

UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO NORTE
CENTRO DE CIÊNCIAS EXATAS E DA TERRA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA

PROPRIEDADES FÍSICAS DE BICAMADAS MAGNÉTICAS

Orientando: Mário Antonio Alves Monteiro

Orientador: Prof. Dr. Nilson Sena de Almeida

Dissertação de Mestrado apresentada ao Departamento de Física Teórica e Experimental da Universidade Federal do Rio Grande do Norte como requisito parcial à obtenção do grau de Mestre em Física.

Livros Grátis

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

Milhares de livros grátis para download.

“Não se pode ensinar alguma coisa a alguém, pode-se apenas auxiliar a descobrir por si mesmo”. *Galileu Galilei.*

A meus pais: **Antonio Monteiro da Silva e Maria de Lourdes Alves Monteiro**, e a minha irmã: **Luatonia Alves Monteiro**.

Agradecimentos

- A **Deus** em primeiro lugar, por ter me concedido o dom da vida e as capacidades necessárias para que pudesse realizar este trabalho.
- Ao **Prof. Dr. Nilson Sena de Almeida**, por ter me orientado em todas as etapas desta dissertação. Não somente por sua orientação científica segura, mas por sua contribuição em minha formação pessoal e em meu desenvolvimento acadêmico, bem como, a confiança e a liberdade depositadas no meu trabalho.
- Ao **Prof. Dr. Artur da Silva Carriço** e ao **Prof. Dr. Liacir dos Santos Lucena**, pelos vários momentos que dedicaram para me ajudar, os quais possibilitaram-me ricos aprendizados acadêmicos e pessoais.
- A **todos os Professores da Universidade Federal do Rio Grande do Norte** que contribuíram para minha formação profissional, em especial **àqueles do Departamento de Física Teórica e Experimental**.
- A **todos os colegas do curso**, pelos momentos vividos. Em especial a **Leonardo Cordeiro Saldanha (in memoriam)**, por seus incentivos à minha formação em vários momentos de sua existência.
- A **Keylla**, por seu estímulo e companheirismo durante todo o desenvolvimento deste trabalho.

- A todos os funcionários do Departamento de Física, em especial ao Carlos.
- Ao CNPq pelo apoio financeiro.

Resumo

O ordenamento de bicamadas magnéticas compostas por um filme ferromagnético (F) fino acoplado com um filme antiferromagnético (AF) é estudado, considerando que os filmes podem ser descritos por uma pilha de camadas monoatômicas (infinitas) acopladas. O acoplamento entre os filmes é representado pela interação entre os spins das monocamadas da interface. Consideramos que o filme F tem uma anisotropia cúbica e os momentos do filme AF sentem a presença de uma anisotropia uniaxial. Adicionalmente, os spins que compõem as camadas da interface sentem a presença de uma anisotropia unidirecional. Os efeitos de um campo magnético estático aplicado paralelo ao plano da interface são analisados. Consideramos que a interação de troca entre os momentos magnéticos de uma mesma monocamada é suficientemente forte para mantê-los alinhados em uma mesma direção. Cada camada monoatômica é representada por um único vetor proporcional ao momento magnético total da monocamada, e a interação entre esses vetores é proporcional a interação efetiva entre as monocamadas. A energia magnética do sistema é escrita como a soma das energias de troca, anisotropia e Zeeman, e as configurações de equilíbrio são obtidas através da minimização da energia. A magnetização do sistema é calculada em função da intensidade do campo magnético dc aplicado e o efeito do mesmo, combinado com a interação interfilmes e anisotropia unidirecional é investigado. Atenção especial é dada as regiões de campo próximas às transições de fase.

Usamos a equação do torque para estudar o comportamento dinâmico desses sistemas. Considerando que os momentos magnéticos oscilam em torno da posição de equilíbrio com amplitudes suficientemente pequenas para que os efeitos não lineares possam ser desprezados, calculamos as “frequências naturais” do sistema dando especial atenção as duas de menor valor. A dependência das frequências com a intensidade do campo aplicado é determinada e o comportamento nas regiões de transição de fase é analisado.

Abstract

The magnetic order of bylayers composed by a ferromagnetic film (F) coupled with an antiferromagnetic film (AF) is studied. Piles of coupled monolayers describe the films and the interfilm coupling is described by an exchange interaction between the magnetic moments at the interface. The F has a cubic anisotropy while the AF has a uniaxial anisotropy. In addition to that, the magnetic moments at the interface feel an unidirectional anisotropy. We analyze the effects of an external dc magnetic field applied parallel to the interface. We consider the intralayer coupling is strong enough to keep parallel all moments of the monolayer and then they are described by one vector proportional to the magnetization of the layer. The interlayer coupling is represented by an exchange interaction between these vectors. The magnetic energy of the system is the sum of the exchange, anisotropy and Zeeman energies and the equilibrium configuration is one that gives the absolute minimum of the total energy. The magnetization of the system is calculated and the influence of the external dc field combined with the interfilm coupling and the unidirectional anisotropy is studied. Special attention is given to the region near of the transition fields.

The torque equation is used to study the dynamical behavior of these systems. We consider small oscillations around the equilibrium position and we neglect nonlinear terms to obtain the natural frequencies of the system. The dependence of the frequencies with the external dc field and their behavior in the phase transition

region is analyzed.

Índice

Agradecimentos	iii
Resumo	v
Abstract	vii
1 Introdução	1
1.1 O Magnetismo e a Ciência	1
1.2 Aplicações Tecnológicas dos Materiais Magnéticos	3
1.3 Efeitos da Quebra de Simetria em Materiais Magnéticos	5
1.4 Interação de Troca	7
1.5 Super-Redes Magnéticas	10
1.6 O Efeito de Tendência nas Interfaces F/AF	14
1.6.1 Fenomenologia do Efeito de Tendência	14
1.6.2 Modelo Intuitivo para o Fenômeno de Tendência	16
1.7 As Multicamadas Magnéticas e a Ciência	19
2 Bcamadas Magnéticas F/AF	22
2.1 Descrição Teórica do Sistema	22
2.2 Estrutura do Sistema	25
3 Comportamento Estático de Bcamadas Magnéticas	30

3.1	Descrição do Sistema	30
3.2	Formalismo Matemático	33
3.3	Método Numérico para o Estudo do Comportamento Estático . . .	40
3.4	Resultados e Discussões	44
4	Comportamento Dinâmico do Sistema	59
4.1	Formalismo Matemático	59
4.2	Resultados e Discussões	68
5	Conclusões e Perspectivas	80
	Bibliografia	83

Capítulo 1

Introdução

Neste capítulo discutimos as principais teorias envolvidas para a elaboração do nosso trabalho, como também, relatamos a importância e algumas aplicações dos materiais magnéticos que vêm se desenvolvendo no decorrer dos anos. Apresentamos algumas propriedades e características de filmes e bicamadas magnéticas.

1.1 O Magnetismo e a Ciência

Os fenômenos magnéticos foram os primeiros a despertar a curiosidade do homem em relação ao interior da matéria. Há muitos séculos atrás foi observado o que os antigos filósofos chamaram de “força misteriosa”, que relacionava-se com o fato de algumas pedras, como a magnetita, atraírem ou repelirem outros tipos de materiais. Os primeiros relatos de experiências com a tal força misteriosa datam de 800 a.C. Entretanto, a primeira utilização prática do magnetismo foi a bússola, que utiliza a interação de uma agulha magnetizada com o campo magnético da terra para indicar direções. Acredita-se que ela foi inventada por volta do século XVII, embora alguns historiadores acreditem que antes dos primeiros registros de experiências com

materiais magnéticos, os chineses já utilizavam um instrumento que nos dias atuais poderia ser chamado de bússola¹.

O magnetismo ganhou maior destaque a partir do século XIX, quando foi descoberta a relação entre os fenômenos magnéticos e a eletricidade². Oersted, em 1820, observou que um efeito magnético surgia em torno de um fio que transportava corrente, ao notar que a orientação de uma bússola colocada próxima ao circuito elétrico o qual trabalhava, sofria modificações quando a corrente elétrica do circuito era ligada ou desligada. Tempos depois, Ampère formulou a lei que relaciona o campo magnético em torno de um fio com a intensidade da corrente que o percorre. Mais tarde (1831), Faraday e Henry descobriram que um campo magnético variável no tempo induz uma corrente elétrica num circuito. No final do século XIX esses fenômenos eram perfeitamente compreendidos, o que resultou em inúmeras aplicações tecnológicas, algumas com um grande impacto social como foram os casos do motor e do gerador elétrico.

Nos dias de hoje o magnetismo é um dos mais férteis e ativos campos da Física da Matéria Condensada. Em se tratando de pesquisa em física básica, os fenômenos magnéticos estão relacionados à mecânica quântica, física estatística e eletromagnetismo. De uma forma mais geral, as pesquisas nessa área têm proporcionado grandes avanços, como por exemplo: a compreensão das origens microscópicas de propriedades magnéticas dos materiais, que possibilitou a descoberta de novos fenômenos, como a variação da resistividade de materiais quando submetidos a influência de um campo magnético \vec{H} (Magneto-Resistência)³. Esse fenômeno contribuiu para o desenvolvimento de novas aplicações tecnológicas, como os cabeçotes de leitura magneto-resistivos, usados como sensores para “leitura” de meios magnéticos. A informação é gravada através de magnetizações induzidas em determinadas regiões do material, e para que o cabeçote recupere essa informação é suficiente que seja analisada sua característica elétrica no momento em que sente

o campo magnético gerado pela magnetização do material. Como a resistência do cabeçote é modificada pela presença do campo magnético que é produzido na região analisada, a informação gravada é identificada ao ser analisado o sinal elétrico proveniente do cabeçote.

Os estudos em magnetismo são feitos atualmente usando-se uma grande variedade de técnicas experimentais e teóricas, o que vem possibilitando a formação de pesquisadores nessa área com competência para atuar em diversos campos da ciência e da tecnologia.

O avanço cada vez mais intenso nas pesquisas que envolvem os materiais magnéticos tem possibilitado a fabricação de estruturas magnéticas artificiais, tais como filmes finos, multicamadas magnéticas, etc. O estudo desses materiais vem contribuindo ao longo dos anos para a miniaturização de dispositivos usados em eletrônica, permitindo a fabricação de componentes cada vez menores e mais eficientes. Isso tem motivado o surgimento de novas áreas de pesquisa básica em magnetismo. Fenômenos como o comportamento físico de camadas magnéticas, separadas por um material não magnético, efeitos de superfície e de interface desses sistemas, anisotropias induzidas no processo de fabricação, entre outros, têm atraído o interesse de pesquisadores que procuram entender e modelar esses efeitos.

