

UNIVERSIDADE DO ESTADO DO RIO GRANDE DO
NORTE
FACULDADE DE CIÊNCIAS NATURAIS E EXATAS
DEPARTAMENTO DE FÍSICA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA

**Histerese Térmica em Bicamadas
FM/AFM Compensadas**

Francisco Iranildo Ferreira do Nascimento

Orientadora: Prof.^a Dra. Ana Lúcia Dantas

Dissertação apresentada à Universidade do Estado do Rio Grande do Norte como requisito parcial à obtenção do grau de **MESTRE** em Física.

Mossoró, 22 de Março de 2010

Livros Grátis

<http://www.livrosgratis.com.br>

Milhares de livros grátis para download.

No princípio criou Deus o céu e a terra.
A terra, porém, estava vazia e nua; e as trevas
cobriam a face do abismo, e o Espírito de Deus era
levado por cima das águas. Disse Deus: “Faça-se
a luz!”. Fez-se a luz. E viu Deus que a luz era boa; e dividiu
a luz, das trevas. E chamou à luz dia,
e às trevas noite, e da tarde e da manhã se fez o dia primeiro.

(Gênese, I, 1-6)

Agradecimentos

A Deus.

À minha família, pelo suporte, incentivo e compreensão, fortalecendo-me com palavras de estímulo e fazendo-me seguir até o final.

Em especial aos meus pais, Fernando José de Souza e Maria de Fátima de Souza, cujos exemplos de trabalho, educação e perseverança são minha maior inspiração.

À minha irmã, Fátima Maria de Souza Rebouças, não apenas por ser minha irmã, porque isso bastaria, mas por ela sempre ter feito questão de ser muito mais. Uma segunda mãe a quem só tenho a agradecer pela dedicação e carinho que me tem.

Aos meus irmãos, José Fernandes de Souza Rebouças, José Francinésio de Souza Rebouças, Francinésia Maria de Souza Rebouça e Maria José Rebouças Marques, e a minha tia Maria José Rebouças de Carvalho, por sempre estarem juntos a mim nesta fase tão importante de minha vida.

Meus tios ausentes, José Maurilo Rebouças, Alfredo Francisco Marques, Maria Dalva Rebouças Marques, e à minha avó Luduvina Carvalho do Rosário (in memorian), pois mesmo não estando presentes fisicamente, acredito que olham por mim.

Ao Ir. Antônio de Araújo Aguiar e ao Ir. Eduardo Régis pelos, exemplos de vida e dedicação profissional.

A Aureliano Gomes de Carvalho, família e amigos pelo apoio no primeiro ano desse curso.

À minha orientadora, a Prof. Ana Lúcia Dantas, cuja integridade, humildade e dedicação profissional são exemplos a serem seguidos, pelo incentivo e simplicidade.

Ao Prof. Artur da Silva Carriço, pelo incentivo e exemplo profissional.

Ao meu Prof. Vamberto Dias Mello, que foi muito importante no início do curso, orientando-me e motivando-me a seguir sempre em frente.

Aos meus amigos, Plínio Matos, Nonato Almeida, Arilson Galvão, Diogo Galvão, Daniel Galvão, Ênio Alves, Nyladih Souza e Hidalyn Souza, pelo apoio e companheirismo nos momentos de que necessitei.

Aos colegas do laboratório LUMEN - Campus Avançado da UERN em Natal, pela amizade e agradável convivência durante a minha permanência.

A todos os componentes do grupo de magnetismo e materiais magnéticos da UERN e da UFRN.

A todos os colegas da pós-graduação, pelas conversas nas quais partilhamos nossos conhecimentos e aprendemos física.

Aos professores e colegas do Departamento de Física da UERN - Mossoró, pela minha formação acadêmica.

A Gerleide Gomes da Silva, pela agradável companhia.

À UERN, por me proporcionar um curso de pós-graduação.

À CAPES, pelo apoio financeiro.

Por fim, a todos que, de uma forma ou de outra, contribuíram nesta conquista.

Resumo

Histereses térmicas têm sido recentemente estudadas em um número significativo de sistemas nanoestruturados. O considerável interesse é voltado, principalmente, para aplicações magnetoeletrônicas, já que a pequena diferença de energia entre dois estados metaestáveis pode levar o sistema a uma bi-estabilidade térmica. Apresentamos um estudo teórico de histerese térmica de uma bicamada magnética consistindo em filme ferromagnético, com anisotropia cúbica cristalina, acoplado a um substrato antiferromagnético compensado. A histerese térmica ocorre se o intervalo de temperatura inclui a temperatura de reorientação (TR) do filme ferromagnético, abaixo da qual a frustração do acoplamento através da interface promove uma rotação de 90^0 na magnetização do FM e uma pequena variação angular nos spins do AFM próximos à interface. Consideramos um ciclo térmico, aquecimento e resfriamento, em um intervalo de temperatura que vai desde baixas temperaturas até temperaturas acima da temperatura de Néel do AFM, na presença de um campo externo aplicado ao longo do eixo fácil do AFM.

A anisotropia da camada ferromagnética estabiliza o estado reorientado (IRS), em temperaturas abaixo de T_R , e o estado alinhado com o campo (AS) em temperaturas acima. Existe um intervalo de temperatura, onde ambos os estados são estáveis. No processo de resfriamento, a transição para o estado reorientado acontece em temperaturas abaixo de T_R , ao passo que no processo de aquecimento, a transição do estado reorientado para o estado alinhado acontece em temperaturas acima de T_R . Nossos resultados indicam que, para um filme de 12nm de Fe sobre o substrato $MnF_2(110)$, a largura da histerese pode ser controlada pela intensidade do campo externo aplicado, com valores de 43K para um campo de 110Oe e 14K para campos de 210Oe. Para filmes de 3nm de Fe sobre o substrato $FeF_2(110)$, a largura da histerese é de 23 K em 110Oe e 13 K para o campo de 300 Oe. Discutimos como a espessura do filme de ferro afeta o campo de tunelamento da largura da histerese térmica e também como o laço térmico pode ser usado para identificar a natureza, ferromagnética ou antiferromagnética, da energia de troca da interface.

PALAVRAS-CHAVES: Histereses térmicas, Interface compensada, Bicamadas FM/AFM.

Abstract

Thermal hysteresis have been recently studied in number significant of nanostructured systems. The consider interest is turned, mainly, for magnetoelectronics applications since a little difference of energy between two metastables states can conduct the system at one thermal bistability. We report a theoretical investigation of the thermal hysteresis of a magnetic bilayer consisting of a four-fold anisotropy ferromagnetic (FM) film exchange coupled with a two-sublattice compensated antiferromagnetic (AFM) substrate. The thermal hysteresis occurs if the temperature interval includes the reorientation transition temperature (TR), below which the frustration of the interface exchange coupling leads to a 90° rotation of the magnetization of the ferromagnetic layer and a small transverse canting of the substrate spins near the interface. We consider a temperature interval bounded by the Neel temperature, and calculate the heating and cooling curves in the presence of an external field along the easy axis of the AFM substrate. The anisotropy of the ferromagnetic layer stabilizes the reoriented state (IRS) below the

reorientation temperature and the aligned state (AS), with the ferromagnetic layer magnetization along the external field direction, above the reorientation temperature. There is a temperature interval where both states are stable, and by crossing the TR from above, in the cooling branch of the thermal loop, or from below, in the heating branch, the transitions between the AS and IRS occur at different temperatures. For a 12nm thick iron film on a $\text{MnF}_2(110)$ substrate, the temperature width of the thermal hysteresis can be tuned by the external magnetic field, with values of 43 K for a field of 110 Oe and of 14 K near 210Oe. For a 3nm thick Fe film on an $\text{FeF}_2(110)$ substrate, the thermal hysteresis width is 23 K at 110Oe and 13 K for a field of 300Oe. We discuss how the thickness of the iron film affects the field tuning of the thermal hysteresis width and also how thermal loops may be used to identify the nature, either ferromagnetic or antiferromagnetic, of the interface exchange energy.

KEYWORDS: Thermal hysteresis, Compensated interface, FM/AFM bilayers.

Lista de Figuras

2.1	A relação entre a variação da resistência elétrica e o campo magnético externo aplicado sobre uma multicamada composta por Fe/Cr. (Fig. 2 [1])	9
2.2	Dispositivo de gravação magnética. (A) Multicamada magnética que compõe o sensor de leitura. (B) Ampliação esquemática do meio de gravação.	10
2.3	Esquema de gravação magnética termicamente assistida. (Fig. 4.1 [2])	11
2.4	Arranjo de nanopartículas ferromagnéticas (FM) crescidas sobre um substrato antiferromagnético (AFM). Em evidência, o fluxo de campo magnético devido ao estado de magnetização da nanopartícula.	12
2.5	Curvas de histerese magnética, a 77K, de partículas de Co revestidas de CoO. A curva de linhas sólidas ocorre quando o material é resfriado a um campo de 10kOe enquanto que a de linhas pontilhadas ocorre na ausência de campo magnético externo. (Fig. 1 do artigo [3]) . . .	14

2.6	Observação direta do alinhamento de spins ferromagnéticos por spins antiferromagnéticos	17
2.7	Esquema de uma bicamada FM/AFM compensada.	23
2.8	A figura A) representa a estrutura cristalina do substrato estando o plano (110) sombreado porque é nele que o substrato é crescido. A figura B) representa uma idealização de como é o empilhamento de planos atômicos (110) mostrando alguns de seus spins. O spin central aparece com oito spins da sub-rede oposta como sendo seus primeiros vizinhos. (Fig. 2.3 da Ref. [4])	24
2.9	Ângulos entre os spins e o eixo fácil do filme AFM. A abscissa enumera os planos atômicos do AFM a partir da interface. As curvas preta e azul representam as bicamadas Fe/FeF ₂ e Fe/MnF ₂ , respectivamente. (Fig. 2.6 da Ref. [4])	25
2.10	Curvas de nível da energia magnética, ε , comparada com a energia magnética do estado uniforme para uma bicamada Fe(5)/FeF ₂ (11). Θ_{FM} mede o ângulo entre os momentos magnéticos do Fe e o eixo fácil (eixo z), e $\frac{J_{int}}{J_{AFM}}$ é a intensidade do acoplamento de interface em unidades do acoplamento de troca intrínseco do Fe/FeF ₂ . (Fig. 2.7 da Ref. [4])	27

2.11	Curvas de nível da energia magnética, ε , comparada com a energia do estado uniforme para uma bicamada Fe(10)/FeF ₂ (11). (Fig. 2.8 da Ref. [4])	27
2.12	Energia magnética comparada com a energia do estado uniforme, ε da bicamada (110)Fe/FeF ₂ para diferentes espessuras do filme FM. (Fig. 2.9 da Ref. [4])	29
2.13	Energia magnética comparada com a energia do estado uniforme, ε , de bicamadas com diferentes substratos AFM. O número de planos dos filmes são $t_{FM} = 10$ e $t_{AFM} = 11$. (Fig. 2.10 da Ref. [4])	30
2.14	Curva de nível da energia magnética comparada com a energia do estado não-acoplado, ε , da bicamada (10)Fe/(11)FeF ₂ compensada. O filme FM apresenta anisotropia com simetria $C - 4$. (Fig. 2.11 da Ref. [4])	30
2.15	Energia magnética comparada com a energia do estado não-acoplado, ε , da bicamada Fe/FeF ₂ compensada. O filme FM tem anisotropia cristalina com simetria $C - 4$ e sua espessura (em número de planos atômicos) está indicada em cada curva. (Fig. 2.12 da Ref. [4])	31
2.16	Visão esquemática dos spins dos materiais na ausência (A) e na presença (B) de acoplamento entre filmes. (Fig. 2.13 da Ref. [4])	32
2.17	Acoplamento de interface limiar em função do número de planos do filme FM. (Fig. 2.14 da Ref. [4])	34

- 2.18 (a) Calor específico de uma bicamada de (110)Fe/FeF₂, com $N_{AFM} = 10$ e $N_{FM} = 11$. Os números nas curvas indicam os valores da troca de interface em unidades do campo de troca intrínseco do antiferromagnético (J_{AFM}). A temperatura é apresentada em unidades da temperatura de Néel e o calor específico é apresentado em unidades da energia de troca do antiferromagnético. Estados magnéticos próximos da temperatura de reorientação para (b) $J_{INT} = 0.4J_{AFM}$ e (c) $J_{INT} = J_{AFM}$. (Fig. 1 do artigo [5]) 38
- 2.19 (a) Calor específico de uma bicamada de (110)Fe/FeF₂ com $N_{AFM} = 10$ e $N_{FM} = 5$, para (a) $T = 0.9T_N$ e (b) $T = 0.8T_N$. A constante de troca através da interface é dada por $J_{INT} = J_{AFM}$. O campo externo é apresentado em unidades do campo de troca AFM e o calor específico é mostrado em unidades da energia de troca do AFM. As duas curvas em cada figura correspondem ao acoplamento de interface $J_{INT} > 0$ e $J_{INT} < 0$. Note que para acoplamento ferromagnético a transição ocorre para pequenos valores de campo externo. (Fig. (3) do artigo [5]) 41

- 2.20 Calor específico de uma bicamada de (110)Fe/FeF₂ com $N_{AFM} = 10$ e $N_{FM} = 10$, para (a) $T = 0.6T_N$ e (b) $T = 0.8T_N$. A constante de troca através da interface é $J_{INT} = J_{AFM}$. O campo externo é apresentado em unidades do campo de troca AFM e o calor específico é mostrado em unidades da energia de troca do AFM. As duas curvas em cada figura correspondem ao acoplamento de interface ferromagnético e antiferromagnético. (Fig. (4) do artigo [5]) 42
- 2.21 Calor específico de uma bicamada de (110)Fe/FeF₂ com $N_{AFM} = 11$ e $N_{FM} = 10$. A temperatura é apresentada em unidades da temperatura de Néel e o calor específico é mostrado em unidades de E_{exch}/T_N . Um campo externo $H = 0.007$ é usado e as curvas são para $N_{FM} = 5, 10, 20$. Para $N_{FM} = 20$ não são vistos picos no calor específico. (Fig. (5) do artigo [5]) 44

2.22	Calor específico de uma bicamada de (110)Fe/FeF ₂ com $N_{AFM} = 11$ e $N_{FM} = 10$. Os números nas curvas indicam o valor do acoplamento de interface em unidades da constante de troca intrínseca do AFM. A temperatura é apresentada em unidades da temperatura de Néel e o calor específico é mostrado em unidades de E_{exch}/T_N . Nota-se que para anisotropia cristalina a intensidade da interface de troca não afeta fortemente a posição do pico no C_V . (Fig.(5) do artigo[5])	45
3.1	Louis Néel; 1904 – 2000. (Fig. 1 da Ref. [6])	49
3.2	Geometria de nanoestruturas típicas: (a) cadeia de partículas finas, (b) <i>striped</i> de nanofio, (c) nanofio cilíndrico, (d) nanojunção, (e) <i>step</i> de superfície vicinal, (f) nanopontos, (g) antipontos e (h) <i>particulate medium</i> . (Fig. 2 da Ref. [7])	51
3.3	Ilustração das três principais fases na super-rede Fe/Gd. Na fase <i>Gd-alinhado</i> a média térmica dos momentos do Gd é alta e estão alinhados com o campo externo. Na fase <i>Fe-alinhado</i> à mais alta temperatura os momentos do Gd são pequenos e os momentos do Fe alinham com o campo. (Fig. (1) da Ref. [8])	58

- 3.4 Limites de estabilidades para os estados em que o Fe ou o Gd estão alinhados com o campo magnético aplicado. Para baixos campos aplicados ambos estados, acima de uma faixa dos valores de magnetização para o Gd, são estáveis. (a) mostra o diagrama de fase para um forte acoplamento interfacial antiferromagnético e (b) apresenta o diagrama de fase para acoplamento interfacial antiferromagnético menor. Como o acoplamento antiferromagnético é aumentado, a região onde ambos estados são estáveis também aumenta. (Fig. (2) do artigo [8]) . . . 61
- 3.5 Curva teórica de histerese térmica para uma multicamada finita e infinita de Fe/Gd. A célula unitária é $\text{Gd}_{17}/\text{Fe}_{23}$ em ambos os casos. O campo aplicado é 300 Oe. (Fig. 5 da Ref. [8]) 62
- 3.6 Magnetização como função da temperatura para três amostras em série de $[\text{Co}_t/(\text{Gd}_{0.47}\text{Co}_{0.53})100 \text{ \AA}]_{\times 20}/\text{Co}_t$ com $t = 25 \text{ \AA}(\diamond)$, $30 \text{ \AA}(\circ)$, e $40 \text{ \AA}(\bullet)$ apresentando uma sensibilidade da temperatura de compensação com a variação da espessura. Os campos aplicados durante o experimento foram de 50Oe para $t = 25 \text{ \AA}$ e 30 \AA e 100Oe para $t = 40 \text{ \AA}$. (Fig. 4 da Ref. [9]) 64

- 3.7 Magnetização em função da temperatura durante o ciclo térmico de aquecimento e resfriamento para uma amostra com espessura $t = 40 \text{ \AA}$ submetidas a diferentes campos magnéticos: $H = 10$ (\bullet), 20 (\blacklozenge), 40 (\circ), e 500 Oe (\diamond). O campo foi aplicado ao longo do eixo fácil. A indicação de cada medida é indicada pelas setas, como também a posição da temperatura de compensação (T_{comp}) e a temperatura de reversão (T_r) em cada caso. A histerese térmica só não é vista quando o campo aplicado for de 500 Oe. (Fig. 6 da Ref. [9]) 66
- 3.8 Esboço esquemático da estrutura magnética de cada super-rede e a magnetização total das amostras ao longo de um laço experimental completo de M versus T . A seta grossa representa o momento total da super-rede $\text{Gd}_{0.47}\text{Co}_{0.53}/\text{Co}$, a fina corresponde a super-rede do Co , e a seta acima dessas duas é associada com a magnetização total da amostra (note que a magnetização é zero na T_{comp}). A direção do campo magnético externo durante o experimento é indicado no topo da figura. As linhas pontilhadas comparam dois estados equivalentes (mesma temperatura) antes e depois da reversão da magnetização. (Fig. 7 da Ref. [9]) 68

- 3.9 (Color online) Laços de histerese térmica tirados em ambas direções, fácil (círculos cheios) e difícil (círculos abertos), da anisotropia sobre a amostra, com $t = 40 \text{ \AA}$ a diferentes campos: $H = 20Oe$ [painel (a)], $H = 30Oe$ [painel (b)], e $H = 50Oe$ [painel (c)]. Note que a temperatura de reversão não depende da anisotropia, mas a forma de mínimo, correspondendo às reversões dinâmicas, é muito diferente. A linha pontilhada a $200K$ marca a posição da temperatura de compensação, independente do campo e anisotropia. (Fig. 9 da Ref. [9]) 71
- 3.10 Dependência da temperatura de momento magnético para $\text{CoNi}(1.5\text{nm})/\text{Gd}(2\text{nm})$ para diferentes campos magnéticos externos e larguras de histereses térmicas como uma função do campo aplicado. No topo da figura, as setas finas e grossas indicam os momentos do Gd e o CoNi respectivamente. Em (a) momentos magnéticos com respeito a direção do campo externo são apresentados em torno das temperaturas de transição T_1 e T_2 . As linhas verticais ilustram a região onde as duas fases coexistem. Em (b) e (d) as setas são usadas para indicar a direção durante a medida: resfriamento de 300 a $50K$ (setas azuis) seguido pelo processo de aquecimento (setas vermelhas). (Fig. 1 da Ref. [10]) 73

- 3.11 Dependência da temperatura do momento magnético para $(\text{CoNi}_{2nm}/\text{Gd}_{2nm})$ para diferentes campos magnéticos externos. As linhas verticais apresentam a região onde as duas fases coexistem. A direção durante a medida é indicada pela seta. Em (a), a $H = 50Oe$, o ponto inicial para medida é $300K$ e não é observado transição de fase. Em (b), a $H = 50Oe$, o ponto inicial para medida é $10K$ e a transição de fase de primeira ordem é observada durante o processo de aquecimento. (Fig. (4) do artigo [10]) . . . 75
- 3.12 Histerese térmica com aumento dos campos magnéticos externos para liga de $[\text{Co}_{0.8}\text{Gd}_{0.2}]_{2nm}$. As direções de magnetização do Co e do Gd são mostradas como setas pretas e brancas, respectivamente. O campo magnético externo, \vec{H} , aponta para a direita como mostrado na figura. (Fig. 1 da Ref. [11]) 78
- 3.13 Cálculos teóricos para magnetização em função da temperatura para liga de $[\text{Co}_{0.772}\text{Gd}_{0.228}]_{2nm}$. A teoria está em bom acordo com os resultados experimentais da Fig. 3.12. (Fig. 2 da Ref. [11]) 79
- 3.14 Fase Helimagnética. (Fig. 3.1 da Ref. [12]) 84

- 3.15 Histerese térmica de 16 camadas de filme de Dy. (a) Magnetização para $H = 1.5kOe$ (curvas de símbolo aberto) e $H = 0.05kOe$. (b) Esquema de arranjo de spin em um filme de Dy de 16 camadas em que a foto corresponde à secção de aquecimento para o campo externo de $1.5kOe$ e os valores da temperatura estão indicados a cada linha. Em (a), as linhas (pontilhadas) contínuas são para os processos de aquecimento (resfriamento) e a magnetização é mostrada em unidades de μ_B . (Fig. 1 e Fig. 3 da Ref. [13]) 86
- 3.16 Histerese térmica de 8 camadas de filme de Dy. (a) Magnetização para $H = 1.5kOe$ (curvas de símbolo aberto) e $H = 0.05kOe$. (b) Esquema de arranjo de spin em um filme de Dy de 8 camadas em que a foto corresponde à secção de aquecimento para o campo externo de $1.5kOe$ e os valores da temperatura estão indicados a cada linha. Em (a), as linhas (pontilhadas) contínuas são para os processos de aquecimento (resfriamento) e a magnetização é mostrada em unidades de μ_B . (Fig. 2 e Fig. 3 da Ref. [13]) 88

- 3.17 (a) apresenta uma configuração ferrimagnética onde os momentos do Dy estão todos alinhados com o campo externo e os momentos do Fe são antiparalelos. (b) apresenta uma estrutura ferromagnética com todos os momentos magnéticos paralelos ao campo aplicado. (c) uma estrutura onde os momentos do Dy mostram uma estrutura helicoidal (H). (d) apresenta uma estrutura alternando-hélice (AH) onde a direção da hélice reverte perto do meio do filme. (e) apresenta um estado *fan* no qual também tem reversão da direção da helicidade dentro do filme, mas permite ao final do filme apontar ao longo do campo externo. (f) apresenta um estado anaferrimagnético. (Fig. 1 da Ref. [14]) 91
- 3.18 Magnetização de tricamadas de $\text{Fe}_{20}/\text{Dy}_{12}/\text{Fe}_{20}$ para ambos os processos de aquecimento e resfriamento. Note que as transições e as histereses térmicas são ambas tuneláveis por um pequeno campo magnético externo. (Fig. 2 da Ref. [14]) 92
- 3.19 A figura mostra o sistema de matrizes de dots FM/AFM como também a estrutura de um ponto (dot) que é composto por N células cúbicas. 94

3.20 (S) Histerese térmica de pontos de Fe($30nm \times 15nm \times 15nm$)/NiO. O ciclo térmico é realizado com o campo magnético externo aplicado em sentido oposto ao campo de interface tal como é representado na parte (T) da figura. [(Fig. 1 da Ref. [15]) e (Fig. 4.5 da Ref. [2])] . . .	97
3.21 Mapa de spins, à temperatura ambiente, das camadas da superfície e da interface que correspondem, respectivamente, aos pontos (a) e (b) que estão indicados na <i>Fig.3.20</i> . As cores do fundo indicam o ângulo entre os momentos magnéticos e o eixo z . [(Fig. (2) do artigo [15]) e (Fig. (4.6) da tese [2])]	98
3.22 Modificação da barreira de energia por efeitos de aumento de temperatura. (Fig. 4.3 da Ref. [2])	98
3.23 Histerese térmica para $H = 3kOe$ de partículas de <i>Fe</i> com dimensões $30nm \times L(nm) \times L(nm)$. A escala, nesta figura, indica os valores de L . (Fig. 3 da Ref. [15])	99
3.24 Componentes das magnetizações nas direções z e x como também os respectivos mapas de momentos magnéticos para uma partícula de $120nm \times 60nm \times 12nm$ de Fe num substrato antiferromagnético de NiO submetido a um campo magnético externo de $4kOe$. (Fig. 4 da Ref. [15])	100

- 4.1 (a) Componente da magnetização ao longo do eixo fácil z para uma bicamada de Fe(9nm)/MnF₂(110), em unidades de μ_B , e (b) ângulo médio dos momentos magnéticos de spin FM com a direção [001] para um laço térmico sob um campo magnético externo de $H = 190$ Oe ao longo do eixo z . Nos painéis, temos a configuração dos momentos magnéticos de spin da camada FM (símbolos cinza) e o substrato AFM para pontos selecionados (à esquerda para o aquecimento e à direita para resfriamento nos mesmos valores de temperatura). (Fig. 2 da Ref. [16]) 113
- 4.2 Largura da histerese térmica para bicamadas Fe(12nm)/MnF₂(110) e Fe(3nm)/MnF₂(110) e para uma bicamada de Fe(3nm)/FeF₂(110) (no *inset*). (Fig. 3 da Ref. [16]) 115
- 4.3 (a) Componente da magnetização ao longo do eixo z para uma bicamada de Fe(9nm)/MnF₂(110), em unidades de μ_B , e (b) Ângulo médio dos momentos magnéticos de spin FM com a direção [001] para um laço térmico sob um campo externo de $H = 220$ Oe ao longo do eixo z . Nos painéis, temos a configuração dos momentos magnéticos de spin da camada FM (símbolos cinza) e o substrato AFM para pontos selecionados (à esquerda para o aquecimento e à direita para resfriamento nos mesmos valores de temperatura). (Fig. 4 da Ref. [16]) 119

- 4.4 (a) Componente da magnetização ao longo do eixo z em unidades de μ_B e (b) Ângulo médio dos momentos magnéticos de spin FM com a direção [001] para um laço térmico de uma bicamada de Fe(3nm)/MnF₂(110) sob um campo externo de $H = 104\text{Oe}$. As linhas contínuas (símbolos abertos) correspondem ao acoplamento, na interface, ferromagnético (antiferromagnético). (Fig. 5 da Ref. [16]) 122

- 4.5 Valor absoluto do momento líquido dos momentos magnéticos de spin AFM ao longo do eixo z e o campo de troca sobre os momentos magnéticos de spin da interface FM ao longo do processo de aquecimento do laço térmico de uma bicamada de Fe(3nm)/MnF₂(110) sob um campo externo de $H = 104\text{Oe}$. A curva azul do símbolo aberto e a curva preta do símbolo cheio correspondem ao valor absoluto do momento líquido dos momentos magnéticos de spin da interface para energias de troca de interface FM e AFM. A curva vermelha do símbolo fechado (eixo vertical direito) apresenta a diferença no campo de troca de interface sobre os momentos magnéticos de spin da interface FM entre os casos de acoplamento FM e AFM. As inserções representam esquematicamente a configuração dos momentos magnéticos de spin da interface para acoplamento de interface (a)FM e (b)AFM. (Fig. 6 da Ref. [16]) 125

- 4.6 (a) Representação esquemática do estado reorientado, com os momentos magnéticos de spin do filme FM ao longo do eixo fácil e os momentos magnéticos de spin do substrato AFM num estado tranverse canted; (b) Representação esquemática do estado alinhado com o campo com os momentos magnéticos de spin do filme FM ao longo da direção do campo magnético externo, e aqueles do plano de interface do substrato AFM alinhados com os momentos magnéticos de spin do filme FM via energia de troca de interface. (Fig. 1 da Ref. [16]) 128

Lista de Tabelas

3.1	Comparação de propriedades típicas de materiais que exibem GMR.	53
3.2	Tabela de histerese térmica.	72
3.3	Tabela de histerese térmica do filme fino de Dy constituído por 16 camadas	87
4.1	Fe(12nm)/MnF ₂ (110)	114

Índice

Agradecimentos	ii
Resumo	v
Abstract	vii
Lista de Figuras	xxv
Lista de Tabelas	xxvi
1 Introdução	1
2 Bicamadas FM/AFM	7
2.1 <i>Exchange Bias</i>	13
2.2 Reorientação	22
2.2.1 FM com simetria uniaxial	24
2.2.2 FM com simetria $C - 4$	28
2.2.3 Campo de interface limiar para a reorientação	32
2.3 Calor específico	35

3	Histereses Térmicas em Sistemas Magnéticos	47
3.1	Multicamadas Magnéticas	54
3.1.1	Metais de Transição/Terras Raras (MT/TR) . . .	55
3.1.2	Filmes Finos de Dy	80
3.1.3	Tricamadas de $Fe_m/Dy_n/Fe_m$ e $Gd_m/Dy_n/Gd_m$.	89
3.1.4	Dots Ferromagnéticos/Antiferromagnéticos (FM/AFM)	93
4	Histereses Térmicas em Bicamadas FM/AFM Compensadas	102
4.1	Bicamadas FM/AFM Compensadas	104
4.2	O Modelo para Bicamadas FM/AFM Compensadas . . .	105
4.3	Resultados	111
5	Conclusões e Perspectivas	130
	Bibliografia	136
6	Anexo	141

Capítulo 1

Introdução

Uma das grandes áreas de destaque em Física da Matéria Condensada é chamada Magnetismo e Materiais Magnéticos. Pesquisadores teóricos e experimentais ao redor do mundo têm ampliado significativamente o potencial tecnológico de materiais magnéticos. Em particular, sistemas magnéticos nanoestruturados têm revolucionado a indústria de gravação magnética, dando origem à área chamada spintrônica.

O princípio da spintrônica deu-se com a descoberta do efeito da magnetoresistência gigante (GMR) [1], prêmio Nobel de Física em 2007 [17], que envolve processos físicos de gravação e leitura em meios magnéticos. A descoberta da magnetoresistência deu origem ao dispositivo conhecido como transistor de válvula de spin [18].

O esforço de pesquisa na busca da estabilização de nanopartículas tem dado origem a diversas alternativas para o aumento da densidade de gravação magnética. Entre elas, temos: a- estabilização de

nanopartículas magnéticas através do acoplamento de troca com um substrato magnético estável, estratégia usada no transistor válvula de spin, nos sensores magnetoresistivos hoje usados em nossos computadores pessoais (Fig. 2.2); b- gravação termicamente assistida (TAMR) [19], que viabiliza o uso de materiais com altas anisotropias (Fig. 2.3) sendo uma técnica baseada no aquecimento da região de gravação com um LASER (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation); e c)- arranjos estruturados de nanopartículas ferromagnéticas, com armazenamento de um bit por partícula (Fig. 2.4) [2, 20, 15].

A estratégia de armazenamento de dados para leitura digital, binária, baseia-se na existência de dois estados magnéticos possíveis, associados aos bits zero e um. Quanto menores as nanopartículas, menor será a área associada a um bit e maior será a densidade de gravação. Os sensores usados para a leitura de dados armazenados em meios magnéticos (os discos rígidos dos computadores pessoais, por exemplo) identificam as unidades básicas da linguagem digital (bit zero ou bit um) pela direção do campo de fuga da partícula magnética. O sensor é composto por uma camada ferromagnética (FM) acoplada, através de um separador não magnético, com uma camada FM de referência, cuja ordem magnética é garantida pelo substrato antiferromagnético (AFM).

Como as bicamadas FM/AFM exibem efeitos magnetoresistivos a campos magnéticos externos relativamente mais baixos, as propriedades magnéticas desse sistema tornaram-se alvos de intensos estudos pela comunidade científica. Eis a razão que nos impulsiona.

O progresso na spintrônica não é separável do desenvolvimento do nanomagnetismo. Em particular, a engenharia de propriedades magnéticas a nível atômico em multicamadas foi desenvolvida em paralelo com a GMR, capacitando-a [21]. É por isso que uma rica variedade de estruturas e comportamentos é possível, na qual podemos combinar ferromagnetos com não magnetos, ferromagnetos com ferromagnetos, ferromagnetos com antiferromagnetos, ferromagnetos com magnetos helicoidais etc [22].

É fato que muitos efeitos físicos novos ocorrem em conexão com a redução da extensão espacial do sistema sobre investigação. No presente caso, campos magnéticos foram usados para ler ou escrever a informação armazenada na magnetização, em que “é medida” a orientação local de momentos magnéticos de spins em ferromagnetos. O armazenameto magnético de informação binária de engenharia exige uma barreira de energia entre as duas orientações opostas da magnetização, capaz de impedir a inversão térmica excitada. Essa anisotropia magnética tem várias origens concorrentes, sendo que a mais forte

é geralmente a anisotropia de forma, embora a anisotropia magnetocristalina seja o principal efeito usado em gravação [21]. Isso torna as multicamadas representantes de uma nova classe de materiais na qual efeitos de superfície e interface influenciam fundamentalmente as propriedades do material inteiro, visto que tais efeitos podem ser controlados pelo padrão da camada [22]. As fases magnéticas de multicamadas são, ainda, funções da temperatura, do campo externo aplicado, de parâmetros intrínsecos e, principalmente, de sua composição.

Nesta dissertação, desenvolvemos um estudo sobre bicamadas FM/AFM compensadas. A camada FM possui anisotropia cúbica cristalina $C-4$ e foi crescida ao longo do plano (110), coincidindo paralelamente com o plano no qual foi crescida a camada AFM que funciona como substrato. Uma vez que determinamos que os átomos constituintes da nossa bicamada estejam rigidamente juntos, podemos desprezar efeitos de interdifusão. Efeitos de rugosidade também foram desprezados no nosso estudo. As dimensões do sistemas, no plano da amostra, são tais que os efeitos de bordas são desprezados. Conseqüentemente, podemos modelar o sistema com duas cadeias lineares de spin, com duas sub-redes por plano (no AFM e no FM) que se repetem indefinidamente.

