos H_k , H_{EB} e o ângulo ϕ_{EB} . Então o programa calcula a dependência angular devido ao efeito da AMR como:

$$R(\phi_{FM}) = \cos^2(\phi_{FM}). \quad (3.7)$$

4 RESULTADOS E DISCUSSÕES

Foram realizadas medidas de difratometria de raios-x, magnetização e de magnetorresistência. Os dados obtidos foram comparados entre os dois sistemas estudados de modo a compreender e explicar as diferenças vistas entre eles. Simulações das medidas de AMR foram feitas para certos valores de campos.

4.1 Medidas de difração de raios-x

Na figura 4.1, são apresentados os difratogramas de raios-x das amostras, onde está indicado pela linha verde o pico característico do IrMn (101), e pela linha azul o do NiFe (111). Para a bicamada (64A) são observados também os picos relativos às reflexões IrMn (110), NiFe (200) e Ta (111) para a multicamada (64C), como consequência do empilhamento de camadas, há o favorecimento do crescimento preferencial na direção (101) para IrMn e (111) para o NiFe.

4.2 Medidas de magnetização

As medidas de magnetização foram realizadas no AGFM. As medidas foram feitas em temperatura ambiente, com campo externo aplicado no plano do filme, para diferentes ângulos do campo em relação ao eixo fácil: 0° , 90° e 180° .

Na figura 4.2 são mostradas as curvas de magnetização, que foram realizadas medidas para diferentes ângulos, onde pode ser percebido claramente o deslocamento das curvas, comprovando assim a existência do fenômeno de EB nas amostras.

As curvas de magnetização para as amostras apresentam uma forma visivelmente distinta. A amostra 64A é macia magneticamente em 0° , sendo que seus momentos invertem quase que instantaneamente. Já a amostra 64C é um pouco mais dura magneticamente mesmo em 0° , com seus momentos se invertendo com mais dificuldade. Mas em relação aos campos coercivos e de exchange bias (H_c e H_{EB}) ambas amostras possuem baixa coercividade e EB. Os valores encontrados para as amostras foram de:

Tabela 4.1: Valores do campo coercivo e de exchange obtidos das curvas de magnetização.

	64A	64C
$H_c(Oe)$	3,9	2
$H_{EB}(Oe)$	27,8	33,5

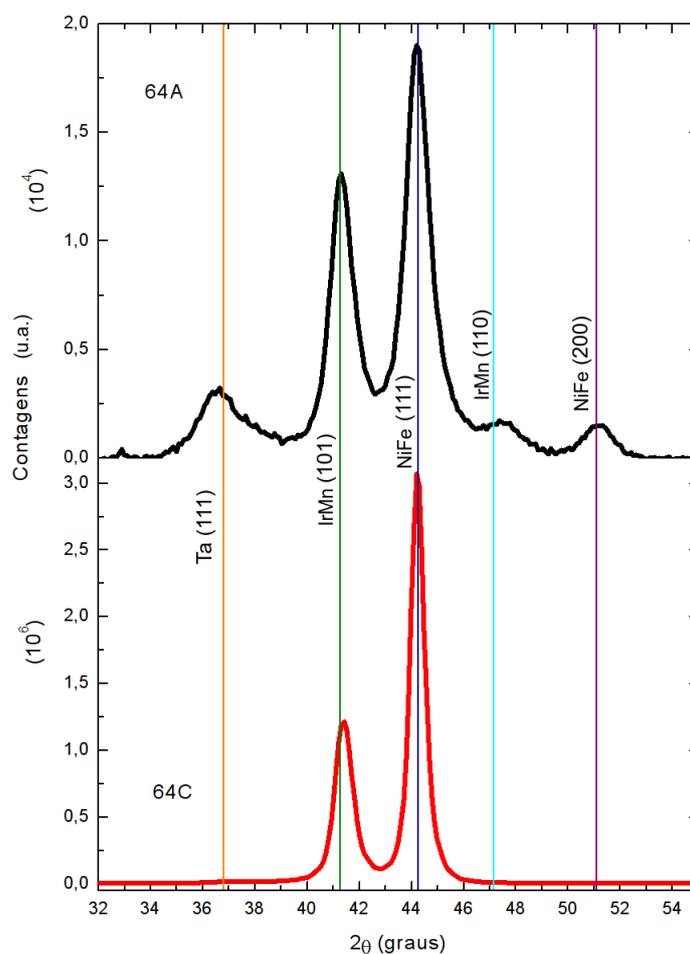


Figura 4.1: Medidas de difratometria de raio-x para os sistemas bicamada (64A) e multicamada (64C).

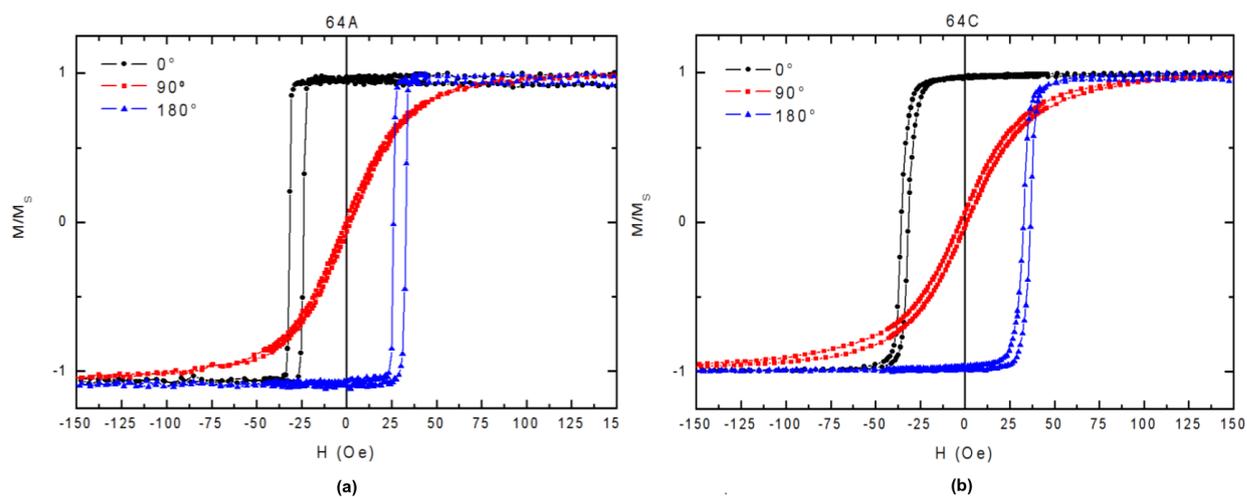


Figura 4.2: Medidas de magnetização feitas em 0° , 90° e 180° em relação ao eixo fácil das amostras, (a) bicamada e (b) multicamada.