1.2 Aplicações Tecnológicas dos Materiais Magnéticos

Na época das grandes navegações, utilizava-se fenômenos magnéticos (bússola) para tornar mais eficientes as tarefas de orientação. Nos dias atuais, as aplicações das propriedades magnéticas são muito mais abrangentes, como mostraremos no que se segue.

Os avanços científicos do presente só foram possíveis graças à compreensão de propriedades atômicas da matéria, baseadas na mecânica quântica, desenvolvida nas décadas de 1920 e 1930⁴. Contribuições fundamentais para o magnetismo deram o prêmio Nobel a Louis Néel em 1970, pelo trabalho e descobertas fundamentais relativos ao antiferromagnetismo e ao ferromagnetismo, e J.H. van Vleck e P.W. Anderson em 1977, pelas investigações teóricas fundamentais sobre a estrutura eletrônica de sistemas magnéticos desordenados. Atualmente, o magnetismo é um dos campos mais atrativos e promissores da física, e juntamente com a Engenharia de Materiais têm possibilitado a composição de novos materiais magnéticos para as mais diversas aplicações tecnológicas¹.

Um aspecto importante do trabalho de investigação em magnetismo é a proximidade entre as pesquisas básica e aplicada. Isto decorre da crescente demanda por materiais magnéticos com características específicas e o desenvolvimento de técnicas sofisticadas para obtê-los. Materiais magnéticos têm aplicações que vão desde dispositivos com funções muito simples, como os ímãs permanentes usados para fechaduras de móveis e na construção de auto-falantes, até componentes sofisticados que são utilizados na indústria eletro-eletrônica e de computadores, como os sensores magnéticos^{1,3}. Uma das mais interessantes aplicações desses materiais é a gravação magnética, cujos interesses industrial e científico têm se expandido enormemente nos últimos 25 anos. A gravação magnética é baseada na magnetização de certas regiões de um material. Essa magnetização é induzida por um campo gerado pela passagem de corrente elétrica numa bobina que, nessas circunstâncias, tem a capacidade de alterar o estado magnético de alguns materiais, se eles estiverem na zona de atuação desse campo. Assim, é possível armazenar num meio magnético a informação contida em um sinal elétrico. A recuperação da informação pode ser feita analisando-se o efeito elétrico produzido pela magnetização da região analisada. Outra forma de “ler” essa informação, seria utilizar os sensores magnéticos

discutidos na seção 1.1. A vantagem de utilizar a gravação magnética é que ela permite um registro não-volátil da informação, uma vez que podem ser escolhidos materiais com boa resistência a fatores externos. O rápido acesso e a grande capacidade do confinamento de dados, faz da gravação magnética a melhor tecnologia da eletrônica para o armazenamento de informações. O avanço de técnicas utilizadas nessa tecnologia pode ser visto como resultado do grande desenvolvimento científico que está ocorrendo nas pesquisas relacionadas aos materiais magnéticos, o que vem possibilitando uma qualidade cada vez melhor dos meio magnéticos utilizados.

Materiais magnéticos com maior estabilidade térmica, maior capacidade de armazenamento e maior facilidade de fabricação, são objetos de intensa pesquisa. Deve ser ressaltado que, do ponto de vista econômico, a utilização dos materiais magnéticos para fins de gravação, é ultrapassada apenas pelos semicondutores, utilizados em sua grande maioria na construção de memórias de computadores⁴.

Superfícies e interfaces podem introduzir modificações significativas nas propriedades físicas dos materiais. Em particular, filmes finos de materiais magnéticos apresentam propriedades físicas que têm atraído um considerável interesse, graças ao potencial de aplicação tecnológica. Essas propriedades estão relacionadas às mudanças que ocorrem nos materiais magnéticos devido a quebra de simetria imposta na fabricação dos sistemas, e serão analisadas com mais detalhes na seção 1.3.

1.3 Efeitos da Quebra de Simetria em Materiais Magnéticos

As propriedades magnéticas de um sólido magneticamente ordenado próximo à superfície (ou interface) diferem em vários aspectos de seu interior. Isto é uma decorrência direta da redução de simetria e da conseqüente modificação dos

estados eletrônicos superficiais (ou interfaciais) e dos efeitos de modificação da vizinhança dos íons magnéticos. A existência de uma superfície (ou interface) gera perturbações que podem propagar-se por várias camadas atômicas, afetando as propriedades magnéticas no interior do material⁵.

Como mencionado anteriormente, Filmes magnéticos finos vêm, desde alguns anos, despertando o interesse de investigações científicas. Eles podem ser usados em diferentes aplicações, como contatos metálicos em dispositivos semicondutores, coberturas magnéticas em discos de gravação, entre outras. As propriedades magnéticas desses filmes podem ainda ser modificadas quando “empilhados” para formar super-redes magnéticas, que serão tratadas em maiores detalhes na seção 1.5, ou ainda, bicamadas magnéticas, estruturas que são formadas por dois filmes magnéticos em contato e que constituem o principal interesse desta dissertação.

Uma das formas de se preparar um filme magnético é baseada na deposição gradual de átomos ou moléculas do material desejado sobre a superfície de outro material não-magnético (substrato). O fato de terem uma estrutura que apresenta quebra de simetria, faz com que os filmes finos possam apresentar propriedades físicas completamente diferentes de um sistema constituído do mesmo material com dimensões grandes o suficiente para que os efeitos de superfície sejam desprezíveis. Os filmes finos podem ser vistos como objetos bidimensionais, sendo essencial portanto, considerar os efeitos de superfície/interface do sistema. Em geral, o momento magnético de um átomo que se encontra na vizinhança de uma superfície (ou interface) de um material magnético tem um comportamento diferente de um momento magnético de um átomo que está localizado no seu interior, uma vez que suas interações com a vizinhança são diferentes. Então, pode-se esperar que quando a espessura do filme é gradualmente reduzida e a razão de átomos superficiais para átomos interiores aumenta, as interações que produzem o alinhamento dos momentos magnéticos (as quais são responsáveis pelas propriedades magnéticas do sistema)

poderão se tornar cada vez mais diferentes daquelas do material volumoso (“bulk”).

Numa visão microscópica, pode-se imaginar os filmes magnéticos como sendo compostos de vários átomos individuais com momentos magnéticos definidos, que ao serem colocados juntos têm uma ordem magnética definida no plano perpendicular a normal à superfície. Dessa forma, os átomos que se encontram localizados nas superfícies de cada filme, não possuem vizinhos em todas as direções, como ocorreria se o material fosse de dimensão infinita.

Magnetismo de filmes finos é um tema extremamente abrangente. Neste trabalho estamos interessados em estudar as implicações físicas decorrentes do acoplamento direto de dois filmes (sem espessador), sendo um ferromagnético (F) e o outro antiferromagnético (AF). Tal sistema é denominado de bicamada magnética F/AF. Portanto, além dos efeitos de quebra de simetria existentes nos filmes quando são analisados individualmente, consideramos o surgimento de efeitos no sistema decorrentes do contato entre os dois filmes (efeitos de interface). O estudo desses efeitos é iniciado na seção 1.4, onde discutimos o tipo de interação entre momentos magnéticos que consideramos para descrever a energia magnética do sistema. Essa discussão tem uma importância fundamental no modelo que escolhemos para descrever as bicamadas magnéticas F/AF, o qual será apresentado em detalhes no capítulo 2.

1.4 Interação de Troca

Quando dois momentos magnéticos estão a uma distância tal que podem interagir magneticamente, associa-se ao sistema uma energia denominada de energia de troca (ou de “exchange”)⁶. Em muitos casos ela pode ser descrita na forma da energia de interação de Heisenberg, que tem origem eletrostática porém é de natureza quântica, sem nenhuma analogia clássica.

Para um melhor entendimento desse tipo de interação, consideremos o caso de dois elétrons, cujos “spins” são \vec{S}_1 e \vec{S}_2 , como descrito na referência¹. De acordo com o princípio da exclusão de Pauli⁷, a função de onda total do sistema, que é o produto da função de onda espacial e da que descreve o estado de “spin”, deve ser anti-simétrica^{7,8}. Assim, se a função de onda espacial é simétrica a de “spins” deve ser anti-simétrica (“spins” antiparalelos) para que a função total obedeça o princípio da exclusão de Pauli. Caso contrário, se a função espacial for anti-simétrica, a de “spins” tem que ser simétrica (“spins” paralelos). A energia eletrostática total do sistema depende da distribuição espacial de carga elétrica, isto é, da função de onda espacial. Portanto, ela é diferente para os dois casos da figura (1.1) (figura 9.7 da referência¹). A energia de troca é a diferença entre as energias nessas duas configurações.

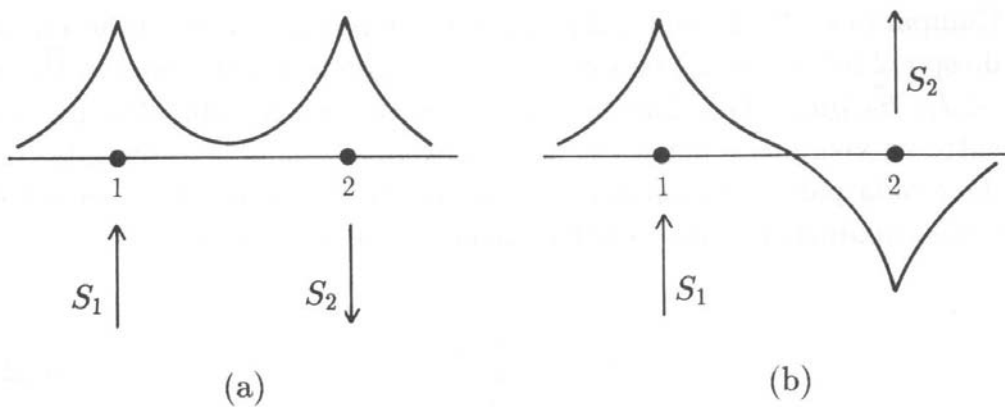


Figura 1.1: Figura da referência¹, ilustrando a origem da interação de troca. As direções dos “spins”, \mathbf{S}_1 e \mathbf{S}_2 , dependem das distribuições espaciais de carga (função de onda espacial) dos elétrons dos íons vizinhos, que são representadas pelas linhas curvas em (1.1.a) e (1.1.b).