O material FM da bicamada em questão é o Fe, com o parâmetro de rede de $a = 1.5\text{\AA}$ e temperatura de Curie (T_C) de 1043 K. Para

substratos usamos o MnF_2 e o FeF_2 cujas temperaturas de Néel são, respectivamente, $T_N = 67K$ e $T_N = 78K$. A grande diferença entre os campos de anisotropia desses materiais antiferromagnéticos tornou-se um fator discriminante entre os estados magnéticos das bicamadas Fe/FeF_2 e Fe/MnF_2 . Algumas propriedades magnéticas particulares das bicamadas merecem destaque devido à sua atual relevância tecnológica, a saber: o exchange bias e a reorientação da magnetização da camada ferromagnética. O exchange bias, que depende de inúmeras variáveis como a anisotropia do material FM e a natureza da interface do AFM, é um efeito extrínseco da bicamada FM/AFM, pois depende muito do campo magnético externo, embora esteja associado a efeitos de interface na bicamada e não seja um reflexo da estrutura magnética da interface. Por sua vez, o fenômeno de reorientação da magnetização do filme FM na bicamada FM/AFM compensada ocorre simultaneamente ao fenômeno do deslocamento da histerese e é um efeito intrínseco da estrutura magnética da interface do substrato antiferromagnético.

A spintrônica impulsionou estudos de histereses térmicas em sistemas nanoestruturados. Nesse contexto, a pequena diferença de energia entre dois estados metaestáveis pode levar o sistema a uma biestabilidade térmica. Nosso trabalho consiste no estudo teórico de histerese térmica de uma bicamada magnética que consiste em um

filme ferromagnético com anisotropia cúbica cristalina (simetria $C-4$), acoplado a um substrato antiferromagnético compensado.

No Capítulo 2, apresentamos um estudo de algumas propriedades magnéticas de bicamadas FM/AFM, como, por exemplo, *exchange bias*, efeitos de interface, reorientação da magnetização da camada FM e calor específico. No Capítulo 3, são descritos os efeitos de histereses térmicas em diversos sistemas nanoestruturados. O Capítulo 4 contempla o estudo de histereses térmicas em bicamadas FM/AFM compensadas. Por fim, no Capítulo 5, apresentamos nossas conclusões e algumas perspectivas.

Capítulo 2

Bicamadas FM/AFM

Uma das grandes áreas de destaque em Física da Matéria Condensada é chamada Magnetismo e Materiais Magnéticos. Pesquisadores teóricos e experimentais ao redor do mundo têm ampliado significativamente o potencial tecnológico de materiais magnéticos. Em particular, sistemas magnéticos nanoestruturados têm revolucionado a indústria de gravação magnética, dando origem à área chamada spintrônica.

O princípio da spintrônica deu-se com a descoberta do efeito da magnetoresistência gigante (GMR) [1], prêmio Nobel de Física em 2007 [17], que envolve processos físicos de gravação e leitura em meios magnéticos. A magnetoresistência é a variação percentual da resistividade $\Delta R/R_0$, com respeito ao seu valor na ausência de campo, por efeito de um campo magnético externo aplicado (Fig. 2.1). A viabilidade técnica é limitada a uma combinação de alta magnetoresistência com baixo campo de saturação.

A descoberta da magnetoresistência deu origem ao dispositivo conhecido como transistor de válvula de spin [18]. O dispositivo de válvula de spin consiste em camadas ferromagnéticas acopladas magneticamente através de uma camada não magnética e exibe magnetoresistência gigante.

A partir de então, um dos desafios da indústria magneto-eletrônica tem sido produzir sistemas magnéticos que permitam aumentar a densidade de gravação magnética e, ao mesmo tempo, desenvolver sensores mais eficientes, permitindo a leitura de dados em campos magnéticos fracos. A busca de meios magnéticos de alta densidade de gravação requer partículas pequenas, densamente arranjadas em camadas finas. A fim de atingir uma maior densidade de armazenamento de dados, o caminho não pode ser simplesmente a miniaturização do sistema. Há um limite microscópico intransponível. A diminuição do tamanho das partículas magnéticas, na tentativa de aumentar a densidade, é limitada por um fenômeno conhecido como superparamagnetismo, que consiste em uma instabilidade da ordem magnética produzida pela energia térmica [23]. A ordem magnética de pequenas partículas é estabilizada pela energia de anisotropia magnética. Essa energia é proporcional ao número de átomos magnéticos da partícula. Partículas pequenas têm energia de anisotropia comparável à energia térmica. Portanto, a ordem

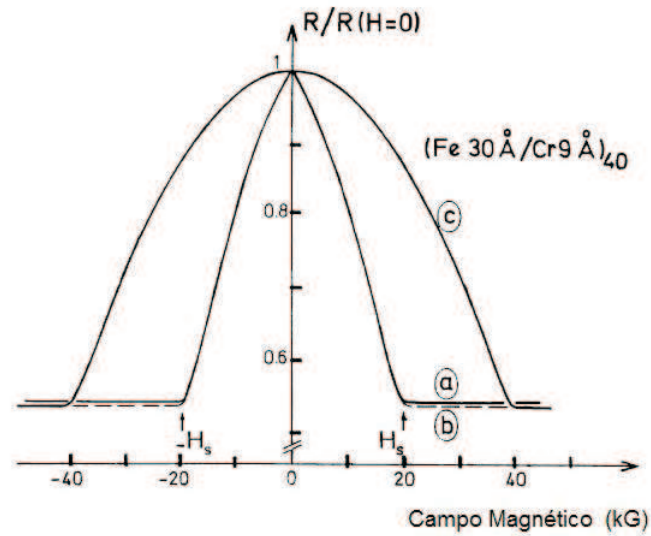


Figura 2.1: A relação entre a variação da resistência elétrica e o campo magnético externo aplicado sobre uma multicamada composta por Fe/Cr. (Fig. 2 [1])

magnética da nanopartícula se degrada e inviabiliza o uso da partícula em meios de gravação.

O desenvolvimento de técnicas avançadas de crescimento de materiais e o potencial tecnológico de partículas magnéticas têm direcionado grande esforço de pesquisadores, da academia e da indústria, em busca do controle do limite superparamagnético, seja para aplicações em gravação magnética ou em sistemas biomédicos. A barreira de energia que estabiliza partículas magnéticas é KV , sendo K a constante de anisotropia do material e V , o volume da nanopartícula. A estabilidade da ordem magnética requer $KV > k_B T$ (k_B é a constante de Boltzmann e T é a temperatura). Uma forma de manter a barreira de energia, diminuindo

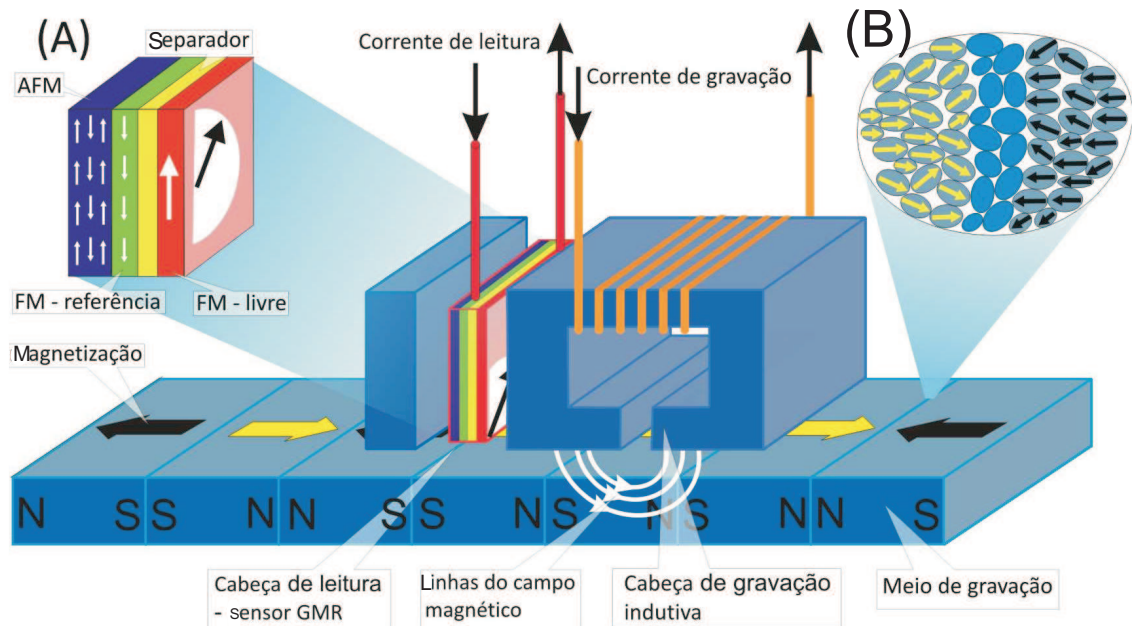


Figura 2.2: Dispositivo de gravação magnética. (A) Multicamada magnética que compõe o sensor de leitura. (B) Ampliação esquemática do meio de gravação.

o volume da partícula, é aumentar a anisotropia. A dificuldade no uso de materiais de alta anisotropia está na necessidade de altos campos magnéticos para gravação e, conseqüentemente, nas altas correntes nos equipamentos eletrônicos.

O esforço de pesquisa na busca da estabilização de nanopartículas tem dado origem a diversas alternativas para o aumento da densidade de gravação magnética. Entre elas, temos: a- estabilização de nanopartículas magnéticas através do acoplamento de troca com um substrato magnético estável, estratégia usada no transistor válvula de

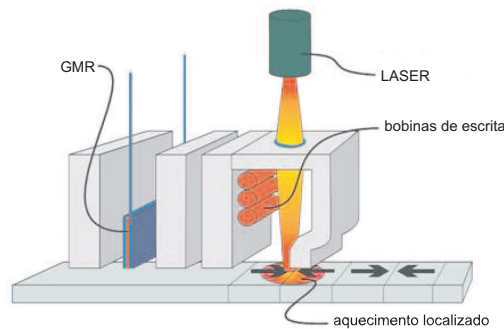


Figura 2.3: Esquema de gravação magnética termicamente assistida. (Fig. 4.1 [2])

spin, nos sensores magnetoresistivos hoje utilizados em nossos computadores pessoais (Fig.2.2); b- gravação termicamente assistida (TAMR) [19], que viabiliza o uso de materiais com altas anisotropias (Fig. 2.3), sendo uma técnica baseada no aquecimento da região de gravação com um LASER (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation), tornando a energia térmica ($k_B T$) maior do que a barreira de energia (KV), viabilizando a gravação em campos relativamente baixos; e c) arranjos estruturados de nanopartículas ferromagnéticas, com armazenamento de um bit por partícula (Fig. 2.4) [2, 20, 15].

A estratégia de armazenamento de dados para leitura digital, binária, baseia-se na existência de dois estados magnéticos possíveis, associados aos bits zero e um, como podemos ver na Fig. 2.2. A gravação é feita por uma cabeça indutiva que gera um campo magnético sobre o meio de gravação em um dos dois sentidos de uma direção fixa. A região

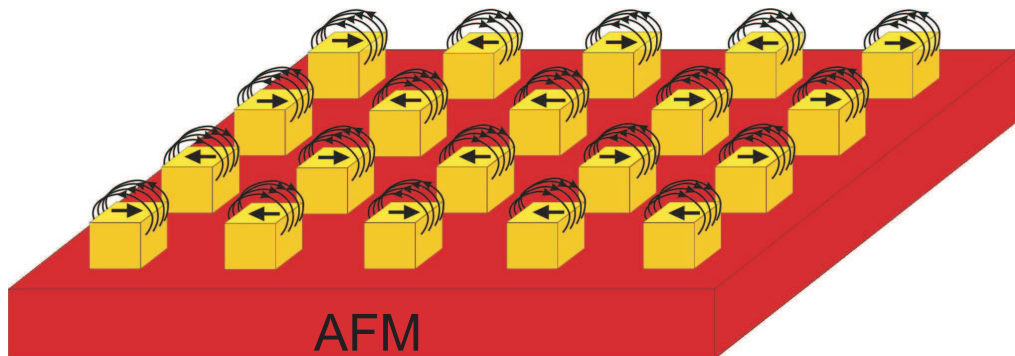


Figura 2.4: Arranjo de nanopartículas ferromagnéticas (FM) crescidas sobre um substrato antiferromagnético (AFM). Em evidência, o fluxo de campo magnético devido ao estado de magnetização da nanopartícula.

do meio de gravação, associada a um bit, corresponde a um número de aproximadamente 1000 nanopartículas (veja Fig. 2.2 (b)). Consequentemente, quanto menores as nanopartículas, menor será a área associada a um bit e maior será a densidade de gravação. Os sensores usados para a leitura de dados armazenados em meios magnéticos (os discos rígidos dos computadores pessoais, por exemplo) identificam as unidades básicas da linguagem digital (bit zero ou bit um) pela direção do campo de fuga da partícula magnética (veja Fig. 2.2 (a)). O sensor é composto por uma camada ferromagnética (FM) acoplada, através de um separador não magnético, com uma camada FM de referência, cuja ordem magnética é garantida pelo substrato antiferromagnético (AFM).

Sendo assim, do ponto de vista tecnológico, é de fundamental importância o entendimento das propriedades magnéticas de bicamadas FM/AFM que exibem propriedades particulares, como, por exemplo, *exchange bias* (deslocamento do centro da histerese magnética) e reorientação da magnetização do ferromagnético.

2.1 *Exchange Bias*

O fenômeno *Exchange Bias*, deslocamento do centro da histerese de $H = 0$, foi verificado primeiramente por Meiklejohn e Bean em 1956 em partículas esféricas finas e compactas de cobalto (Co) resvestidas com uma casca de óxido de cobalto (CoO), a que chamaram de “nova anisotropia magnética”. Foi observado que quando o material era resfriado a partir de $77K$, na ausência de campo magnético externo, a curva de histerese era centrada em $H = 0$, mas quando o material era resfriado na presença de um intenso campo magnético externo ($H = 10kOe$), o centro da histerese era deslocado da origem [3].

Devido ao crescente potencial tecnológico de sistemas constituídos de materiais ferromagnéticos acoplados a antiferromagnéticos, o deslocamento da histerese foi investigado nos mais variados sistemas magnéticos que apresentam interface FM/AFM, tais como filmes finos, materiais não homogêneos, pequenas partículas, multicamadas de filmes finos e

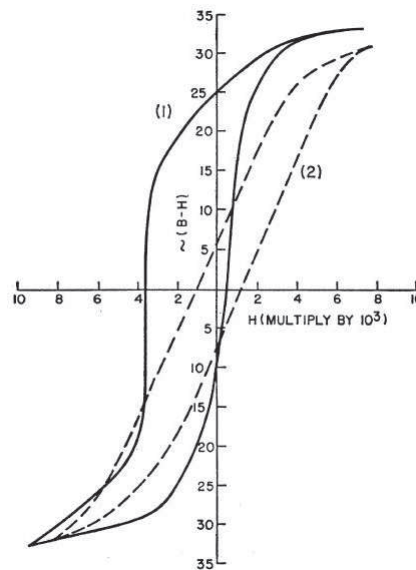


Figura 2.5: Curvas de histerese magnética, a 77K, de partículas de Co revestidas de CoO. A curva de linhas sólidas ocorre quando o material é resfriado a um campo de 10kOe enquanto que a de linhas pontilhadas ocorre na ausência de campo magnético externo. (Fig. 1 do artigo [3])

filmes FM depositados sobre substratos AFM.

Por causa do avanço na tecnologia de crescimento de materiais nas duas últimas décadas, as multicamadas têm sido amplamente estudadas. Interfaces FM/AFM podem ser efetivamente controladas e, conseqüentemente, caracterizadas, além de serem significativamente utilizadas em dispositivos magnetoeletrônicos. Outra grande vantagem das multicamadas reside no fato de alguns aspectos do efeito serem comensuráveis apenas nessas estruturas, como é o caso da orientação do campo externo, da dependência com as espessuras das camadas magnéticas e da desordem interfacial [24].

Grande parte dos estudos sobre o *exchange bias* em bicamadas foi realizado em filmes finos de metais de transição oxidados, tais como Co/CoO, Ni/NiO, Fe/FeO e em filmes de NiFe acoplados a um óxido AFM [25, 26, 27, 28, 29, 30, 31, 32, 33, 34, 35, 36, 37, 38, 39, 40, 41, 42]. Quando Meiklejohn e Bean propuseram seu modelo, previram campos de *bias*, intensidade do deslocamento do centro de simetria da histerese magnética, com magnitude superior àqueles observados para a interface FM/AFM não compensada. No entanto, o modelo simples não esclarece o fenômeno *bias* quando o plano de interface do antiferromagnético é completamente compensado [43].

Em 1964, foi feito o primeiro sistema composto só por filmes metálicos. Consistia em uma bicamada de Ni₈₀Fe₂₀/Mn, a qual dava origem ao composto antiferromagnético, Fe_xNi_yMn_{1-x-y}, na interface com a temperatura de transição maior que a temperatura ambiente [44]. Posteriormente, foram feitos estudos em bicamadas do tipo FM/Fe₅₀Mn₅₀ e FM/Ni_xMn_x. Essas duas ligas são atraentes devido a sua temperatura de transição, T_N , acima da temperatura ambiente; a do FeMn, por exemplo, é de aproximadamente 220°C [45].

Todavia, a evidência experimental do efeito de *exchange bias* em bicamadas FM/AFM tem se vinculado a um tratamento térmico da amostra. As amostras são resfriadas a partir de temperaturas acima

da temperatura de Néel do AFM na presença de um campo externo aplicado, chamado campo de resfriamento (H_r). Embora o *exchange bias* esteja associado a efeitos de interface na bicamada, verificou-se que existe uma grande dependência do campo de *bias* com o campo de resfriamento H_r . Ainda que os primeiros modelos de *exchange bias* tivessem sugerido que o deslocamento é uma medida do campo de troca através da interface, os resultados experimentais derrubam essa tese. É esperado que a intensidade do campo de troca através da interface seja da ordem dos campos de troca intrínsecos dos materiais envolvidos. Contudo, a intensidade do campo de *exchange bias* medida tem sido, aproximadamente, 1000 vezes menor do que os campos de troca intrínsecos dos materiais ferromagnéticos e antiferromagnéticos. Porém, há evidências experimentais de que o perfil de magnetização da camada ferromagnética é moldado pelo padrão de magnetização na interface do AFM [46] (ver Fig. 2.6), o que significa que o campo de troca através da interface deve ser maior do que a intensidade do campo de deslocamento da histerese.

Estudos realizados mostram que o *exchange bias* também ocorre em bicamadas FM/AFM compensadas e apresenta valores de mesma ordem de grandeza daqueles encontrados na bicamadas FM/AFM não compensadas [4]. Este fato fortifica a asserção de que o *exchange bias* (EB)

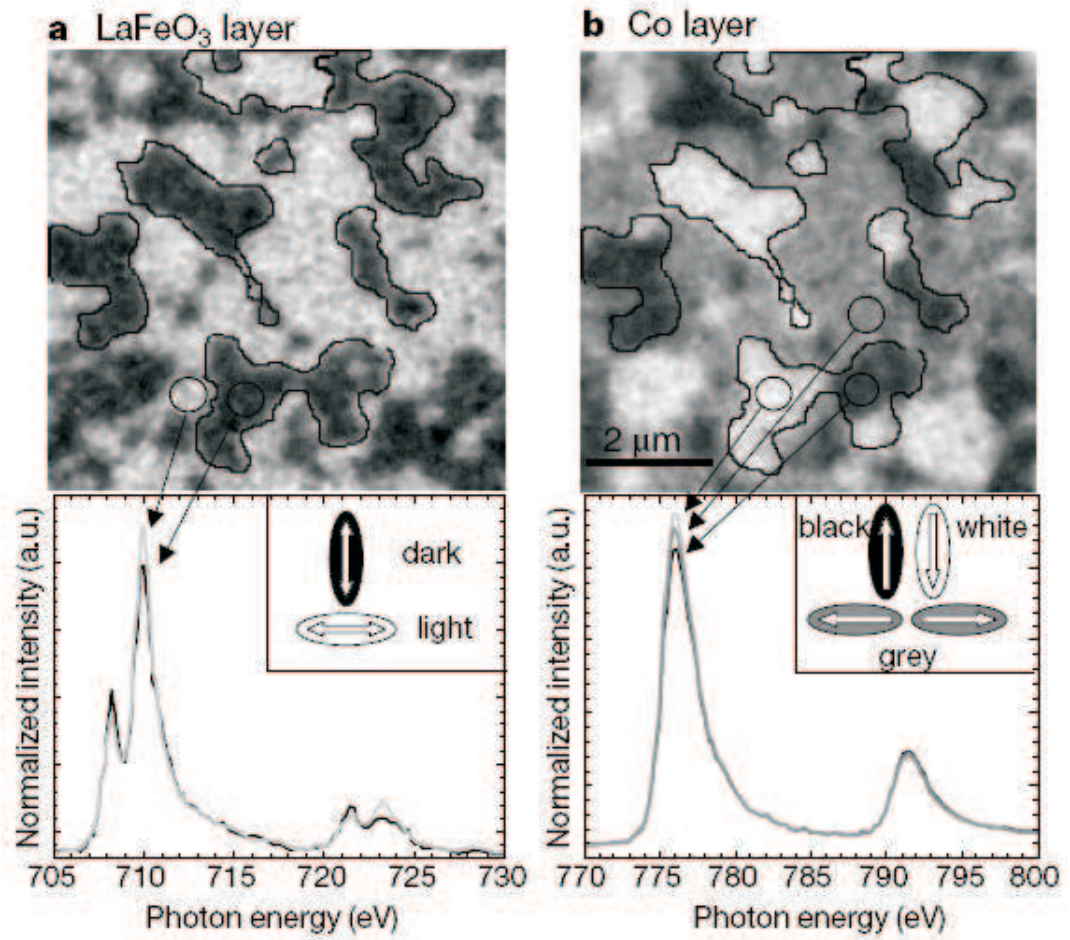


Figura 2.6: Observação direta do alinhamento de spins ferromagnéticos por spins antiferromagnéticos

não é um reflexo da estrutura magnética da interface e possui, como citado anteriormente, valores de campo que diferem em muito daqueles dos campos de troca dos momentos magnéticos dos dois materiais através da interface [4].

Embora seja difícil entender o EB em substratos compensados do ponto de vista macroscópico, a partir do qual a magnetização líquida do material antiferromagnético é nula, o fenômeno tem sido interpretado como resultado da formação de domínios na camada AFM [47], do acoplamento não colinear entre os momentos magnéticos interfaciais, da transferência de ondas de spin entre as camadas ou da existência de momentos AF residuais não compensados na interface [48].

Sendo assim, o que percebemos é que o acoplamento através da interface gera o deslocamento da histerese, mas não necessariamente o deslocamento é a medida da intensidade do campo de interface. Resultados experimentais mostram que, embora antiferromagnéticos compensados em bicamadas FM/AFM exibam *exchange bias*, o efeito só é exibido após o resfriamento da amostra, a partir da temperatura de Néel do AFM, na presença de um campo externo aplicado. Como exemplo, CoO (100), NiO (100), NiO (110), FeF₂ (110), FeF₂ (101), MnF₂ (110), FeMn (111) e FeMn (001) [47].

A função do substrato, na válvula de spin onde ocorre o efeito GMR,

é, portanto, de estabilizar domínios magnéticos no filme de referência, e tal estabilidade é exercida através do acoplamento magnético entre os dois materiais.

É evidente que detalhes a respeito do substrato, tais como o momento magnético líquido dos spins das sub-redes estar compensado ou não compensado, alteram o valor do campo de *exchange bias*. Ou seja, o campo de acoplamento através da interface da camada antiferromagnética segura os momentos magnéticos de spin da camada ferromagnética em condições normais. Estamos considerando a constante de troca de acoplamento fornecida através de medidas de trabalhos experimentais feitas sobre uma grande área da interface e não aquela feita sob regiões microscópicas da interface. Logo, estamos levando em conta valores médios para o campo de troca. Outro detalhe a ser esclarecido acerca das bicamadas é que, na interface, existem rugosidades que contribuem para diminuição do campo de *bias* nos filmes finos texturizados, mas esse comportamento dos filmes finos com relação a tais rugosidades não segue uma regra geral, porque existem alguns sistemas que se comportam ao contrário e há até outros que se tornam insensíveis, fazendo parecer que essa conduta independe de a estrutura magnética da interface apresentar-se como compensada ou não compensada [24, 43].

Em virtude do considerável número de variáveis do sistema, não

existe uma conclusão fechada a respeito do campo de troca de interface. Contudo, são vários os modelos que tentam explicar quantitativa e qualitativamente o deslocamento da histerese. Existem pesquisadores, como Mauri [49, 43], que defendem a idéia de que campo de *bias* é reduzido quando paredes de domínio são nucleadas paralelamente à interface, fazendo diminuir a intensidade do campo aplicado para acontecer a reversão da magnetização [43]. Malozemoff [50, 51, 52] interpreta o fenômeno EB em termos de campos de troca através da interface aleatório, devido a rugosidades na interface, sendo que seu modelo apresenta características que dependem de detalhes da microestrutura[43]. Porém, na década de 90, foram publicados vários resultados experimentais sobre *exchange bias* que não puderam ser compreendidos pelas teorias disponíveis.

Estudos experimentais, em cunhas de NiFe/FeMn [53], mostraram que o campo de *exchange bias* é função das densidades do NiFe (ferromagnético) e FeMn (antiferromagnético), assim como da orientação do FeMn. Foi mostrado que há uma densidade crítica do AFM para iniciar o deslocamento de histerese (EB), assim como existe uma tendência de a magnetização do material ferromagnético orientar-se perpendicularmente ao eixo fácil do material AFM [53].

O fenômeno de “exchange bias” depende de várias variáveis de um

sistema FM/AFM. Dentre elas, existem a anisotropia do material ferromagnético e a natureza da interface do antiferromagnético. Com relação a anisotropia do material ferromagnético, ela pode ser uniaxial ou cúbica. No caso da anisotropia cúbica em camadas ferromagnéticas finas a magnetização é restrita ao plano da amostra, conseqüentemente, existem apenas dois eixos fáceis. A natureza da interface do antiferromagnético pode ser parcial, completamente compensada ou não compensada.

Em interfaces completamente compensadas, o exchange bias aparece quando a amostra é submetida a um tratamento térmico, resfriamento, na presença de campo aplicado [4].

Schuller e colaboradores [54] mostraram que o deslocamento da histerese magnética em bicamadas Fe/FeF₂ pode ser negativo ou positivo em relação à origem. Quando a amostra FM/AFM compensada é resfriada a partir da temperatura de Néel do AFM na presença de baixos campos magnéticos aplicados, poderá haver formação de domínios gerando um momento líquido na interface oposto ao campo aplicado. Nesse caso, o deslocamento da histerese será oposto ao da amostra resfriada na presença de altos campos aplicados, onde o momento líquido da interface estará no sentido do campo aplicado [54]. Portanto, o fenômeno do exchange bias é também função da intensidade do campo aplicado no

processo de resfriamento.

2.2 Reorientação

Como já visto anteriormente, as bicamadas têm sido muito utilizadas pela indústria de leitura e armazenamento de dados. O efeito magnetoresistivo é obtido com menores campos magnéticos externos quando utilizamos o dispositivo válvula de spin que possui uma bicamada FM/AFM na sua constituição. Eis um dos motivos pelos quais se têm estudado tanto as bicamadas e o porquê de explicar a reorientação em tais sistemas.

O fenômeno de reorientação da magnetização do filme ferromagnético crescido sobre um substrato antiferromagnético (Fig. 2.7) compensado ocorre simultaneamente ao fenômeno de deslocamento da histerese. Na Fig. 2.7, apresentamos esquematicamente um substrato antiferromagnético compensado com eixo fácil ao longo do eixo z e a camada ferromagnética com anisotropia uniaxial, coincidindo com o eixo fácil do substrato ou com anisotropia cúbica $C4-zx$, no caso de filmes finos. Devemos acrescentar que o fenômeno da reorientação, ao contrário do *exchange bias*, é um efeito intrínseco da estrutura magnética da interface do substrato antiferromagnético.

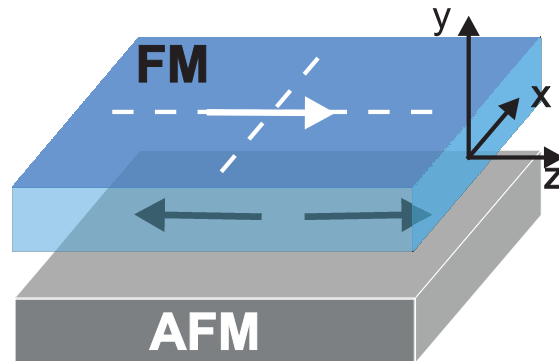


Figura 2.7: Esquema de uma bicamada FM/AFM compensada.

A reorientação trata do efeito da magnetização da camada ferromagnética que em princípio está sobre um eixo fácil e pode ser reorientada em uma direção perpendicular, fazendo um ângulo de 90^0 em relação ao eixo de anisotropia do substrato antiferromagnético. Essa reorientação ocorre em consequência da frustração do acoplamento, através da interface, e também da magnetização da camada ferromagnética com a do substrato antiferromagnético compensado.

O campo de troca através da interface em bicamadas FM/AFM compensadas resulta dos momentos magnéticos de spin do substrato AFM (ver Fig. 2.8) e sua influência sobre a reorientação dos momentos magnéticos de spin da camada FM não pode ser encarada como única. Devemos atentar também para a interação que o sistema sofre devido à energia Zeeman, ou melhor, é necessário observarmos o fenômeno de reorientação como uma resposta do sistema quando nele competem o

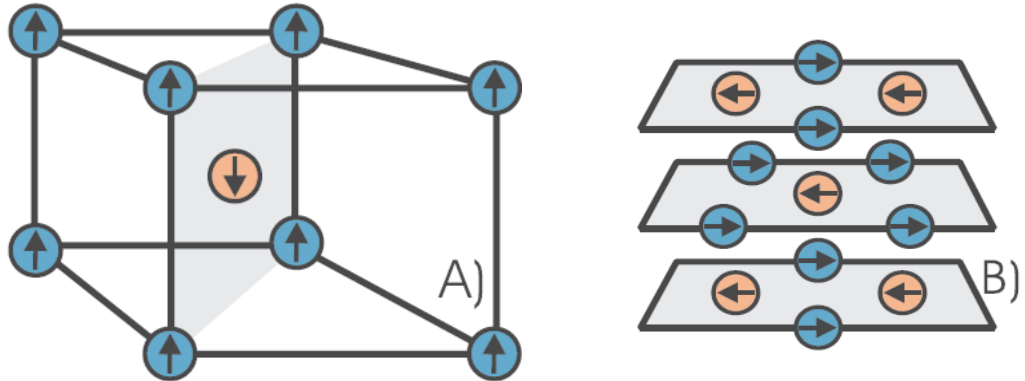


Figura 2.8: A figura A) representa a estrutura cristalina do substrato estando o plano (110) sombreado porque é nele que o substrato é crescido. A figura B) representa uma idealização de como é o empilhamento de planos atômicos (110) mostrando alguns de seus spins. O spin central aparece com oito spins da sub-rede oposta como sendo seus primeiros vizinhos. (Fig. 2.3 da Ref. [4])

campo de interface e o campo magnético externo. Estudos anteriores [5], mostram que em bicamadas de um ferromagneto uniaxial sobre uma substrato antiferromagnético compensado, há um limiar de campo de interface (J_{int}^*) para que haja reorientação da magnetização do filme FM [4], evidenciando que há também uma competição entre as energias de anisotropia uniaxial e de troca através da interface.

2.2.1 FM com simetria uniaxial

Tanto a simetria de anisotropia magnética do FM quanto a intensidade do acoplamento de troca da interface (H_{int}) são parâmetros que nos guiam ao estudarmos a reorientação de bicamadas com anisotropia

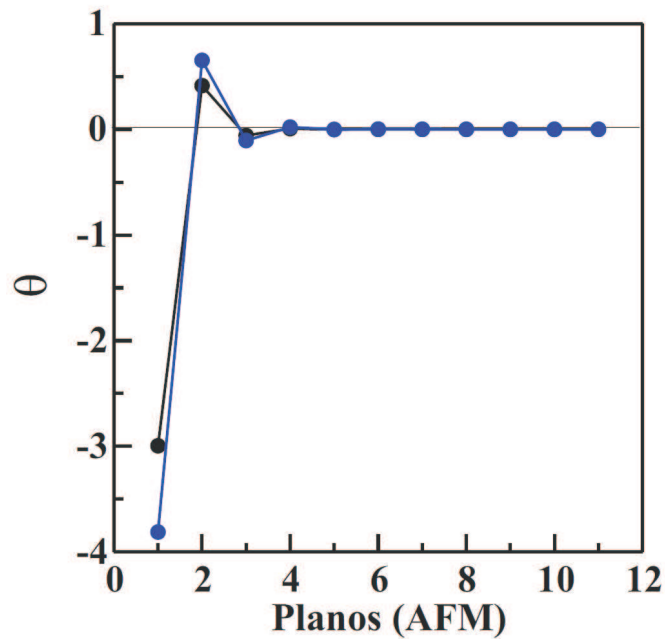


Figura 2.9: Ângulos entre os spins e o eixo fácil do filme AFM. A abscissa enumera os planos atômicos do AFM a partir da interface. As curvas preta e azul representam as bicamadas Fe/FeF₂ e Fe/MnF₂, respectivamente. (Fig. 2.6 da Ref. [4])

uniaxial da camada FM. O estado *canted* no AFM está limitado a alguns planos atômicos próximos da interface e desaparece por volta do terceiro plano atômico (Fig. 2.6 da tese de doutorado de M. L. Silva [4]).

Os resultados apresentados na Fig. 2.9 correspondem ao perfil da estrutura magnética do AFM quando o acoplamento de interface é igual ao valor limiar para reorientação. O acoplamento entre os filmes é 80% do acoplamento intrínseco de cada AFM para o estado reorientado $J_{int} = 0.8J_{AFM}$ [4]. É evidente que o estado *canted* se reafirma à medida

que a intensidade do acoplamento de interface cresce.

A energia magnética do sistema é calculada em função do ângulo (Θ_{FM}) dos momentos magnéticos da superfície livre do filme FM para diferentes valores do acoplamento de interface J_{int} . O estado reorientado ocorre quando a energia magnética exibe um mínimo de (Θ_{FM}) = 90° . Este é o modelo adotado por Koon [43].

Também foram mostradas em resultados anteriores (Figs. 2.10 e 2.11) curvas de nível da energia magnética da bicamada comparada com a energia do estado estado uniforme $\delta E = E(\Theta_{FM}) - E(0)$. Os parâmetros de anisotropia são os mesmos utilizados na Fig. 2.9 e o acoplamento de troca intrínseco do FM é $J_{FM} = 10J_{AFM}$. A energia é escrita em unidades da energia de troca intrínseca do filme AFM, $\varepsilon = \frac{\delta E}{E_{tr}}$, onde $E_{tr} = ZJ_{AFM}S_{AFM}^2$ [4].