Note que as curvas de histerese dos ângulos 0° e 180° deveriam ser simétricas, sendo uma o "espelho" da outra, mas não é o que ocorre, pois o posicionamento da amostra no sistema

experimental é manual e o ângulo é ajustado visualmente, apresentando incerteza de alguns graus.

4.3 MR

As medidas de MR foram realizadas em temperatura ambiente. Primeiramente, foram realizadas medidas da resistência em função do campo externo aplicado ($R \times H$), com a corrente elétrica aplicada na amostra paralela ao campo externo. A figura 4.3 é a medida feita na amostra bicamada, onde foi aplicada uma corrente de 0,5 mA através da amostra.

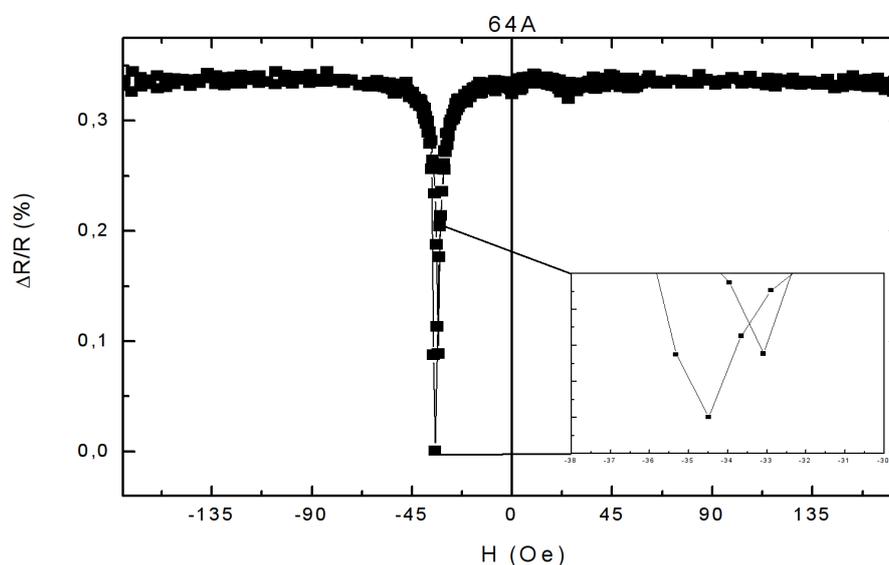


Figura 4.3: Medida de magnetorresistência ($R \times H$) feita para o sistema bicamada.

Para o sistema com multicamadas, a corrente elétrica aplicada através da amostra foi de 2 mA, figura 4.4,

Os valores obtidos de H_c e H_{EB} obtidos a partir da MR são mostrados na tabela 4.2

Tabela 4.2: Valores do campo coercivo e de exchange obtidos das curvas de MR.

	64A	64C
$H_c(Oe)$	0,7	1
$H_{EB}(Oe)$	33,5	40

Quando comparamos $R \times H$ com a magnetização, percebe-se que os picos ocorrem quando há a inversão dos momentos magnéticos, como pode ser visto na figura ilustrativa 4.5.

Contudo, para este caso a técnica escolhida para se obter o campo de *exchange* (H_{EB}) foi a de MR, da resistência em função do campo aplicado, pois comparada a medida de magnetização feita pelo AGFM é mais confiável para as amostras em questão. Como o AGFM usa

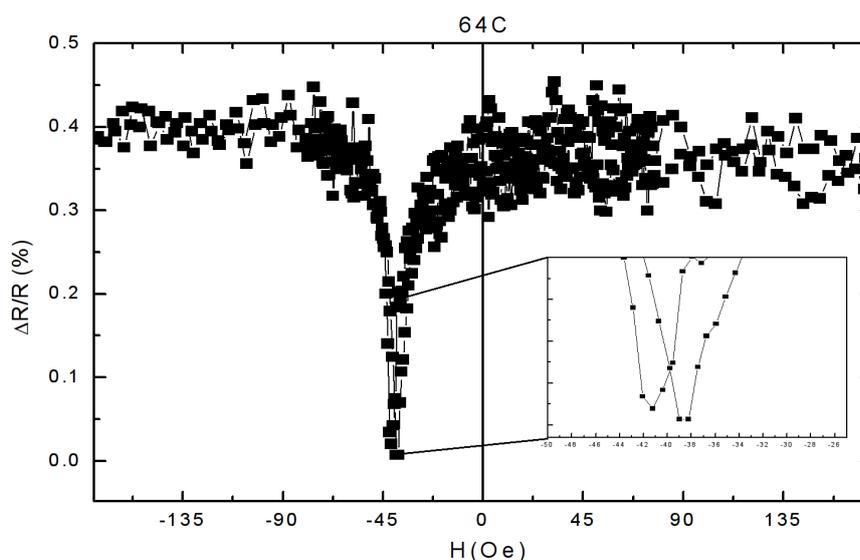


Figura 4.4: Medida de AMR ($R \times H$) feita para o sistema multicamada.