Essa energia depende fundamentalmente dos estados dos “spins”, e pode ser escrita na forma:

$$U_{12} = -2J_{12}\vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2. \quad (1.1)$$

onde J_{12} é a integral de Heisenberg (constante de troca), que depende da distribuição eletrônica nas vizinhanças de \vec{S}_1 e \vec{S}_2 , como também da distância entre eles⁷. Considerando o caso em que apenas essa interação está presente, as seguintes afirmações são verdadeiras: se J_{12} é positiva, a configuração de menor energia é a de “spins” paralelos (configuração ferromagnética); se J_{12} for negativa, o mínimo na energia corresponde ao estado de “spins” antiparalelos (configuração antiferromagnética). Quando $J_{12} = 0$, não existe direção privilegiada de um “spin” em relação ao outro e o material é dito paramagnético. Geralmente, a constante de troca no interior dos materiais é a mesma entre os vizinhos mais próximos e tende a diminuir para vizinhos mais afastados, caracterizando o curto alcance para esse tipo de interação.

Considerando que o momento magnético do íon é devido somente ao “spin”, associa-se ao íon com “spin” \vec{S} um momento magnético $\vec{\mu}$ da seguinte forma⁷:

$$\vec{\mu} = -\frac{g_s \mu_B}{\hbar} \vec{S}. \quad (1.2)$$

onde g_s é o fator de “spin”, μ_B é o magneton de Bohr e $\hbar \equiv h/2\pi$ (h é a constante de Planck). Portanto, podemos escrever a interação de troca, eq. (1.1), em função dos momentos magnéticos. Substituindo a eq. (1.2) em (1.1), obtemos:

$$U_{12} = -\frac{2\hbar^2 J_{12}}{(g_s \mu_B)^2} \vec{\mu}_1 \cdot \vec{\mu}_2 \quad (1.3)$$

que relaciona a interação de “exchange” com a configuração de dois momentos magnéticos que interagem entre si.

A interação dipolar, que é de natureza puramente clássica, também contribui para energia total de sistemas magnéticos acoplados. Entretanto, sua contribuição é, em geral pequena quando comparada com a interação de troca. Neste trabalho, optamos por considerar apenas as interações de curto alcance (entre momentos vizinhos) para descrever o sistema de bicamadas magnéticas. A discussão desse procedimento é apresentada em maiores detalhes no capítulo 3, quando descrevemos a energia magnética total do sistema.

O entendimento dos efeitos de acoplamento entre momentos e em especial filmes magnéticos, juntamente com os efeitos de quebra de simetria, discutidos na seção 1.3 desta dissertação, é de fundamental importância para a discussão da seção 1.5, onde são estudadas as super-redes magnéticas, que representam um objeto de pesquisa para os efeitos descritos anteriormente.

1.5 Super-Redes Magnéticas

As super-redes magnéticas representam um caso particular das multicamadas magnéticas. Elas podem ser vistas como sistemas constituídos por filmes magnéticos empilhados de forma periódica. A construção desses sistemas é feita, crescendo-se alternadamente um tipo de filme sobre o outro e intercalando-os com um espaçador. Nesse tipo de sistema, as células unitárias são compostas de três filmes adjacentes (dois magnéticos e um não magnético entre eles), como descrito na referência⁹. Devido à simetria imposta artificialmente na construção das super-redes, propriedades físicas como magnetização, histerese e temperatura crítica, podem ser completamente diferentes daquelas dos materiais que as compõem⁴.

Ao se construir um empilhamento de filmes ferromagnéticos intercalados por espaçadores, surgem interações magnéticas entre os filmes adjacentes que, para um grande número de sistemas estudados, têm características semelhantes a interação de troca tipo Heisenberg (ver seção 1.4). Considerando-se que os filmes podem ser descritos por vetores que são proporcionais à magnetização dos mesmos, podemos representar analiticamente a energia de acoplamento entre filmes vizinhos da forma $H_x \vec{n}_1 \cdot \vec{n}_2$, onde \vec{n}_1 e \vec{n}_2 são vetores unitários paralelos às magnetizações de cada filme, e H_x representa a diferença de energia entre as configurações paralela e anti-paralela de filmes adjacentes. Dependendo do espaçador, a constante de

acoplamento H_x pode ser positiva ou negativa, favorecendo àquelas configurações onde as magnetizações dos filmes têm o alinhamento paralelo ou antiparalelo, caracterizando o assim chamado *acoplamento bilinear*. É sabido que o sinal de H_x pode depender fortemente do tipo e da espessura do espaçador utilizado, e pode oscilar em magnitude e sinal¹⁰.

As interações de troca entre filmes vizinhos, combinadas com a anisotropia e a influência de campos externos, produzem uma rica variedade de fases nestes sistemas¹¹.

Alguns resultados recentes, indicam que o acoplamento de troca entre filmes pode ser mais complexo que o descrito acima. Para explicar propriedades magnéticas de super-redes constituídas de Fe/Cr/Fe, em 1991, Ruhring e colaboradores¹², propuseram a presença de um tipo de acoplamento que favorece um alinhamento perpendicular entre os momentos magnéticos de filmes (*acoplamento biquadrado*). Posteriormente, Slonczewski mostrou que pode existir mecanismos intrínsecos e extrínsecos, que justificam a existência desse tipo de acoplamento¹³. Uma forma de representarmos esse tipo de acoplamento pode ser: $H_b (\vec{n}_1 \cdot \vec{n}_2)^2$, onde H_b mede a energia necessária para levar o sistema até uma configuração em que \vec{n}_1 é paralelo a \vec{n}_2 , partindo da configuração em que \vec{n}_1 é perpendicular a \vec{n}_2 .

Pode-se construir estruturas em que a razão entre os acoplamentos biquadrado e bilinear, H_b/H_x , pode assumir valores relativamente grandes (como é o caso das estruturas de Fe/Cr(211)¹⁴). No entanto, na maioria dos casos estudados até hoje, o acoplamento biquadrado é fraco quando comparado com o acoplamento bilinear H_x . Por essa razão, o acoplamento biquadrado só tem sido considerado quando as características do espaçador são tais que o acoplamento bilinear é próximo de zero.

Além de uma grande variedade de fases, as super-redes finitas podem ter seu comportamento dependente do número de camadas. A dependência do número

de filmes que constituem as super-redes magnéticas pode ser identificada fazendo-se uma análise dos resultados mostrados nas figuras (1.2) e (1.3), retiradas da referência¹¹. Nessas figuras, observa-se uma perceptível diferença nas curvas de magnetização versos o campo magnético externo para os casos em que as super-redes são constituídas de um número par de filmes e de um número ímpar.

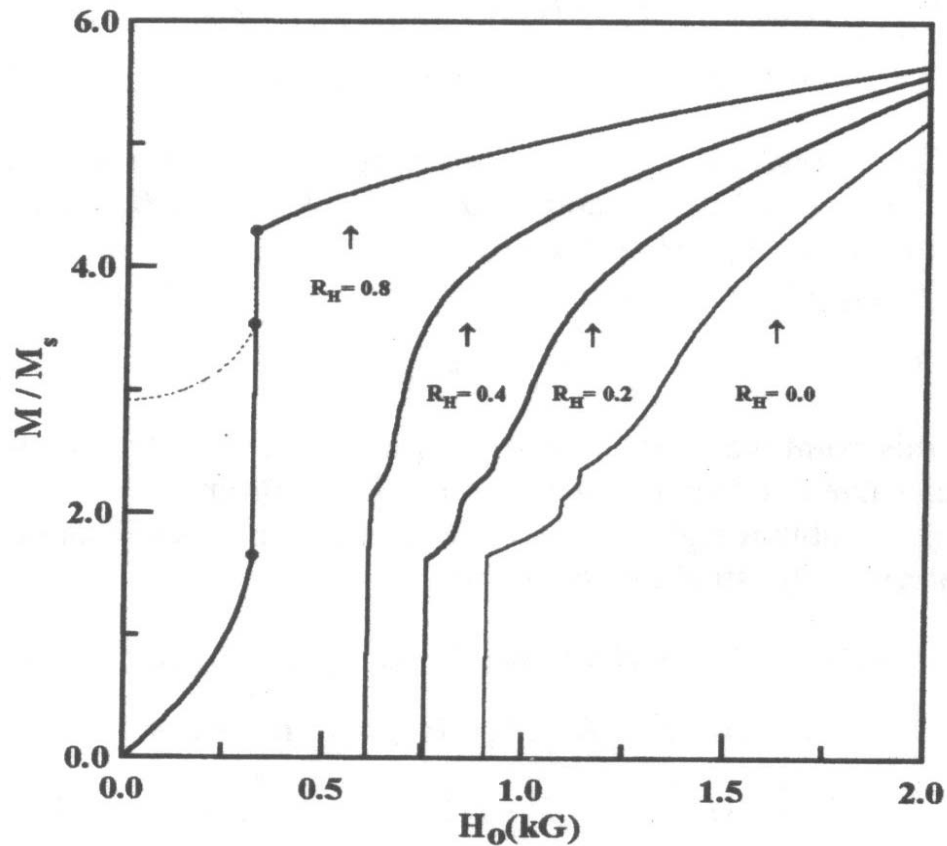


Figura 1.2: Figura da referência¹¹, que mostra a variação da magnetização para uma super-rede finita com **oito filmes**, em função do campo externo aplicado, H_0 (H_0 aplicado na direção do eixo fácil), com $H_x = 2$ KG, $H_a = 0.5$ KG, e diferentes valores de $R_H = H_b/H_x$. A curva pontilhada representa a variação da magnetização total para $R_H = 0.8$.

Nas figuras (1.2) e (1.3), as linhas sólidas representam as componentes das magnetizações que são paralelas ao eixo fácil (anisotropia) e as linhas pontilhadas

representam as magnetizações total para duas super-redes finitas compostas por oito (fig. (1.2)) e por sete filmes (fig. (1.3)). Os parâmetros M_s , H_x , H_b e H_a medem, respectivamente, a magnetização de saturação dos filmes, o acoplamento bilinear, o acoplamento biquadrado e a anisotropia uniaxial dos sistemas.