Para valores negativos de ε , os momentos magnéticos do ferromagneto estão ao longo do eixo y (estado reorientado), conseqüentemente $\Theta_{FM} = 90^\circ$. Para valores positivos de ε , é favorecida a direção da magnetização do filme FM ao longo do eixo de anisotropia z (eixo de anisotropia).

A energia magnética do sistema ε não apresenta valores negativos para valores de acoplamento de interface menores que, aproximadamente, 30% do valor do acoplamento do AFM ($\frac{J_{int}}{J_{AFM}} < 0.3$). Logo,

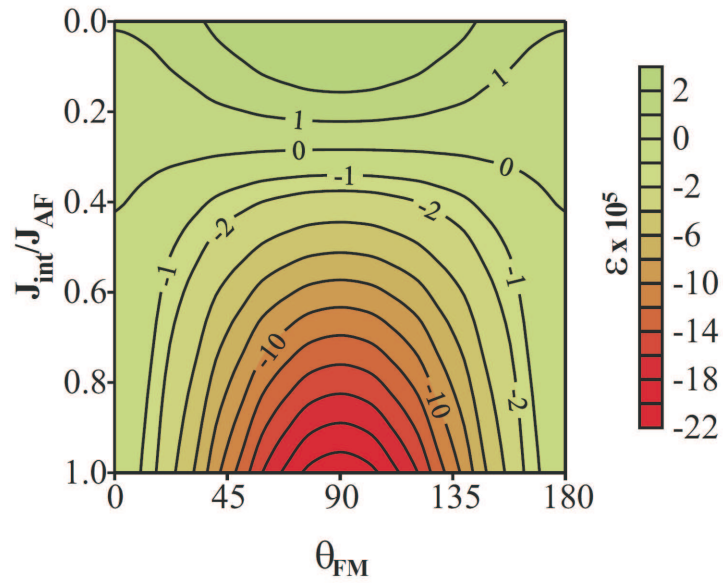


Figura 2.10: Curvas de nível da energia magnética, ε , comparada com a energia magnética do estado uniforme para uma bicamada Fe(5)/FeF₂(11). θ_{FM} mede o ângulo entre os momentos magnéticos do Fe e o eixo fácil (eixo z), e $\frac{J_{int}}{J_{AFM}}$ é a intensidade do acoplamento de interface em unidades do acoplamento de troca intrínseco do Fe/FeF₂. (Fig. 2.7 da Ref. [4])

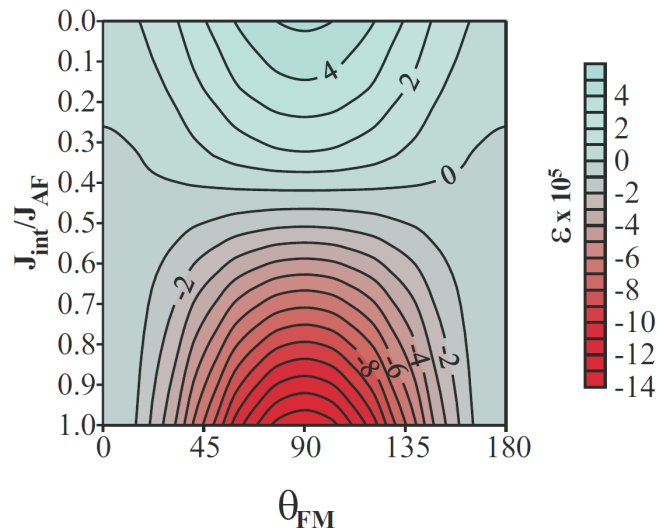


Figura 2.11: Curvas de nível da energia magnética, ε , comparada com a energia do estado uniforme para uma bicamada Fe(10)/FeF₂(11). (Fig. 2.8 da Ref. [4])

existe uma intensidade do acoplamento de interface limiar (J_{int}^*) abaixo do qual não há formação do estado reorientado porque abaixo desse limiar J_{int}^* , a energia do acoplamento de interface não é suficiente para superar a barreira de energia imposta pela anisotropia uniaxial magnética do filme FM.

Os níveis de energia para $J_{int} > J_{int}^*$ assinalam que a energia é mínima em $\Theta_{FM} = 90^\circ$ (ver 2.10 e 2.11). O mesmo resultado é encontrado ao usarmos o algoritmo autoconsistente.

Para uma dada espessura da bicamada, calculamos a energia variando o valor do acoplamento através da interface J_{int} . De acordo com a Fig. 2.12, o acoplamento de interface limiar cresce com o aumento da espessura do filme FM, algo já observado nas Fig. 2.10 e 2.11.

Como a barreira de anisotropia é proporcional à espessura do filme FM, é esperado que J_{int}^* seja uma função crescente da espessura do filme FM. Mas considerando que o acoplamento de interface é um número associado de forma unívoca às características magnéticas dos dois materiais, conclui-se que J_{int} não muda com a espessura do filme FM.

2.2.2 FM com simetria $C - 4$

Os filmes FM de anisotropia cúbica $K_c S_y^2 S_z^2$ possuem dois eixos fáceis para reorientação da magnetização. Esses filmes FM com anisotropia

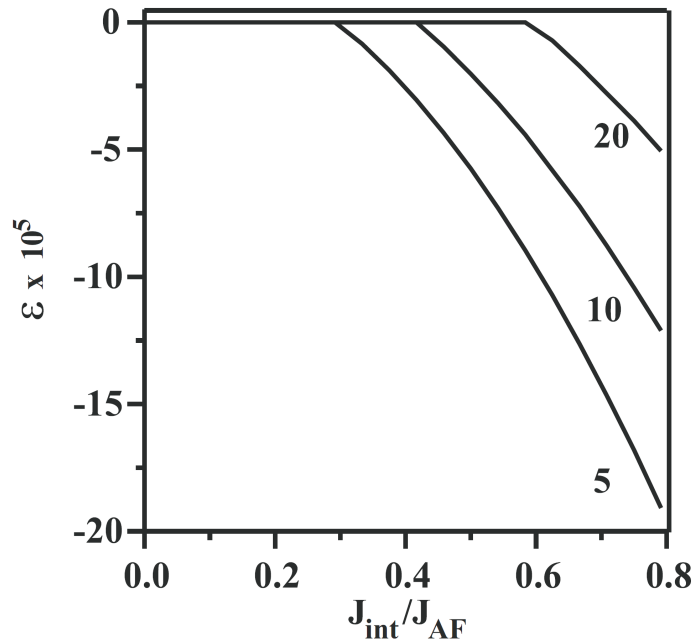


Figura 2.12: Energia magnética comparada com a energia do estado uniforme, ε da bicamada (110)Fe/FeF₂ para diferentes espessuras do filme FM. (Fig. 2.9 da Ref. [4])

cristalina com simetria $C - 4$ apresentam comportamento diferente daqueles com anisotropia uniaxial quando acoplados a filmes AFM compensados.

Qualquer valor positivo de H_{int} é capaz de produzir orientação da magnetização no filme FM com anisotropia cristalina $C - 4$.

Os valores de ε mostrados na Fig. 2.15 são sempre negativos, indicando que a energia do estado reorientado é menor que a energia de filmes não-acoplados. Logo, o estado reorientado sempre ocorre para qualquer intensidade de acoplamento entre os filmes nas bicamadas FM/AFM compensadas onde o filme FM tem anisotropia $C - 4$.

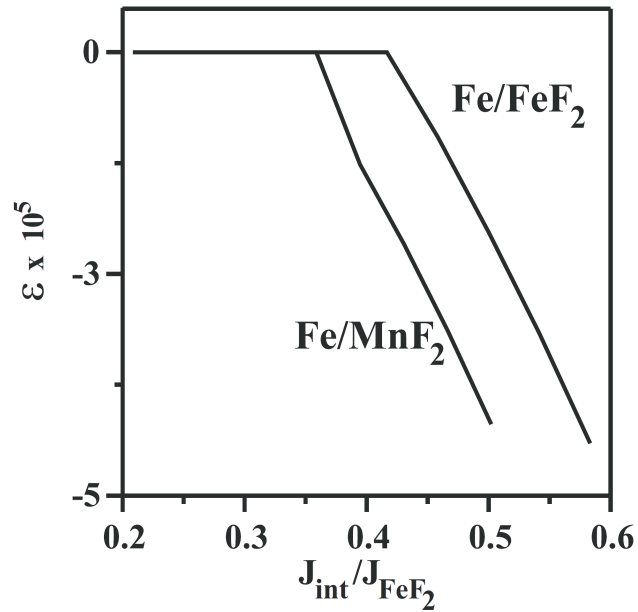


Figura 2.13: Energia magnética comparada com a energia do estado uniforme, ε , de bicamadas com diferentes substratos AFM. O número de planos dos filmes são $t_{FM} = 10$ e $t_{AFM} = 11$. (Fig. 2.10 da Ref. [4])

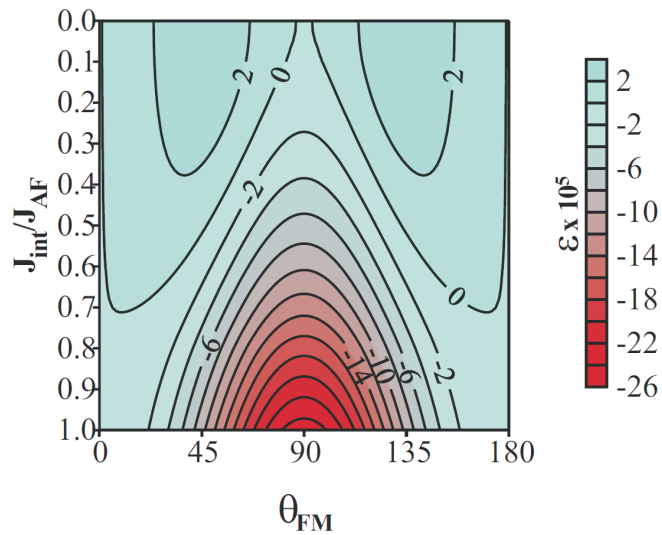


Figura 2.14: Curva de nível da energia magnética comparada com a energia do estado não-acoplado, ε , da bicamada (10)Fe/(11)FeF₂ compensada. O filme FM apresenta anisotropia com simetria $C - 4$. (Fig. 2.11 da Ref. [4])

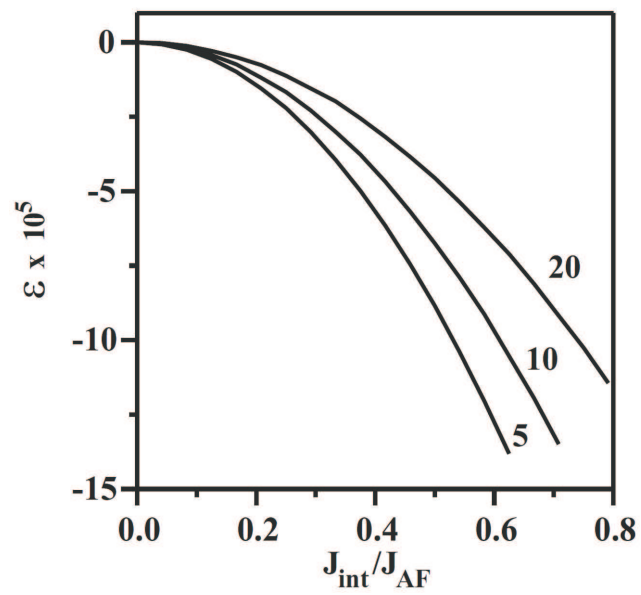


Figura 2.15: Energia magnética comparada com a energia do estado não-acoplado, ε , da bicamada Fe/FeF₂ compensada. O filme FM tem anisotropia cristalina com simetria $C - 4$ e sua espessura (em número de planos atômicos) está indicada em cada curva. (Fig. 2.12 da Ref. [4])

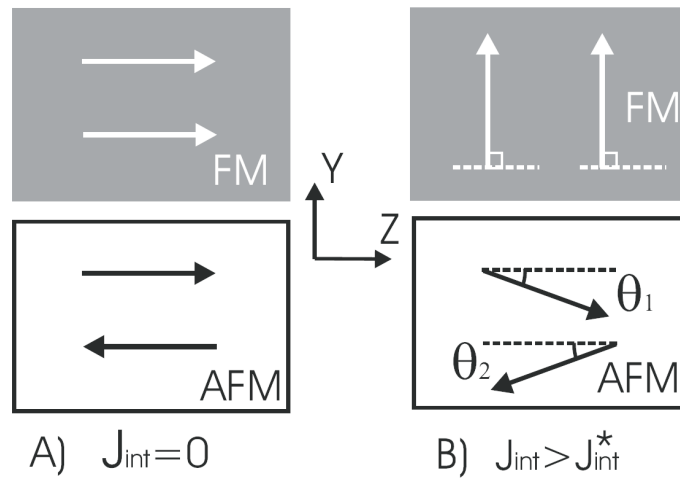


Figura 2.16: Visão esquemática dos spins dos materiais na ausência (A) e na presença (B) de acoplamento entre filmes. (Fig. 2.13 da Ref. [4])

2.2.3 Campo de interface limiar para a reorientação

Os resultados acima podem ser feitos de forma analítica e a concordância do método analítico com o método numérico permite-nos estimar a integral de troca J_{int}^* .

O desvio sofrido pelos momentos magnéticos de spin AFM próximos à interface é o responsável pela reorientação do filme FM. Por causa disso, foi feita uma aproximação na qual variações da energia magnética de spins dos demais planos do AFM não são consideradas [4].

A energia para cada situação na Fig. 2.16 é escrita identificando as contribuições de cada material. Para o estado uniforme (parte (A) da Fig. 2.16) e na ausência de campo externo ($H_{ext}=0$), a energia do sistema é:

$$E = ZJ_{AFM}S_{AF}^2 - K_{AFM}S_{AF}^2 - t_F[ZJ_{FM}S_F^2 + K_{FM}S_F^2] \quad . \quad (2.1)$$

Nesse sistema, a variável Z no termo de troca representa o número de vizinhos de cada momento magnético.

Quando os filmes FM e AFM são acoplados, poderá existir uma nova configuração de equilíbrio em que os spins do filme FM saem do eixo z para uma direção que forma um ângulo de 90° com o eixo fácil [4]. Logo, para o estado reorientado (parte (B) da Fig. 2.16), temos:

$$E = ZJ_{AFM}S_{AF}^2 \cos(2\theta) - K_{AFM}S_{AF}^2 \cos^2\theta - t_F[ZJ_{FM}S_F^2] + 2J_{int}S_F S_{AF} \sin\theta \quad . \quad (2.2)$$

No cálculo acima foi considerado que $\theta_1 = \theta_2$, pois as duas sub-redes do *AFM* estão submetidas ao mesmo campo de interface.

Manipulando as equações de energia do estado não-acoplado (Eq. 2.1) e do estado reorientado (Eq. 2.2), encontramos as seguintes equações para o acoplamento limiar:

$$J_{int}^* = \sqrt{\frac{t_F K_{FM}}{S_{AF}} (-2ZJ_{AFM}S_{AF} + K_{AFM}S_{AF})} \quad . \quad (2.3)$$

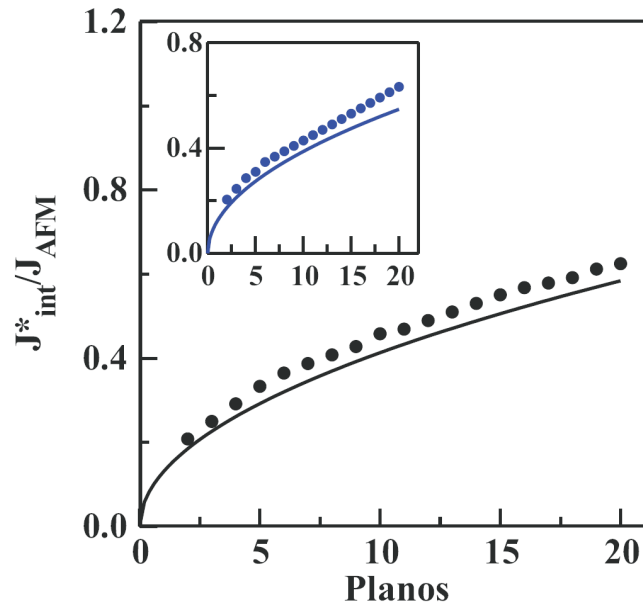


Figura 2.17: Acoplamento de interface limiar em função do número de planos do filme FM. (Fig. 2.14 da Ref. [4])

A Eq. 2.3 mostra que o acoplamento limiar cresce com a espessura do FM, ao passo que a Eq. 2.4 indica também que o acoplamento limiar cresce com a espessura do FM.

$$H_{int}^* = \sqrt{\frac{t_F K_u^{FM} S_F}{S_{AF}} (H_{ex}^{AFM} + H_u^{AFM})} \quad . \quad (2.4)$$

H_u^{FM} e H_u^{AFM} são os campos de anisotropia uniaxial do filme FM e do filme AFM, respectivamente [4]. Nesse cálculo aproximado, foi levado em conta apenas o plano de interface do filme AFM. O número de vizinhos de cada momento magnético é quatro $Z = 4$ [4].

Na Fig. 2.17, é mostrada a dependência do acoplamento limiar com

a espessura do filme FM. As curvas contínuas representam a equação Eq. 2.3 e os pontos são os valores de J_{int}^* obtidos numericamente. As curvas azuis representam a bicamada Fe/MnF₂ e as curvas pretas, a bicamada Fe/FeF₂.

De acordo com a figura Fig. 2.17, os modelos analíticos e numéricos concordam muito bem e melhor ainda para filmes FM finos onde o erro é de aproximadamente 5%. Se o filme FM é fino, então a barreira de energia de anisotropia é pequena e, conseqüentemente, são também pequenos os desvios da ordem AFM do substrato. Por outro lado, é mais provável ter anisotropia uniaxial em filmes FM finos.

Dessarte, acreditamos que qualquer valor de J_{int} maior que o valor dado pela equação Eq. 2.4 produz reorientação. O fenômeno da reorientação está relacionado com as características magnéticas intrínsecas da bicamada. É por isso que a Eq. 2.3 tem relevado valor, pois as alternativas que têm sido usadas para investigar a estrutura magnética da interface FM/AFM fundamentam-se em grandezas físicas extrínsecas [4]. Já o exchange bias está associado a um fator extrínseco do sistema.

2.3 Calor específico

O calor específico pode ser utilizado para identificar mudanças de fase na bicamada, como, por exemplo, provar o fenômeno de reorientação

e mostrar que a temperatura de reorientação T_R é afetada tanto pela intensidade da troca de interface quanto pela espessura do filme FM. Nesse caso, a energia magnética é dada por:

$$E = \sum_n \left\{ -\frac{K_n}{2} S_{nz}^2 - g\mu_B S_{nz} H \right\} - \sum_{nm} J_{nm} \vec{S}_n \cdot \vec{S}_m \quad , \quad (2.5)$$

onde K_n é a anisotropia uniaxial constante para os spins no n -th plano e H é a intensidade do campo externo aplicado ao longo da direção do eixo z . Foram utilizados três parâmetros-chaves (J_{AFM} , J_{FM} e J_{int}) para descrever a energia de troca no substrato antiferromagnético, o filme ferromagnético e o acoplamento de troca através da interface.

O calor específico dado por $C_V = (\partial E / \partial T)_V$ é encontrado numericamente calculando a diferença da energia média em temperaturas próximas [5, 4].

Foi mostrado que em altas temperaturas, próximas da temperatura de Néel do substrato antiferromagnético, os momentos magnéticos da interface do substrato antiferromagnético são estabilizados pelo campo de troca da camada ferromagnética, como indicado pelos estados magnéticos apresentados esquematicamente nas primeiras linhas de Fig. 2.18 (b) e Fig. 2.18 (c). Entretanto, diminuindo a temperatura, a sequência das fases magnéticas são diferentes. Para $J_{INT} = 0.4J_{AFM}$, quando a

temperatura é reduzida existe um flip de um dos spins da interface em cerca de 80% da temperatura de Néel (T_N) do substrato, que não produz nenhuma característica notável em C_V . A reorientação ocorre quando a temperatura é reduzida a 69% de T_N . O estado *transverse canted* dos momentos magnéticos de spin do substrato AFM reduz quando a temperatura é reduzida, como indicado na Fig. 2.18(b). Quando $J_{INT} = J_{AFM}$, o campo de interface segura a fase à alta temperatura até temperatura muito baixa, quando os momentos magnéticos do FM saem do eixo por um pequeno ângulo (20°), em $T = 0.33T_N$, e então completa a reorientação em $T = 0.32T_N$. Nesse caso, o grande pico no C_V é devido ao intenso valor de J_{INT} e ao grande momento médio térmico dos momentos magnéticos AFM, quando ocorrem alterações no seu arranjo espacial.

Portanto, o calor específico determina de forma direta a análise da natureza do acoplamento, ferromagnético ou antiferromagnético, e pode também ajudar a estimar a intensidade do acoplamento de troca da interface.

1 - O calor específico magnético das bicamadas tem um pico na temperatura de formação do estado reorientado.

- o pico do calor específico na temperatura de reorientação é alto

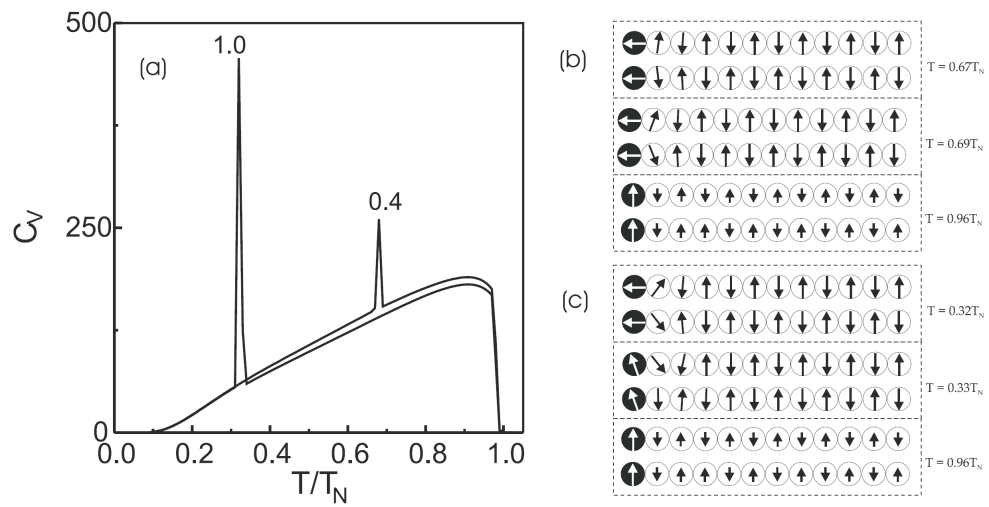


Figura 2.18: (a) Calor específico de uma bicamada de (110)Fe/FeF₂, com $N_{AFM} = 10$ e $N_{FM} = 11$. Os números nas curvas indicam os valores da troca de interface em unidades do campo de troca intrínseco do antiferromagnético (J_{AFM}). A temperatura é apresentada em unidades da temperatura de Nèel e o calor específico é apresentado em unidades da energia de troca do antiferromagnético. Estados magnéticos próximos da temperatura de reorientação para (b) $J_{INT} = 0.4J_{AFM}$ e (c) $J_{INT} = J_{AFM}$. (Fig. 1 do artigo [5])

para substratos AFM com alta anisotropia (tais como FeF_2);

- para os substratos AFM de pequena anisotropia (tais como MnF_2), a transição produz pequenos picos na curva de calor específico.

2 - Os picos no calor específico das bicamadas FM/AFM são devido a modificações de energia no substrato AFM. A contribuição do filme FM não inclui contribuição de relevância alguma na troca intrínseca e a barreira de anisotropia em filmes uniaxiais é uma pequena quantidade de energia desde que a anisotropia do FM seja pequena.

3 - A reorientação da magnetização do filme FM induz um *twisted* na região dos planos que ficam próximos à interface do substrato.

- os desvios da ordem do AFM são maiores quanto maior é a intensidade do acoplamento de troca da interface;
- isso produz aumento em ambas energias, de troca e de anisotropia, do substrato e conduz à variação de energia responsável pelos picos no calor específico;
- desse modo, altos picos no calor específico são marcas de intensa interação de troca de interface.

4 - Na transição, bicamadas de Fe/FeF₂ com filmes FM uniaxiais mostram pequenos desvios da ordem AFM. Entretanto, quando a anisotropia do substrato AFM é alta, o custo de energia para mover os momentos magnéticos do eixo fácil é alto, produzindo altos picos no calor específico.

- para valores baixos do acoplamento de troca da interface, existe um pequeno *twist* nos planos próximos da interface Fe/FeF₂. Nesse caso, os picos na temperatura de transição no calor específico são difíceis de distinguir do calor específico devido ao decaimento térmico dos momentos magnéticos AFM;
- ademais, a intensidade do pico do calor específico aumenta por ordem de três magnitudes, para substratos FeF₂, quando a intensidade do acoplamento de troca da interface varia de $0.2J_{AFM}$ para J_{AFM} .

Contudo, a temperatura de transição não é afetada significativamente pela intensidade do acoplamento de troca da interface. Temos encontrado que a temperatura de transição é cerca de $0.7T_N$.

Os campos externos afetam o calor específico de diferentes maneiras, dependendo da direção de aplicação. Com relação à influência do campo:

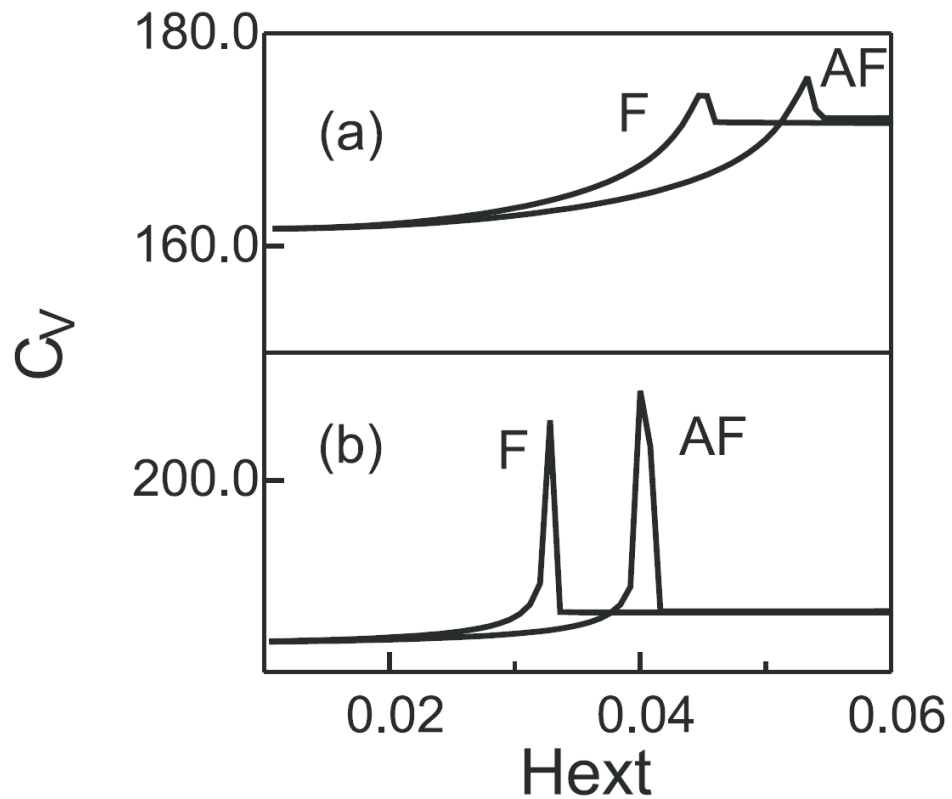


Figura 2.19: (a) Calor específico de uma bicamada de (110)Fe/FeF₂ com $N_{AFM} = 10$ e $N_{FM} = 5$, para (a) $T = 0.9T_N$ e (b) $T = 0.8T_N$. A constante de troca através da interface é dada por $J_{INT} = J_{AFM}$. O campo externo é apresentado em unidades do campo de troca AFM e o calor específico é mostrado em unidades da energia de troca do AFM. As duas curvas em cada figura correspondem ao acoplamento de interface $J_{INT} > 0$ e $J_{INT} < 0$. Note que para acoplamento ferromagnético a transição ocorre para pequenos valores de campo externo. (Fig. (3) do artigo [5])

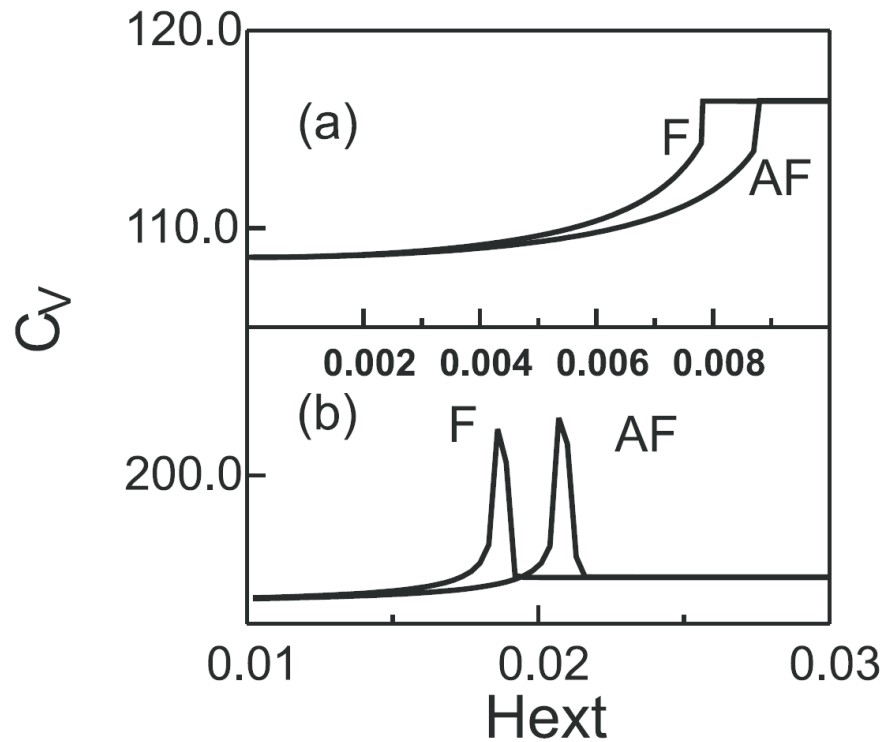


Figura 2.20: Calor específico de uma bicamada de (110)Fe/FeF₂ com $N_{AFM} = 10$ e $N_{FM} = 10$, para (a) $T = 0.6T_N$ e (b) $T = 0.8T_N$. A constante de troca através da interface é $J_{INT} = J_{AFM}$. O campo externo é apresentado em unidades do campo de troca AFM e o calor específico é mostrado em unidades da energia de troca do AFM. As duas curvas em cada figura correspondem ao acoplamento de interface ferromagnético e antiferromagnético. (Fig. (4) do artigo [5])

- 1** - temos considerado apenas pequenos valores de campo externo que são menores que o campo de anisotropia do filme FM;
- 2** - aplicando o campo externo na direção do eixo uniaxial do ferromagneto, o pico do calor específico é reduzido e se desloca para baixas temperaturas;
- 3** - o pico do calor específico é deslocado ligeiramente para altas temperaturas se o campo magnético externo for aplicado perpendicularmente ao eixo uniaxial.

Finalmente, embora tenhamos encontrado que modificações do padrão magnético do substrato AFM estejam restritas à região da interface, a transição da reorientação produz claros sinais no calor específico. A transição gera altos picos no calor específico para substratos AFM de alta anisotropia (tais como FeF_2) e características mais modestas no calor específico para substratos AFM de anisotropia mais baixa, a exemplo do MnF_2 .