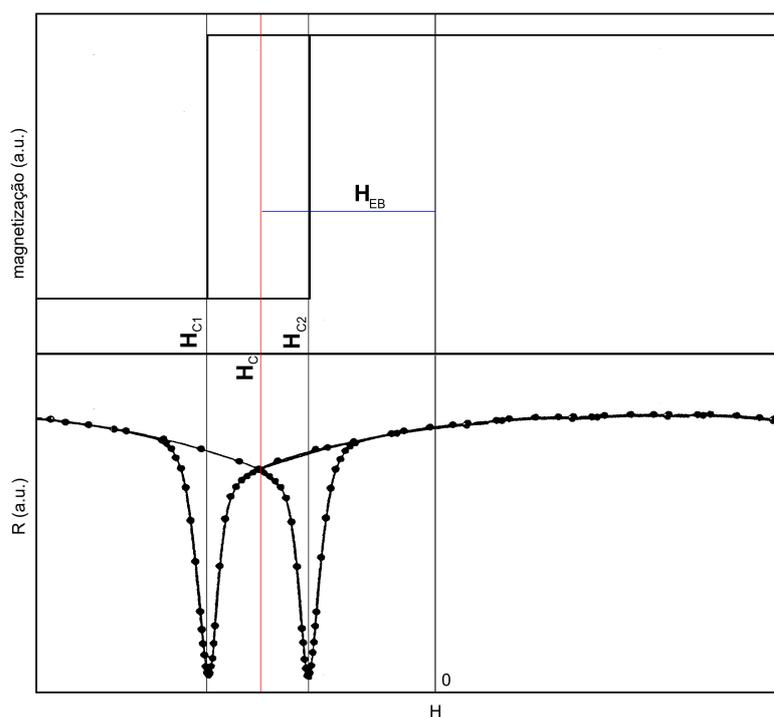


Figura 4.5: Comparação entre medidas de magnetização e de MR ($R \times H$).

campo alternado para excitar a amostra, que possui H_C pequeno, o campo excede os valores de campo coercivo, dando assim um valor não condizente com os valores reais.

Para as medidas de resistência elétrica em função do ângulo, foi definido como ângulo 0° quando a corrente elétrica é aplicada paralela ao campo magnético externo, que é a mesma direção do eixo de fácil magnetização das amostra. Foram feitas medidas no sentido horário e anti-horário. É notado claramente que há diferenças entre os sistemas estudados quando se

aplica o campo externo igual aos seus respectivos H_{EB} . A figura 4.6 mostra a evolução das medidas de AMR da multicamada. A partir destes valores foram escolhidos os campos de interesse, afim de comparação entre as duas amostras. Os campos assim escolhidos foram 200 Oe, 140 Oe e campo de exchange de cada amostra.

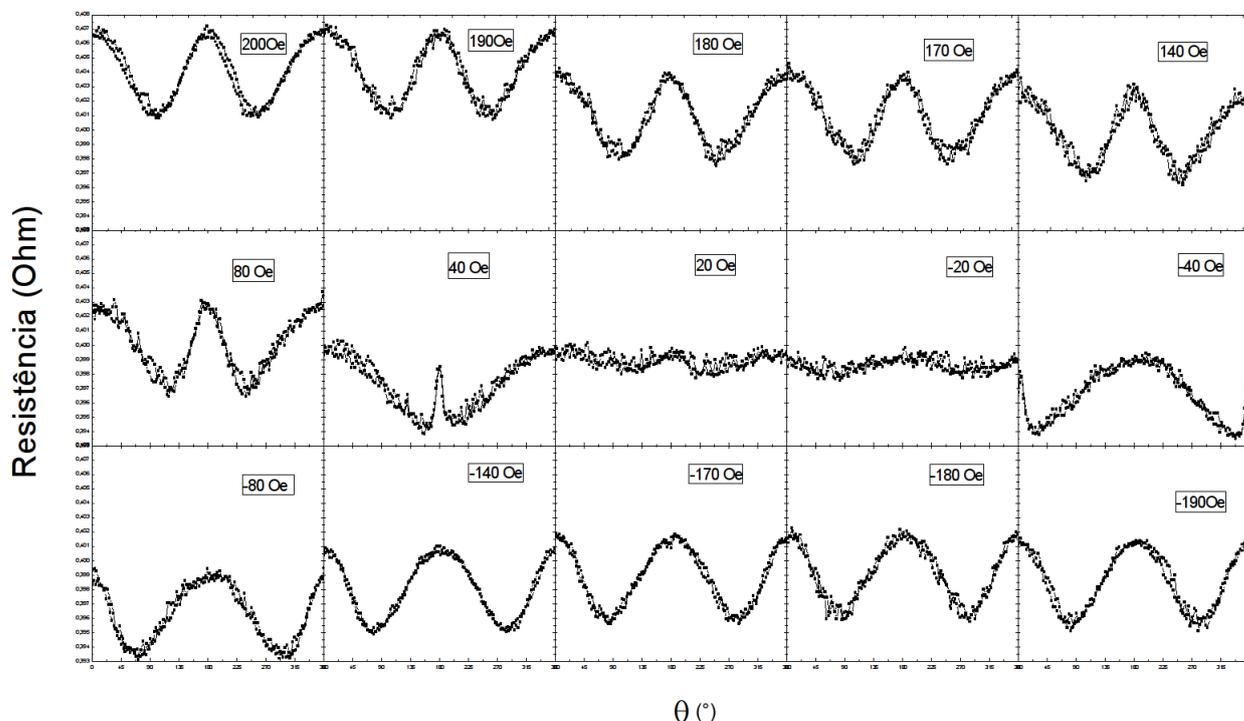


Figura 4.6: Medidas de AMR da amostra multicamada, para diferentes valores de campos.

Para medidas realizadas com campos magnéticos externos elevados, ou seja, acima do campo de saturação da amostra, o comportamento para os sistemas com EB é igual ao obtido para sistemas FM, figura 4.7 (a) e (b). Neste caso o campo aplicado foi de 200 Oe. Não há a existência de histerese rotacional para medidas de AMR, já que para a mesma amostra 64C foi feita medida de magnetometria de torque [10] e foi verificada a existência de histerese rotacional. Nota-se uma diferença de valores das curvas na ida e na volta, e isto se deve ao fato de ser utilizada uma fonte de tensão, visto que o campo gerado pelas bobinas de Helmholtz diminui no decorrer da medida, uma vez que ocorre o aquecimento dos fios, aumentando sua resistência.