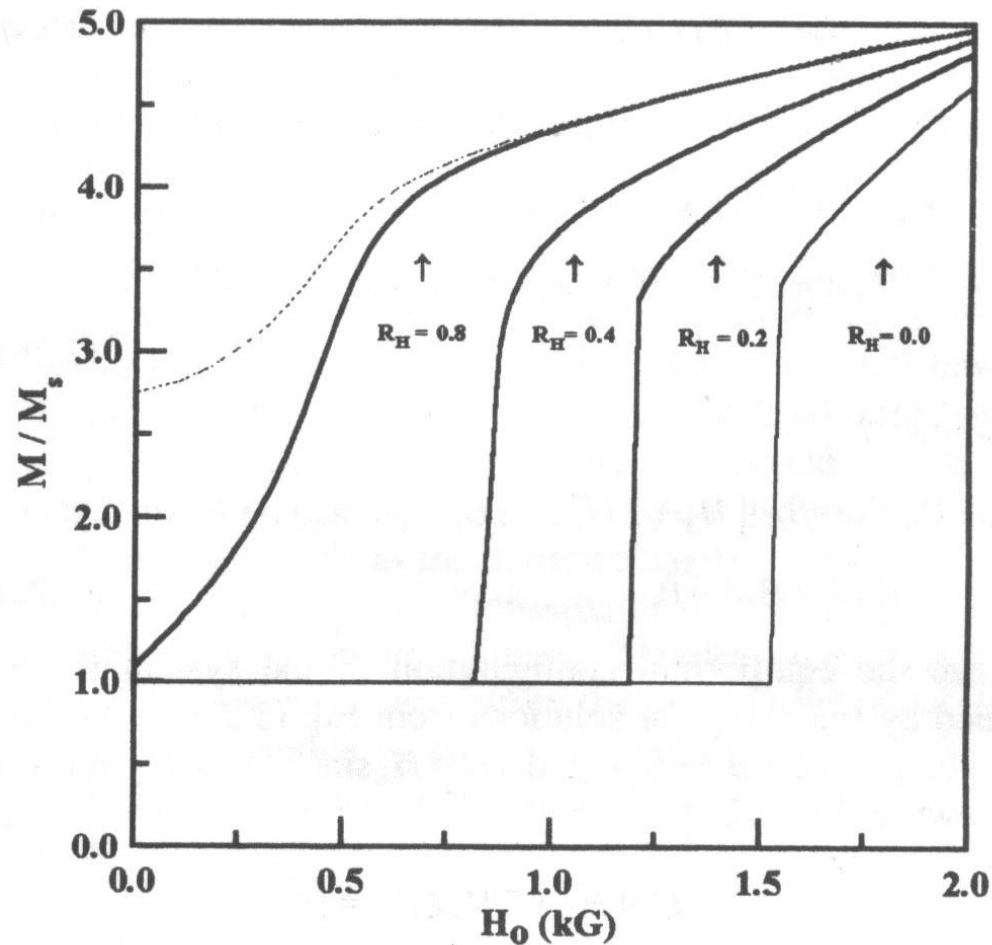


Figura 1.3: Figura da referência¹¹, que mostra a variação da magnetização para uma super-rede finita com **sete filmes**, em função do campo externo, H_0 , para os mesmos parâmetros usados na figura (1.2). A curva pontilhada representa a magnetização tota para $R_H = 0.8$.

Além das super-redes, uma outra classe particular das multicamadas magnéticas vem despertando o interesse científico nos últimos anos: as *bicamadas*

magnéticas. Estes sistemas são compostos de dois filmes magnéticos e geralmente contêm um filme não-magnético (espaçador) entre eles. Neste trabalho, estudamos bicamadas que não possuem espaçador. Essa classe de sistemas magnéticos apresenta efeitos intrigantes na interface, que modificam as propriedades físicas do sistema. E este é o assunto principal da seção a seguir.

1.6 O Efeito de Tendência nas Interfaces F/AF

1.6.1 Fenomenologia do Efeito de Tendência

Os materiais magnéticos volumosos (“bulk”) apresentam em seu interior e na superfície uma ou mais direções que privilegiam o alinhamento de seus momentos magnéticos quando na ausência de um campo magnético externo. Essas direções, caracterizam as chamadas anisotropias (direções fáceis) do sólido^{15,28}. Essa propriedade intrínseca dos materiais magnéticos tem papel fundamental na determinação das orientações dos momentos magnéticos que resultam na configuração magnética de menor energia. Em geral, os momentos magnéticos das superfícies e interfaces estão sujeitos a fortes anisotropias. Portanto, a anisotropia magnética interna e a de superfície, contribuem significativamente para a energia magnética do sistema de filmes finos acoplados, tendo papel fundamental no comportamento físico do sistema.

Quando dois filmes finos, sendo um ferromagnético (F) e o outro antiferromagnético (AF), são colocados juntos para formar uma bicamada magnética F/AF, surge na interface entre eles um efeito que faz com que os momentos magnéticos privilegiem o alinhamento numa determinada direção, o qual denominamos de *Efeito*

de Tendência. Apesar da descoberta do fenômeno (geralmente denominado de “Exchange Bias”) em 1957 por Meiklejohn e Bean¹⁶, os detalhes dos mecanismos que caracterizam o mesmo ainda não são totalmente conhecidos.

Uma forma de observar o fenômeno de tendência (FT) é obtida, resfriando-se, na presença de um campo magnético estático, uma bicamada F/AF que encontra-se inicialmente a uma temperatura tal que o filme AF esteja na fase paramagnética ($T > T_N$, onde T_N é a temperatura de Néel) e o filme F alinhado com o campo. É importante ressaltar, que para se conseguir um sistema com essas características, a temperatura do sistema deve provocar uma agitação térmica nos momentos magnéticos do filme AF capaz de superar a ação do campo de resfriamento que é aplicado para alinhar os momentos magnéticos do filme F e que, adicionalmente, mantenha o filme AF na fase paramagnética, ou seja, a energia térmica deve predominar sobre a energia do ordenamento antiferromagnético. A temperatura também não pode ser próxima e muito menos exceder a temperatura de Curie (T_C), para que o filme F não passe a ter um comportamento paramagnético²⁸. Realizando-se esse procedimento, observa-se um efeito diferente do que ocorre com um material “bulk”, devido a interação na interface entre os filmes. A curva de histerese do sistema F/AF, após o processo de resfriamento com campo, sofre um deslocamento ao longo do eixo do campo magnético, que é geralmente na direção oposta (negativa) a do campo de resfriamento (ver figura (1.4), copiada da referência¹⁷). O ciclo de histerese, após o resfriamento com campo, também pode ser deslocado no outro sentido, o que seria o caso de um deslocamento contrário ao campo de resfriamento. Esses deslocamentos indicam a presença da “exchange bias”. Esses efeitos desaparecem quando a curva de histerese é obtida a temperaturas próximas ou superiores a temperatura de Néel, confirmando que o acoplamento do material AF é responsável pelo FT, pois nessa situação, a curva de histerese é análoga a de um sistema ferromagnético^{18–27}.

Na figura (1.4) da magnetização, m , em função do campo magnético, H ,

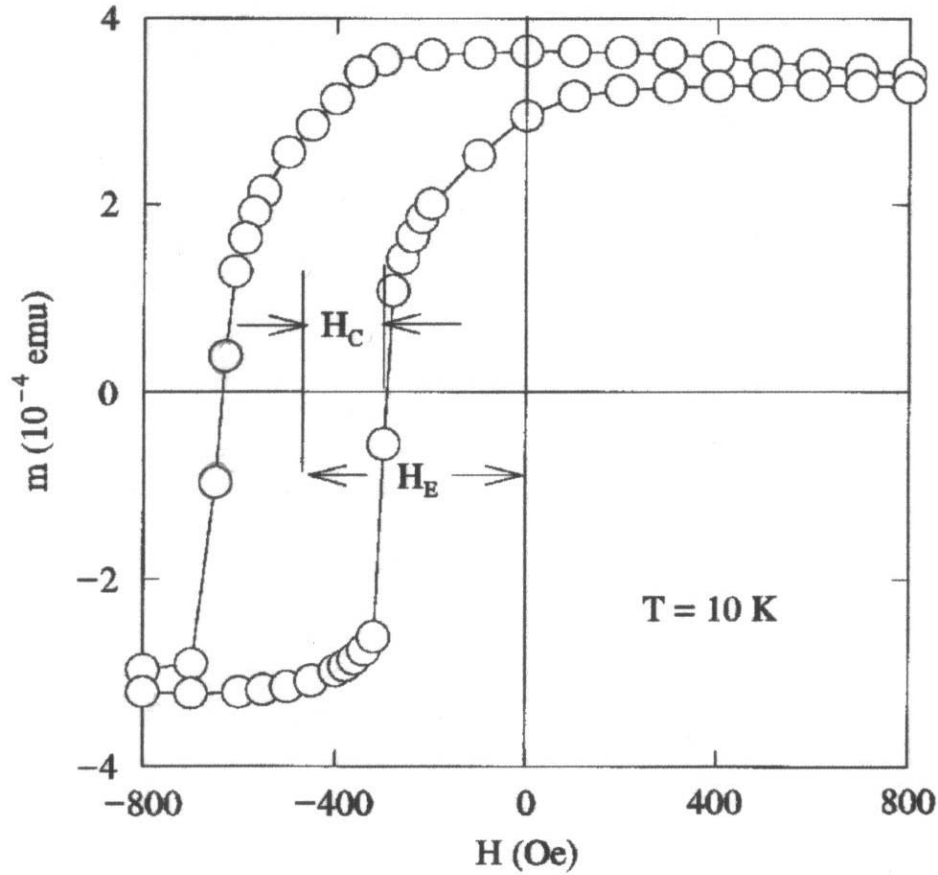


Figura 1.4: Figura da referência¹⁷, que mostra o ciclo de histerese para uma bicamada FeF_2/Fe a temperatura $T=10\text{ K}$, após o resfriamento com campo. A “exchange bias”, H_E , e a coercividade, H_C , estão indicadas na figura.

os parâmetros H_C , H_E e T , representam, respectivamente, o campo coercivo, a “exchange bias” e a temperatura do sistema (em Kelvin).