A altura dos picos está diretamente relacionada à medida experimental do intervalo de temperatura. Esse detalhe capcioso pode ser entendido de maneira melhor quando analisamos a expressão do calor específico apresentada como se segue:

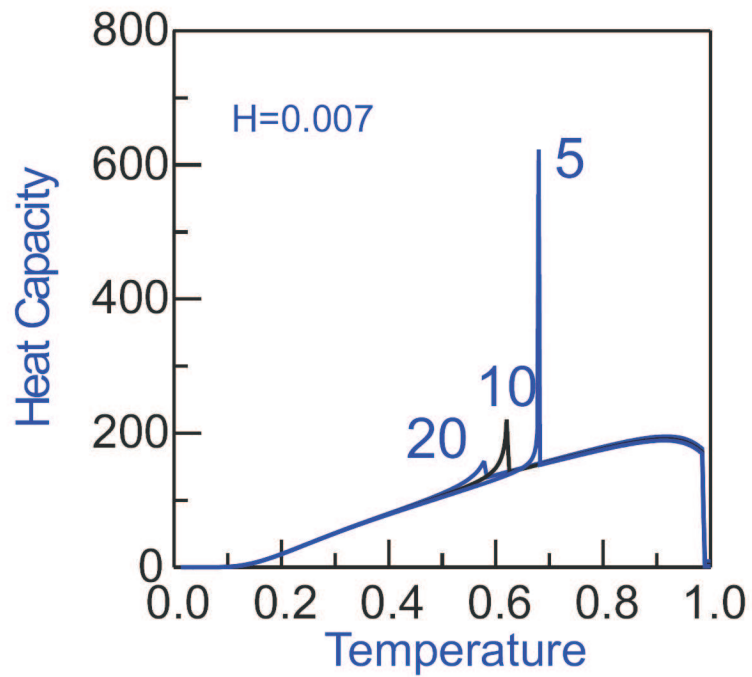


Figura 2.21: Calor específico de uma bicamada de (110)Fe/FeF₂ com $N_{AFM} = 11$ e $N_{FM} = 10$. A temperatura é apresentada em unidades da temperatura de Nèel e o calor específico é mostrado em unidades de E_{exch}/T_N . Um campo externo $H = 0.007$ é usado e as curvas são para $N_{FM} = 5, 10, 20$. Para $N_{FM} = 20$ não são vistos picos no calor específico. (Fig. (5) do artigo [5])

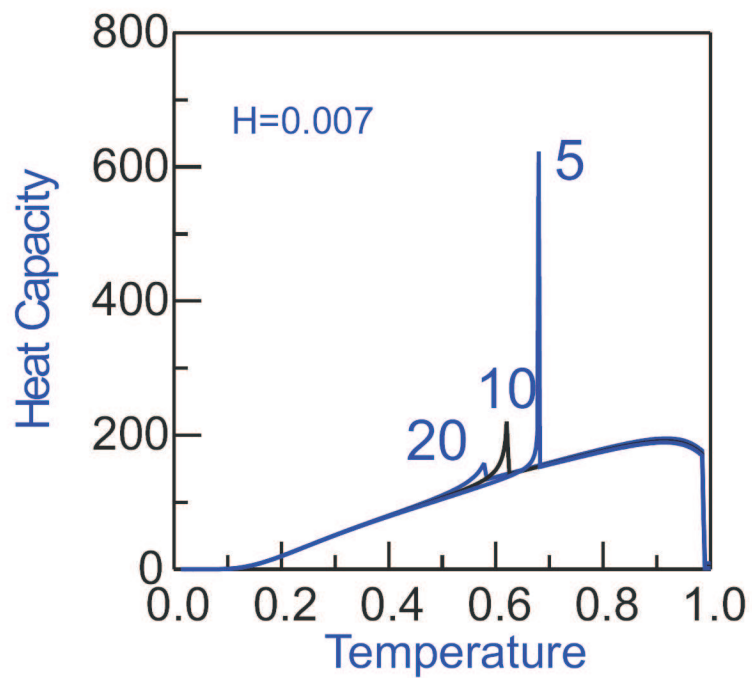


Figura 2.22: Calor específico de uma bicamada de (110)Fe/FeF₂ com $N_{AFM} = 11$ e $N_{FM} = 10$. Os números nas curvas indicam o valor do acoplamento de interface em unidades da constante de troca intrínseca do AFM. A temperatura é apresentada em unidades da temperatura de Néel e o calor específico é mostrado em unidades de E_{exch}/T_N . Nota-se que para anisotropia cristalina a intensidade da interface de troca não afeta fortemente a posição do pico no C_V . (Fig.(5) do artigo[5])

$$C_V = \lim_{\Delta T \rightarrow 0} \frac{E(T + \Delta T) - E(T)}{\Delta T} . \quad (2.6)$$

Capítulo 3

Histereses Térmicas em Sistemas Magnéticos

À medida que o tempo passa, a humanidade têm admirado e dado atenção aos materiais magnéticos. Aliás, houve momentos nos quais o conhecimento acerca das propriedades magnéticas desses materiais foi de suma importância para a resolução de alguns problemas vitais, a exemplo daquele solucionado por Louis Néel na Segunda Guerra Mundial [6]. A partir do início do século XXI tivemos investimentos altíssimos em partículas magnéticas de escala nanométrica, também conhecidas como nanoelementos ou nanomagnetos. Uma prova do grande interesse da ciência e da engenharia nos últimos anos por esses materiais são os 8 bilhões de dólares gastos mundialmente em pesquisa. Os Estados Unidos destaca-se entre as potências que mais investem nos nanomateriais, com uma cifra anual superior a 1 bilão de dólares [55].

Todo essa curiosidade por esses materiais deve-se à potencial aplicabilidade deles em dispositivos para armazenamento de dados, sensores de campo magnético, aplicações biomédicas, energia, usos militares. Nanomateriais podem ser utilizados para projetar nanotransistores, desenvolver o transporte de drogas dentro do corpo para o combate a doenças de forma localizada, criação de armas militares etc [55].

Tradicionalmente, materiais magnéticos são classificados por sua coercividade magnética ou dureza. O termo é histórico e refere-se ao ferro, no qual a adição de carbono aumenta não somente a dureza mecânica (aço) mas também a coercividade. Em ordem descendente, a dureza fornece o surgimento para a classificação em magnetos duros (magnetos permanentes), mídia de gravação e magnetos macios [7]. Os magnetos permanentes podem aplicam-se em microfones, *drivers* de discos rígidos, eletromotores, fechaduras etc. Já na mídia de gravação magnética, esses materiais são usados na tecnologia audiovisual e nos computadores. Por último, com os materiais magnéticos macios utilizamos-lhes vastamente para guiar o fluxo em magnetos permanentes e outros sistemas, no interior de transformadores, para aplicações em micro-ondas e altas frequências, e em cabeçotes de gravação.

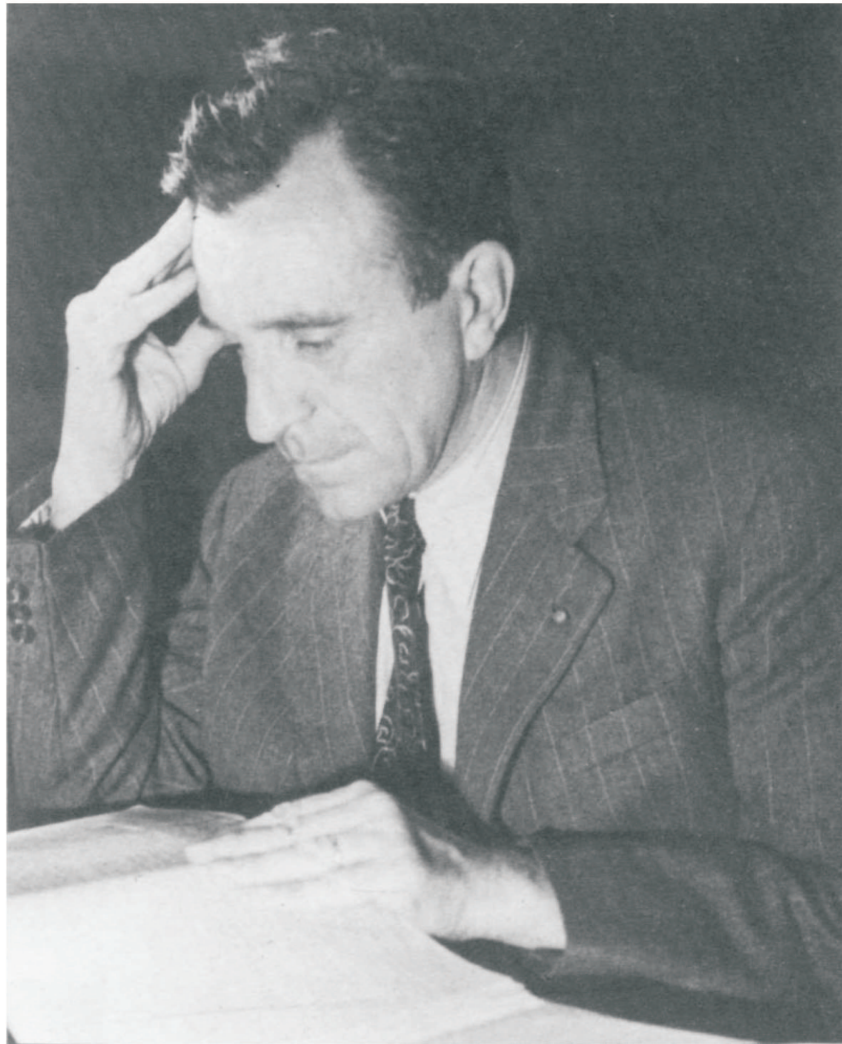


Figura 3.1: Louis Néel; 1904 – 2000. (Fig. 1 da Ref. [6])

Como vimos, as partículas magnéticas em escala nanométrica formam uma área nova, rica e em crescimento na física da matéria condensada. Essas partículas, por sua vez, apresentam uma série de características que servem para indicar as possíveis aplicabilidades de tais nanoelementos. O conjunto dessas qualidades chama-se anisotropia magnética cujas formas mais comuns são: anisotropia cristalina ou magnetocristalina; de forma; de *stress* ou magnetostricção; de superfície e de troca (de intercâmbio, ou *exchange anisotropy*) [56]. É notável que a anisotropia magnética apresenta competições de várias origens sendo a anisotropia de forma a mais forte devido à interação magnética dipolo-dipolo, na qual induz a bem conhecida magnetização no plano fácil dos filmes finos [21]. As formas quadrangular, triangular, elíptica, pentagonal e circular, associadas a espessura e ao tamanho dos nanomagnetos são fatores importantíssimos na determinação das propriedades magnéticas. Tais fatores ligam as propriedades magnéticas de um nanomagneto pelos fenômenos: anisotropia configuracional, competição entre a energia de troca e a energia magnetostática. Enfim, a influência da forma dos nanoelementos é muito importante porque abre caminho para projetar novos materiais magnéticos nanoestruturados em que as propriedades magnéticas podem ser fabricadas para uma aplicação particular com um grau de precisão muito elevado [57].

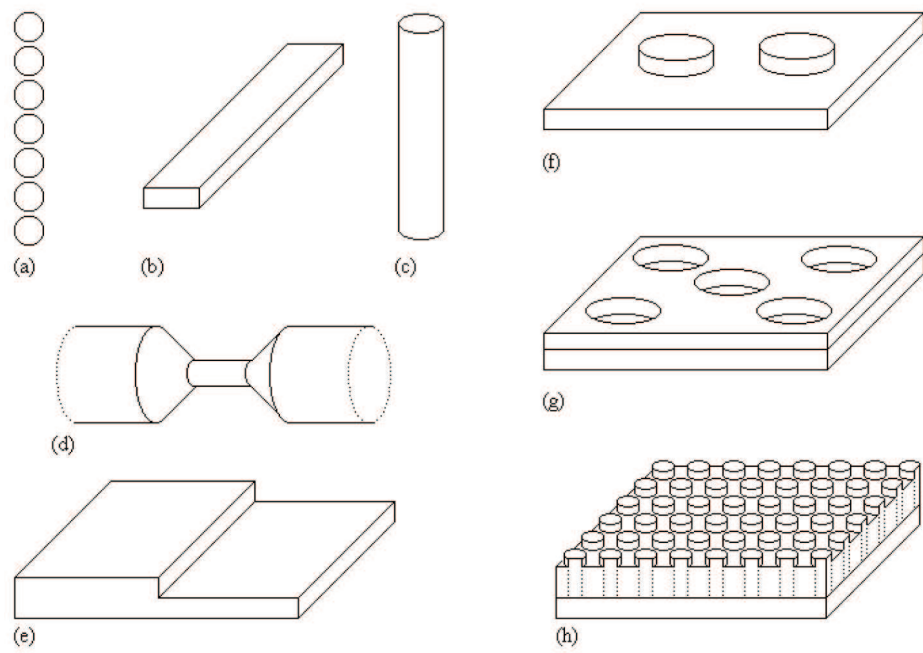


Figura 3.2: Geometria de nanoestruturas típicas: (a) cadeia de partículas finas, (b) *striped* de nanofio, (c) nanofio cilíndrico, (d) nanojunção, (e) *step* de superfície vicinal, (f) nanopontos, (g) antipontos e (h) *particulate medium*. (Fig. 2 da Ref. [7])

Mas o principal efeito usado na gravação é a anisotropia magnetocristalina que é um efeito atômico correlacionado à simetria imediata do ambiente atômico visto que o armazenamento magnético de informação binária exige a criação de uma barreira de energia entre duas orientações opostas da magnetização, capaz de parar reversões excitadas termicamente [21].

A essa altura, dá para notar que o progresso da “eletrônica de spins” não é separável do desenvolvimento do nanomagnetismo [21]. A engenharia das propriedades magnéticas a nível atômico em multicamadas foi desenvolvida em paralelo ao efeito GMR capacitando-o.

A descoberta revolucionária da magnetoresistência gigante (GMR), em 1988, pelo grupo de Fert, Nobel de Física de 2008, promoveu um grande salto na capacidade de armazenamento e leitura de dados dos computadores [1]. Tendo conhecimento acerca do efeito magnetoresistivo, o grupo liderado pelo físico Parkin desenvolveu o dispositivo válvula de spin que tem como uma de suas principais vantagens econômicas a capacidade de obter efeitos magnetoresistivos a campos magnéticos mais baixos, resultando num menor gasto energético gerado pelos cabeçotes de gravação. O acoplamento de uma camada ferromagnética sobre uma camada antiferromagnética que funciona como substrato fez toda essa diferença, assim como abriu um leque de opções para o estudo de vários

Tabela 3.1: Comparação de propriedades típicas de materiais que exibem GMR.

	% Magnetoresistência	Campo de saturação (Oe)	Sensibilidade ($\%/Oe$)
AMR	2	5-20	0,4
Multicamadas	10-80	100-2000	0,1
Granulares	8-40	800-8000	0,01
Válvula de Spin	5-10	5-50	1,0
Sanduíches	5-8	10-40	0,5
CMR	100	1000	0,1
Tunelamento	10-25	5-25	2,0

sistemas nanomagnéticos sujeitos a acoplamentos, a exemplo de [18].

Torna-se, então, perceptível que características como sensibilidade e intensidade do campo de saturação sirvam para selecionar materiais para aplicação em sensores GMR. Cada material tem suas vantagens e desvantagens quanto à sua determinada aplicação como dispositivo magnetoeletrônico e, embora o material focado neste trabalho seja a bicamada FM/AFM compensada, não podemos deixar de citar a existência de outros sistemas de materiais que exibem GMR conforme a tabela 1.1 [4].

É sabido que a gravação magnética termicamente assistida pode resolver problemas fundamentais concernentes à flutuação térmica e capacidade de escrita em gravação magnética, e é considerada como tecnologia-chave para atingir densidades superiores a $1Tbit/in^2$ [19].

Em outras palavras, a TAMR (Thermally Assisted Magnetic Recording) é uma maneira promissora para driblar o limite superparamagnético que enfrenta a gravação magnética convencional (veja Fig. 2.3).

Motivados pela tecnologia de gravação magnética, histereses térmicas têm sido, recentemente, amplamente estudadas em um número significativo de sistemas magnéticos nanoestruturados. O considerável interesse voltado, principalmente, para aplicações magnetoeletrônicas é devido às pequenas diferenças de energia entre dois estados metaestáveis, o que pode levar o sistema a uma bi-estabilidade térmica [16].

3.1 Multicamadas Magnéticas

Nos últimos anos as multicamadas têm recebido bastante atenção, pois representam uma nova classe de materiais em que efeitos de superfície e interface influenciam fundamentalmente as propriedades do material inteiro; uma rica variedade de estruturas e comportamentos são possíveis; a importância dos efeitos de superfície e interface podem ser controlados por padrão de empilhamento e, por último, as propriedades das multicamadas magnéticas podem ser substancialmente modificadas por pequenos campos magnéticos externos [22]. Por outro

lado, sabemos que as histereses térmicas são um velho assunto com discussões sobre mudanças de fases de água/gelo desde Fahrenheit e Black no século XVIII [58].

Vejamos agora alguns sistemas em que o fenômeno histerese térmica foi estudado e onde o mesmo mostrou-se de maneiras diferentes de acordo com as características de cada material.

3.1.1 Metais de Transição/Terras Raras (MT/TR)

Estudos de gravação magnética mostram que materiais de alta anisotropia são mais estáveis termicamente. Por outro lado, a gravação requer campo mais intenso, podendo dificultar a viabilização tecnológica. Como alternativa, está em desenvolvimento a técnica da gravação termicamente assistida onde a partícula magnética é aquecida por um LASER, diminuindo a barreira de energia de anisotropia, sendo, conseqüentemente, o campo de gravação necessário menor. A viabilidade da técnica depende do controle do estado magnético da partícula, principalmente depois do resfriamento.

Motivados por essa e outras necessidades da indústria magnetoeletrônica, histereses térmicas têm sido estudadas em vários tipos de multicamadas. No caso de multicamadas de MT/TR, temos como exemplos: Co/Gd, CoNi/Gd e Fe/Gd. Nessas estruturas, as camadas são

acopladas antiferromagneticamente e o ciclo térmico, aquecimento/resfriamento, é feito na presença de um campo externo aplicado. Estudos mostram que as curvas histeréticas de magnetização, como função da temperatura, apresentam um formato “gravata-borboleta” [58]. Logo, nas diferentes facetas ao longo das transições de fase magnética entre um metal de transição (Fe, Co, CoNi)/ multicamadas do terra rara gadolínio (Gd), podemos evidenciar que o intervalo de histerese é função da intensidade do campo aplicado e dos materiais constitutivos [58]. Um ponto atraente no estudo de histereses térmicas em multicamadas compostas por Gd é o fato de sua temperatura de Curie (T_C) ser a temperatura ambiente. Contudo, para haver histerese térmica é necessário que haja dois estados que estejam estáveis à mesma temperatura.

A maioria dos materiais magnéticos experimentam transição de fase estrutural e magnética [10]. A propriedade fundamental dos sistemas ferrimagnéticos artificiais é o acoplamento antiferromagnético ($J < 0$) que existe entre o metal de transição e o terra rara pesado como, por exemplo, Gd ou Tb, sendo que o sistema apresenta momento magnético total zero na temperatura de compensação (T_{comp}) [10].

Multicamadas de Fe/Gd, Co/Gd e CoNi/Gd têm sido estudadas experimental e teoricamente. Resultados experimentais, em acordo com modelos teóricos vigentes, apresentam significantes histereses térmica.

A largura da histerese térmica pode ser controlada pela intensidade do campo magnético externo[58].

Em multicamadas constituídas por Fe/Gd, além da intensidade do campo aplicado durante o processo térmico, vários parâmetros intrínsecos são relevantes: as anisotropias dos materiais constitutivos, a energia de troca através da interface, bem como as diferenças nas temperaturas de Curie e magnetizações de saturação.[13].

O sistema Fe/Gd comporta-se da seguinte maneira:

- 1** - Em altas temperaturas, o sistema encontra-se no estado em que a magnetização de Fe fica alinhado com o campo magnético externo e a magnetização de Gd está orientada no sentido oposto ao campo.
- 2** - Mas, à medida que a temperatura começa a cair no processo de resfriamento, os momentos magnéticos de spin do Gd começam a aumentar até uma temperatura abaixo da temperatura de compensação do sistema onde, finalmente, acontece a reversão da orientação dos momentos magnéticos de spin das camadas de Fe e Gd, ficando o sistema agora na situação denominada de estado Gd alinhado.
- 3** - Porém, tais configurações, Fe alinhado ou Gd alinhado, existem quando o campo magnético externo é relativamente baixo, pois

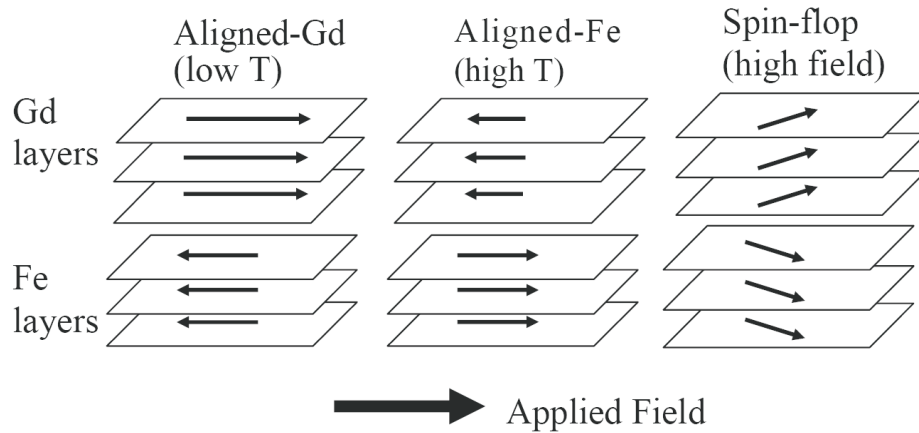


Figura 3.3: Ilustração das três principais fases na super-rede Fe/Gd. Na fase *Gd-alinhado* a média térmica dos momentos do Gd é alta e estão alinhados com o campo externo. Na fase *Fe-alinhado* à mais alta temperatura os momentos do Gd são pequenos e os momentos do Fe alinham com o campo. (Fig. (1) da Ref. [8])

quando é alto, tanto os momentos magnéticos do Fe quanto os do Gd ficam, ambos, *canted* em relação ao campo magnético externo, exibindo o estado denominado spin-flop like [8].

Na Fig. 3.3, temos uma ilustração do comportamento do sistema Fe/Gd.

Nesse sistema é notável que a magnetização de um material muda mais rapidamente com a temperatura do que o outro. A média térmica dos momentos magnéticos do Gd varia de $7\mu_B$ a zero, ao passo que a temperatura varia de valores muito baixos a $300K$ [8].

A situação geral de uma multicamada Fe/Gd é muito complicada

e, de fato, apresenta dramáticos efeitos de superfície. Podemos, entretanto, obter alguma visão eficiente usando um modelo simples que inclui a energia Zeeman de cada filme no campo aplicado, a energia de troca interfacial entre dois filmes e uma anisotropia uniaxial no filme 1(Fe) [8]. Logo, chegamos a seguinte expressão:

$$E = -H * (t_1 m_1 \cos \theta_1 + t_2 m_2 \cos \theta_2) - J m_1 m_2 \cos(\theta_2 - \theta_1) - t_1 m_1 H_a \cos^2 \theta_1, \quad (3.1)$$

onde m_1 é a magnetização do filme 1; t_1 é a espessura do filme 1; H é o campo magnético externo; θ_1 é o ângulo entre m_1 e H . Já t_2 , θ_2 e m_2 são valores para o Gd. H_a é o campo de anisotropia, assumido existir no filme 1(Fe) apenas por simplicidade da mesma forma que a sua respectiva localização na mesma direção da medida do campo [8].

A minimização da energia magnética Eq. 3.1 fornece as configurações de equilíbrio do sistema com a magnetização da camada de Gd dada por:

$$m_2 = \frac{t_1(\pm H^2 t_2 + m_1 H J + 2 H_a H t_2 \pm 2 H_a m_1 J)}{J t_2 H}, \quad (3.2)$$

uma vez que o Gd, nesse intervalo de temperatura, é mais sensível a mudanças de temperatura do que o Fe. Conseqüentemente, o campo máximo que permite histerese térmica é dado por:

$$H_m = \sqrt{-2H_a m_1 J / t_2} \quad . \quad (3.3)$$

Com ela, podemos agora entender o que acontece com a histerese térmica quando modificamos a espessura, a constante de acoplamento antiferromagnético e o campo de anisotropia. Quando o acoplamento AFM é fraco, os spins ficam *canted* na interface a baixos campos magnéticos externos e isso pode ser verificado no gráfico da Fig. 3.4:

A parte interna às curvas representativas do estado Gd-*alinhado* estável e Fe-*alinhado* estável da Fig. 3.4 mostra onde existe a biestabilidade térmica, que é a condição *sine qua non* para a realização da histerese térmica. Outro detalhe interessante no sistema de multicamadas Fe/Gd é que a largura da histerese da estrutura em condições de volume é aproximadamente o dobro da finita [8], como apresentamos na Fig. 3.5.

Em suma, temos demonstrado teorica e experimentalmente um sistema original o qual apresenta uma curva de histerese que pode ser significativamente mudada pela aplicação de um campo magnético externo. Embora o presente trabalho concorde com o sistema específico, Fe/Gd, ele é aplicável para toda uma série de estrutura de camadas onde a dependência da temperatura de um material é substancialmente

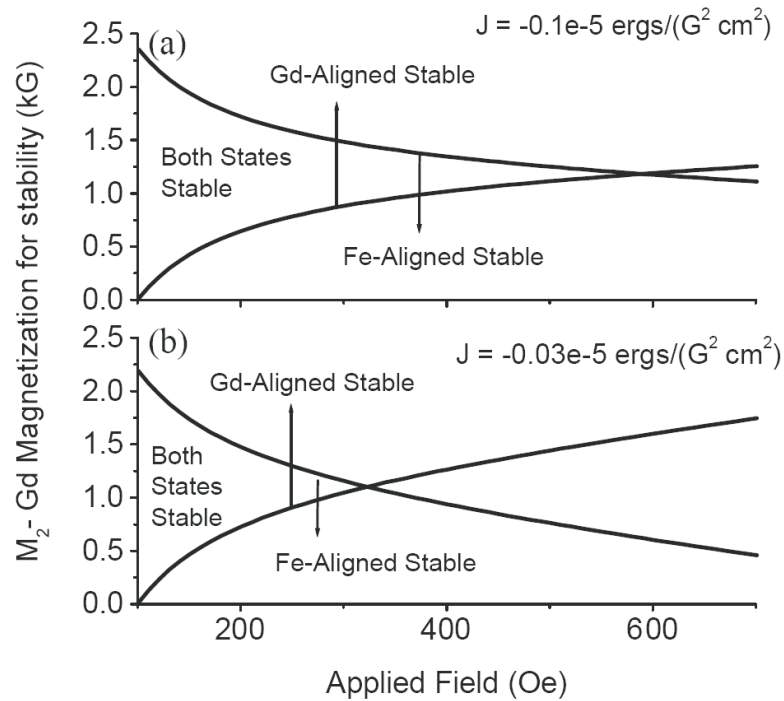


Figura 3.4: Limites de estabilidades para os estados em que o Fe ou o Gd estão alinhados com o campo magnético aplicado. Para baixos campos aplicados ambos estados, acima de uma faixa dos valores de magnetização para o Gd, são estáveis. (a) mostra o diagrama de fase para um forte acoplamento interfacial antiferromagnético e (b) apresenta o diagrama de fase para acoplamento interfacial antiferromagnético menor. Como o acoplamento antiferromagnético é aumentado, a região onde ambos estados são estáveis também aumenta. (Fig. (2) do artigo [8])

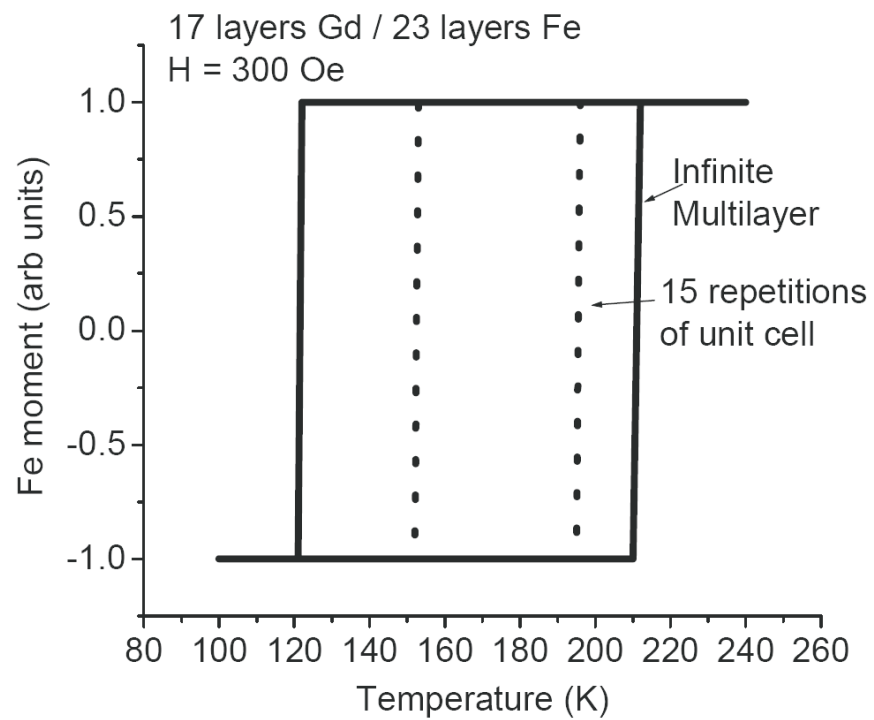


Figura 3.5: Curva teórica de histerese térmica para uma multicamada finita e infinita de Fe/Gd. A célula unitária é $\text{Gd}_{17}/\text{Fe}_{23}$ em ambos os casos. O campo aplicado é 300 Oe. (Fig. 5 da Ref. [8])

diferente daquela de um outro [8].

Outro sistema magnético tem chamado atenção devido aos efeitos de interdifusão serem reduzidos, apresentando propriedades semelhantes ao sistema clássico Gd/Co . Trata-se das multicamadas de $\text{Gd}_{0.47}\text{Co}_{0.53}/\text{Co}$, cujas características principais, tais como, temperatura de compensação, transições spin-flop, histereses térmicas, são preservadas [9].

A estrutura aproximada da amostra é $[\text{Co}_t/(\text{Gd}_{0.47}\text{Co}_{0.53})100 \text{ \AA}]_{\times 20}/\text{Co}_t$, variando a espessura da camada de Co entre 20 e 50 Å. Poder variar o parâmetro de espessura t é muito útil porque nos permite variar a magnetização relativa entre as camadas e, com isso, obter, então, o controle sobre a temperatura de compensação da amostra [9]. A temperatura de compensação é uma característica marcante nas ligas ferrimagnéticas de Gd/Co, nas multicamadas e o surgimento dela deve-se a uma mudança dramática que a magnetização das camadas de Gd sofre com a variação de baixas temperaturas até 300K, em contraste com o valor quase constante para a magnetização das camadas de Co. As ligas de $\text{Gd}_{0.47}\text{Co}_{0.53}$ apresentam comportamento semelhante ao do Gd puro, assim como a temperatura de Curie delas é próxima de 300K [9].

Na Fig. 3.6, a temperatura de compensação varia conforme a espessura do Co. Assim:

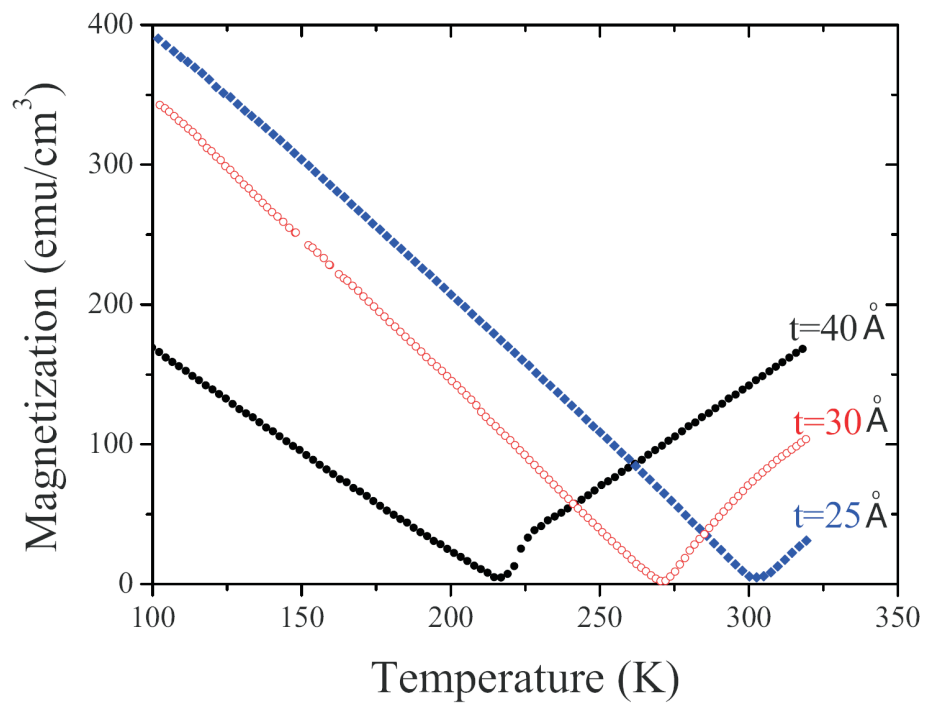


Figura 3.6: Magnetização como função da temperatura para três amostras em série de $[\text{Co}_t/(\text{Gd}_{0.47}\text{Co}_{0.53})_{100 \text{ \AA}}]_{\times 20}/\text{Co}_t$ com $t = 25 \text{ \AA}$ (\diamond), 30 \AA (\circ), e 40 \AA (\bullet) apresentando uma sensibilidade da temperatura de compensação com a variação da espessura. Os campos aplicados durante o experimento foram de 50 Oe para $t = 25 \text{ \AA}$ e 30 \AA e 100 Oe para $t = 40 \text{ \AA}$. (Fig. 4 da Ref. [9])

- 1 - Em baixas temperaturas os momentos magnéticos das super-redes de $\text{Gd}_{0.47}\text{Co}_{0.53}/\text{Co}$ estão alinhados paralelamente ao campo magnético externo uma vez que o sistema se encontra numa temperatura menor que a temperatura de compensação.
- 2 - Acima da temperatura de compensação, ocorre o contrário e não devemos deixar de salientar que a histerese térmica aparece em campos magnéticos abaixo de certo valor.

A histerese térmica do sistema $\text{Gd}_{0.47}\text{Co}_{0.53}/\text{Co}$ tem o formato gravata-borboleta, assim como é a histerese térmica em sistemas constituídos de Fe, Co, CoNi/Gd e também como aquela encontrada com a aplicação de altos campos magnéticos externos sobre o sistema Co/Tb. O estudo do sistema $\text{Gd}_{0.47}\text{Co}_{0.53}/\text{Co}$ traz muitas vantagens porque esse sistema possui uma estrutura artificial melhorada na qual efeitos de interdifusão são desprezados e todas as características associadas com tais efeitos são mais facilmente identificadas, ao contrário de sistemas mais miscíveis, a exemplo do Gd/Co e Gd/Fe [9].