Quando o campo é reduzido para 140 Oe, ainda é mantido o comportamento periódico tanto para a bicamada quanto para a multicamada, como pode ser observado na figura 4.8. Aqui, é possível comprovar a inexistência da histerese rotacional, e por se trabalhar com campo magnético mais baixo, não há variação no campo gerado pela bobina, de modo que a ida e a volta se sobrepõem.

A diferença mais visível de comportamento entre os dois sistemas estudados é verificada quando são feitas as medidas no campo de exchange. No caso da bicamada, o pico em 180° tem a mesma magnitude que em 0° , figura 4.9. Também há um desnível nos mínimos.

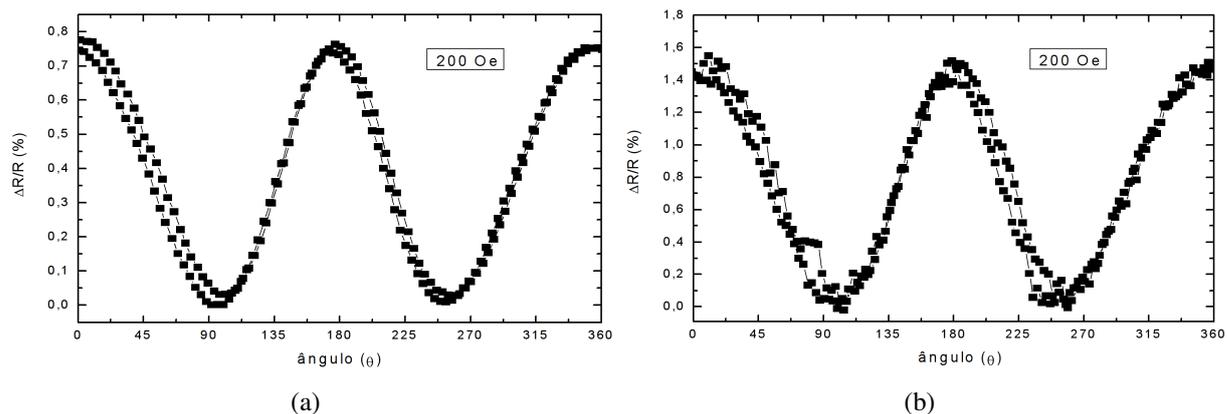


Figura 4.7: Medidas de AMR realizadas para o sistema bicamada (a) e para o sistema multicamada (b) com campo externo de 200 Oe .

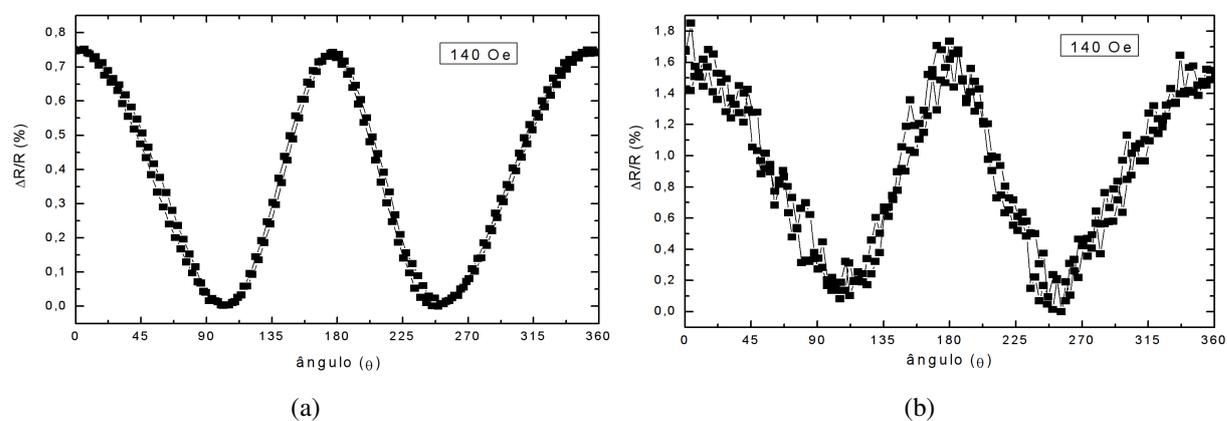


Figura 4.8: Medidas de AMR realizadas para o sistema bicamada (a) e para o sistema multicamada (b) com campo externo de 140 Oe .

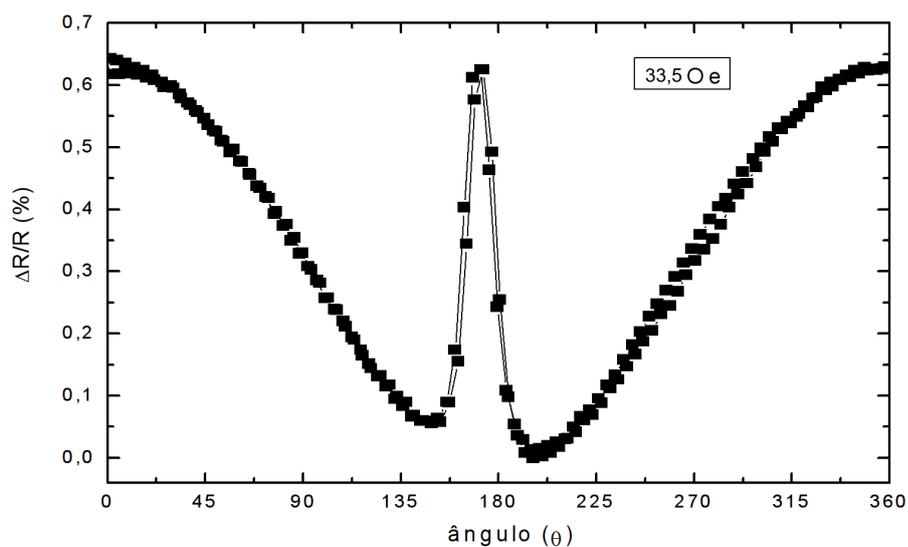


Figura 4.9: Medida de AMR feita para o sistema bicamada para o campo de H_{EB} de 33,5 Oe .