1.6.2 Modelo Intuitivo para o Fenômeno de Tendência

Um modelo teórico bastante didático, foi proposto em 1998 por J. Nogués e Ivan K. Schuller, para descrever o que ocorre na interface de bicamadas magnéticas

F/AF¹⁷. Esses autores acreditam que a anisotropia unidirecional e a “exchange bias” (EB) podem ser qualitativamente compreendidas, considerando-se apenas a interação de troca na interface F/AF. Quando o campo externo é aplicado numa faixa de temperatura entre $T_N < T < T_C$ (entre as temperaturas de Néel e de Curie), os momentos magnéticos do material ferromagnético (F) apontam na direção do campo, enquanto que os do material antiferromagnético (AF) permanecem na fase paramagnética (figura (1.5.a-i)), considerando-se para isso, que a temperatura do sistema é suficientemente alta para que a energia térmica supere a energia de ordenamento dos momentos magnéticos do filme AF, fazendo a configuração paramagnética prevalecer nesse filme, como descrito na seção 1.6.1. Ao resfriar-se para uma temperatura menor que T_N , na presença do campo, os momentos do filme AF próximos ao do F alinham-se com aqueles do F (assumindo-se uma interação ferromagnética), devido à interação na interface. Os planos AF mais afastados da interface seguem a ordem AF, de forma a resultar numa magnetização líquida nula (figura (1.5.a-ii)). Quando o campo é invertido, os momentos do filme F tendem a girar para se alinharem com o campo. Contudo, se a anisotropia do filme AF for suficientemente alta, os momentos AF permanecerão inalterados (figura (1.5.a-iii)). Portanto, a interação entre os momentos F/AF da interface, tende a ordenar os momentos do filme F com relação aos do AF e essa ordem permanece a baixas temperaturas. Assim sendo, os momentos do filme AF da interface exercem um torque microscópico sobre os momentos do filme F para mantê-los em suas posições originais (ferromagneticamente alinhados na interface) (figura (1.5.a-iii)). Portanto, os momentos do filme F têm uma única configuração estável, isto é, uma direção é estabelecida para a qual a configuração tem energia mínima (anisotropia unidirecional). Assim, o campo necessário para inverter completamente uma camada F será maior se ela está em contato com uma AF, porque um campo extra é necessário para superar o torque microscópico presente nessa região. Pensando de forma análoga, se o

campo é invertido para sua direção inicial, os momentos do filme F precisarão de um campo menor, devido a interação com os momentos do filme AF (que agora exerce um torque a favor da direção do campo) (figura (1.5.a-v)). O material comporta-se como se, na interface, tivesse um campo adicional interno, com isso a mudança na curva de histerese é na direção do eixo do campo (figura (1.5.b)) a qual pode ter um deslocamento para os dois lados.

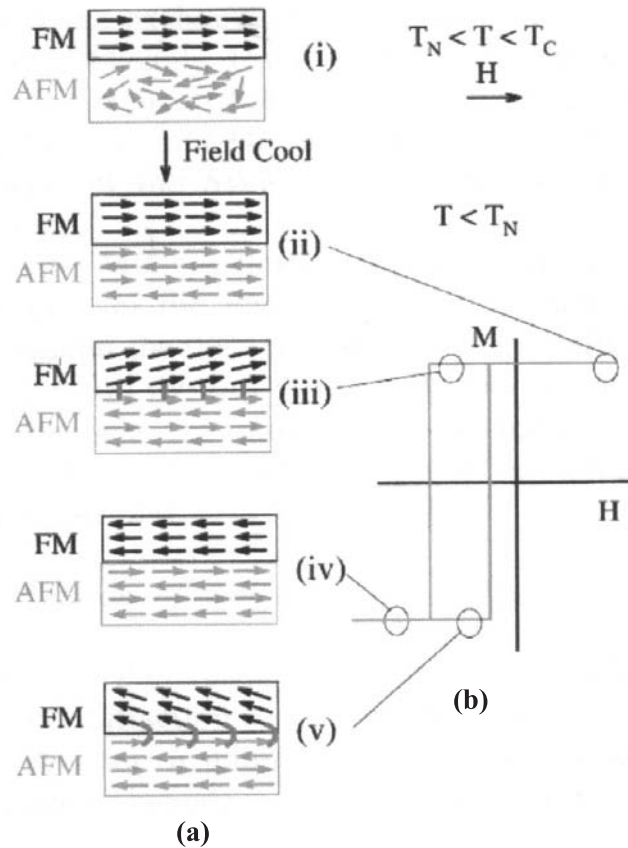


Figura 1.5: Figura da referência¹⁷, que representa a configuração de “spin” para uma bicamada magnética (1.5.a) em diferentes estágios (i)-(v), com o “loop” de histerese (1.5.b), a uma temperatura inferior a temperatura de Néel, T_N .

Embora esse modelo forneça uma boa visão para o fenômeno de tendência, há pouca compreensão quantitativa para o mesmo. Além disso, alguns efeitos envolvidos na EB, tais como anisotropia, rugosidade, domínios magnéticos, entre ou-

tros, ainda não são totalmente entendidos. Apesar do grande avanço existente no estudo dos materiais que apresentam o fenômeno da EB e/ou anisotropia unidirecional, se faz necessário um esforço ainda maior na tentativa de que as suas propriedades sejam completamente entendidas.

1.7 As Multicamadas Magnéticas e a Ciência

A esperança em se obter novas propriedades físicas relacionadas com materiais magnéticos vem fazendo com que muitos pesquisadores tenham interesse em trabalhar com as multicamadas magnéticas. Esse interesse cada vez maior em se entender os fenômenos relacionados com os materiais magnéticos é justificado pela possível fabricação desses materiais, o que significa a possibilidade de controlá-los. O controle sobre as propriedades desses sistemas, certamente resultará na utilização dos mesmos na indústria e em diferentes aplicações tecnológicas. Um exemplo disso é o que ocorre com multicamadas magnéticas de metais de transição (Fe, Ni e Co)³⁷, em que a variação medida na resistência elétrica (magneto-resistência) é maior que 50%, quando em metais de transição a mudança é menor que 5%. Em consequência desses avanços, tem havido um aumento significativo nos últimos dez anos de publicações científicas nessa área de pesquisa, como é mostrado no gráfico da figura (1.6), retirada da referência²⁹.

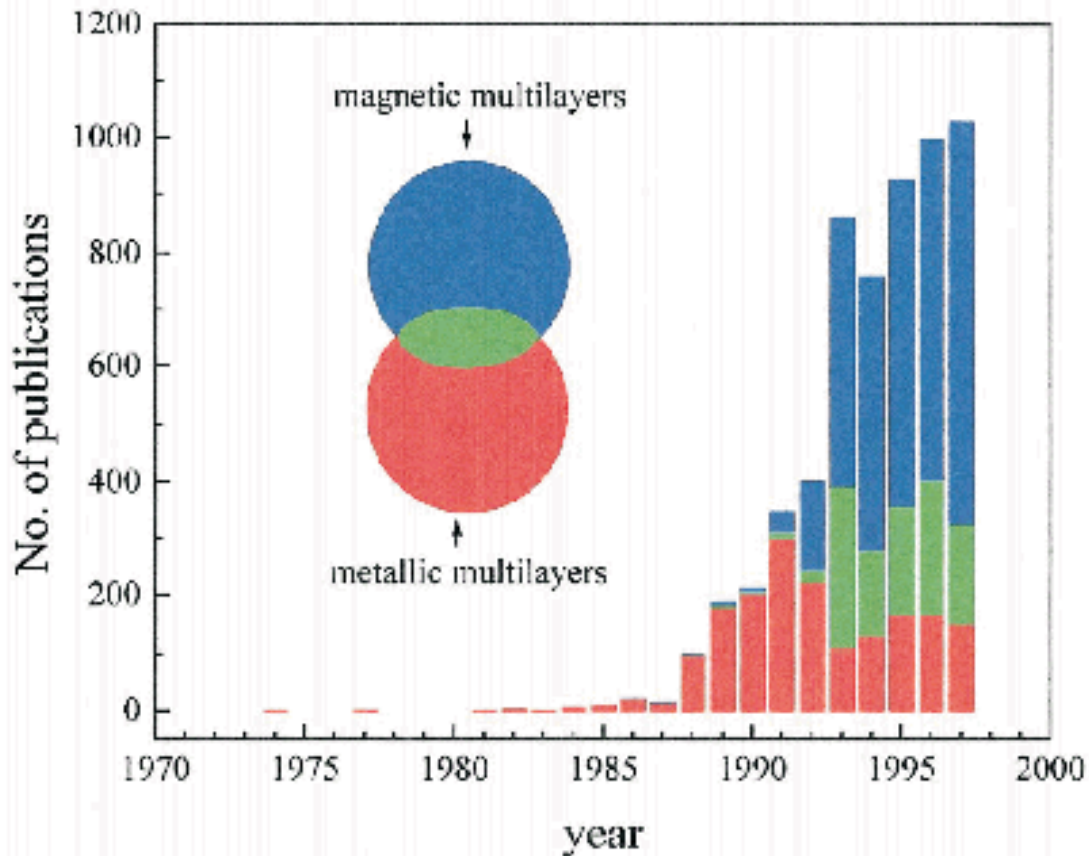


Figura 1.6: Figura da referência²⁹, que mostra a evolução do número de publicações relacionadas às multicamadas magnéticas desde o ano 1970 até 2000, extraído da fonte de dados INSPEC.

Os efeitos de interface estão inerentemente relacionados a qualquer discussão de sistemas cujas dimensões são pequenas, isto é, quando o número de átomos no interior do volume do material é da ordem daqueles superficiais. Assim, é com o intuito de estudar as implicações físicas decorrentes dos efeitos de interface entre dois filmes magnéticos finos acoplados, que este trabalho foi desenvolvido. O sistema o qual fazemos referência é uma bicamada magnética F/AF, que tem em sua composição um filme ferromagnético e o outro antiferromagnético unidos através de um contato direto (sem espaçador). Uma descrição com maiores detalhes será apresentada nos próximos capítulos desta dissertação, que estão voltados para um estudo

mais detalhado desse sistema. Iniciaremos a discussão teórica a partir do capítulo 2, com uma descrição do modelo teórico que utilizamos no estudo de bicamadas magnéticas F/AF. Em seguida, no capítulo 3, mostramos o procedimento realizado para a obtenção das configurações de equilíbrio do sistema sujeito a aplicação de um campo magnético estático. No capítulo 4, estudamos o comportamento dinâmico de bicamadas magnéticas F/AF sob a influência de um campo magnético externo, em que obtemos as frequências naturais de oscilação. Finalizamos este trabalho com o capítulo 5, onde apresentamos as conclusões e perspectivas relacionadas com nosso estudo.