É notável que o custo de energia associado com a reversão da direção das duas super-redes explica a ocorrência da reversão da magnetização a temperaturas menores do que a temperatura de compensação (T_{comp}), temperatura esta denominada de temperatura de reversão (T_r) [9]. A

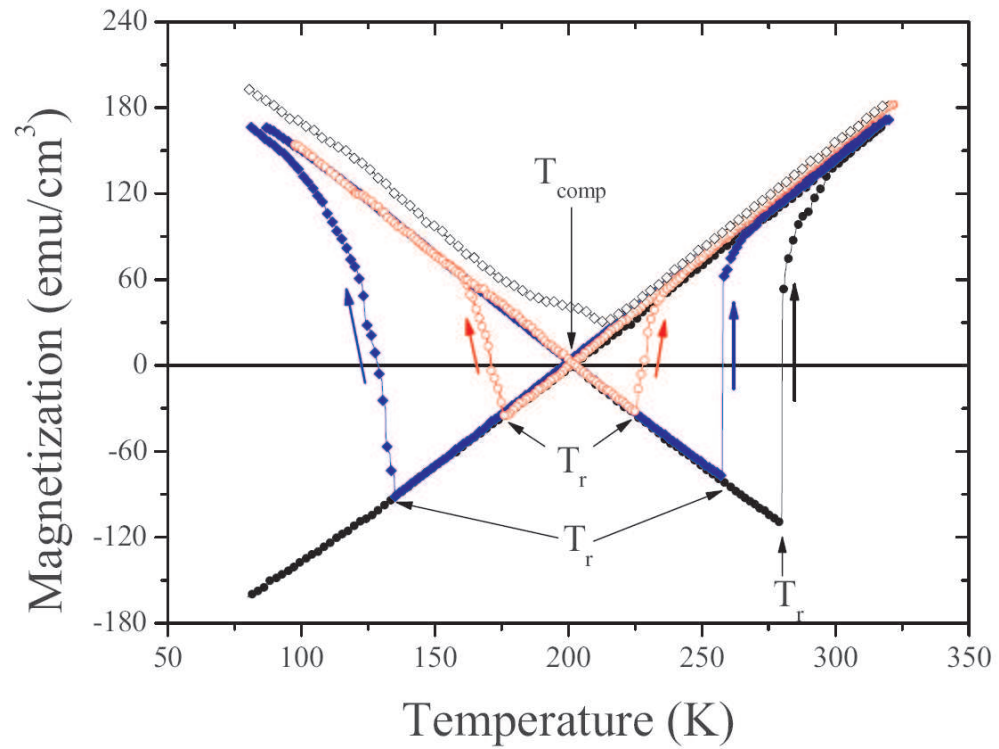


Figura 3.7: Magnetização em função da temperatura durante o ciclo térmico de aquecimento e resfriamento para uma amostra com espessura $t = 40 \text{ \AA}$ submetidas a diferentes campos magnéticos: $H = 10$ (\bullet), 20 (\blacklozenge), 40 (\circ), e 500 Oe (\diamond). O campo foi aplicado ao longo do eixo fácil. A indicação de cada medida é indicada pelas setas, como também a posição da temperatura de compensação (T_{comp}) e a temperatura de reversão (T_r) em cada caso. A histerese térmica só não é vista quando o campo aplicado for de 500 Oe. (Fig. 6 da Ref. [9])

Fig. 3.7 apresenta duas temperaturas de reversão, sendo uma abaixo da temperatura de compensação e outra acima, uma vez que correspondem aos processos de aquecimento e de resfriamento durante o ciclo de histerese térmica no qual a diferença entre as duas temperaturas de reversão fornece-nos o valor da largura da histerese térmica. A Fig. 3.7 também mostra que as temperaturas de reversão dependem da intensidade dos campos magnéticos aplicados, ao passo que a temperatura de compensação não depende do campo externo aplicado e sim da relação de espessura da super-rede. A intersecção entre as curvas de aquecimento e resfriamento indica a localização da T_{comp} , mesmo porque é nessa intersecção que o momento magnético total da amostra é zero (significando momentos magnéticos iguais para as duas super-redes). Uma transição spin-flop faz com que haja uma assimetria próximo à T_{comp} quando não temos histerese térmica ($H = 500Oe$).

Como as multicamadas de $Gd_{0.47}Co_{0.53}/Co$ possuem propriedades interfaciais melhoradas, temos encontrado que os resultados teóricos vão ao encontro aos resultados experimentais. Acima de tudo, é assumida, em ambos os resultados, uma interface praticamente perfeita [9]. Outro fato importante a ser mencionado é com relação a assimetria da histerese térmica esboçada na Fig. 3.8.

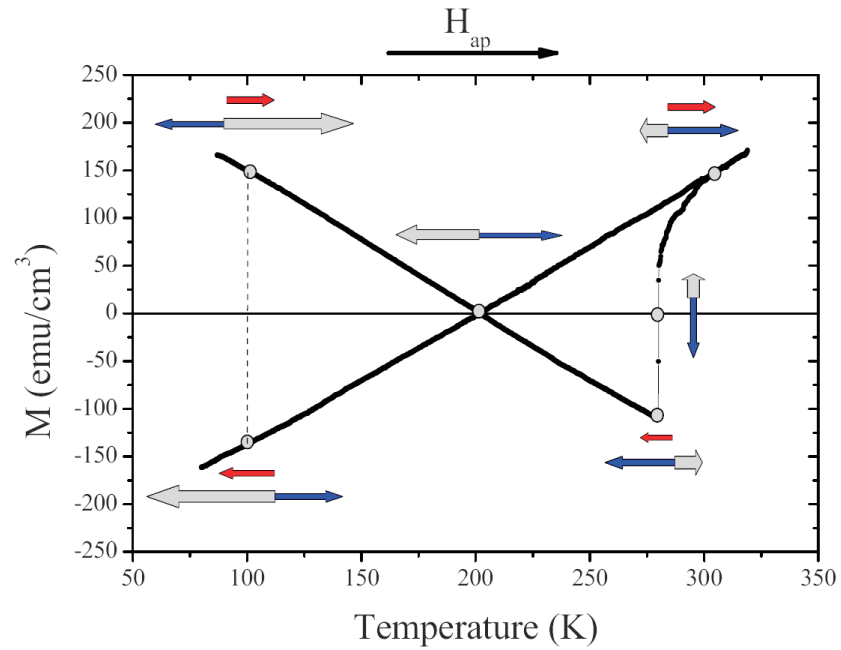


Figura 3.8: Esboço esquemático da estrutura magnética de cada super-rede e a magnetização total das amostras ao longo de um laço experimental completo de M versus T . A seta grossa representa o momento total da super-rede $\text{Gd}_{0.47}\text{Co}_{0.53}/\text{Co}$, a fina corresponde a super-rede do Co , e a seta acima dessas duas é associada com a magnetização total da amostra (note que a magnetização é zero na T_{comp}). A direção do campo magnético externo durante o experimento é indicado no topo da figura. As linhas pontilhadas comparam dois estados equivalentes (mesma temperatura) antes e depois da reversão da magnetização. (Fig. 7 da Ref. [9])

Vamos assumir que a magnetização do Co permanece aproximadamente constante acima do limite da medida e considerar dois pontos de cada lado da T_{comp} sobre a curva M versus T com a mesma magnetização, dita M_o .

- 1 - O momento da liga é maior do que o momento do Co por um M_o em baixas temperaturas;
- 2 - O momento da liga é menor do que o momento do Co por um M_o em altas temperaturas;
- 3 - Logo, a barreira de energia requerida para reverter a magnetização é mais alta a temperaturas mais baixas porque os momentos para serem girados são maiores;
- 4 - Consequentemente, ambas as assimetrias (posição e profundidade mínima) são uma consequência da magnetização da super-rede de $Gd_{0.47}Co_{0.53}$, sendo mais alta a temperaturas mais baixas;
- 5 - Isso também explica por que o salto acima da T_{comp} é geralmente mais íngreme do que o salto abaixo da T_{comp} [9].

O Gd é um íon s e possui uma anisotropia muito pequena que serviu de incentivo para o estudo das multicamadas de Gd/Fe e Gd/Co. Essa característica é encontrada parcialmente nas ligas de $Gd_{1-x}Co_x$. Além

disso, o acoplamento entre Co e Gd é perfeitamente antiparalelo, diferente para outras terras raras, tais como o Tb e Dy. Temos aproveitado a vantagem da anisotropia uniaxial que aparece nas multicamadas, principalmente devido às camadas policristalinas de Co, para estudar os efeitos dessa anisotropia sobre a histerese térmica [9]. A Fig. 3.9 mostra a influência da anisotropia uniaxial.

A forma da curva na Fig. 3.9, onde é mostrada a variação da magnetização em função da temperatura (laço de histerese térmica), depende fortemente da direção da medida, embora observemos que a temperatura de reversão T_r depende apenas do campo aplicado e pode ser associada a um ponto de mínimo M quando na direção difícil.

Em multicamadas compostas por CoNi/Gd [10], o acoplamento através da interface é antiparalelo e o que acontece no sistema é o seguinte:

- 1** - Em baixas temperaturas ($T < T_{comp}$), o sistema está no estado Gd alinhado, pois os momentos magnéticos do Gd são maiores do que os do CoNi, fazendo com que os momentos do CoNi fiquem antiparalelos ao campo magnético externo;
- 2** - quando ($T > T_{comp}$), os “papéis” invertem-se e temos agora os momentos magnéticos do Gd apontados em sentido oposto ao campo externo enquanto os momentos do CoNi ficam na mesma direção

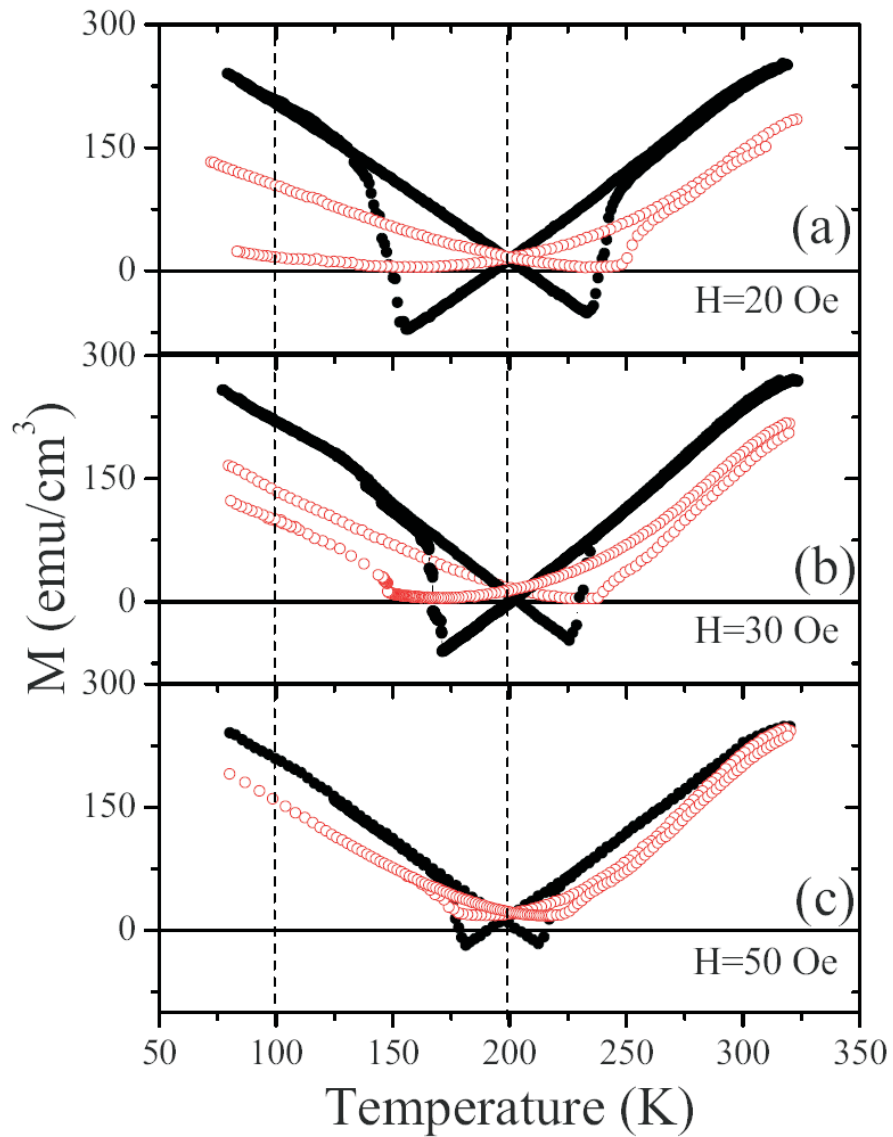


Figura 3.9: (Color online) Laços de histerese térmica tirados em ambas direções, fácil (círculos cheios) e difícil (círculos abertos), da anisotropia sobre a amostra, com $t = 40 \text{ \AA}$ a diferentes campos: $H = 20 \text{ Oe}$ [painel (a)], $H = 30 \text{ Oe}$ [painel (b)], e $H = 50 \text{ Oe}$ [painel (c)]. Note que a temperatura de reversão não depende da anisotropia, mas a forma de mínimo, correspondendo às reversões dinâmicas, é muito diferente. A linha pontilhada a 200 K marca a posição da temperatura de compensação, independente do campo e anisotropia. (Fig. 9 da Ref. [9])

e sentido do campo externo, caracterizando assim o estado CoNi alinhado [10].

É importante dizer que estados *twisted* podem aparecer quando temos os momentos magnéticos do sistema com ângulos diferentes de 0° e 180° em relação ao campo aplicado[10].

Na Fig. 3.10, temos os seguintes dados:

Tabela 3.2: Tabela de histerese térmica.

Figura	Campo Aplicado	Largura da Histerese Térmica
(a)	50 Oe	130 K
(b)	100 Oe	60 K
(c)	200 Oe	20 K
(d)	500 Oe	zero

Quando o campo magnético externo é de $500Oe$, temos a reversibilidade dos ciclos de aquecimento e resfriamento na qual aparece a temperatura de compensação de sistemas ferrimagnéticos como único mínimo, uma vez que não temos histerese térmica. Já a letra (e) da Fig. 3.10 trata de um ajuste exponencial que mostra que a largura da histerese térmica diminui à medida que a intensidade do campo magnético externo aumenta [10]. No modelo teórico utilizado para descrever o sistema, foi considerado que o campo de anisotropia (H_a) não depende da temperatura e está na mesma direção do campo aplicado. O campo de anisotropia ainda é utilizado para explicar a estabilidade da fase Gd

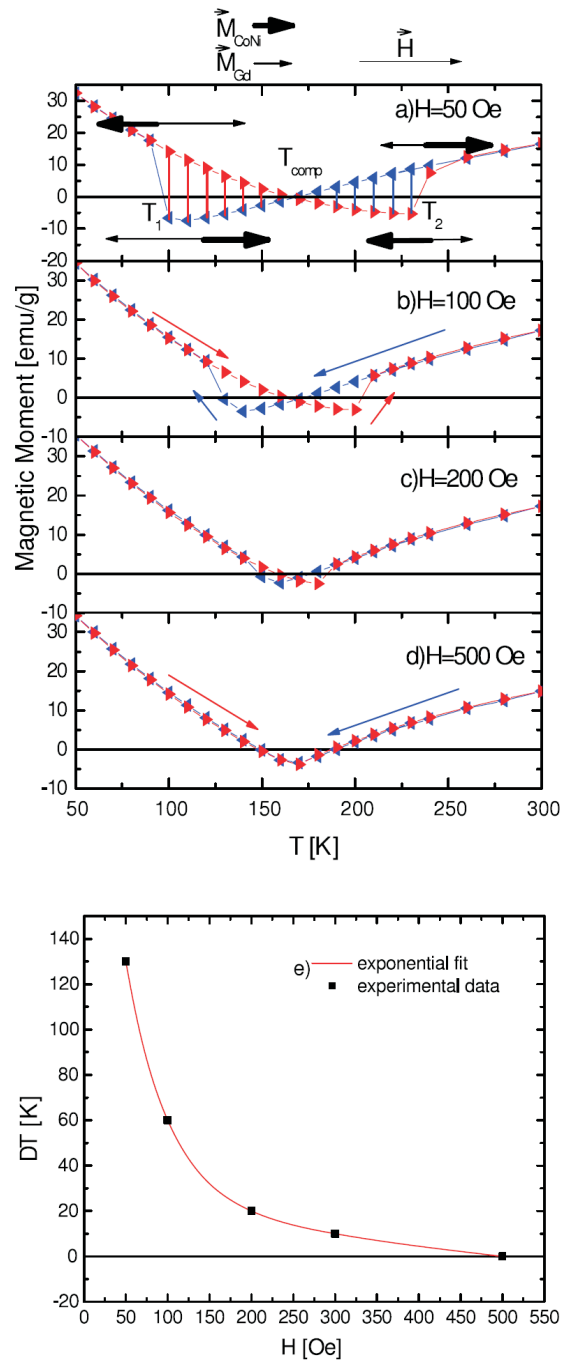


Figura 3.10: Dependência da temperatura de momento magnético para CoNi(1.5nm)/Gd(2nm) para diferentes campos magnéticos externos e larguras de histereses térmicas como uma função do campo aplicado. No topo da figura, as setas finas e grossas indicam os momentos do Gd e o CoNi respectivamente. Em (a) momentos magnéticos com respeito a direção do campo externo são apresentados em torno das temperaturas de transição T_1 e T_2 . As linhas verticais ilustram a região onde as duas fases coexistem. Em (b) e (d) as setas são usadas para indicar a direção durante a medida: resfriamento de 300 a 50K (setas azuis) seguido pelo processo de aquecimento (setas vermelhas). (Fig. 1 da Ref. [10])

alinhado e da CoNi alinhado acima de certa extensão de temperatura [10]. A expressão para a energia fica então:

$$E = -HM_{TM} \cos \theta_1 - HM_{RE} \cos \theta_2 + JM_{RE}M_{TM} \cos(\theta_2 - \theta_1) - M_{TM}H_a \cos \theta_1^2 \quad . \quad (3.4)$$

Verificamos que o sistema (CoNi_{2nm}/Gd_{2nm}) pode apresentar a temperatura de compensação diminuída desde que sejam adicionados mais sistemas CoNi. Observemos a Fig. 3.11, que apresenta uma $T_{comp} = 65K$.

Observamos o seguinte:

- 1 - Uma vez que a anisotropia da multicamada é, agora, maior do que a energia Zeeman, as multicamadas permanecem no estado CoNi alinhado durante o resfriamento de 300 a 10K e seguem o mesmo caminho durante o aquecimento de volta a 300K (parte (a) da Fig. 3.11);
- 2 - Se o sistema está em baixas temperaturas, fase Gd alinhado, durante o aquecimento experimenta uma transição de fase muito estreita à temperatura de 140K, como mostra a parte (b) da Fig.3.11. Ao contrário, a primeira camada estudada tem duas transições de fase para esse campo aplicado de 50Oe independente do ponto inicial;

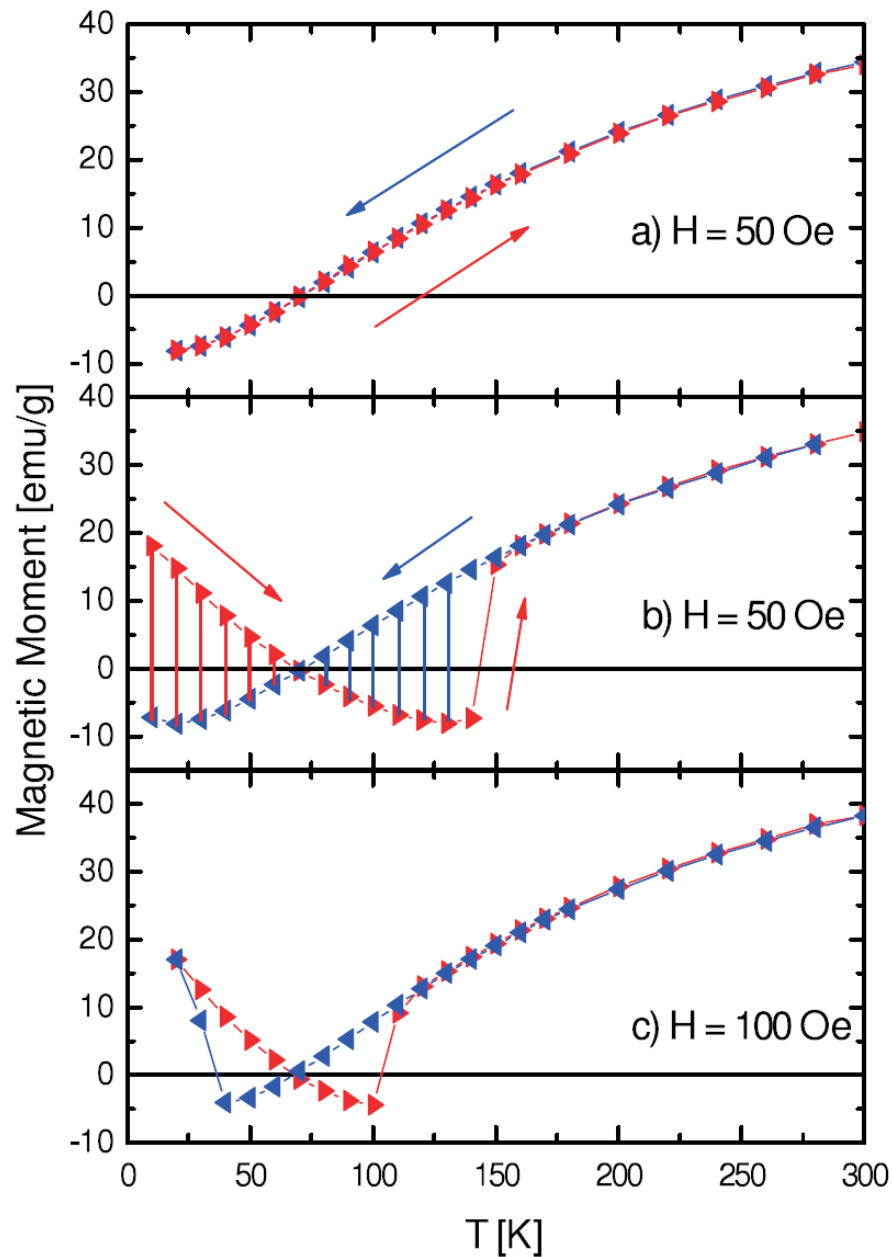


Figura 3.11: Dependência da temperatura do momento magnético para $(\text{CoNi}_{2nm}/\text{Gd}_{2nm})$ para diferentes campos magnéticos externos. As linhas verticais apresentam a região onde as duas fases coexistem. A direção durante a medida é indicada pela seta. Em (a), a $H = 50 \text{ Oe}$, o ponto inicial para medida é 300 K e não é observada transição de fase. Em (b), a $H = 50 \text{ Oe}$, o ponto inicial para medida é 10 K e a transição de fase de primeira ordem é observada durante o processo de aquecimento. (Fig. (4) do artigo [10])

3 - Na parte (c) da Fig.3.11, duas transições de fase são observadas abaixo de um campo de $100Oe$, sendo a primeira a $T_1 = 40K$ e a segunda a $T_2 = 100K$ durante o ciclo de resfriamento e aquecimento, respectivamente.

O que podemos observar nesses últimos gráficos é que houve apenas uma transição de fase ou nenhuma quando os campos magnéticos externos aplicados são baixos, sendo que o surgimento de tais transições estão vinculadas à escolha dos pontos iniciais de medida de $M(T)$.

O fenômeno da histerese térmica não ocorre apenas em sistemas de multicamadas magnéticas, mas também em ligas ferrimagnéticas de CoGd em que a largura da histerese térmica é também controlada por campo magnético externo, apresentando curva do tipo gravata-borboleta como função da temperatura [11].

Em se falando de ligas, elas podem ter muitas vantagens tecnológicas sobre sistemas de multicamadas. Eis alguns porquês:

- 1** - Sistemas de multicamadas frequentemente dependem de maneira sensível das propriedades da interface, a exemplo do grau de mistura ou de suavidade da interface;
- 2** - Sistemas de multicamadas podem ser uniformes, uma vez que um filme pode ser um pouco mais espesso ou mais fino do que um filme

equivalente em uma porção diferente da estrutura;

- 3** - Sistemas de multicamadas podem ter fortes efeitos de superfície, uma vez que na superfície não há a mesma troca de acoplamento como a que ocorre na porção central;
- 4** - A temperatura operacional para histerese térmica em ligas de CoGd é centrada em torno da temperatura ambiente, bem acima daquela encontrada em sistemas de multicamadas. O interessante é que pequenas mudanças na composição da liga poderia mudar a temperatura operacional para $400K$ [11].

É sabido que para existir histerese térmica é preciso haver dois estados que sejam estáveis na mesma temperatura, e na liga não é diferente. Nessa liga, os momentos do Co e Gd têm forte acoplamento de troca antiferromagnético e são dispostos antiparalelamente uns aos outros. O comportamento da liga CoGd é:

- 1** - Em altas temperaturas, o sistema está no estado Co alinhado no qual a magnetização do Co está alinhada com o campo magnético externo, sendo que o momento magnético de spin do Gd aponta em sentido oposto;
- 2** - Já em baixas temperaturas, a configuração do sistema inverte-se e o

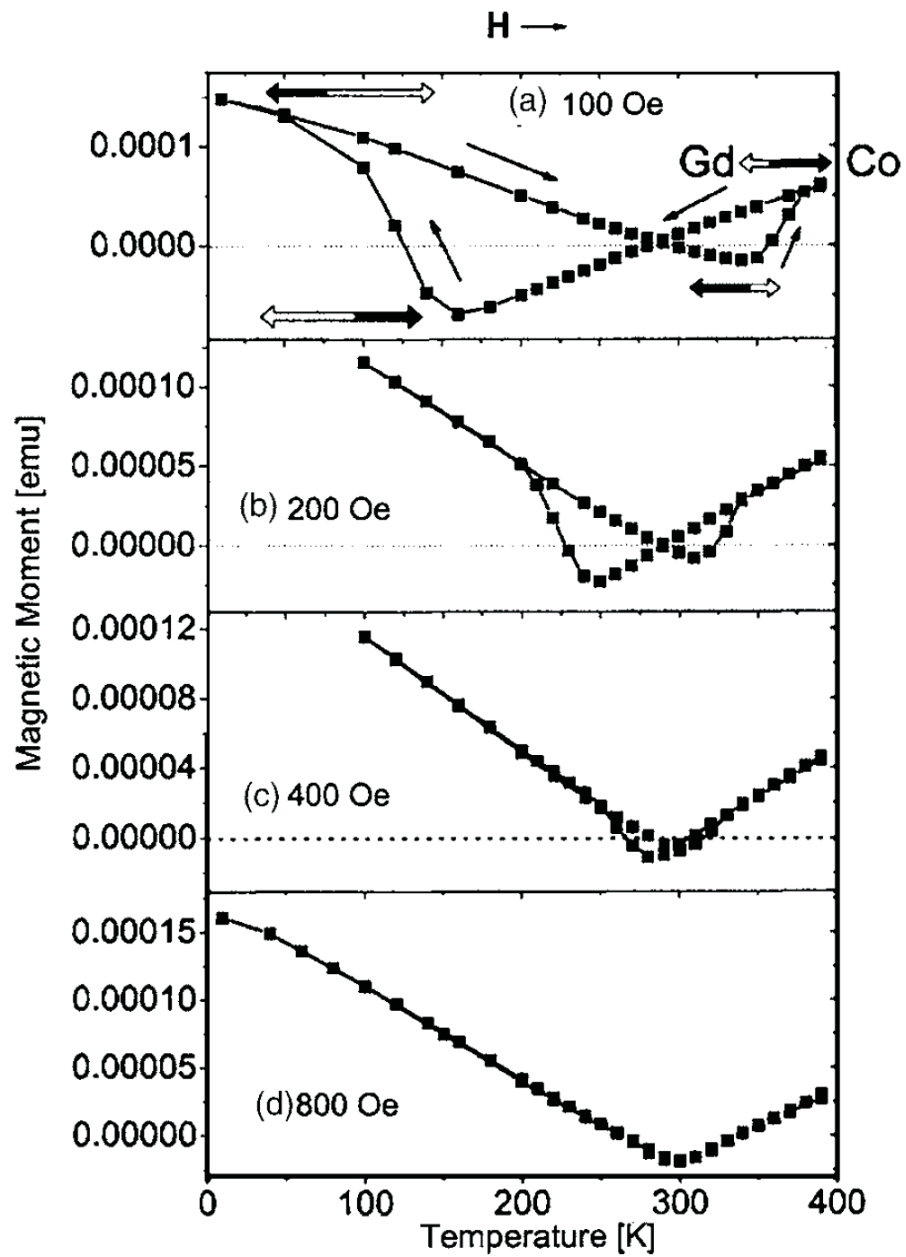


Figura 3.12: Histerese térmica com aumento dos campos magnéticos externos para liga de $[Co_{0.8}Gd_{0.2}]_{2nm}$. As direções de magnetização do Co e do Gd são mostradas como setas pretas e brancas, respectivamente. O campo magnético externo, \vec{H} , aponta para a direita como mostrado na figura. (Fig. 1 da Ref. [11])

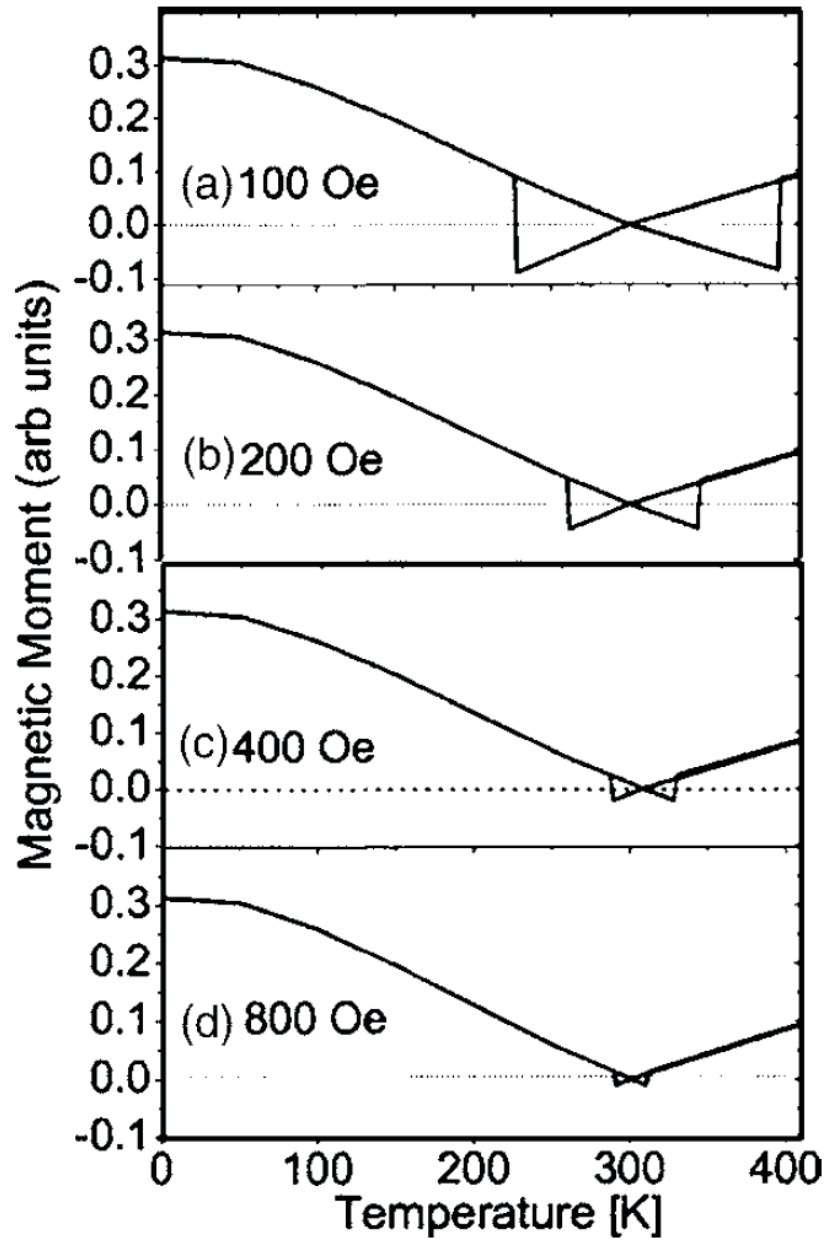


Figura 3.13: Cálculos teóricos para magnetização em função da temperatura para liga de $[\text{Co}_{0.772}\text{Gd}_{0.228}]_{2nm}$. A teoria está em bom acordo com os resultados experimentais da Fig. 3.12. (Fig. 2 da Ref. [11])

momento do Gd passa a se orientar na direção do campo magnético externo, ao passo que o momento do Co fica orientado em sentido oposto [11].

Outro detalhe a ser ressaltado é que a temperatura de compensação do sistema é de $300K$ e as histereses térmicas do tipo gravata-borboleta das ligas de CoGd apresentam largura que varia de 0 a $190K$, dependendo do valor do campo magnético externo aplicado [11].

3.1.2 Filmes Finos de Dy

Já um outro elemento pertencente à família dos lantanídeos vem sendo utilizado na formação de multicamadas de filmes finos magnéticos. Trata-se do terra-rara Dy, cuja histerese térmica:

- 1 - Pode se originar devido a efeito combinado da dependência na temperatura da anisotropia hexagonal e de efeitos de superfície;
- 2 - Pode ser absolutamente controlada por campo magnético externo, em campos relativamente baixos, que variam de $50Oe$ a $1.5kOe$, menores que os valores típicos de campo magnético externo requeridos para induzir transições de fase em volume de Dy [13];
- 3 - Pode ser extremamente larga, cobrindo todo o intervalo de temperatura entre as temperaturas de Curie e Nèel [13];

- 4 - Em filmes finos de disprósio, depende da espessura, sendo que em filmes ultra finos, o Dy apresenta uma modesta histerese térmica [13];
- 5 - apresenta, acima de determinada espessura crítica do filme, o surgimento de um estado hélice alternado (com hélices compreendidas com sentido de rotação oposto dentro do filme) que conduz ao aumento do momento magnético de spin na direção do campo magnético externo aplicado, comparado com aquele do estado helicoidal simples [13].

O estado helicoidal (*estado H*) e o estado hélice alternada (*estado HA*) são estáveis à mesma temperatura, resultando na larga diferença entre curvas de magnetização de mesmo campo que correspondem aos processos de aquecimento (*estado HA*) e resfriamento (*estado H*).

Não é somente nos filmes finos de metais de transição que efeitos de superfície e de tamanho finito possuem influência (sobre as características de tais filmes). No Dy, os mesmos efeitos acabam adicionando novas características às fases magnéticas de filmes finos por dois motivos:

- 1 - superfícies introduzem modificações do campo de troca, atuando

sobre os spins na região próxima à superfície, e mudam a estabilidade do estado helicoidal (*estado H*);

- 2** - a perda de segundos vizinhos de troca antiferromagnética favorece um alinhamento ferromagnético próximo à superfície de spins que leva a novas fases magnéticas [13].

Os efeitos de superfície, como o próprio nome diz, são aqueles que acontecem na superfície, pois inexitem momentos magnéticos de spin que sejam primeiros vizinhos e até segundos vizinhos mais próximos, desencadeando uma menor energia de troca na superfície. É por isso que somente os momentos magnéticos de spin dos dois primeiros planos mais próximos da superfície ($n = 1, 2, N - 1, N$) são diretamente afetados por tais efeitos. Mas, isso não significa que os efeitos de superfície agirão somente na superfície dos filmes finos de disprósio, porque o número de camadas modificadas por esse efeito depende da maneira como o campo efetivo local relaxa os spins no meio do filme, fazendo com que surjam mudanças nos filmes finos, comparadas com o volume [12, 13].