Para a multicamada, o pico em 180° é menos intenso do que o verificado para 0° , figura

4.10. E também existe um desnível nos mínimos.

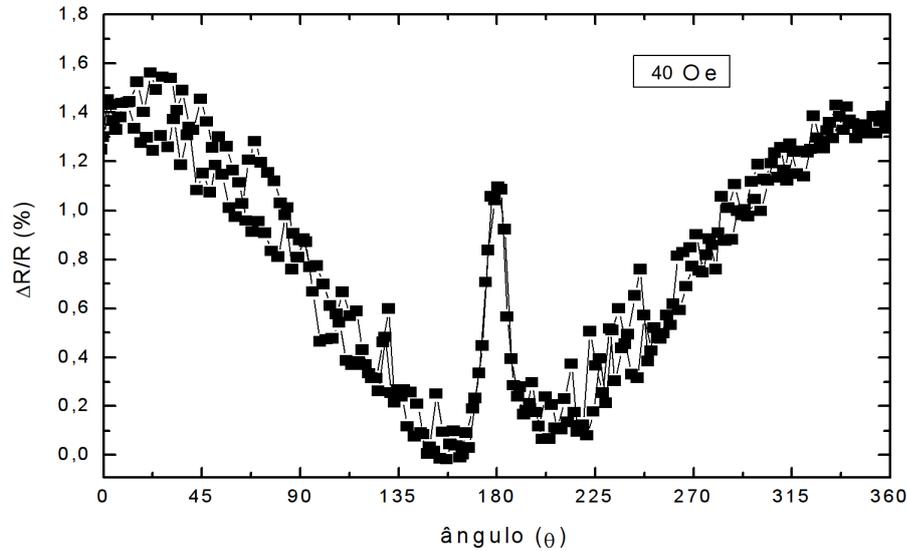


Figura 4.10: Medida de AMR feita para o sistema multicamada para o campo de H_{EB} de 40 Oe.

A diferença entre os sistemas está nos termos unidirecional (E_{EB}) e uniaxial (E_k), sendo que a multicamada apresenta o termo uniaxial menos intenso do que a bicamada. Isto é percebido pois, por não apresentar a resistência máxima em 180° , os momentos não estão alinhados com o campo, concordando com o apresentado nas curvas de magnetização.

4.4 Simulação das curvas de AMR

Em um outro trabalho que vem sendo realizado no LMMM [10], medidas de magnetometria de torque foram feitas na multicamada. Também foram realizadas simulações sobre os dados experimentais, onde o mesmo modelo foi utilizado neste trabalho. Para a simulação das curvas de torque, é preciso o uso de um termo extra de energia, além das energias E_z , E_U e E_{EB} , termo esse que é referente aos spins instáveis. Esse termo comporta-se como um monodomínio que apresenta diferente magnitude e direção da camada FM normal. No modelo utilizado neste trabalho esta energia referente aos momentos instáveis é zero.

As simulações apresentam boa concordância com os dados experimentais para os campos estudados. Os parâmetros utilizados em cada sistema é mostrado na tabela 4.3

Tabela 4.3: Parâmetros utilizados nas simulações para cada sistema.

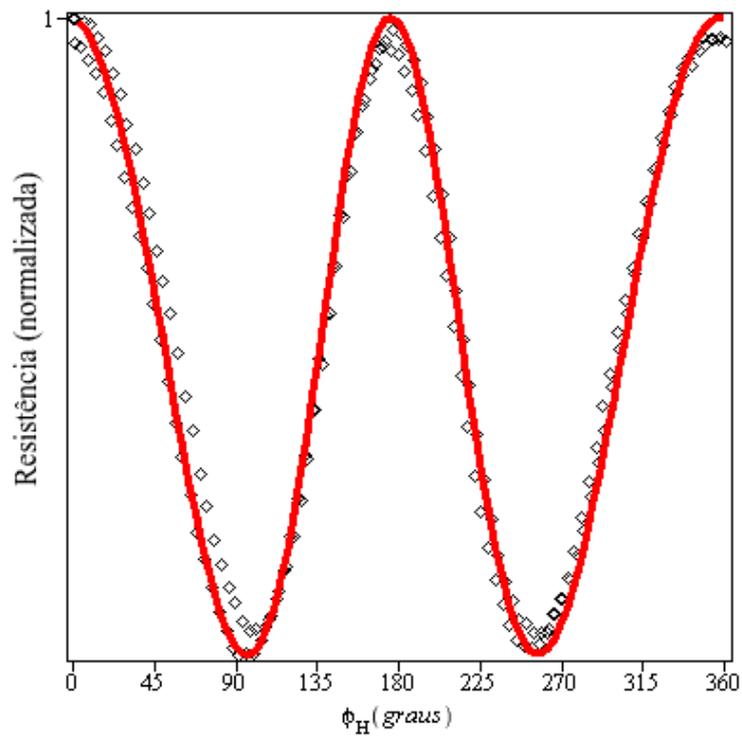
	64A	64C
$H_k(Oe)$	1,2	0,85
$H_{EB}(Oe)$	33,5	40
$\phi_{EB}(graus)$	6	-5

A figura 4.11 é a simulação para alto campo (200 Oe), o comportamento em nada se difere de um material FM puro, tendo sua periodicidade mantida entre os ângulos 0° e 360° .