Capítulo 2

Bicamadas Magnéticas F/AF

O sistema que estudamos é uma estrutura constituída de um filme ferromagnético crescido diretamente sobre um filme antiferromagnético (bicamada magnética F/AF). O que torna interessante a investigação desse tipo de sistema é o fato das propriedades magnéticas estarem diretamente relacionadas com os efeitos produzidos na interface do sistema (“exchange bias” e/ou anisotropia unidirecional). Em outras palavras, os efeitos existentes na interface dos filmes da bicamada magnética influenciarão as propriedades físicas do sistema, tendo papel importante para o entendimento das transições de fase e frequências naturais, que representam os objetivos principais desta dissertação.

2.1 Descrição Teórica do Sistema

Consideramos que o filme, seja ele ferromagnético (F) ou antiferromagnético (AF), pode ser descrito como um conjunto ordenado de monocamadas atômicas infinitas, nas direções paralelas à interface. Representamos cada uma dessas monocamadas por um vetor proporcional a magnetização resultante da mesma, uma vez que cada uma delas é composta de vários íons dispostos no mesmo plano atômico, interagindo magneticamente entre si, gerando domínios magnéticos estáveis. Consideramos que a interação de troca entre os momentos magnéticos desses íons conti-

dos numa mesma monocamada é suficientemente forte para mantê-los alinhados em uma mesma direção. A partir dessa observação, representamos os filmes magnéticos por uma coleção de vetores, sendo cada um deles paralelo a magnetização de sua monocamada atômica. Dessa forma, os filmes passam a ter uma representação unidimensional ao invés de tridimensional (formada pelos vários momentos magnéticos individuais dos íons distribuídos nos filmes). Um esquema dessa descrição, para o filme antiferromagnético é mostrado na figura (2.1).

Filme Antiferromagnético

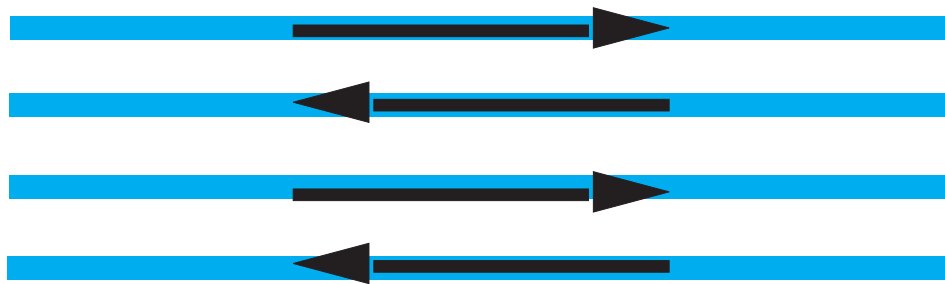


Figura 2.1: Representação esquemática de um filme antiferromagnético (AF), o qual é descrito por um conjunto de vetores proporcionais à magnetização de cada monocamada atômica do filme.

Na figura (2.1), consideramos que os vetores representam monocamadas totalmente não-compensadas do filme AF. Na seção 2.2, fazemos uma discussão mais detalhada das estruturas dos materiais de que são constituídos os filmes magnéticos F e AF, o que contribui para uma melhor compreensão do modelo utilizado.

A representação dos filmes F e AF diferem apenas na orientação relativa entre os vetores que representam as monocamadas atômicas. No caso do filme F, todos esses vetores tendem a apontar numa mesma direção, o que resulta necessariamente em uma magnetização líquida do filme. No caso do filme AF, os momentos magnéticos de monocamadas adjacentes tendem a se alinhar em direções opostas (na ausência de campos externos), resultando numa magnetização líquida nula se o

número de monocamadas atômicas do filme for par, e igual a magnetização de uma monocamada do filme se esse número for ímpar.

As bicamadas magnéticas aqui descritas, podem ser obtidas realizando-se o seguinte procedimento: Consideremos um filme AF com N_A monocamadas atômicas. Aumentando-se a temperatura, acima da temperatura de Néel (T_N), o material passa para a fase paramagnética, isto é, para uma fase onde seus momentos magnéticos não apresentam ordem magnética na ausência de campo²⁸. Mantendo-se a mesma temperatura, aplica-se um campo magnético externo de \vec{H}_0 , de intensidade tal que vença a energia térmica responsável pela desordem dos momentos magnéticos do filme, forçando os mesmos a se alinharem com o campo. Ainda na presença de \vec{H}_0 , deposita-se monocamadas de material F para constituir a bicamada magnética. O sistema é resfriado a uma temperatura abaixo de T_N e, após isso, o campo é desligado. Dessa forma, os efeitos introduzidos pelo acoplamento dos filmes podem ser analisados, uma vez que os momentos magnéticos do filme AF terão uma tendência natural de se estabelecerem numa configuração que favoreça o alinhamento antiferromagnético (antiparalelos), o que não deve ocorrer em regiões próximas da interface, devido a influência da interação gerada pelo filme F.

É importante observar que os momentos magnéticos do filme F que é “crescido” sobre o filme AF podem ter um alinhamento paralelo ou antiparalelo com a direção da magnetização induzida pelo campo de \vec{H}_0 no filme AF. Denominamos H_I , a intensidade da interação que representa o tipo de alinhamento na interface. Na ausência de campo magnético externo, as configurações de equilíbrio podem ser como as mostradas na figura (2.2).

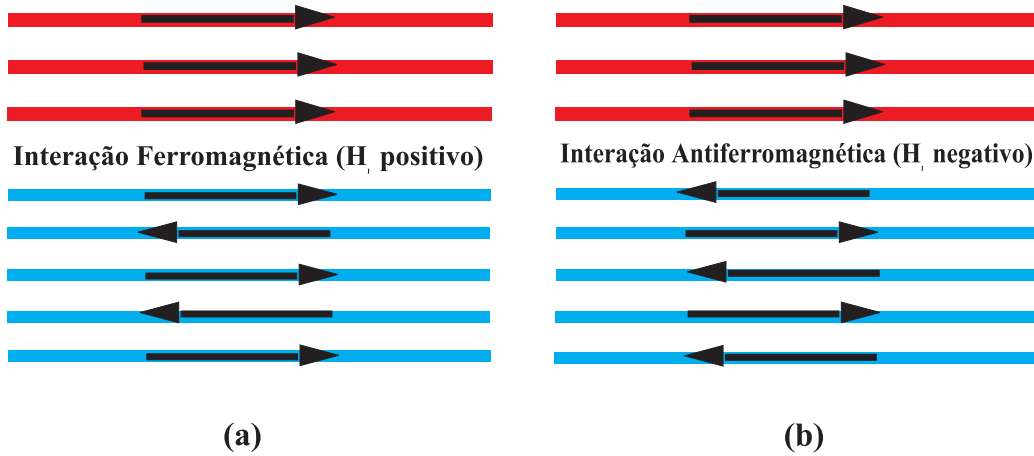


Figura 2.2: Esquema para representar possíveis configurações de equilíbrio de bicamadas magnéticas F/AF. A interação entre os vetores magnetização da interface dos filmes pode favorecer um alinhamento paralelo, $H_I > 0$ (2.2.a), ou antiparalelo, $H_I < 0$ (2.2.b).

Os efeitos de campo magnético estático aplicado ao sistema, paralelamente a direção de interface, e mantendo-se a temperatura abaixo de T_N serão objeto de discussão no capítulo 3.

2.2 Estrutura do Sistema

Para um melhor entendimento do modelo teórico utilizado na descrição das bicamadas magnéticas F/AF, analisamos a distribuição dos momentos magnéticos nos materiais convencionais que compõem esses tipos de sistema.

Os materiais F têm os momentos magnéticos ordenados e apontando em uma mesma direção, o que resulta numa magnetização líquida. Os materiais AF, na forma volumosa, têm os momentos magnéticos ordenados mas não necessariamente têm magnetização líquida, pois seus momentos magnéticos são dispostos de tal forma que tendem a apontar em direções opostas. Portanto, se o número desses momentos que apontam numa direção for diferente daquele que aponta na outra, resultará

numa magnetização líquida igual a diferença de magnetização nas duas direções. No caso que analisamos, consideramos que o filme AF é composto por monocamadas atômicas contendo momentos magnéticos paralelos entre si e antiparalelos com as monocamadas vizinhas. Dessa forma os vetores que representam a magnetização de cada monocamada se distribuem no filme de forma antiparalela e, diferentemente dos F, os filmes AF podem ou não apresentar uma magnetização resultante líquida. Se, na ausência de campo magnético externo, o número de monocamadas atômicas que compõem o filme AF for par, a magnetização líquida tende a zero, pois as magnetizações das monocamadas atômicas se cancelam aos pares. Se o número de monocamadas for ímpar, existirá uma magnetização resultante igual a magnetização de uma monocamada.

Uma forma de visualizarmos as estruturas dos filmes magnéticos é mostrada nas figuras (2.3.a) e (2.3.b). Para obter os sistemas apresentados na figura (2.2), o “corte” do material antiferromagnético pode ser, por exemplo, o plano vertical que está sombreado na figura (2.3.b), formando uma das monocamadas atômicas (superfície não-compensada) que constitui o filme AF, e as outras monocamadas seriam os planos paralelos a ele. Para construir o filme ferromagnético, pode-se fazer o mesmo tipo de “corte” na figura (2.3.a).