O hamiltoniano magnético que descreve o filme fino de Dy investigado entre as temperaturas $80 - 179K$ é descrito por:

$$\begin{aligned}
H = & J_1(g-1)^2 \sum_{n=1}^{N-1} \vec{J}(n) \cdot \vec{J}(n+1) + \\
& J_2(g-1)^2 \sum_{n=1}^{N-2} \vec{J}(n) \cdot \vec{J}(n+2) + \\
& \sum_{n=1}^N \left\{ K_6^6 \cos(6\varphi_n) - g\mu_B \vec{J}_{(n)} \cdot \vec{H} \right\} \quad , \quad (3.5)
\end{aligned}$$

em que o momento magnético por átomo na n^{th} camada atômica é representada por um $\vec{S}_n = (g-1)\vec{J}_n$ e $\vec{J}_{(n)}$ é o momento angular total por átomo. Os spins ficam no plano da base e φ_n é o ângulo com o eixo fácil. Cada camada troca de acoplamento com os primeiros e segundos vizinhos e na Eq. 3.5 (equação acima), os dois primeiros termos representam a energia de troca (J_1 e J_2 são as constantes de troca entre os primeiros e segundos vizinhos, respectivamente). O terceiro termo é a energia de anisotropia hexagonal cuja dependência com a temperatura é representada pelo ajuste do valor experimental da constante de anisotropia K_6^6 . E, finalmente, o último termo é a energia Zeeman, estando o campo externo aplicado na direção fácil do plano basal, fazendo um ângulo de 30° com o eixo x [13].

O volume de Dy é helimagnético na ausência de campo magnético externo entre $80 - 179K$ de temperatura. Para promover uma transição de fase são necessários campos magnéticos da ordem de uns poucos kOe .

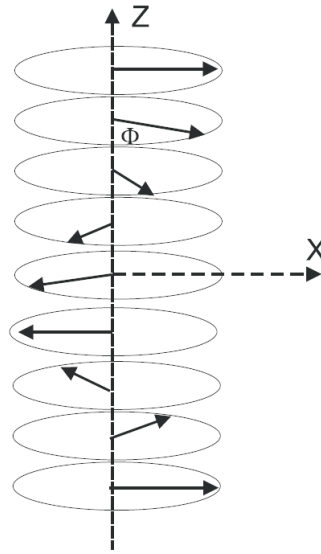


Figura 3.14: Fase Helimagnética. (Fig. 3.1 da Ref. [12])

Em filmes finos, o campo magnético externo aplicado induz mudanças nas fases magnéticas que, por sua vez, são afetadas tanto por efeitos de superfície quanto por efeitos de tamanho finito. Duas importantes características dos filmes finos de Dy devem ser ressaltadas:

1. os momentos magnéticos de spin de diferentes camadas atômicas não são equivalentes, e uma consequência disso é que as restrições de tamanho-finito sobre a acomodação da estrutura magnética para os efeitos de superfície dependem da espessura do filme;
2. como os spins próximos à superfície tipicamente apresentam um pequeno desvio angular por causa da carência de segundos vizinhos próximos à superfície, a intensidade do campo magnético externo

exigido para modificar o *estado-H* é reduzido em um filme fino, porque a superfície de spins já favorece uma configuração mais ferromagnética [13].

Curvas de magnetização com mesmos campos foram calculadas em um estado ferromagnético entre a faixa de temperatura de $80 - 190K$ durante o processo de aquecimento-resfriamento no qual, a cada passo do método numérico, era incrementado o aumento de $0.5K$ na temperatura [13].

Temos, na Fig. 3.15, curvas de magnetização de mesmo campo para um filme composto por 16 camadas de Dy para duas intensidades de campo magnético externo. A espessura do filme é suficiente para segurar o estado hélice alternado (*HA*), compreendendo hélices com sentido de rotação oposto, resultando em um vasto momento líquido na direção do campo comparado com o estado helicoidal (*H*) [13].

Mantendo o campo magnético constante, filmes finos de Dy comportam-se da seguinte forma:

- 1 - é notável que aumentando a temperatura, o filme fino de *Dy* (durante o processo de aquecimento) passa de FM para o *estado hélice alternado* e depois para o *estado helicoidal*;
- 2 - o inverso acontece quando o sistema é resfriado.

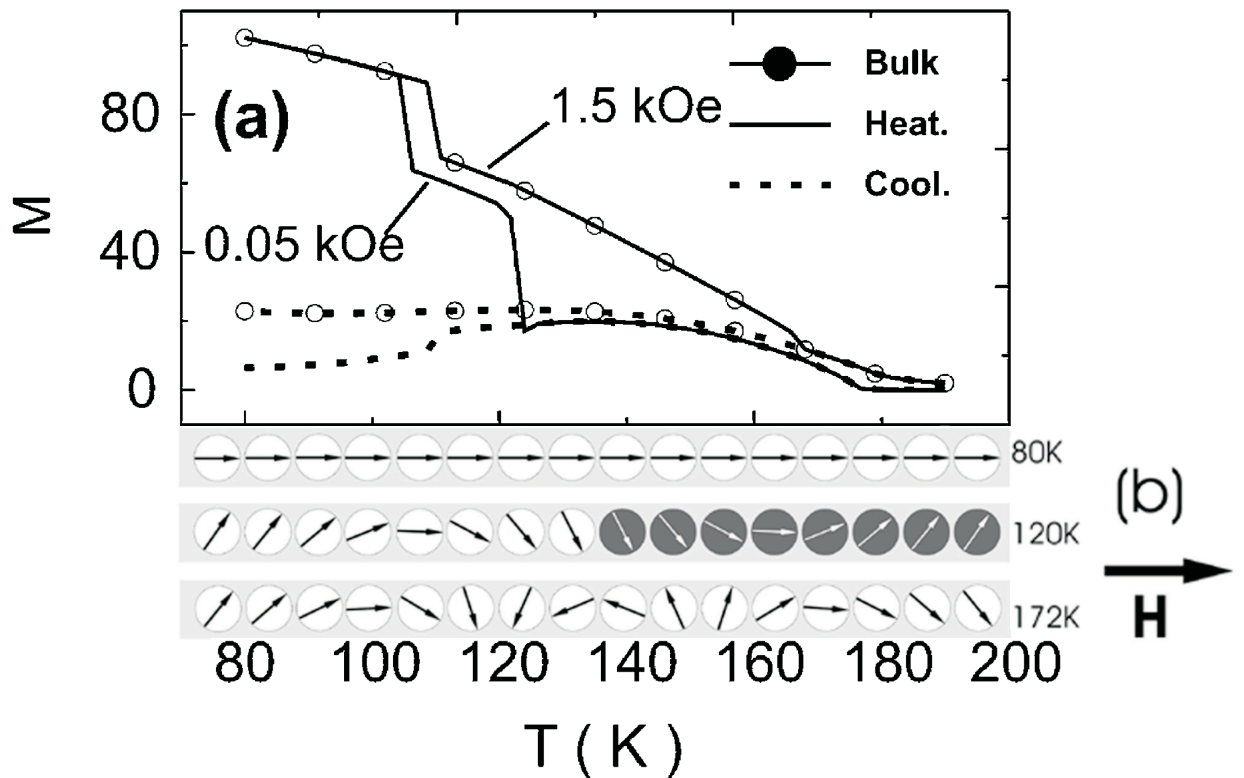


Figura 3.15: Histerese térmica de 16 camadas de filme de Dy. (a) Magnetização para $H = 1.5kOe$ (curvas de símbolo aberto) e $H = 0.05kOe$. (b) Esquema de arranjo de spin em um filme de Dy de 16 camadas em que a foto corresponde à secção de aquecimento para o campo externo de $1.5kOe$ e os valores da temperatura estão indicados a cada linha. Em (a), as linhas (pontilhadas) contínuas são para os processos de aquecimento (resfriamento) e a magnetização é mostrada em unidades de μ_B . (Fig. 1 e Fig. 3 da Ref. [13])

A tabela abaixo mostra os dados da Fig. 3.15:

Tabela 3.3: Tabela de histere térmica do filme fino de Dy constituído por 16 camadas

Campo Aplicado	Estado Hélice Alternado	Estado Helicoidal
1.5 KOe	110 K	170 K
0.05 KOe	100 K	120 K

É bom observar que a largura da histerese térmica para o campo de $1.5kOe$ é de $90K$, ao passo que para o campo de $0.05kOe$, é bem menor.

Para o filme de 8 planos temos a Fig. 3.16:

Aqui a diferença é devido à espessura do filme fino ser de apenas 8 camadas. Para o campo de $1.5kOe$, temos $T = 120K$ e $T = 172K$ para os estados *hélice alternada* e *helicoidal*, respectivamente. Para o campo de $0.05kOe$, não é vista muita diferença. A histerese térmica é quase inteiramente associada à estabilidade do estado ferromagnético que resulta a partir do campo de anisotropia hexagonal [13].

Portanto, ficou bastante perceptível em trabalhos experimentais que na sintonização de campos das propriedades magnéticas (como, por exemplo, os campos magnéticos externos exigidos para uma histerese térmica), é mais vantajoso trabalhar com filmes finos porque os mesmos fornecem importantes mudanças de fases a baixos campos magnéticos externos [13].

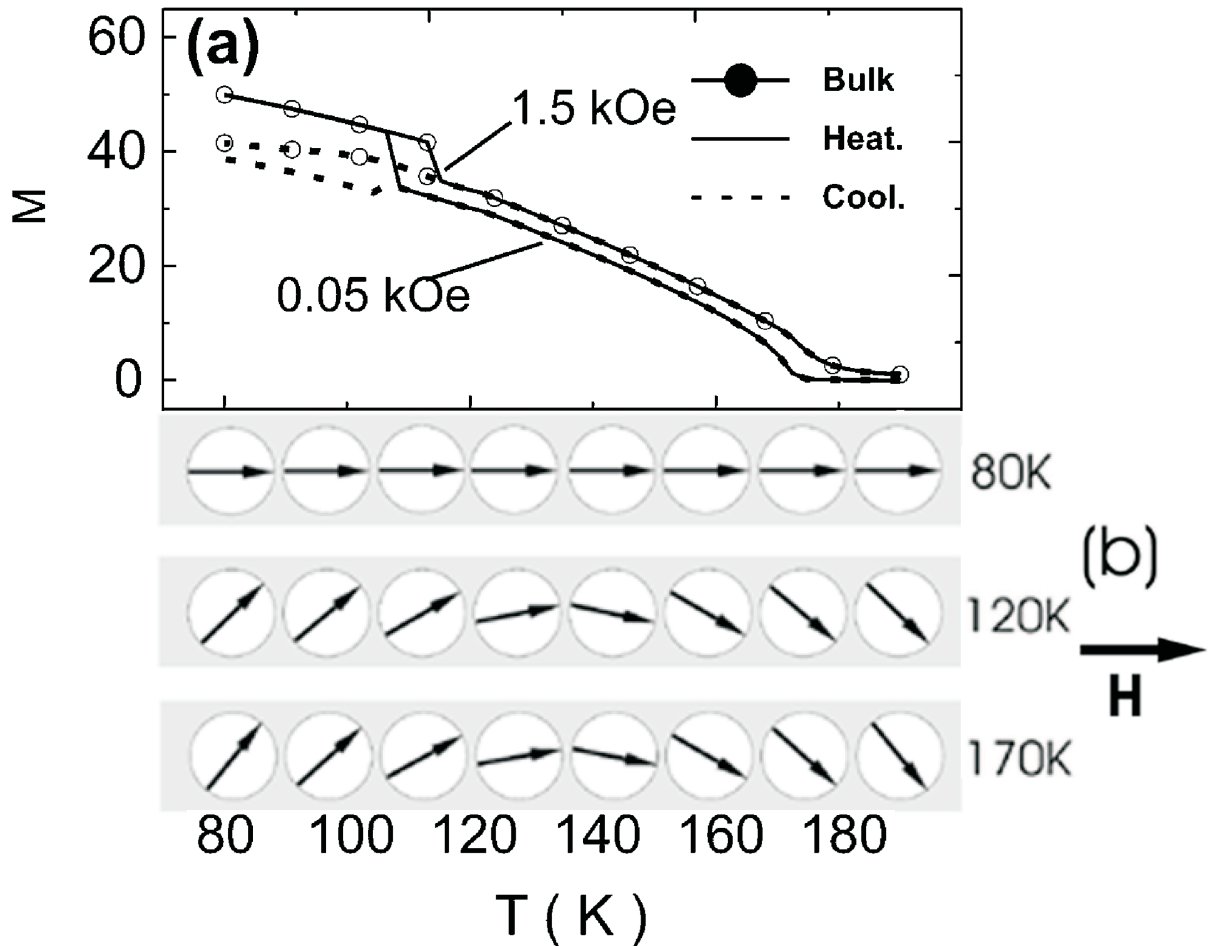


Figura 3.16: Histerese térmica de 8 camadas de filme de Dy. (a) Magnetização para $H = 1.5kOe$ (curvas de símbolo aberto) e $H = 0.05kOe$. (b) Esquema de arranjo de spin em um filme de Dy de 8 camadas em que a foto corresponde à secção de aquecimento para o campo externo de $1.5kOe$ e os valores da temperatura estão indicados a cada linha. Em (a), as linhas (pontilhadas) contínuas são para os processos de aquecimento (resfriamento) e a magnetização é mostrada em unidades de μ_B . (Fig. 2 e Fig. 3 da Ref. [13])

3.1.3 Tricamadas de $\text{Fe}_m/\text{Dy}_n/\text{Fe}_m$ e $\text{Gd}_m/\text{Dy}_n/\text{Gd}_m$

As tricamadas de $\text{Fe}_m/\text{Dy}_n/\text{Fe}_m$ e $\text{Gd}_m/\text{Dy}_n/\text{Gd}_m$ apresentam um grande número de estados estáveis e uma das razões que motivou o estudo dessas estruturas foi elas mostrarem histereses térmicas extremamente largas ($200K$) que podem ser controladas com modestos campos magnéticos externos [14].

O Dy, sanduichado nessas duas tricamadas, foi objeto de estudo recente, que o submeteu a intervalos de temperatura entre $80 - 179K$, verificando-se que a histerese térmica é fruto do efeito combinado de três fatores:

- 1 - dependência da forte temperatura de magnetização do Dy;
- 2 - da anisotropia hexagonal;
- 3 - efeitos de superfície [14].

Os filmes ferromagnéticos dos dois lados da tricamada fazem mudar de forma mais rápida o efeito do campo externo sobre o filme fino de disprósio. Além do mais, o acoplamento do Fe com o Dy é antiferromagnético ($J < 0$), ao passo que o acoplamento do Gd com o Dy é ferromagnético ($J > 0$). Tal diferença nesse acoplamento interfacial

constitui-se em mais uma variante que serve para nos auxiliar no entendimento sobre a mudança que sofre a tricamada, como um todo, devido à interação com o campo externo [14].

É esperado que os comportamentos térmicos de materiais magnéticos diferentes, em uma multicamada, sejam inteiramente diferentes [14]. No caso de tricamadas Fe/Dy/Fe e Gd/Dy/Gd, os comportamentos térmicos dos materiais constitutivos são:

- 1** - a baixas temperaturas, o momento magnético do Dy é de $10\mu_B$ e vai a zero até $179K$;
- 2** - a baixas temperaturas, os momentos magnéticos de Fe e Gd valem $2\mu_B$ e $7\mu_B$, respectivamente, e são quase constantes acima das mesmas faixas de temperatura [14];
- 3** - nas tricamadas, a histerese térmica é devido basicamente à natureza helimagnética do Dy, combinado com a espessura, a interface e efeitos de superfície [14].

Conseqüentemente, os estados magnéticos participantes nas histereses térmicas de uma tricamada podem diferir dos da outra por causa dos diferentes acoplamentos interfaciais atuantes nelas, Fe/Dy/Fe e Gd/Dy/Gd, que são antiferromagnético e ferromagnético, respectivamente [14].

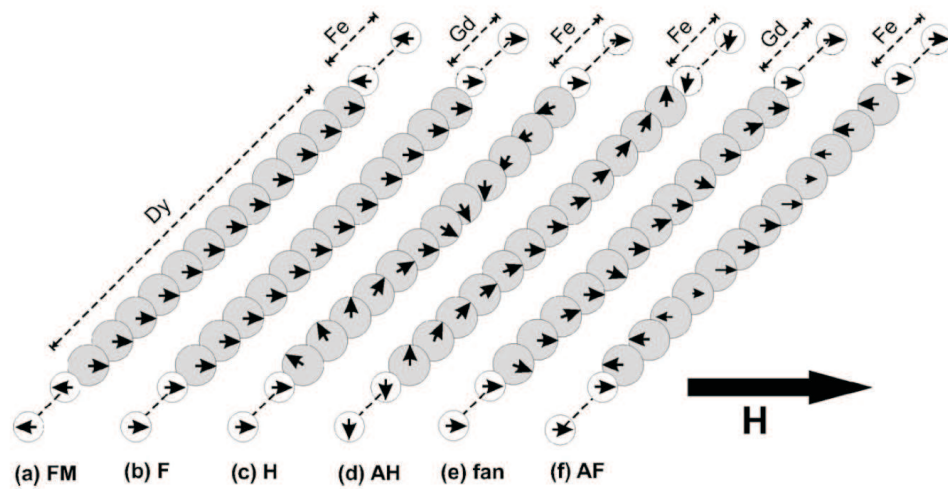


Figura 3.17: (a) apresenta uma configuração ferrimagnética onde os momentos do Dy estão todos alinhados com o campo externo e os momentos do Fe são antiparalelos. (b) apresenta uma estrutura ferromagnética com todos os momentos magnéticos paralelos ao campo aplicado. (c) uma estrutura onde os momentos do Dy mostram uma estrutura helicoidal (H). (d) apresenta uma estrutura alternando-hélice (AH) onde a direção da hélice reverte perto do meio do filme. (e) apresenta um estado *fan* no qual também tem reversão da direção da helicidade dentro do filme, mas permite ao final do filme apontar ao longo do campo externo. (f) apresenta um estado antiferromagnético. (Fig. 1 da Ref. [14])

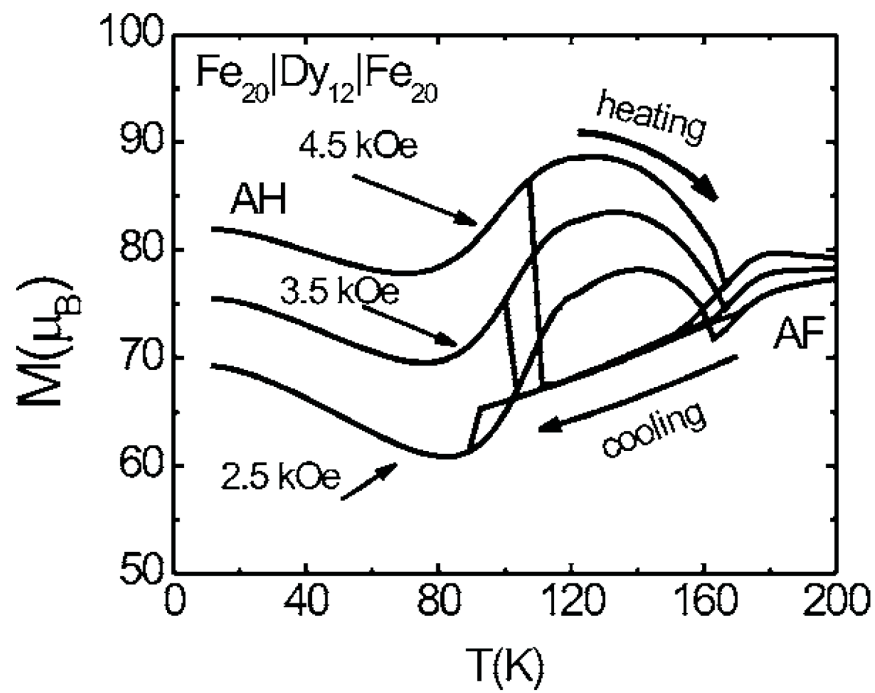


Figura 3.18: Magnetização de tricamadas de $\text{Fe}_{20}/\text{Dy}_{12}/\text{Fe}_{20}$ para ambos os processos de aquecimento e resfriamento. Note que as transições e as histereses térmicas são ambas tuneláveis por um pequeno campo magnético externo. (Fig. 2 da Ref. [14])

Tricamadas de Gd/Dy/Gd que possuem acoplamento de interface ferromagnético enfatizam a regra da interação Zeeman. Como resultado, as camadas de Gd tendem a ser alinhadas ou somente levemente *canted* com respeito à direção do campo magnético externo [14].

Enfim, as tricamadas de Fe/Dy/Fe e Gd/Dy/Fe possuem relevante número de fases magnéticas, implicando a passagem de uma fase para outra numa mudança moderada do campo magnético externo. Por outro lado, mudanças na temperatura podem resultar em mudanças de fases; mas, como essas mudanças não são diretamente reversíveis, acabam por conduzir à histerese térmica [14].

3.1.4 Dots Ferromagnéticos/Antiferromagnéticos (FM/AFM)

Outro sistema magnético interessante que pode apresentar histerese térmica são *dots* ferromagnéticos crescidos sobre substratos antiferromagnéticos não compensados. Resultados anteriores mostram que para dots de Fe crescidos sobre um substrato de NiO compensados existem histereses térmicas em que a largura é controlada pela intensidade do campo externo aplicado e pela geometria do sistema. O sistema acompanha a seguinte evolução:

- 1 - o sistema é submetido aos processos térmicos de aquecimento e resfriamento, que vão desde baixas temperaturas até temperaturas

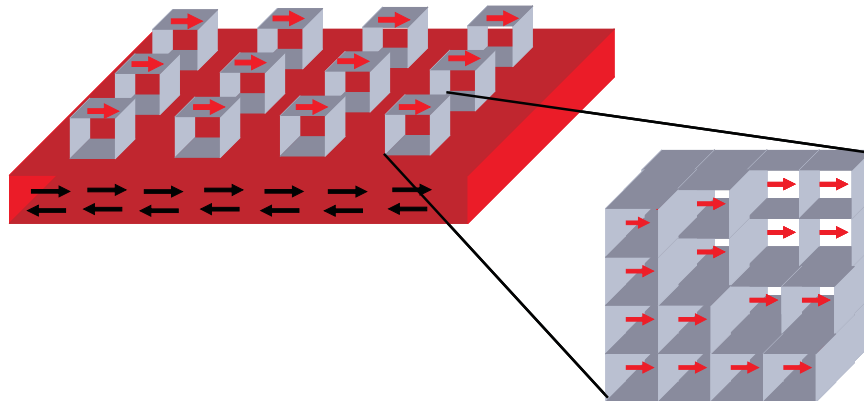


Figura 3.19: A figura mostra o sistema de matrizes de dots FM/AFM como também a estrutura de um ponto (dot) que é composto por N células cúbicas.

acima da temperatura de Néel do NiO;

- 2** - um campo magnético externo, oposto ao campo de interface, é aplicado;
- 3** - com o aquecimento, é promovida a queda dos momentos magnéticos de spin do substrato. Conseqüentemente, como o campo de interface é proporcional ao momento médio térmico do AFM, o campo de interface diminui com a temperatura [15].

A investigação histerese térmica em dots ferromagnéticos sobre substratos de NiO é muito pertinente, pois a histerese acontece à temperatura ambiente.

Os pontos de Fe tridimensionais são descritos por N células cúbicas com borda de $3nm$. Essa borda é menor que o comprimento de troca

do ferro que é expresso matematicamente por:

$$l_{Tr} = \pi \sqrt{\frac{2A}{\mu_0 M_S^2}} \quad . \quad (3.6)$$

Já a interface antiferromagnética é constituída por uma camada de spins fixados numa direção. O substrato considerado é uma liga constituída de óxido de níquel crescido no plano(111) cuja temperatura de Nèel é $525K$. Tal liga é muito usada em sistemas tipo “exchange bias” [15, 2].

No caso de nanopartículas magnéticas, a interação dipolar é parte relevante da energia magnética do sistema. Nesse caso, a densidade de energia magnética é dada por:

$$\begin{aligned} E = & \frac{A}{d^2} \sum_j \sum_k (1 - \hat{m}_j \cdot \hat{m}_k) - M_S \vec{H}_{int} \cdot \sum_i \hat{m}_i \\ & - M_S \vec{H} \cdot \sum_j \hat{m}_j - K \sum_j (m_{jx})^2 \\ & + \frac{M_S^2}{2} \sum_j \sum_k \left(\frac{\hat{m}_j \cdot \hat{m}_k}{n_{jk}^3} - \frac{3(m_j \cdot \hat{n}_{jk})(m_k \cdot \hat{n}_{jk})}{n_{jk}^5} \right) \quad . \quad (3.7) \end{aligned}$$

O primeiro termo corresponde à energia de interação entre as células, primeiras vizinhas, no *dot* ferromagnético; o segundo termo é a energia devido à interação através da interface; o terceiro termo é a energia Zeeman, devido ao campo externo aplicado; o quarto termo é a energia de anisotropia e o último termo, é a energia de interação dipolar [15, 2].

Os parâmetros magnéticos utilizados para o Fe são:

1 - $A = 2.5 \times 10^{-11} J/m$;

2 - $K = 4.7 \times 10^4 J/m^3$;

3 - $M_B = 1.7 \times 10^6 A/m$;

4 - $\lambda_{Fe} = 11.6 nm$.

Para campos de $4kOe$, como na parte (a) da Fig. 3.21, temos o estado *twisted* a baixas temperaturas com alinhamento parcial dos spins *dots* com o campo magnético. A camada de spins da interface arranja-se no estado *buckle* quando a temperatura do sistema é reduzida de altos valores, tal como mostra a parte (b) da Fig. 3.21. O *loop* térmico para campos de $6kOe$ e $2.5kOe$ possui comportamento semelhante. A fase da parte (b) da Fig. 3.21 minimiza a carga de superfície da face *y-z* e está separada da fase *twisted*, encontrada no processo de aquecimento por uma barreira de anisotropia. O laço térmico termina na temperatura de $239K$, em que o campo de interface é forte o bastante para superar a barreira de anisotropia [15, 2].

É perceptível que as temperaturas de reversão de magnetização (“switching”) diminuem quando o campo magnético externo é mais intenso

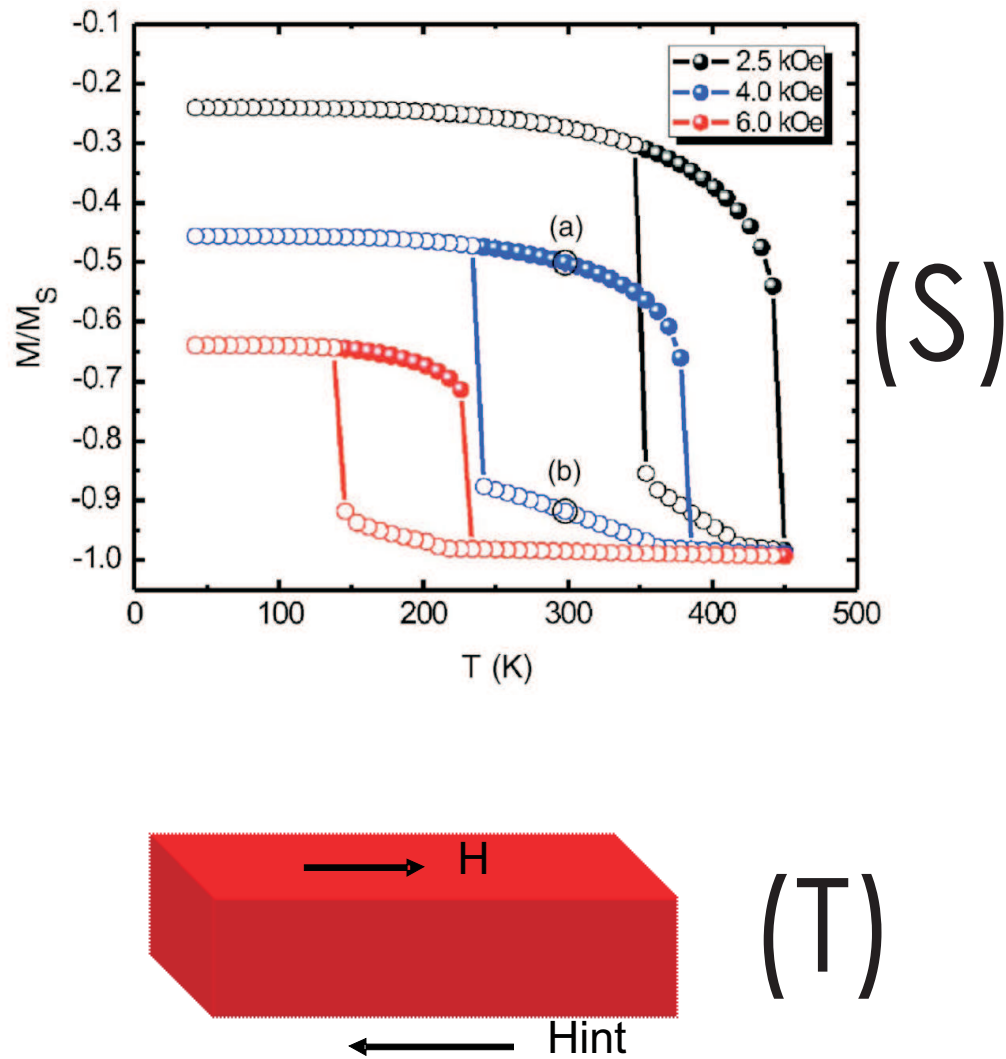


Figura 3.20: (S) Histerese térmica de pontos de $\text{Fe}(30\text{nm} \times 15\text{nm} \times 15\text{nm})/\text{NiO}$. O ciclo térmico é realizado com o campo magnético externo aplicado em sentido oposto ao campo de interface tal como é representado na parte (T) da figura. [(Fig. 1 da Ref. [15]) e (Fig. 4.5 da Ref. [2])]

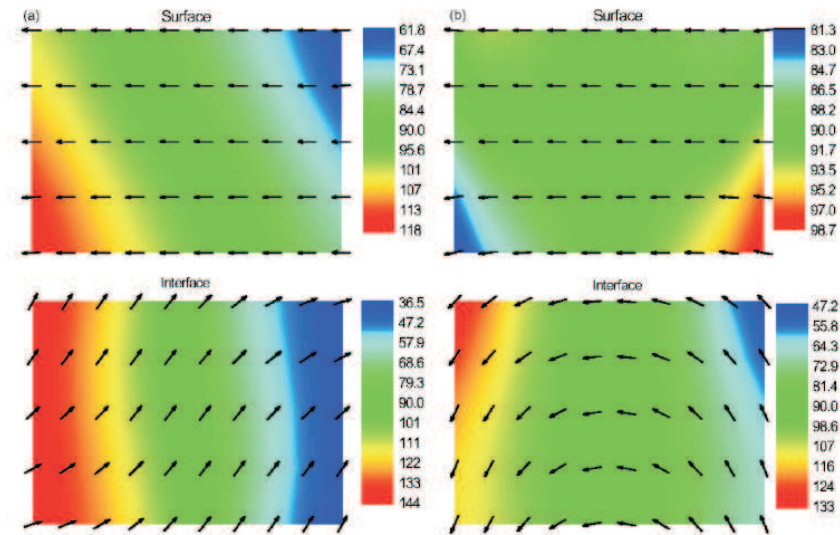


Figura 3.21: Mapa de spins, à temperatura ambiente, das camadas da superfície e da interface que correspondem, respectivamente, aos pontos (a) e (b) que estão indicados na Fig.3.20. As cores do fundo indicam o ângulo entre os momentos magnéticos e o eixo z . [(Fig. (2) do artigo [15]) e (Fig. (4.6) da tese [2])]

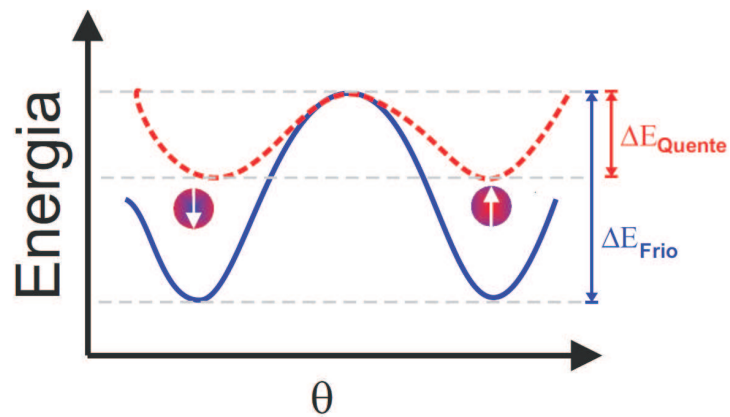


Figura 3.22: Modificação da barreira de energia por efeitos de aumento de temperatura. (Fig. 4.3 da Ref. [2])

[15, 2]. A anisotropia de forma para a estrutura é reduzida com o aumento das áreas das faces y - z , permitindo aos momentos magnéticos da partícula mudarem de direção de maneira mais fácil conforme ilustra a Fig. 3.23 [15, 2].