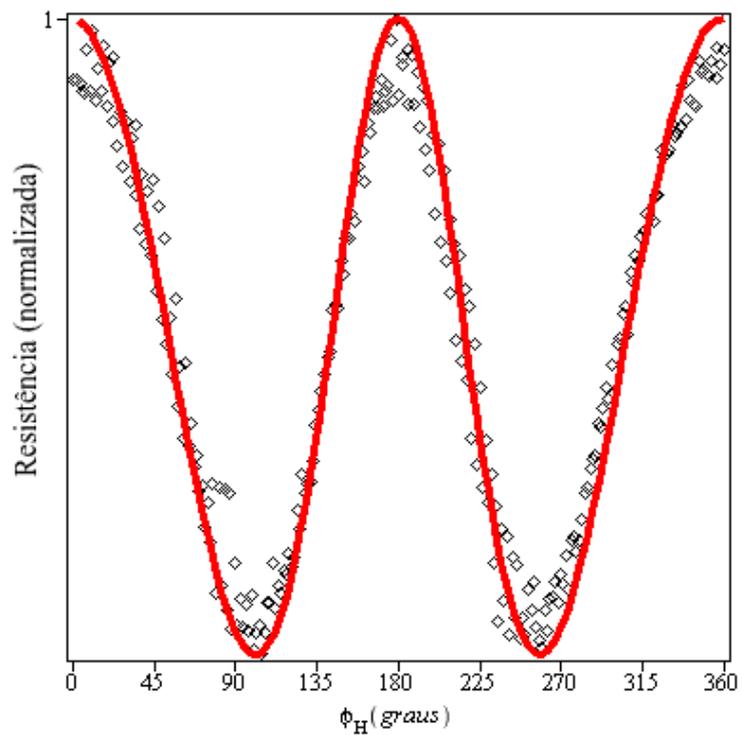
O mesmo vale para o campo de 140 Oe , figura 4.12, como está sendo medido acima do campo de exchange, a periodicidade é mantida ao longo da medida e a simulação possui uma ótima concordância com os dados experimentais.

O maior interesse está no estudo das curvas no campo de exchange (figura 4.13), pois apresentam as maiores diferenças. A partir das simulações foi possível descobrir que o ângulo de Exchange Bias (ϕ_{EB}) é o responsável pelo desnível existente nos mínimos de ambas as curvas. A diferença de sinal dos ângulos ϕ_{EB} é o que faz com que os mínimos sejam assimétricos entre as amostras.

A diferença de magnitude entre os picos, em torno do ângulo de 180° , está na diferença entre os campos H_k e H_{EB} entre os sistemas; já que na multicamada esta diferença é maior quando comparada com a bicamada, Isto nos mostra que existem mais momentos fixos na multicamada do que na bicamada.

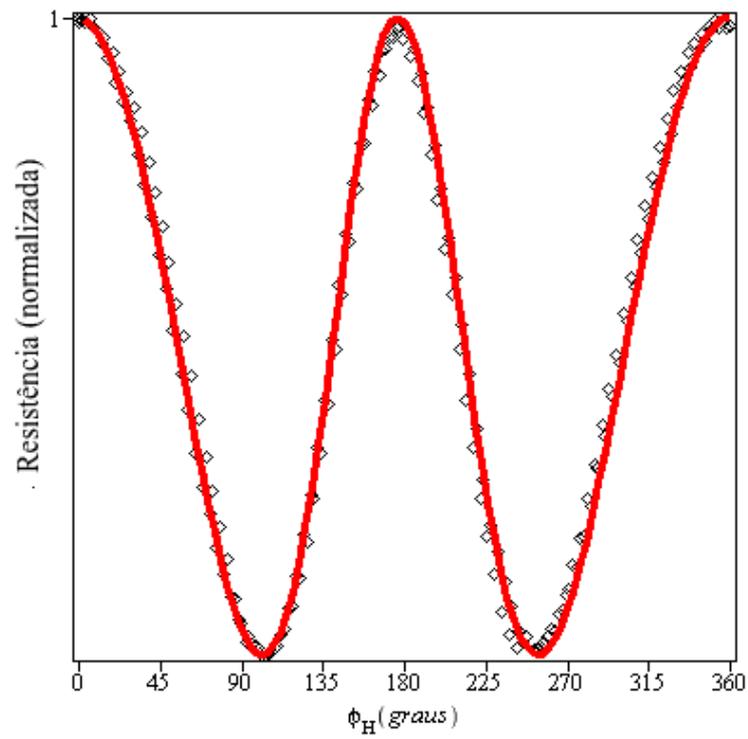


(a)

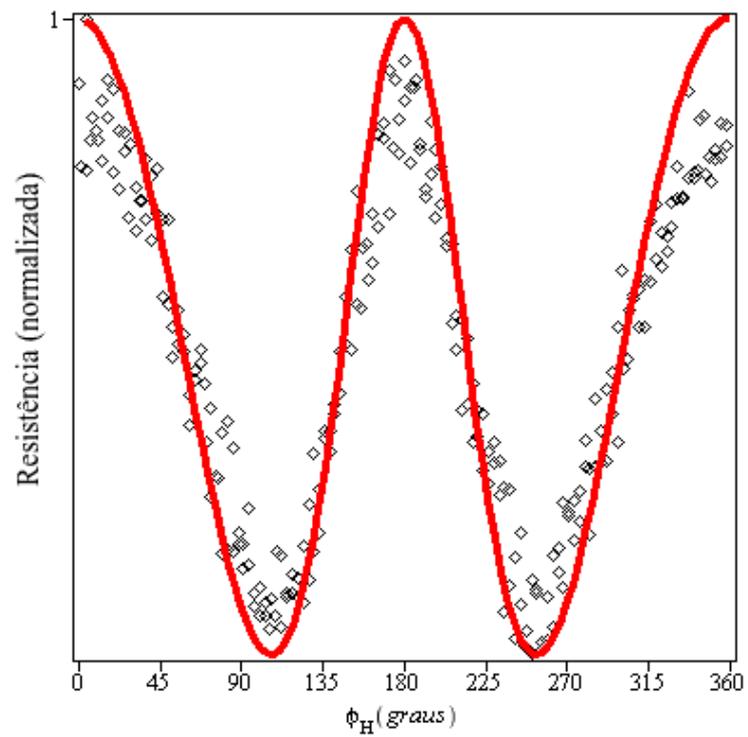


(b)

Figura 4.11: Simulação de AMR para o sistema bicamada (a) e para o sistema multicamada (b) com campo externo de 200 Oe .