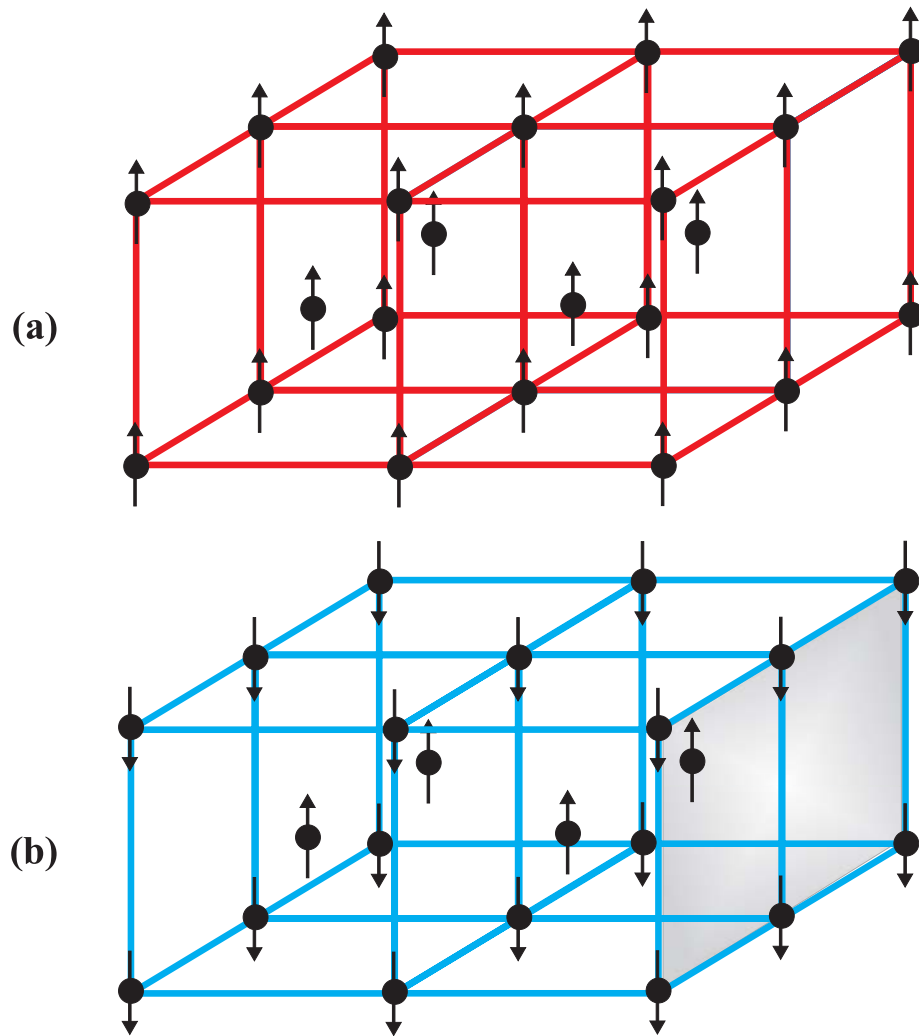


Figura 2.3: Representação das estruturas de materiais volumosos ferromagnéticos (2.3.a) e antiferromagnéticos (2.3.b). A parte sombreada em (2.3.b) representa uma das superfícies não-compensadas do material antiferromagnético.

Em nosso modelo, consideramos que os momentos magnéticos das monocamadas encontram-se localizados no plano x - z e que as monocamadas são planos com espessura de ordem atômica, de forma que suas dimensões nas direções \hat{x} e \hat{z} são muito maiores que as espessuras desses planos atômicos. Assim, podemos representar as monocamadas atômicas dos filmes magnéticos que constituem as bicamadas por planos infinitos empilhados uns sobre os outros (ver figura (2.4)). O número de

monocamadas atômicas do filme ferromagnético é representado por N_F , enquanto que o número das antiferromagnéticas por N_A , de forma que tenhamos um total de $N_T = N_F + N_A$ monocamadas no sistema. O número de monocamadas pode ser qualquer, ou seja, o nosso modelo é aplicável a filmes de qualquer espessura, e é limitado apenas pela precisão dos cálculos numéricos (que serão discutidos na seção 3.3). Representamos por i , o número que identifica as monocamadas ferromagnéticas e por j , as antiferromagnéticas. Como os momentos magnéticos que representam as monocamadas da interface podem ter um alinhamento paralelo ou antiparalelo (ver fig. (2.2)), o acoplamento de interface para as bicamadas pode ser ferromagnético ($H_I > 0$) ou antiferromagnético ($H_I < 0$), respectivamente. Um esquema desse modelo é mostrado na figura (2.4).

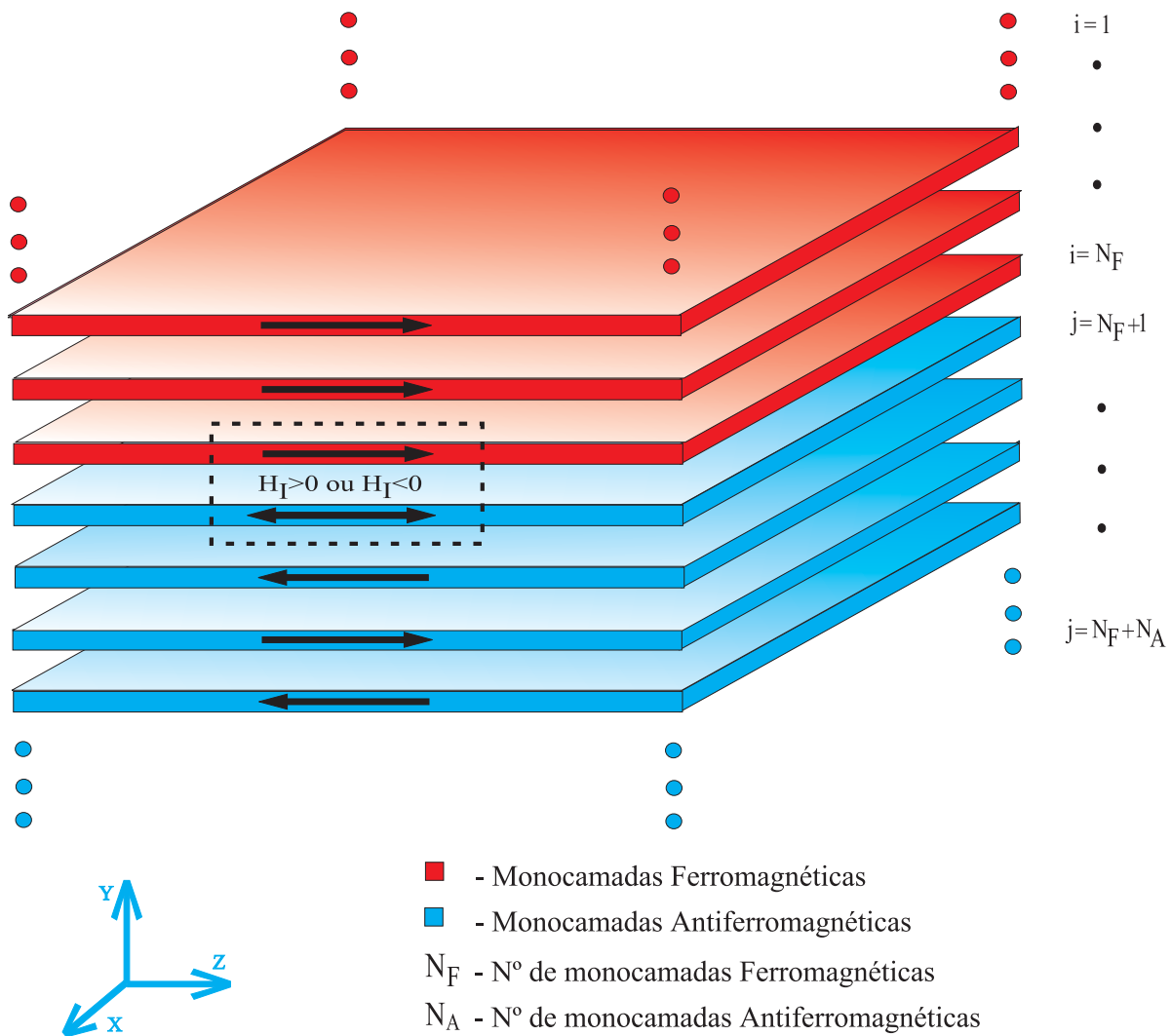


Figura 2.4: Representação esquemática de uma bicamada magnética F/AF de acordo com o modelo de monocamadas atômicas empilhadas, em que os filmes que formam a bicamada são representados por planos infinitos de espessura atômica. O acoplamento na interface dos filmes pode ser ferromagnético ($H_I > 0$) ou antiferromagnético ($H_I < 0$).

Capítulo 3

Comportamento Estático de Bicamadas Magnéticas

Neste capítulo apresentamos um estudo do sistema de bicamadas magnéticas sob a influência de um campo magnético externo dc, \vec{H}_0 , aplicado paralelamente a uma das direções fáceis da anisotropia (seção 3.1). A partir de uma descrição matemática do sistema (seção 3.2), a condição de minimização da energia levou-nos a um sistema homogêneo de equações não-lineares. A não-linearidade do sistema exigiu o desenvolvimento de um método numérico para resolvê-lo, que é descrito na seção 3.3. Desenvolvemos um programa, em Linguagem Fortran, para obtermos as soluções estáticas do problema e com isso, determinamos as configurações magnéticas estáveis (de equilíbrio) do sistema para vários valores de campo magnético aplicado. Apresentamos gráficos com os principais resultados obtidos em nossas simulações, e discutimos suas implicações físicas (seção 3.4).

3.1 Descrição do Sistema

Na presente seção, fazemos uma descrição do procedimento utilizado para determinar as configurações magnéticas estáveis do sistema de bicamadas magnéticas F/AF sujeitas a um campo magnético externo dc (\vec{H}_0) aplicado pa-

ralelamente a uma das direções fáceis de anisotropia que, para os resultados apresentados neste trabalho, é a direção z (ver figura 10). É importante ressaltar, que nosso método permite a obtenção de resultados para qualquer direção de campo externo aplicado, no entanto, procuramos dar ênfase maior a uma análise de campos aplicados somente na direção de “exchange bias” e anisotropias dos filmes. Isso porque, desejamos resultados que possam ser interpretados facilmente e com isso, analisar a consistência do nosso modelo. Dessa forma, determinamos as configurações magnéticas do sistema que fazem com que a energia total seja mínima para os diferentes valores de \vec{H}_0 considerados. Assim, serão identificadas as fases magnéticas apresentadas pelo sistema e os parâmetros que as caracterizam. O modelo do sistema é o mesmo que aquele apresentado no capítulo 2.