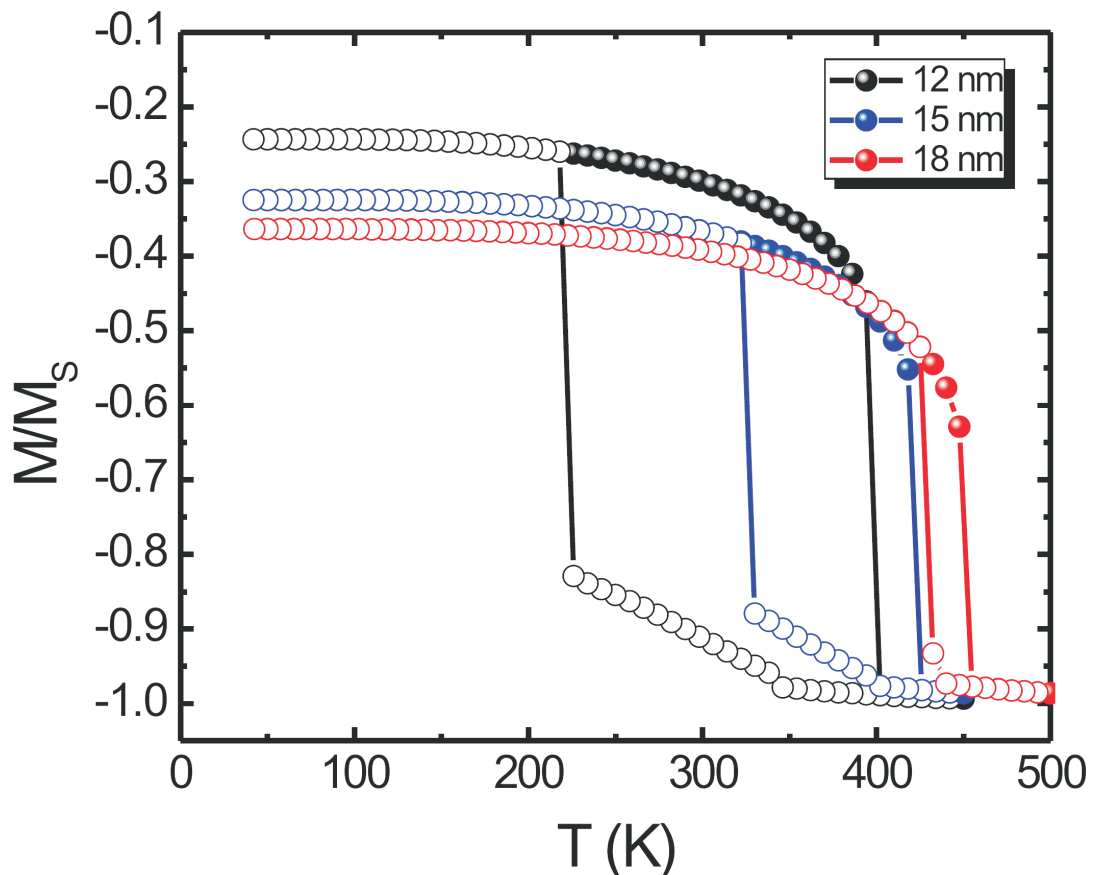


Figura 3.23: Histerese térmica para $H = 3K0e$ de partículas de Fe com dimensões $30nm \times L(nm) \times L(nm)$. A escala, nesta figura, indica os valores de L . (Fig. 3 da Ref. [15])

Por outro lado, a magnetização encontra mais facilidades para se acomodar em partículas magnéticas mais alongadas. Prova disso é a

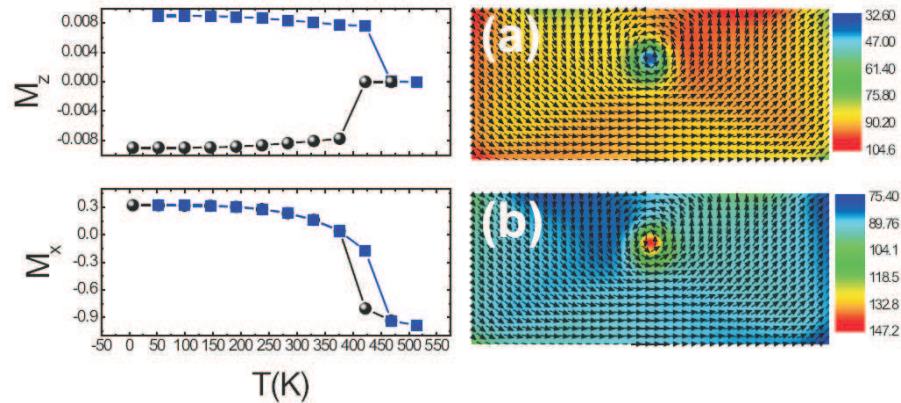


Figura 3.24: Componentes das magnetizações nas direções z e x como também os respectivos mapas de momentos magnéticos para uma partícula de $120nm \times 60nm \times 12nm$ de Fe num substrato antiferromagnético de NiO submetido a um campo magnético externo de $4kOe$. (Fig. 4 da Ref. [15])

maior intensidade dos efeitos de campo dipolar sobre as partículas. Dessarte, a histerese térmica foi estudada nesse tipo de estrutura [2].

Na Fig. 3.24, a componente M_x da magnetização apresenta uma histerese térmica com uma largura de aproximadamente $50K$. As componentes perpendiculares exibem uma histerese larga, correspondendo à formação de vórtices de polaridades opostas nas duas secções do laço. Os mapas de momentos mostram os estados magnéticos nos ramos de (a) aquecimento e (b) resfriamento em uma temperatura de $T = 329K$. Esses estados magnéticos têm a mesma configuração no plano, diferindo apenas pela polaridade evidenciada pela histerese na componente z , mostrada na Fig. 3.24. Esses dois vórtices são estados magnéticos de mesma energia, mostrando, dessa forma, que efeitos térmicos podem

fazer com que a partícula assuma, por exemplo, qualquer um desses estados [2].

É bom lembrarmos que partículas magnéticas menos espessas apresentam histereses magnéticas mais largas [15, 2].

Portanto, acerca desse sistema, chegamos às seguintes conclusões:

1. o estado magnético de uma partícula pode ser modificado com campos externos de pequenas intensidades caso ela se encontre numa temperatura que desordene o substrato AFM;
2. efeitos térmicos podem modificar por inteiro os possíveis estados magnéticos para os dots FM na presença de um campo magnético externo aplicado;
3. uma característica importante é que a configuração geométrica do ponto (*dot*) FM pode afetar a estabilidade magnética do mesmo, podendo a componente z da magnetização também exibir um comportamento histerético [2].

Capítulo 4

Histereses Térmicas em Bicamadas FM/AFM Compensadas

Motivadas pela indústria magnetoeletrônica, bicamadas FM/AFM têm sido amplamente estudadas. Um dos principais dispositivos da spintrônica, a válvula de spin, é baseado em uma estrutura de duas camadas ferromagnéticas que sanduicham um metal não magnético fino, crescidas sobre um substrato antiferromagnético. Uma dessas duas camadas ferromagnéticas fica “presa” ao substrato, enquanto fica livre para se orientar de acordo com os campos aplicados. A magnetização na camada “presa” ao substrato é relativamente insensível a campos magnéticos moderados [18]. O dispositivo é submetido a correntes e, conseqüentemente, a efeitos térmicos.

A spintrônica impulsionou estudos de histereses térmicas em sistemas nanoestruturados. Nesse contexto, a pequena diferença de energia entre dois estados metaestáveis pode levar o sistema a uma biestabilidade térmica. Apresentamos um estudo teórico de histerese térmica de uma bicamada magnética que consiste em um filme ferromagnético (FM), com anisotropia cúbica cristalina (simetria $C - 4$), acoplado a um substrato antiferromagnético compensado.

A histerese térmica ocorre quando o intervalo de temperatura inclui a temperatura de reorientação (TR) do filme ferromagnético, abaixo da qual a frustração do acoplamento através da interface promove uma rotação de 90^0 na magnetização do FM e uma pequena variação angular nos spins do AFM próximos à interface.

Consideramos um ciclo térmico, aquecimento e resfriamento, em um intervalo de temperatura que vai desde baixas temperaturas até temperaturas acima da temperatura de Néel do AFM na presença de um campo externo aplicado ao longo do eixo fácil do AFM. A anisotropia da camada FM estabiliza o estado reorientado em temperaturas abaixo da TR e o estado alinhado com o campo em temperaturas acima da TR . Existe um intervalo de temperatura onde ambos os estados são estáveis. No processo de resfriamento, a transição para o estado reorientado acontece em temperaturas abaixo da TR , ao passo que no

processo de aquecimento, a transição do estado reorientado para o estado alinhado acontece em temperaturas acima da TR .

4.1 Bicamadas FM/AFM Compensadas

Uma bicamada FM/AFM compensada é constituída por uma camada ferromagnética crescida sobre um substrato antiferromagnético compensado. Um antiferromagnético compensado é caracterizado por exibir as duas sub-redes em cada camada atômica (ver Fig. 2.8), conseqüentemente, a magnetização líquida por plano é nula.

Consideramos que a camada ferromagnética exibe anisotropia cristalina com simetria C_4 no plano. Nesse estudo, consideramos bicamadas compostas por Fe/FeF₂(110) e Fe/MnF₂(110). Os MnF₂ e FeF₂ são difluoretos de metais de transição, já conhecidos pela literatura [54, 59], que apresentam anisotropia uniaxial. As diferenças mais marcantes entre os materiais antiferromagnéticos em análise são suas temperaturas de Néel (T_N) e suas anisotropias.

A bicamada está no plano zx - (010) (ver Fig. 2.7). Os eixos fáceis do FM são x e z , ao passo que o eixo fácil do AFM é o eixo z . As camadas são acopladas através da interface. A presença das duas sub-redes do AFM na interface gera uma frustração. Considerando, exclusivamente, as energias de anisotropias e de troca, intrínsecas e através da interface,

o estado de mais baixa energia é magnetização da camada FM perpendicular à do AFM. No processo de histerese térmica, há um campo aplicado ao longo do eixo de anisotropia do AFM. Nesse caso, adicionado à energia Zeeman, o estado de mais baixa energia é combinação de todas as energias envolvidas.

4.2 O Modelo para Bicamadas FM/AFM Compensadas

Consideramos as seguintes bicamadas compensadas: Fe/FeF₂(110) e Fe/MnF₂(110). O substrato AFM é constituído pelo empilhamento de planos AFM, contendo momentos magnéticos de spin das duas sub-redes. Momentos magnéticos de spin de uma dada sub-rede no mesmo plano são considerados equivalentes, e para cada plano, nomeamos duas variáveis para momentos magnéticos de spin. O número de coordenação, ou seja, de primeiros vizinhos, é $z = 8$, exceto para os momentos magnéticos de spin da superfície. Cada momento magnético de spin do substrato AFM possui quatro vizinhos mais próximos (da sub-rede oposta) no mesmo plano e dois nos planos vizinhos adjacentes. A normal à superfície está na direção do eixo y , as direções fáceis do plano da anisotropia cúbica do material FM estão ao longo dos eixos x e z e a

anisotropia uniaxial do substrato AFM está ao longo do eixo z . A estrutura magnética do substrato é representada pelos ângulos que cada momento magnético de spin faz com o eixo z [$\theta_n(1), \theta_n(2), n = 1, \dots, N_{AFM}$] e o valor térmico médio dos momentos magnéticos de spin é representado por [$\langle S_n(1) \rangle, \langle S_n(2) \rangle, n = 1, \dots, N_{AFM} \rangle$], onde $\theta_n(1)$ e $\theta_n(2)$ são ângulos com respeito ao eixo fácil para momentos magnéticos de spin das sub-redes 1 e 2 no n -th plano e N_{AFM} é o número de planos (110) no filme AFM. O filme FM com N_{FM} planos é representado de maneira similar, e a estrutura magnética da bicamada é descrita em termos de duas cadeias lineares interagentes, cada qual com $(N_{FM} + N_{AFM})$ momentos magnéticos de spin. A energia magnética do sistema é dada por:

$$E = \sum_{n=FM} K_1 S_{z,n}^2 S_{x,n}^2 - \sum_{n=AFM} K S_{z,n}^2 - \sum_n g \mu_B \vec{S}_n \cdot \vec{H} - \sum_{nm} J_{nm} \vec{S}_n \cdot \vec{S}_m \quad , \quad (4.1)$$

onde o primeiro termo é a anisotropia cristalina do Fe, o segundo termo é a anisotropia uniaxial do AFM, o terceiro termo é a energia Zeeman e o último termo é a energia de troca. Para os momentos magnéticos de spin do Fe, usamos $S = 2.0$, $g = 2$ e a constante de anisotropia $K_1 = 3.5 \times 10^4 J/m^3$, o equivalente para um campo de anisotropia de $H_a = 2K_1/M_S = 0.4 kOe$, com $M_S = 1.7 \times 10^6 A/m$. A distância entre

planos atômicos vizinhos (110) é de 1.5 Å. Por causa da intensidade do acoplamento de troca no Fe, os momentos magnéticos de spin do Fe estão efetiva e rigidamente acoplados uns aos outros. Esses parâmetros reproduzem a frequência de ressonância de filmes finos de Fe [60].

Para materiais AFM, temos que os parâmetros magnéticos para o FeF₂ são $S = 2.0$, $g = 2$, campo de anisotropia ($H_a = 2K/g\mu_B S$) de $149kOe$, campo de troca ($H_e = 8JS/g\mu_B$) igual a $434kOe$ e temperatura de Nèel $T_N = 78K$; ao passo que para MnF₂, temos $S = 2.5$, $g = 2$, $H_a = 8.8kOe$, $H_e = 540kOe$ e $T_N = 67K$. A energia de troca de acoplamento dos momentos magnéticos de spin através da interface FM/AFM foi assumida como igual à energia de troca do substrato AFM [16].

A configuração magnética de equilíbrio é encontrada exigindo que cada momento magnético ao longo da cadeia seja paralelo ao campo local efetivo.

Efeitos térmicos são levados em consideração usando um campo local médio onde a média térmica de cada momento magnético de spin, $\langle \vec{m} \rangle = g\mu_B \langle \vec{S} \rangle$, é calculada usando

$$\langle \vec{m} \rangle = g\mu_B S B_S \left(\frac{g\mu_B S \langle \vec{H}_{eff} \rangle}{K_B T} \right), \quad (4.2)$$

onde $B_S \left(\frac{g\mu_B S \langle \vec{H}_{eff} \rangle}{K_B T} \right)$ é a função de Brillouin, $\langle \dots \rangle$ denota a média

térmica, e o campo efetivo $H_{eff}^{\vec{}}$ é dado por:

$$H_{eff}^{\vec{}} = -\frac{\partial E}{\partial \vec{m}} \quad . \quad (4.3)$$

Isso é valido pois a bicamada magnética pode ser frequentemente tratada como um efetivo sistema unidimensional se os spins nos planos paralelos à superfície são todos equivalentes. Um spin em uma camada n , S_n , sente um número de campos que influenciam seu movimento [22]. Esses incluem (como já sabemos):

- 1** - Campos de troca locais de dentro de uma camada e campos de troca de camadas vizinhas.
- 2** - Campos de anisotropia local.
- 3** - Campo magnético externo.

Em temperaturas finitas, tanto a direção quanto a magnitude média térmica dos spins em cada camada devem ser especificadas. A camada de spins é rotacionada na direção do campo efetivo e a magnitude média térmica naquela direção é encontrada através do uso da função de Brillouin. O procedimento iterativo cessa apenas quando o torque for aproximadamente da ordem de 10^{-5} . Caso contrário o algoritmo fica iteragindo até encontrar a configuração de mínimo de energia [22]. Portanto, a orientação dos momentos magnéticos de spin nos planos

e os valores térmicos dos mesmos são ambos calculados autoconsistentemente, usando o método desenvolvido anteriormente e aplicado ao estudo das multicamadas magnéticas e filmes AFM [61, 62].

Ressaltamos que não consideramos efeitos térmicos na constante de anisotropia do Fe. Isso não é um problema para o ferromagneto, uma vez que as temperaturas de interesse aqui são todas abaixo de $100K$, ao passo que a temperatura de Curie é acima de $1000K$. Dessa forma, as mudanças esperadas na anisotropia do Fe são relativamente pequenas em acordo com recentes experimentos [63, 64]. Embora campos de anisotropia no antiferromagnético caiam mais rapidamente do que o esperado do tratamento do campo médio, as características gerais do comportamento não devem alterar substancialmente. Como veremos, a prova disso é vista no fato de que as estruturas Fe/FeF₂ e Fe/MnF₂ têm resultados bastante semelhantes para a largura da histerese térmica, embora as anisotropias difiram por um fator aproximadamente de 15.

Começamos o cálculo a partir de baixas temperaturas, nas quais a configuração magnética próxima ao estado reorientado, estado em que a magnetização do Fe está perpendicular ao eixo de anisotropia do AFM (*Interface Reoriented State* IRS), é esperada. Assim, o cálculo numérico é inicializado com o sistema no estado IRS. A convergência do processo numérico é relativamente rápida, em particular, para pequenos valores

do campo externo. Para cada valor subsequente da temperatura, durante o ciclo térmico, o método numérico autoconsistente é inicializado com o estado magnético correspondente ao estado de equilíbrio do valor anterior de temperatura. Procedendo nesse caminho, encontramos o estado de equilíbrio metaestável próximo ao anterior, como apropriado para a modelagem de fenômenos de histerese térmica.

Concentramo-nos nos efeitos da variação da intensidade do campo magnético externo e da espessura da camada FM sobre a largura das histereses térmicas. O número de planos AFM foi escolhido de modo a permitir um relaxamento completo da estrutura magnética do substrato AFM, começando com o padrão *canted* no plano da interface e evoluindo para o estado antiferromagnético à medida que penetra no AFM. Para ambos materiais (MnF_2 e FeF_2), $N_{AFM} = 20$ foi suficiente para cumprir essa condição durante o ciclo térmico para valores escolhidos de intensidade de campo magnético externo e espessura da camada ferromagnética.

O modelo usado nesse cálculo corresponde à minimização da energia. Esse esquema foi utilizado, por exemplo, por Koon para encontrar as curvas de histerese magnética para estrutura FM/AFM [43]. No entanto, mais tarde foi mostrado que esse modelo era inadequado para esses cálculos porque não levou em conta uma instabilidade que ocorre

nos cálculos de dinâmica e que incide sobre a evolução em tempo real da estrutura [65, 66]. No presente caso, entretanto, em que calculamos a curva de histerese térmica, a instabilidade não deveria ocorrer porque a estrutura magnética no antiferromagneto é sempre próxima do seu estado fundamental e não tem os grandes desvios vistos nos estados deformados encontrados em um experimento de histerese magnética [67].

4.3 Resultados

A Fig. 4.1(A) mostra as curvas da componente da magnetização, da bicamada Fe(9nm)/MnF₂(110), ao longo da direção do campo aplicado, $H = 190\text{Oe}$, durante os processos térmicos de aquecimento e resfriamento, respectivamente. A Fig. 4.1(B) mostra o ângulo médio da magnetização da camada FM com o eixo z durante o ciclo térmico. A Fig. 4.1 mostra ainda, em painéis, a evolução do sistema em temperaturas selecionadas (lado esquerdo, aquecimento, e no lado direito, resfriamento). Começando o aquecimento a partir de baixas temperaturas, a camada FM inicia-se no estado reorientado (IRS), $T = 15\text{K}$, $\langle \theta_{FM} \rangle \approx 68^\circ$. À medida que a temperatura vai aumentando, os momentos magnéticos térmicos do AFM vão diminuindo. Como consequência, o campo de interface também diminui. Para $T = 29\text{K}$, a

camada FM faz um ângulo médio de $\langle \theta_{FM} \rangle \approx 62^\circ$ com o eixo z .

Começando o resfriamento, o sistema volta no AS, $\langle \theta_{FM} = 0^\circ \rangle$. Em $T = 22\text{K}$, começa uma variação gradual do ângulo médio da magnetização da camada FM com a direção do campo aplicado, saindo 0° até $\approx 25^\circ$. Em $T = 13\text{K}$, há novamente uma mudança de fase do sistema, de AS para IRS. Nesse caso, a largura da histerese térmica é de 17K. Os desvios dos momentos magnéticos de spins no plano da interface do AFM, em ambos os processos térmicos, são menores do que 15° e a relaxação do padrão da interface magnética envolve no máximo cinco planos atômicos.

Nossos resultados indicam que a largura da histerese é função da intensidade do campo aplicado durante os processos de aquecimento e resfriamento da amostra, do substrato AFM, bem como da espessura da camada FM.

Na Fig. 4.2, podemos ver que a variação da largura da histerese, com a intensidade do campo aplicado, é maior para bicamadas constituídas por substratos com baixa anisotropia.

Nesse caso, para bicamadas $\text{Fe}(12\text{nm})/\text{MnF}_2(110)$, encontramos que há uma grande queda da largura da histerese térmica com a intensidade do campo magnético externo, começando em $\Delta T = 43\text{K}$ para $H = 110\text{Oe}$, indo para $\Delta T = 14\text{K}$ quando $H = 210\text{Oe}$. Isso corresponde a

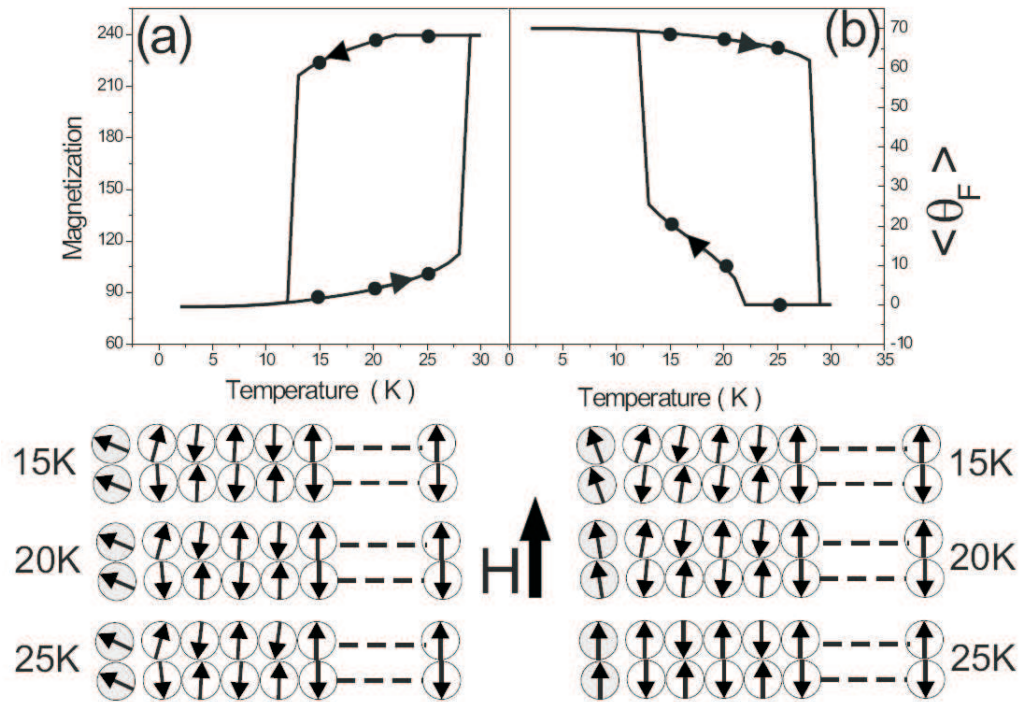


Figura 4.1: (a) Componente da magnetização ao longo do eixo fácil z para uma bicamada de Fe(9nm)/MnF₂(110), em unidades de μ_B , e (b) ângulo médio dos momentos magnéticos de spin FM com a direção [001] para um laço térmico sob um campo magnético externo de $H = 190$ Oe ao longo do eixo z . Nos painéis, temos a configuração dos momentos magnéticos de spin da camada FM (símbolos cinza) e o substrato AFM para pontos selecionados (à esquerda para o aquecimento e à direita para resfriamento nos mesmos valores de temperatura). (Fig. 2 da Ref. [16])

Tabela 4.1: Fe(12nm)/MnF₂(110)

Campo Magnético	T_1	T_2
110 Oe	62 K	20 K
150 Oe	43 K	16 K
190 Oe	29 K	12 K
200 Oe	26 K	10 K

ciclos térmicos fechados, semelhantes ao mostrado na Fig. 4.1. Para $H > 210\text{Oe}$, mesmo que o sistema comece o processo de aquecimento no IRS depois da transição para AS em altas temperaturas, o sistema permanece em AS durante todo o processo de resfriamento, até baixas temperaturas.

A dependência do campo de ΔT origina-se no fato de ambas as temperaturas T_1 (para a transição *IRS-AS*) e T_2 (para a transição *AS-IRS*) diminuírem com a magnitude de H . Entretanto, T_1 diminui mais rapidamente (ver Tabela 4.1).

Para uma camada FM com anisotropia cristalina, sem substrato AFM, a barreira de energia entre os estados $\theta_{FM} = 0^\circ$ e $\theta_{FM} = 90^\circ$ é, exclusivamente, a energia de anisotropia. Para uma bicamada FM/AFM compensada, no processo de aquecimento, existe uma estabilidade extra, devido à interface, para IRS. Portanto, existe um campo limiar H^* , maior do que o campo de anisotropia do FM, para vencer essa barreira.

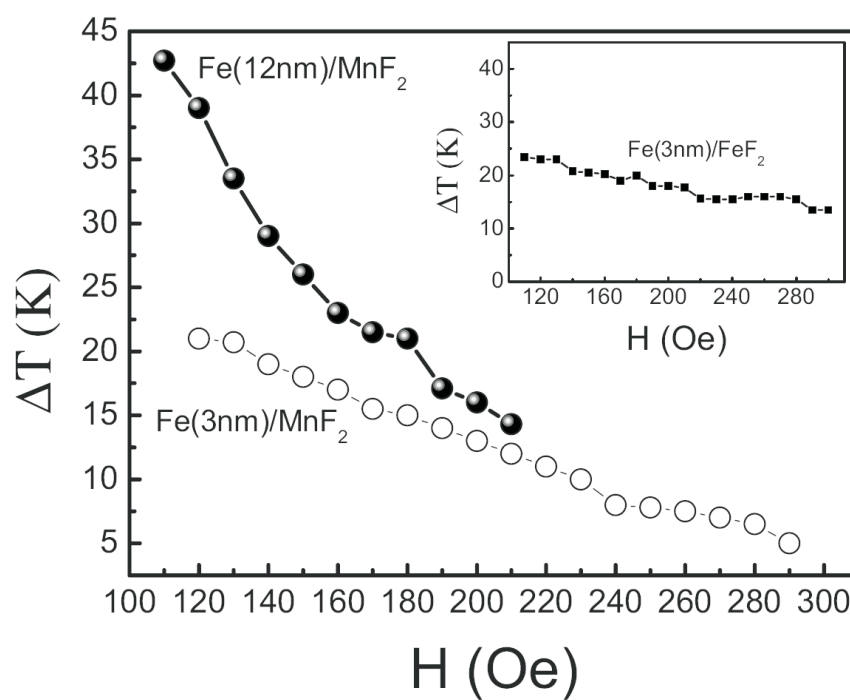


Figura 4.2: Largura da histerese térmica para bicamadas Fe(12nm)/MnF₂(110) e Fe(3nm)/MnF₂(110) e para uma bicamada de Fe(3nm)/FeF₂(110) (no *inset*). (Fig. 3 da Ref. [16])

Como os efeitos da variação de temperatura são efetivos em temperaturas mais altas T_1 , a temperatura do H^* varia mais rapidamente do que T_2 .

A temperatura T_2 , correspondente ao limite inferior da histerese térmica, está associada com a instabilidade do estado alinhado (AS) no processo de resfriamento. Nesse caso, a barreira de energia a ser vencida pelo campo de interface é devida à anisotropia da camada FM e à energia Zeeman. Do ponto de vista da energia Zeeman, poderíamos pensar que quando o campo magnético externo é feito maior, é possível manter o AS estável até temperaturas mais baixas. Por outro lado, a energia de troca da interface é menor no estado IRS. A transição do AS para IRS em baixas temperaturas sucede como um resultado do balanço entre a energia de anisotropia, a energia Zeeman e a energia de troca de interface. A fraca dependência de T_2 sobre o valor da intensidade do campo magnético externo é devido ao fato de que, a baixas temperaturas, os momentos magnéticos de spin do substrato AFM têm valores térmicos médios próximos daqueles de saturação e o efeito do campo sobre a energia de interface é menor. Assim, alterando o campo externo, conseguimos pequenas mudanças no valor da temperatura T_2 para a transição AS-IRS.

Os resultados na Fig. 4.2 para camadas ferromagnéticas mais finas,

estruturas de $\text{Fe}(3\text{nm})/\text{MnF}_2$ e $\text{Fe}(3\text{nm})/\text{FeF}_2$, indicam que o efeito do campo sobre a largura da histerese térmica é muito mais fraco para filmes finos de Fe. Em ambos os casos, a energia de interface é uma fração maior da energia total da bicamada. Consequentemente, as mudanças produzidas pelo campo externo nos valores das temperaturas de transição, T_1 e T_2 , são menores do que para bicamadas de $\text{Fe}(12\text{nm})/\text{MnF}_2(110)$. Também, há sensibilidade da largura da histerese térmica na intensidade do campo aplicado maior em $\text{Fe}(3\text{nm})/\text{MnF}_2$ do que em $\text{Fe}(3\text{nm})/\text{FeF}_2$ (*inset* da Fig. 4.2), devido à anisotropia do AFM. Dessa forma, a energia Zeeman é uma pequena fração da energia magnética total.

O estado reorientado é estabilizado pela energia de troca da interface que é proporcional ao valor médio térmico dos momentos magnéticos de spin AFM na interface. Uma vez que a energia de troca da interface se torna suficientemente pequena em altas temperaturas, ocorre a transição IRS-AS se o campo magnético externo é intenso o suficiente para superar a barreira de anisotropia da camada FM. O mesmo não acontece para a transição AS-IRS. Aumentando o campo externo, podemos chegar a um valor de H para o qual a transição AS-IRS no processo de resfriamento não acontece. Nesse caso, iniciando em baixas temperaturas no IRS, existe uma transição para o estado alinhado em

alguma temperatura T_1 e, durante o resfriamento até a temperatura inicial do ciclo térmico, o sistema não retorna ao estado reorientado original.

Na Fig. 4.3, apresentamos um exemplo desse caso para uma bicamada de Fe(9nm)/MnF₂(110) estando sujeita a um campo externo de 220 Oe. Iniciando em baixas temperaturas no IRS com os momentos magnéticos de spin FM fazendo um ângulo médio de $\langle \theta_F \rangle \approx 64^\circ$ com o eixo z , e um baixo valor da magnetização ao longo da direção do campo externo, existe uma transição para o AS em torno de $T = 18\text{K}$ e, aquecendo um pouco mais, se atinge a saturação da magnetização na direção do campo externo em torno de $T = 21\text{K}$. A energia Zeeman desempenha um papel dominante na configuração de equilíbrio magnético e na sequência de estados magnéticos ao longo do processo de resfriamento. Resfriando o sistema, a partir de $T = 25\text{K}$ com a bicamada em AS e a magnetização saturada ao longo do campo externo, o processo de resfriamento não apresenta nenhuma transição de primeira ordem. Em $T = 21\text{K}$, a camada FM apresenta um crescimento em $\langle \theta_F \rangle$ que vai de 0° até $\langle \theta_F \rangle \approx 28^\circ$ em $T = 5\text{K}$, e o IRS não ocorre. Um detalhe importante é que a energia de anisotropia do FM é praticamente a mesma nos estados inicial e final do laço térmico. A inibição da transição AS-IRS no processo de resfriamento dá-se porque

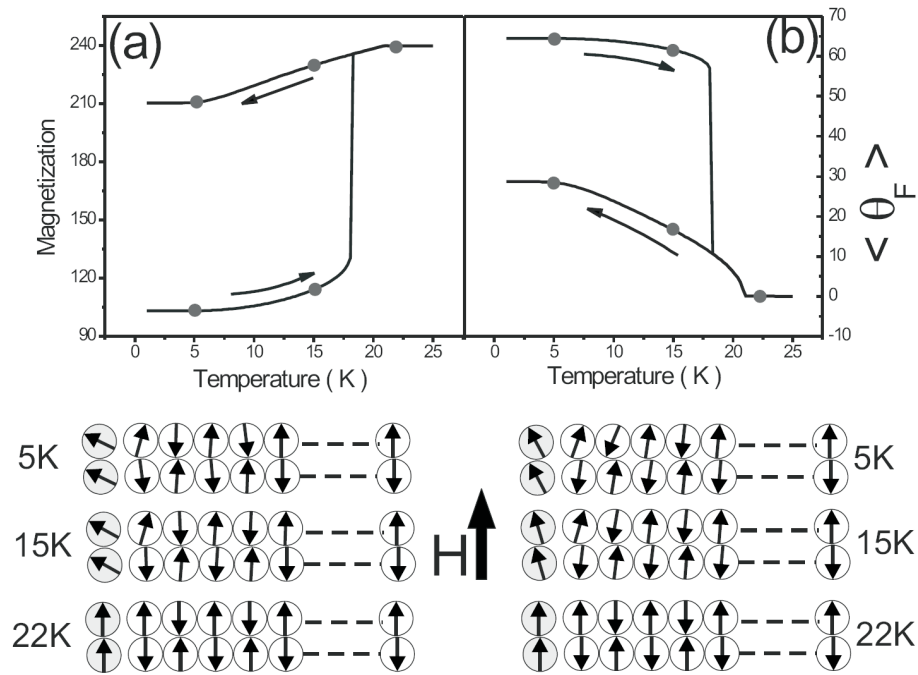


Figura 4.3: (a) Componente da magnetização ao longo do eixo z para uma bicamada de Fe(9nm)/MnF₂(110), em unidades de μ_B , e (b) Ângulo médio dos momentos magnéticos de spin FM com a direção [001] para um laço térmico sob um campo externo de $H = 220\text{Oe}$ ao longo do eixo z . Nos painéis, temos a configuração dos momentos magnéticos de spin da camada FM (símbolos cinza) e o substrato AFM para pontos selecionados (à esquerda para o aquecimento e à direita para resfriamento nos mesmos valores de temperatura). (Fig. 4 da Ref. [16])

a energia de interface não é suficiente para vencer a barreira devido à energia Zeeman. Temos encontrado que, para campos externos de intensidade alta, o estado à alta temperatura permanece estável até baixas temperaturas e o laço térmico produz uma mudança de um estado magnético inicial para outro estado final. Este é um ponto de interesse para aplicações magnetoelétrônicas, visto que a operação do dispositivo envolve o aquecimento do sistema.

A transição IRS-AS no processo de aquecimento do laço térmico de uma bicamada Fe(9nm)/MnF₂(110) ocorre à temperatura de $T = 29\text{K}$ para um campo externo de 190Oe e à temperatura de $T = 18\text{K}$ para um campo externo de intensidade 220Oe. Em ambos casos, T_1 é bem abaixo da temperatura de Néel do substrato MnF₂ e o valor médio térmico dos momentos magnéticos de spin AFM é próximo ao valor de saturação da temperatura de transição. Para os exemplos considerados até este ponto, o equilíbrio energético na temperatura de transição não depende fortemente da natureza (ferromagnética ou antiferromagnética) do acoplamento de troca da interface. Temos encontrado (resultados não apresentados) que no processo de aquecimento, a transição IRS-AS ocorre aproximadamente às mesmas temperaturas para qualquer interface de acoplamento ferromagnética ou antiferromagnética.

Fazendo a camada FM mais fina e reduzindo a intensidade do campo externo, podemos elevar a temperatura de transição T_1 para muito perto da temperatura de Néel. Nessa temperatura limite, a ordem magnética no substrato é limitada a alguns planos a partir da interface. Os momentos magnéticos de spin nos antiferromagnetos próximos da interface são estabilizados pela energia de troca da interface com a camada ferromagnética e com o campo externo. Os momentos magnéticos de spin remanescentes no antiferromagnético têm momento térmico

médio que são próximos de zero. Em essência, há um momento líquido para os momentos magnéticos de spin no antiferromagneto apenas na interface quando eles são de pequena magnitude e apenas fracamente estabilizados.