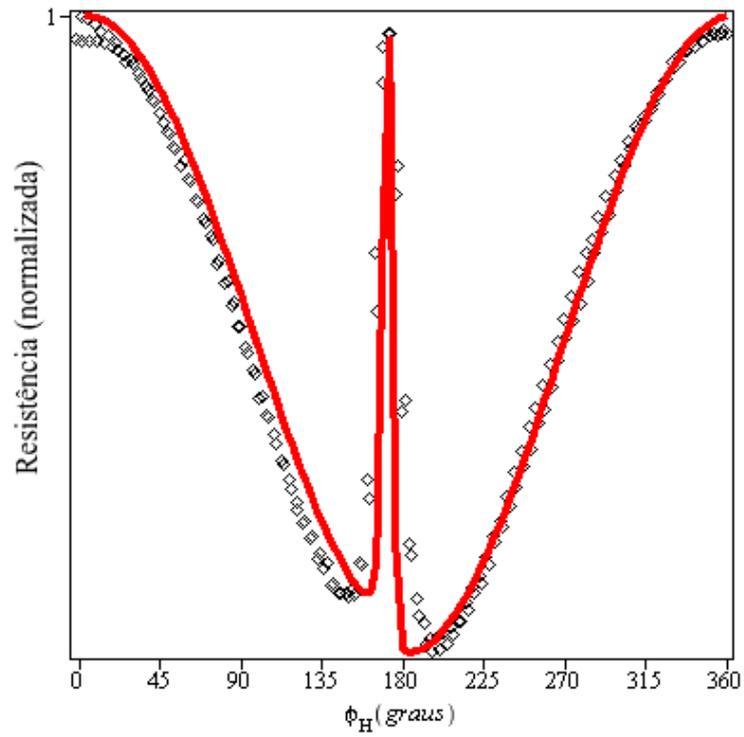


(a)

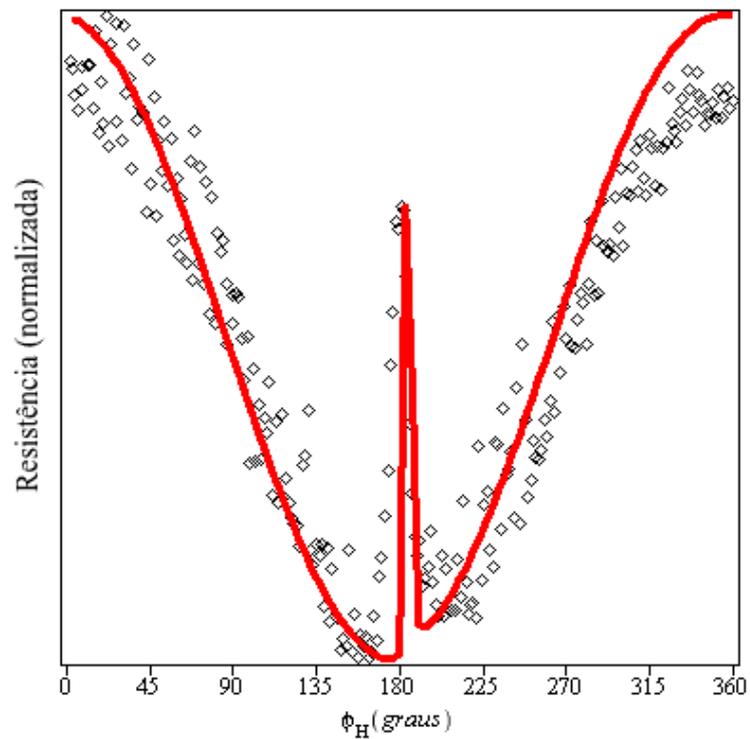


(b)

Figura 4.12: Simulação de AMR para o sistema bicamada (a) e para o sistema multicamada (b) com campo externo de 140 Oe.



(a)



(b)

Figura 4.13: Simulação de AMR para o sistema bicamada (a) e para o sistema multicamada (b) com campo externo igual ao campo de exchange de cada amostra.

5 CONCLUSÕES

Nesta dissertação, foi apresentado um estudo do comportamento magnético em uma bicamada e uma multicamada que apresentam exchange bias. Amostras produzidas por *magnetron sputtering* foram caracterizadas estruturalmente e magneticamente. Medidas de magnetorresistência anisotrópica foram realizadas e comparadas com simulações.

A seguir são destacados as principais conclusões deste trabalho.

- Na difratometria de raios-x, nota-se o favorecimento do crescimento preferencial na direção (101) para IrMn e (111) para o NiFe no caso da multicamada. É possível que as primeiras camadas não tenham este crescimento preferencial, que não é perfeitamente estabelecido na bicamada.

- Em medidas de AMR com campos externos elevados, ou seja, acima do campo de saturação da amostra, o comportamento para os sistemas com EB é igual para sistemas FM.

- Não há existência de histerese rotacional para medidas de AMR.

- No modelo utilizado neste trabalho, a energia referente aos momentos instáveis é zero.

- O modelo utilizado simula com boa precisão os dados experimentais para campos acima do campo de saturação e para o campo de exchange.

- Pelas simulações foi possível descobrir que o ângulo de *Exchange Bias* (ϕ_{EB}) é o responsável pela diferença existente nos mínimos nas curvas medidas no campo de exchange. A diferença de sinal dos ângulos ϕ_{EB} é o responsável pelos mínimos assimétricos entre as amostras.

- A diferença de magnitude entre os picos no ângulo de 180° está na diferença entre H_k e H_{EB} , já que na multicamada esta diferença é maior quando comparada com a bicamada. Isto nos mostra que existem mais momentos fixos na multicamada do que na bicamada.

- A diferença entre os sistemas esta nos termos unidirecional (E_{EB}) e uniaxial (E_k), sendo que a multicamada apresenta o termo uniaxial menos intenso do que a bicamada. Isto é percebido pois por não apresentar a resistência máxima em 180° , demonstrando que os momentos não estão alinhados com o campo. E concordando com o apresentado nas medidas de magnetização.

5.1 Perspectivas

Alguns estudos podem ser realizados seguindo a linha de pesquisa abordada neste trabalho, como:

- Medidas em amostras com diferentes números de camadas;
- Variação na espessura do material AFM;
- Comparação com medidas de magnetometria de torque;
- Medidas de ressonância ferromagnética.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] W. H. Meiklejohn and C. P. Bean. New magnetic anisotropy. *Physical Review*, v. 102:p. 1413–1414, 1956.
- [2] L. Néel and Ann. (*Paris*), v. 2:p. 61, 1967.
- [3] E. Fulcomer and S.H. Charap. Temperature and frequency dependence of exchange anisotropy effects in oxidized nife films. *Journal of Applied Physics*, v. 43:4184, 1972.
- [4] A.P. Malozemoff. Random-field model of exchange anisotropy at rough ferromagnetic-antiferromagnetic interfaces. *Physical Review B*, v. 35:p. 3679, 1987.
- [5] N.C. Koon. Calculations of exchange bias in thin films with ferromagnetic-antiferromagnetic interfaces. *Physical Review Letters*, v. 78:p. 4865, 1997.
- [6] T.C. Schulthess and W.H. Butler. Consequences of spin-flop coupling in exchange biased films. *Physical Review Letters*, v. 81:p. 4516, 1998.
- [7] B. R. Coles. Spin disorder effects in the electrical resistivities of metals and alloys. *Advances in Physics*, v. 7:p. 40, 1958.
- [8] J.K. Kim, S.W. Kim, K.A. Lee, B.K. Kim, J.H. Kim, S.S. Lee, D.G Hwang, C.G Kim, and C.O Kim. Determination of totable anisotropy in exchange-biased bilayers using anisotropic magnetoresistance technique. *J. Appl. Phys.*, v. 93:p. 7714–7716, 2003.
- [9] A Harres and J Geshev. A polycrystalline model for magnetic exchange bias. *J. Phys.: Condens. Matter*, v. 24:p. 32004, 2012.
- [10] J.N. Rigue. Estudo das anisotropias magnéticas e da histerese rotacional em sistema com exchange bias. Qualificação de doutorado, Universidade Federal de Santa Maria, 2012.
- [11] J.M.D. Coey. *Magnetism and Magnetic Materials*. Cambridge University Press, Trinity College, Dublin, 2009.
- [12] B. D. Cullity. *Introduction to magnetic materials*. Addison-Wesley, University of Notre Dame, 1996.
- [13] S. Chikazumi. *Physics of Ferromagnetism*. Oxford University Press, New York, 1997.
- [14] H. Kronmuller and S. Parkin. *Handbook of Magnetism and Advanced Magnetic Materials*. Wiley, 2007.
- [15] S. Blundell. *Magnetism in Condensed Matter*. Oxford, New York, 2001.
- [16] W. H. Meiklejohn and C. P. Bean. New magnetic anisotropy. *Physical Review*, v. 105:p. 904, 1957.

- [17] J. Nogues and K. Schuller Ivan. Exchange bias. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, v. 192:p. 203–232, 1999.
- [18] J. Nogues, J. Sorta, V. Langlaisb, V. Skumryeva, S. Surinachb, J.S. Munozb, and M.D. Barob. Exchange bias in nanostructures. *Physics Reports*, v. 442:p. 65–117, 2005.
- [19] M. Kiwi. Exchange bias theory. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, v. 234:p. 5919–5923, 2001.
- [20] D. Mauri, H. C. Siegmans, P. S. Bagus, and E. Kay. Simple model for thin ferromagnetic films exchange coupled to an antiferromagnetic substrate. *Journal of Applied Physics*, v. 62:p. 3047–3049, 1987.
- [21] M.D. Stiles and R.D. McMichael. Model for exchange bias in polycrystalline ferromagnet-antiferromagnet bilayers. *Physical Review B*, v. 59:p. 3722–3733, 1999.
- [22] K. O’Grady, L.E. Fernandez-Outon, and G. Vallejo-Fernandez. A new paradigm for exchange bias in polycrystalline thin films. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, v. 322:p. 883–899, 2010.
- [23] H. Fujiwara, K. Zhang, T. Kai, and T. Zhao. Effect of direct exchange coupling between antiferromagnetic grains on magnetic behavior of ferro/antiferromagnetic exchange coupled polycrystalline layer systems. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, v. 235:p. 319–328, 2001.
- [24] A. Harres and J. Geshev. Athermal training due to exchange and dipolar coupling within a granular model for exchange bias. *Journal Physics: Condense Matter*, v. 23:p. 216003, 2011.
- [25] A. E. Berkowitz and et al. Refining the exchange anisotropy paradigm: Magnetic and microstructural heterogeneity at the permalloy-coo interface. *Physical Review B*, v. 81:p. 134404, 2010.
- [26] H. Fujiwara, C. Hou, M. Sun, and H.S. Cho. Effect of exchange coupling of polycrystalline antiferromagnetic layers on the magnetization behavior of soft magnetic layers. *IEEE TRANSACTIONS ON MAGNETICS*, v. 35:3082–3087, 1999.
- [27] E. Fulcomer and S.H. Charap. Thermal fluctuation aftereffect model for some systems with ferromagnetic antiferromagnetic coupling. *Journal of Applied Physics*, v. 43:4190, 1972.
- [28] Mathias Getzlaff. *Fundamentals of Magnetism*. Springer, Berlin, 2008.