O mais interessante é que o sinal da constante de troca da interface pode ser inferido do laço térmico da camada fina FM sob a ação de um campo externo menor do que o campo de anisotropia do ferromagneto. Na Fig. 4.4, apresentamos que o laço térmico de uma bicamada de Fe(3nm)/MnF₂(110) sob um campo externo de $H = 104\text{Oe}$ exibe histerese térmica se a energia de troca da interface é ferromagnética. Também apresentamos na Fig. 4.4 que não existe histerese térmica se a energia de troca da interface é antiferromagnética.

Os dois casos se diferenciam-se na disposição dos momentos magnéticos de spin no antiferromagneto a elevadas temperaturas. Para o acoplamento de troca de interface ferromagnético, o momento líquido dos momentos magnéticos de spin do substrato no plano da interface é ligeiramente maior do que no caso do acoplamento de troca da interface antiferromagnético. Essa diferença relativamente pequena conduz a uma diferença relevante no campo de troca efetivo na camada ferromagnética.

Próximo à temperatura de Néel, o momento líquido dos momentos

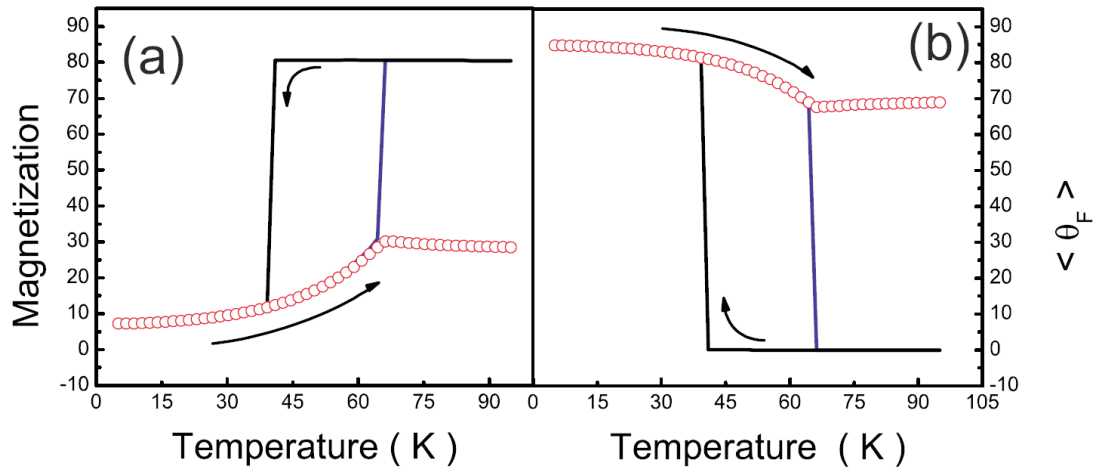


Figura 4.4: (a) Componente da magnetização ao longo do eixo z em unidades de μ_B e (b) Ângulo médio dos momentos magnéticos de spin FM com a direção [001] para um laço térmico de uma bicamada de Fe(3nm)/MnF₂(110) sob um campo externo de $H = 104\text{Oe}$. As linhas contínuas (símbolos abertos) correspondem ao acoplamento, na interface, ferromagnético (antiferromagnético). (Fig. 5 da Ref. [16])

magnéticos de spin AFM no plano da interface aponta numa direção muito próxima ao campo de troca produzido pelos momentos magnéticos de spin da interface ferromagnética. Para o acoplamento de troca da interface ferromagnético (antiferromagnético), o momento líquido dos momentos magnéticos de spin AFM no plano de interface é quase paralelo (antiparalelo) à direção dos momentos magnéticos de spin FM. A ordem magnética dos momentos magnéticos de spin do substrato deve-se quase inteiramente ao campo de troca produzido pelos momentos magnéticos de spin da interface ferromagnética. Entretanto, existe

também uma pequena contribuição do campo externo. Para o acoplamento ferromagnético (antiferromagnético), os momentos magnéticos de spin no plano de interface do substrato são termicamente estabilizados por um campo efetivo com a componente z sobre a ordem de 10^5 Oe, o campo de troca da interface mais (menos) o campo externo de 104 Oe. Dessa forma, para o acoplamento de troca de interface ferromagnético, o valor térmico médio dos momentos magnéticos de spin da interface AFM é ligeiramente maior. Como resultado, a componente do eixo z do momento líquido dos momentos magnéticos de spin AFM no plano da interface é ligeiramente maior do que para o caso do acoplamento de troca de interface antiferromagnético.

Para baixas temperaturas, como apresentado na Fig. 4.5, o valor absoluto do momento líquido $|\langle \delta S_{INT} \rangle|$ da componente do eixo z dos momentos magnéticos de spin da interface AFM tem o mesmo valor para qualquer acoplamento de troca de interface ferromagnética ou antiferromagnética. Em ambos os casos, $|\langle \delta S_{INT} \rangle|$ vira muito próximo da temperatura de Nèel, alcançando $|\langle \delta S_{INT} \rangle| = 0.29$ para acoplamento ferromagnético e $|\langle \delta S_{INT} \rangle| = 0.25$ para acoplamento antiferromagnético. A pequena diferença de aproximadamente 0.04 equivale a 1.6% do valor de saturação de um momento magnético de spin MnF_2 . Entretanto, a diferença correspondente na componente

do eixo z do campo de troca sobre os momentos magnéticos de spin da interface ferromagnética não é desprezível. Como apresentado na Fig. 4.5 (eixo vertical da direita), perto da temperatura de Néel é da ordem de 1kOe favorecendo a transição para o AS para acoplamento de interface ferromagnético. Esse aumento no campo efetivo permite que os momentos ferromagnéticos cruzem o eixo difícil e sejam estabilizados ao longo do campo no estado alinhado, como visto na Fig. 4.4.

A fenomenologia baseia-se em pequenas diferenças na orientação dos momentos magnéticos de spin da interface, de acordo com a natureza da energia de troca da interface. A transição ocorre à temperatura de $T = 66.2\text{K}$ para acoplamento de interface ferromagnético, correspondendo a 98% da temperatura de Néel. Temos também examinado o caso do substrato FeF_2 (resultados não apresentados). Para uma bicamada de $\text{Fe}(3\text{nm})/\text{FeF}_2$ e para um campo externo de 54Oe, existe uma transição IRS-AS a 76.99K para acoplamento de interface ferromagnético e não há histerese térmica no caso do acoplamento de interface antiferromagnético. Novamente, a transição ocorre aproximadamente a 98% da temperatura de Néel, sugerindo que podemos usar histerese térmica para investigar a natureza do acoplamento de troca da interface.

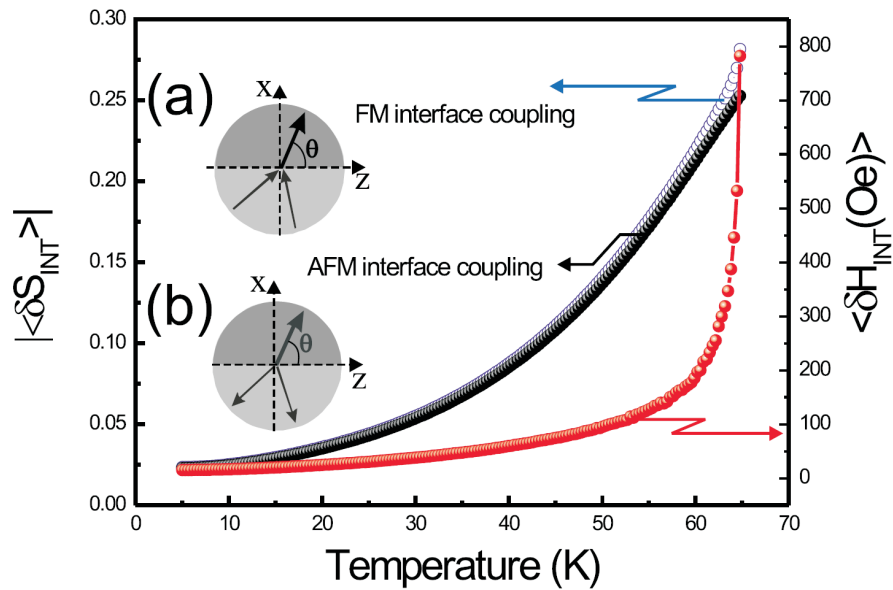


Figura 4.5: Valor absoluto do momento líquido dos momentos magnéticos de spin AFM ao longo do eixo z e o campo de troca sobre os momentos magnéticos de spin da interface FM ao longo do processo de aquecimento do laço térmico de uma bicamada de Fe(3nm)/MnF₂(110) sob um campo externo de $H = 104$ Oe. A curva azul do símbolo aberto e a curva preta do símbolo cheio correspondem ao valor absoluto do momento líquido dos momentos magnéticos de spin da interface para energias de troca de interface FM e AFM. A curva vermelha do símbolo fechado (eixo vertical direito) apresenta a diferença no campo de troca de interface sobre os momentos magnéticos de spin da interface FM entre os casos de acoplamento FM e AFM. As inserções representam esquematicamente a configuração dos momentos magnéticos de spin da interface para acoplamento de interface (a)FM e (b)AFM. (Fig. 6 da Ref. [16])

Nossos resultados indicam que a faixa da intensidade do campo externo que nos permite determinar o tipo de interação de troca da interface é um intervalo estreito de campo, logo abaixo de H^* . Para campos externos de intensidades maiores do que o campo de anisotropia do ferromagneto, há histerese térmica para “ambos os tipos” de acoplamento. Para H muito menor do que H^* , não existe histerese térmica seja o acoplamento ferromagnético ou antiferromagnético. O valor mínimo de intensidade do campo externo exigido para histerese térmica para o acoplamento ferromagnético é ligeiramente menor do que o exigido no caso do acoplamento antiferromagnético. No caso da bicamada Fe(3nm)/MnF₂(110) para acoplamento ferromagnético, existe histerese térmica para H maior do que 104Oe e, para acoplamento antiferromagnético, o valor mínimo do campo externo é de 105.5Oe.

Temos investigado o efeito de aumento de anisotropia FM. Para um aumento de 50% na anisotropia (de 0.4kOe, tal como utilizado no artigo para o ferro, para 0.6kOe), o campo crítico H^* aumenta de 107.6Oe para 161.4Oe. Nesse caso, temos encontrado que para o acoplamento ferromagnético existe histerese térmica se a intensidade do campo externo é maior do que 158Oe, ao passo que para o acoplamento antiferromagnético o valor mínimo do campo externo é de 160.5Oe.

Em nossa presente investigação, a frustração no acoplamento de

troca da interface é devido à estrutura microscópica do empilhamento de planos AFM, levando para um plano de interface com compensação completa em uma escala de tamanho microscópica (igual número de momentos magnéticos de spins de sub-redes opostas estão presentes no plano de interface da célula unitária magnética). Esse modelo se aplica a bicamadas FM/AFM intrinsecamente compensadas, consistindo em duas camadas (o filme ferromagnético e o substrato antiferromagnético) com estrutura magnética ideal, idêntica àquela do volume de cada material.

O modelo envolve o acoplamento de um ferromagneto para uma superfície perfeitamente antiferromagnética compensada. Claramente, a rugosidade pode mudar a compensação. Isso tem sido investigado teoricamente, por exemplo, em [68, 69]. Uma interpretação que saiu desses estudos é: à que o sistema se afasta da estrutura compensada, o estado ilustrado na parte (a) da Fig. 4.6 muda os momentos magnéticos de spin do ferromagneto, inclinando-os na direção de uma das sub-redes do antiferromagneto. Na medida de histerese magnética normal, isso leva a um deslocamento da curva de histerese a fim de que o laço de histerese não seja mais centrado no campo zero. Para as histereses térmicas consideradas aqui, isso poderia significar que as curvas de histerese térmica devem depender da direção do campo aplicado, isto é, se

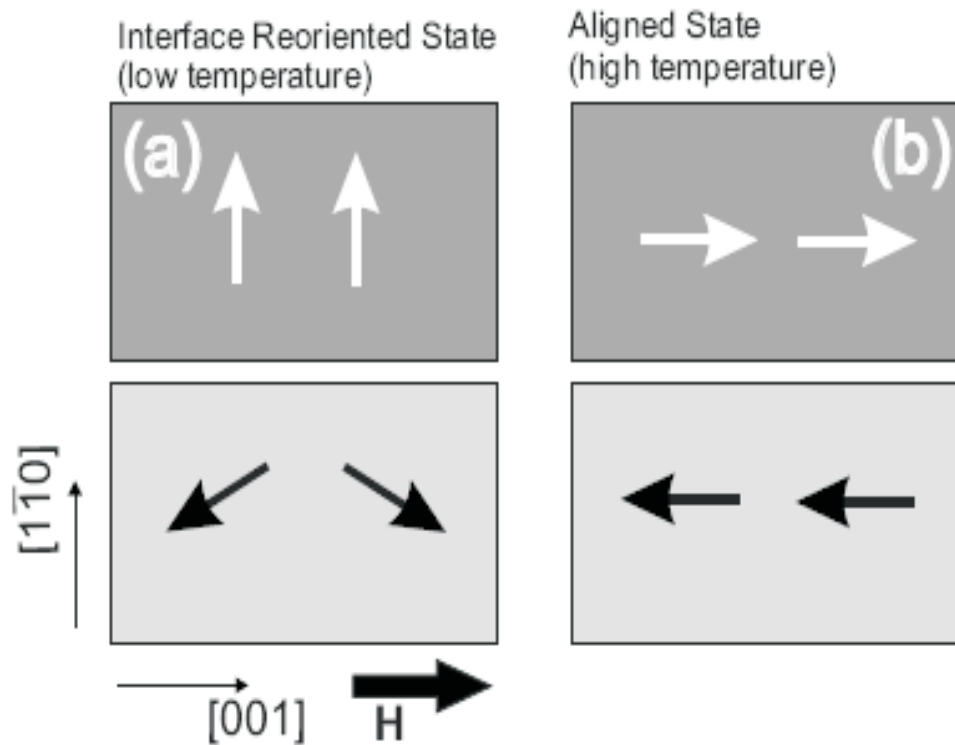


Figura 4.6: (a) Representação esquemática do estado reorientado, com os momentos magnéticos de spin do filme FM ao longo do eixo fácil e os momentos magnéticos de spin do substrato AFM num estado transverse canted; (b) Representação esquemática do estado alinhado com o campo com os momentos magnéticos de spin do filme FM ao longo da direção do campo magnético externo, e aqueles do plano de interface do substrato AFM alinhados com os momentos magnéticos de spin do filme FM via energia de troca de interface. (Fig. 1 da Ref. [16])

o campo é aplicado paralelamente a uma sub-rede do antiferromagneto ou a de outro.

A presente discussão pode também ser aplicada a sistemas com compensação da interface padrão dos momentos magnéticos de spin em uma média de áreas de interface de dimensões mesoscópicas. Dois interessantes exemplos de atenção atual são as bicamadas FM/AFM com

compensação da energia de interface devido a rugosidades na interface [70, 71] e bicamadas vicinais [72]. Campo tunelável de histerese térmica é provável a ocorrer nessas trocas de acoplamento de bicamadas FM/AFM [70, 72] desde que a estrutura da interface magnética seja compensada em uma escala de comprimento menor que o comprimento de troca do material ferromagnético.

Capítulo 5

Conclusões e Perspectivas

Em virtude dos fatos expostos, acreditamos que a largura da histerese térmica é função da intensidade do campo aplicado durante os processos de aquecimento e resfriamento da amostra, do substrato AFM, bem como da espessura da camada FM. De acordo com a Fig. 4.2, verificamos que para bicamadas com substratos AFM de baixa anisotropia, a variação da largura da histerese, com a intensidade do campo aplicado, é maior. Na mesma figura, a bicamada Fe(12nm)/MnF₂, quando submetida ao campo de $H > 210\text{Oe}$, passa, durante o processo de aquecimento, do estado reorientado para o estado alinhado com o campo e permanece no estado alinhado durante todo o processo de resfriamento, até baixas temperaturas. Com relação às temperaturas de transição, notamos que ambas diminuem com o aumento da intensidade do campo magnético externo, de acordo com a Tabela 4.1, sendo que T_1 (para a transição do estado reorientado para alinhado com o campo) cai mais

rapidamente do que T_2 (estado alinhado com o campo para o estado reorientado).

Por outro lado, a energia de troca da interface é menor no estado reorientado. Explorando mais ainda os resultados da Fig. 4.2, comprovamos que a largura da histerese térmica é afetada por efeito do campo de forma menos drástica em filmes finos de Fe, a exemplo do Fe(3nm)/MnF₂ e Fe(3nm)/FeF₂, e que há sensibilidade da largura da histerese térmica na intensidade do campo aplicado maior em Fe(3nm)/MnF₂ do que em Fe(3nm)/FeF₂ (*inset* da Fig. 4.2), devido à anisotropia do AFM. Dessa forma, a energia Zeeman é uma pequena fração da energia magnética total. Já o estado reorientado é estabilizado pela energia de troca da interface que é proporcional ao valor médio térmico dos momentos magnéticos de spin AFM na interface. Mas se aumentarmos muito o campo externo, podemos chegar a um valor de H para o qual a transição AS-IRS no processo de resfriamento não acontece. É o que ocorre na Fig. 4.3 para uma bicamada de Fe(9nm)/MnF₂(110), estando sujeita a um campo externo de 220 Oe onde a energia Zeeman desempenha um papel dominante na configuração de equilíbrio magnético e na sequência de estados magnéticos ao longo do processo de resfriamento. A inibição da transição estado alinhado para o estado reorientado no processo de resfriamento dá-se porque a energia

de interface não é suficiente para vencer a barreira, devido à energia Zeeman.

Para os exemplos considerados até este ponto, o equilíbrio energético na temperatura de transição não depende fortemente da natureza (ferromagnética ou antiferromagnética) do acoplamento de troca da interface. Temos encontrado (resultados não apresentados) que no processo de aquecimento, a transição do estado reorientado para o estado alinhado com o campo ocorre aproximadamente às mesmas temperaturas para qualquer interface de acoplamento ferromagnética ou antiferromagnética.

Fazendo a camada FM mais fina e reduzindo a intensidade do campo externo, podemos elevar a temperatura de transição T_1 para muito perto da temperatura de Néel. O mais interessante é que o sinal da constante de troca da interface pode ser inferida do laço térmico da camada fina FM sob a ação de um campo externo menor do que o campo de anisotropia do ferromagneto. Na Fig. 4.4, apresentamos que o laço térmico de uma bicamada de Fe(3nm)/MnF₂(110) sob um campo externo de $H = 104\text{Oe}$ exibe histerese térmica se a energia de troca da interface é ferromagnética e não exibe se for antiferromagnética. Entretanto, a diferença correspondente na componente do eixo z do campo de troca sobre os momentos magnéticos de spin da

interface ferromagnética não é desprezível, Fig. 4.5 (eixo vertical da direita), e favorece a transição para o estado alinhado para acoplamento de interface ferromagnético (ver Fig. 4.4). Estudando o FeF_2 , temos que para uma bicamada de $\text{Fe}(3\text{nm})/\text{FeF}_2$ e para um campo externo de 54Oe existe uma transição do estado reorientado para o estado alinhado com o campo a 76.99K para acoplamento de interface ferromagnético e não há histerese térmica no caso do acoplamento de interface antiferromagnético. Novamente, a transição ocorre aproximadamente a 98% da temperatura de Néel, sugerindo que podemos usar histerese térmica para investigar a natureza do acoplamento de troca da interface.

Portanto, para campos externos de intensidades maiores do que o campo de anisotropia do ferromagneto, há histerese térmica para ambos tipos de acoplamento. Mas para valores de H muito menores do que H^* , não existe histerese térmica seja o acoplamento ferromagnético ou antiferromagnético. E o valor mínimo de intensidade do campo externo exigido para histerese térmica para o acoplamento ferromagnético é ligeiramente menor do que o exigido no caso do acoplamento antiferromagnético.

Pesquisamos o efeito de aumento de anisotropia FM e descobrimos que o campo crítico H^* aumenta de 107.6Oe a 161.4Oe para um aumento de 50% na anisotropia. Logo, existe histerese térmica para o

acoplamento ferromagnético se a intensidade do campo externo é maior do que 158Oe e há histerese para o antiferromagnético se o valor mínimo do campo externo é de 160.5Oe. Como a frustração no acoplamento de troca da interface é devido à estrutura microscópica do empilhamento de planos AFM, as bicamadas FM/AFM intrinsecamente compensadas podem ter a compensação mudada por efeitos de rugosidade, sendo que isso pode ainda ser aplicado a sistemas com compensação da interface padrão dos momentos magnéticos de spin em uma média de áreas de interface de dimensões mesoscópicas.

A demanda por novos materiais magnéticos nano-estruturados para atender à crescente tendência por miniaturização de dispositivos eletrônicos, especialmente na produção de meios de alta densidade de gravação e de dispositivos de leitura de meios magnéticos com alta sensibilidade, tem determinado, nas duas últimas décadas, um grande desenvolvimento das técnicas de produção e caracterização de novos materiais magnéticos. A funcionalidade dos dispositivos GMR e MRAM depende em larga medida da ordem magnética da interface entre um substrato antiferromagnético e um filme ferromagnético.

Por isso, faz-se necessário um estudo sobre histereses magnéticas em bicamadas ferromagneto/antiferromagneto compensadas (FM/AFM). Consideramos bicamadas de Fe/MnF₂(110) e Fe/FeF₂(110) onde o filme

ferromagnético também possui anisotropia cúbica. Dentre os resultados alcançados até agora, sabemos que existem histereses de laço duplo, único e de forma intermediária. O campo de interface limiar exigido para a histerese de laço duplo é maior para a bicamada que tem o MnF_2 como substrato e se comporta em função da espessura do filme FM. Nesse tipo de sistema, onde consideramos AFM o acoplamento de troca da interface, o campo de interface diminui com o aumento da temperatura, favorecendo a histerese de laço único. Apesar das recentes descobertas, o sistema ainda tem muito a ser explorado.

Bibliografia

- [1] A. Fert F. Nguyen Van Dau F. Petroff P. Eitenne G. Creuzet A. Friederich M. N. Baibich, J. M. Broto e J. Chazelas, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 2472 (1988).
- [2] A. S. W. T. Silva, Tese de Doutorado, UFRN, 2007.
- [3] W. H. Meiklejohn e C.P. Bean, *Phys. Rev.* **102**, 1443 (1956).
- [4] M. L. da Silva, Tese de Doutorado, UFRN, 2003.
- [5] A.S. Carriço M. L. Silva, A. L. Dantas, *Solid State Communications* **135**, 769 (2005).
- [6] J. M. D. Coey, *J. Appl. Phys.* **93**, Parts 2 3 (2003).
- [7] R Skomski, *J. Phys.: Condens. Matter* **15**, R841 (2003).
- [8] G. P. Felcher N. Hosoi R. E. Camley, W. Lohstroh e H. Hashizume, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **286**, 65 (2005).
- [9] T. P. A. Hase B. K. Tanner J. P. Andrés, J. A. González e J. M. Riveiro, *Phys. Rev. B* **77**, 144407 (2008).
- [10] Y. Hao M. R. Hossu e A. R. Koymen, *Journal of Physics: Condensed Matter* **20**, (2008).
- [11] R. E. Camley S. Demirtas e A. R. Koymen, *Appl. Phys. Lett.* **87**, 3 (2005).
- [12] V. D. Mello, Tese de Doutorado, UFRN, 2006.
- [13] R. E. Camley A. L. Dantas e A. S. Carriço, *IEEE Transactions on Magnetism* **42**, 2942 (2006).
- [14] R. E. Camley A. L. Dantas e A. S. Carriço, *Phys. Rev. B* **75**, 6 (2007).
- [15] G. O. G. Rebouças A. S. Carriço A. L. Dantas, A. S. W. T. Silva e R. E. Camley, *J. Appl. Phys.* **102**, (2007).

- [16] L. L. Oliveira V. D. Mello R. E. Camley F. I. F. Nascimento, A. L. Dantas e A. S. Carriço, *Physical Review B* **80**, 144407 (2009).
- [17] Y. Pang M. B. Brodsk P. Grünberg, R. Schreiber e H. Sowers, *Phys. Rev. Lett.* **57**, 2442 (1986).
- [18] S. S. P. Parkin B. A. Gurney D. R. Wilhoit B. Dieny, V. S. Speriosu e D. Mauri, *Physical Review B* **43**, 1297 (1991).
- [19] A. Inomata K. Matsumoto e S. Hasegawa, *FUJITSU Sci. Tech. J.* **42**, 158 (2006).
- [20] A. L. Dantas R. E. Camley G. O. G. Rebouças, A. S. T. Silva e A. S. Carriço, *Phys. Rev. B* **79**, 104402 (2009).
- [21] Albert Fert Claude Chappert e Frédéric Nguyen Van Dau, *Nature Materials* **6**, 813 (2007).
- [22] R.E. Camley, in *Static, Dynamic, and Thermal Properties of Magnetic Multilayers and Nanostructures*, edited by J. Anthony C. Bland D. L. Mills (Elsevier, ADDRESS, 2006), Cap. 4, pp. 77–114.
- [23] Stoyan Stoyanov Vassil Skumryev, Dominique Givord Yong Zhang, George Hadjipanayis e Josep Nogués, *Nature* **423**, 850 (2003).
- [24] R. B. da Silva, Tese de Doutorado, UFMS, 2006.
- [25] Ruben D. Portugal Miguel Kiwi, José Mejía-López e Ricardo Ramírez, *Applied Physics Letters* **75**, 3995 (1999).
- [26] M. Gruyters e D. Riegel, *Phys. Rev. B* **63**, 052401 (2000).
- [27] V. Langlais V. Skumryev S. Suriñach J.S. Muñoz M.D. Baró J. Nogués, J. Sort, *Physics Reports* **422**, 65 (2005).
- [28] H. Fritzsche M. Gruyters M. Gierlings, M. J. Prandolini e D. Riegel, *Phys. Rev. B* **65**, 092407 (2002).
- [29] S. M. Zhou e C. L. Chien, *Phys. Rev. B* **63**, 104406 (2001).
- [30] M. D. Stiles e R. D. McMichael, *Phys. Rev. B* **59**, 3722 (1999).
- [31] M. D. Stiles e R. D. McMichael, *Phys. Rev. B* **60**, 12950 (1999).
- [32] F. Nolting J. Lüning T. J. Regan; H. Ohldag, C. Stamm e J. Stöhr and; R. L. White, *Phys. Rev. B* **64**, 214422 (2001).

- [33] R. Siebrecht T. Schmitte K. Westerholt F. Radu, M. Etzkorn e H. Zabel, *Phys. Rev. B* **67**, 134409 (2003).
- [34] G. C. Hadjipanayis C. Swann X. Lin, A. S. Murthy e S. I. Shah, *J. Appl. Phys.* **76**, 6543 (1994).
- [35] E. Dan Dahlberg J. N. Kuznia A. M. Wowchak YouJun Chen, Daniel K. Lottis e P. I. Cohen, *J. Appl. Phys.* **69**, 4523 (1991).
- [36] D. K. Lottis Youjun Chen e E. Dan Dahlberg, *J. Appl. Phys.* **70**, 5822 (1991).
- [37] W. J. M. de Jonge J. C. S. Kools F. Roozeboom P. A. A. van der Heijden, T. F. M. M. Maas e P. J. van der Zaag, *Appl. Phys. Lett.* 72 (4), 26 January 1998 **72**, 492 (1998).
- [38] J. Stöhr A. Scholl F. Nolting J. Lüning C. Stamm S. Anders H. Ohldag, T. J. Regan e R. L. White, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 247201 (2001).
- [39] N. B. Weber C. Bethke F. U. Hillebrecht, H. Ohldag, U. Mick M. Weiss e J. Bahrtdt, *Phy. Rev. Lett.* **86**, 3419 (2001).
- [40] R. Sears B. Sinkovic W. Zhu, L. Seve e S. S. P. Parkin, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 5389 (2001).
- [41] F. W. Zhu J. M. Xiao G. H. Yu, C. L. Chai e W. Y. Lai, *Appl. Phys. Lett.* **78**, 1706 (2001).
- [42] P. Eames T. Gredig, I. N. Krivorotov e E. D. Dahlberg, *Appl. Phys. Lett.* **81**, 1270 (2002).
- [43] N. C. Koon, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 4865 (1997).
- [44] R. Montmory 0. Massenet e L. Nèel, *IEEE* 63 (1965).
- [45] S. Bhagwat R. Thamankar e F. O. Schumann, *Phys. Rev. B* **69**, 054411 (2004).
- [46] J. Stöhr J. W. Seo J. Fompeyrine H. Siegwart J.-P. Locquet S. Anders J. Lüning E. E. Fullerton M. F. Toney M. R. Scheinfein F. Nolting, A. Scholl e H. A. Padmore, *Nature* **405**, 767 (2000).
- [47] J. Nogués e Ivan K. Schuller, *J. Magn. Magn. Mater.* **192**, 203 (1999).
- [48] A.E. Berkowitz e Kentaro Takano, *J. Magn. Magn. Mater.* **200**, 552 (1999).
- [49] P. S. Bagus D. Mauri, H. C. Siegmann e E. Kay, *J. Appl. Phys.* **62**, 3047 (1987).

- [50] A. P. Malozemoff, J. Appl. Phys. **63**, 3874 (1988).
- [51] A. P. Malozemoff, Phys. Rev. B **35**, 3679 (1987).
- [52] A. P. Malozemoff, Phys. Rev. B **37**, 7673 (1988).
- [53] M. T. Johnson J. aan de Stegge R. Jungblut, R. Coehoorn e A. Reinders, J. Appl. Phys. **75**, 6659 (1994).
- [54] T. J. Moran J. Noguez, D. Lederman e Ivan K. Schuller, **76**, 4624 (1996).
- [55] Abhishek Singh, Spring (2006).
- [56] Janaína Galho Borges, Tese de Doutorado, UFRGS, 2007.
- [57] R P Cowburn, J. Phys. D: Appl. Phys. **33**, R1 (2000).
- [58] R. E. Camley H. C. Mireles S. Dermitas, M. R. Hossu e A.R. Koymen, Phys. Rev. B **72**, 184433 (2005).
- [59] Casey W. Miller Zhi-Pan Li, Johannes Eisenmenger e Ivan Schuller, Physical Review Letters **96**, (2006).
- [60] G. G. Khaliullin I. A. Garifullin L. R. Tagirov F. Schreiber Th. Mühge Yu. V. Goryunov, N. N. Garif'yanov e H. Zabel, Phys. Rev. B **52**, 13450 (1995).
- [61] A. S. Carrico e R. E. Camley, Phys. Rev. B **45**, 13117 (1992).
- [62] A. L. Dantas e A. S. Carrico, Phys. Rev. B **59**, 1223 (1999).
- [63] J. F. Cochran A. S. Arrott B. Heinrich, Z. Celinski e K. Myrtle, J. Appl. Phys. **70**, 5769 (1991) **70**, (1991).
- [64] L. Wee, L. Malkinski R. L. Stamps e Z. Celinski, Phys. Rev. B **69**, 134426 (2004) [13 pages] **69**, (2004).
- [65] T. C. Schulthess e W. H. Butler, Phys. Rev. Lett. **81**, 4516 - 4519 (1998) **81**, 4516 (1998).
- [66] R. E. Camley e R. J. Axtal, J. Magn. Magn. Mater. **402**, 198 (1999).
- [67] R. J. Axtal R. L. Stamps J.-V. Kim R. E. Camley, B. V. McGrath e L. Wee, J. Vac. Sci. Technol. A **17**, 1335 (1999).
- [68] Joo-Von Kim, R. L. Stamps, B. V. McGrath e R. E. Camley, Phys. Rev. B **61**, 8888 (2000).

- [69] B. V. McGrath, Joo-Von Kim R. E. Camley, Leonard Wee e R. L. Stamps, *J. Appl. Phys.* **87**, 6430 (2000); doi:10.1063/1.372728 **87**, 6430 (2000).
- [70] Timothy J. Moran e Ivan K. Schuller, *J. Appl. Phys.* **79**, (1996).
- [71] A. S. W. T. Silva A. L. Dantas, G. O. G. Rebouças e A. S. Carriço, *J. Appl. Phys.* **97**, (2005).
- [72] G. O. G. Rebouças A. L. Dantas e A. S. Carriço, *J. Appl. Phys.* **105**, (2009).

ANEXO 6

Anexo

Livros Grátis

(<http://www.livrosgratis.com.br>)

Milhares de Livros para Download:

[Baixar livros de Administração](#)

[Baixar livros de Agronomia](#)

[Baixar livros de Arquitetura](#)

[Baixar livros de Artes](#)

[Baixar livros de Astronomia](#)

[Baixar livros de Biologia Geral](#)

[Baixar livros de Ciência da Computação](#)

[Baixar livros de Ciência da Informação](#)

[Baixar livros de Ciência Política](#)

[Baixar livros de Ciências da Saúde](#)

[Baixar livros de Comunicação](#)

[Baixar livros do Conselho Nacional de Educação - CNE](#)

[Baixar livros de Defesa civil](#)

[Baixar livros de Direito](#)

[Baixar livros de Direitos humanos](#)

[Baixar livros de Economia](#)

[Baixar livros de Economia Doméstica](#)

[Baixar livros de Educação](#)

[Baixar livros de Educação - Trânsito](#)

[Baixar livros de Educação Física](#)

[Baixar livros de Engenharia Aeroespacial](#)

[Baixar livros de Farmácia](#)

[Baixar livros de Filosofia](#)

[Baixar livros de Física](#)

[Baixar livros de Geociências](#)

[Baixar livros de Geografia](#)

[Baixar livros de História](#)

[Baixar livros de Línguas](#)

[Baixar livros de Literatura](#)
[Baixar livros de Literatura de Cordel](#)
[Baixar livros de Literatura Infantil](#)
[Baixar livros de Matemática](#)
[Baixar livros de Medicina](#)
[Baixar livros de Medicina Veterinária](#)
[Baixar livros de Meio Ambiente](#)
[Baixar livros de Meteorologia](#)
[Baixar Monografias e TCC](#)
[Baixar livros Multidisciplinar](#)
[Baixar livros de Música](#)
[Baixar livros de Psicologia](#)
[Baixar livros de Química](#)
[Baixar livros de Saúde Coletiva](#)
[Baixar livros de Serviço Social](#)
[Baixar livros de Sociologia](#)
[Baixar livros de Teologia](#)
[Baixar livros de Trabalho](#)
[Baixar livros de Turismo](#)