Consideramos que o filme ferromagnético (F) possui uma anisotropia cúbica e um número de monocamadas atômicas igual a N_F (ver descrição do sistema na seção 2.1), e o antiferromagnético (AF) uma anisotropia uniaxial com N_A monocamadas. Representamos os efeitos na interface dos filmes por uma anisotropia unidirecional (que denominamos H_{ad}), visto que, o acoplamento entre as monocamadas da interface faz com que o sistema apresente uma direção privilegiada para a magnetização, como foi discutido na seção 1.6 quando descrevemos o fenômeno de tendência dos momentos magnéticos próximos da interface. Também para representar esses efeitos, incluímos a interação de troca entre as monocamadas da interface F/AF (a qual denominamos H_I). Essa interação de troca depende da “história” de crescimento do sistema e pode ser ferromagnética ($H_I > 0$) ou antiferromagnética ($H_I < 0$).

Consideramos o efeito do campo externo dc aplicado, sentido por todos os momentos magnéticos do material (Efeito Zeeman). As interações de troca são apenas entre as monocamadas vizinhas e consideramos que as mesmas são do tipo Heisenberg. A interação dipolar (não considerada neste trabalho) pode ser impor-

tante para filmes ferromagnéticos mais grossos.

Dessa forma, a energia total do sistema, o qual possui um total de $N_T = N_F + N_A$ monocamadas atômicas, pode ser escrita como:

$$\begin{aligned}
E = & -\frac{H_e^F}{M_s^F} \sum_{i=1}^{N_F-1} \vec{m}_i \cdot \vec{m}_{i+1} + \frac{H_a^F}{2(M_s^F)^3} \sum_{i=1}^{N_F} [(m_i^x m_i^y)^2 + (m_i^x m_i^z)^2 + (m_i^y m_i^z)^2] \\
& - H_0 \sum_{i=1}^{N_F} \vec{m}_i \cdot \hat{n}_H - \frac{H_I}{\sqrt{M_s^F M_s^A}} \vec{m}_{N_F} \cdot \vec{m}_{N_F+1} \\
& - H_{ad} (\vec{m}_{N_F} \cdot \hat{n}_a + \vec{m}_{N_F+1} \cdot \hat{n}_a) + \frac{H_e^A}{M_s^A} \sum_{j=N_F+1}^{N_T-1} \vec{m}_j \cdot \vec{m}_{j+1} \\
& - \frac{H_a^A}{M_s^A} \sum_{j=N_F+1}^{N_T} (m_j^z)^2 - H_0 \sum_{j=N_F+1}^{N_T} \vec{m}_j \cdot \hat{n}_H. \tag{3.1}
\end{aligned}$$

Os termos que contêm H_e^F e H_e^A representam as energias de troca, tipo Heisenberg, entre os vetores magnetização vizinhos que representam as monocamadas dos filmes F e AF, respectivamente. Os termos de H_a^F e H_a^A medem, respectivamente, as anisotropias cúbica e uniaxial dos filmes F e AF. A interação do campo magnético com os momentos magnéticos (energia Zeeman) é representada pelos termos proporcionais a H_0 , sendo \hat{n}_H o versor na direção do campo \vec{H}_0 . O termo proporcional a H_I representa a contribuição para a energia da interação entre os filmes, que pode ser ferromagnética ($H_I > 0$) ou antiferromagnética ($H_I < 0$). O termo proporcional a H_{ad} representa a anisotropia unidirecional.

As constantes que aparecem são:

H_e^F, H_e^A : Constantes de acoplamento do filme F e do filme AF. Medem, respectivamente, as energias necessárias para girar um vetor magnetização dos filmes F e AF de 180° em relação ao outro;

M_s^F, M_s^A : Magnetizações de saturação das monocamadas do filme F e do AF, respectivamente. Representam a magnetização máxima das monocamadas desses filmes que podem ser induzidas pela aplicação de um campo magnético externo. Podem ser entendidas também, pela soma, por unidade de volume, dos

momentos magnéticos presentes no material;

H_a^F , H_a^A : Anisotropias do filme F e do AF. Medem, respectivamente, as contribuições das anisotropias para a energia magnética total;

H_I : Valor da interação na interface. Mede a contribuição para a energia, devido a interação entre os momentos magnéticos da última monocamada do filme F com o primeiro do AF (momentos magnéticos da interface), os quais podem ter um alinhamento paralelo ou antiparalelo, que são representados apenas pela troca de sinal de H_I ;

H_{ad} : Valor da anisotropia unidirecional. Representa os efeitos produzidos na interface dos filmes;

H_0 : Módulo do campo magnético externo.

\vec{m}_i e \vec{m}_j : Magnetizações das monocamadas dos filmes F e AF, respectivamente. Onde o índice i refere-se à i -ésima monocamada do filme F, e j faz referência a j -ésima monocamada do filme AF.

Com a descrição da energia magnética total do sistema, equação (3.1), na qual incluímos todas contribuições consideradas relevantes, desenvolvemos um procedimento matemático para determinar as equações que fornecem as configurações de equilíbrio estável para o sistema. O formalismo matemático utilizado para isso, é apresentado em maiores detalhes na seção seguinte.

3.2 Formalismo Matemático

Como discutido na seção 2.1, os vetores que representam as magnetizações das monocamadas atômicas dos filmes magnéticos que constituem a bicamada, \vec{m}_n ($1 \leq n \leq N_T$), encontram-se localizados no plano o qual denominamos x-z. Isso está representado esquematicamente na figura (3.1), que mostra uma bicamada magnética (na ausência de campo magnético externo) com três monocamadas ferro-

magnéticas ($N_F = 3$) e quatro antiferromagnéticas ($N_A = 4$), com um acoplamento ferromagnético na interface ($H_I > 0$). Somando-se a isso, o efeito de tendência (discutido na seção 1.6) entre as monocamadas da interface é representado pela anisotropia unidirecional H_{ad} .

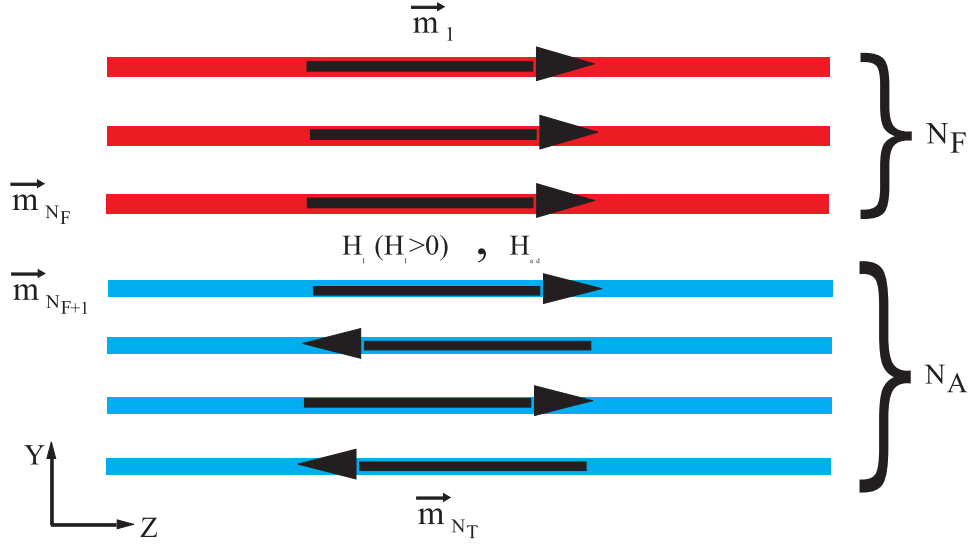


Figura 3.1: Representação dos vetores magnetização das monocamadas atômicas dos filmes. A interação na interface para esse sistema é ferromagnética ($H_I > 0$), e H_{ad} representa o efeito de tendência sentido pelos momentos magnéticos da interface.

A partir dessa descrição, podemos escrever as magnetizações das monocamadas dos filmes F e AF, respectivamente, como:

$$\vec{m}_i = M_s^F (\cos \theta_i \hat{z} + \sin \theta_i \hat{x}). \quad (3.2)$$

$$\vec{m}_j = M_s^A (\cos \theta_j \hat{z} + \sin \theta_j \hat{x}). \quad (3.3)$$

onde θ_i e θ_j são os ângulos que os vetores magnetização, \vec{m}_i e \vec{m}_j , fazem com a direção z .

Substituindo (3.2) e (3.3) na eq. (3.1), ficamos com

$$\begin{aligned} E = & -H_e^F M_s^F \sum_{i=1}^{N_F-1} \cos(\theta_i - \theta_{i+1}) + \frac{H_a^F M_s^F}{8} \sum_{i=1}^{N_F} \sin^2(2\theta_i) \\ & -H_0 M_s^F \sum_{i=1}^{N_F} \cos(\theta_i) - H_I \sqrt{M_s^F M_s^A} \cos(\theta_{N_F} - \theta_{N_F+1}) \\ & -H_{ad} [M_s^F \cos(\theta_{N_F}) + M_s^A \cos(\theta_{N_F+1})] + H_e^A M_s^A \sum_{j=N_F+1}^{N_T-1} \cos(\theta_j - \theta_{j+1}) \\ & -H_a^A M_s^A \sum_{j=N_F+1}^{N_T} \cos^2(\theta_j) - H_0 M_s^A \sum_{j=N_F+1}^{N_T} \cos(\theta_j). \end{aligned} \quad (3.4)$$

Nosso interesse é obter a configuração do sistema na situação de menor energia (equilíbrio estável) para diferentes valores de campo aplicado. Para isso, devemos determinar os ângulos que cada vetor \vec{m}_n das monocamadas faz com a direção \hat{z} , na situação que torna a energia total um mínimo absoluto. O índice n aqui, refere-se à n -ésima monocamada, que pode ser do filme F ou do AF. Matematicamente, podemos identificar os extremos de uma função através da determinação do valor do argumento que torna sua derivada primeira nula. Para assegurarmos que os valores encontrados para os ângulos (argumentos do funcional da energia, equação (3.4)) das monocamadas representam o mínimo da energia, substituímos esses valores na eq. (3.4), e através do método numérico que será discutido na seção 3.3, a configuração de menor energia será determinada.

Derivando-se a eq. (3.4), em relação aos ângulos θ_i e θ_j , determinamos um sistema de equações homogêneas e não-lineares que contém, entre as soluções, as configurações de equilíbrio desejadas. Os detalhes são apresentados a seguir.

Primeiro passo: derivada em relação a θ_1 .

$$H_e^F M_s^F \sin(\theta_1 - \theta_2) + \frac{H_a^F M_s^F}{8} 2 \sin(2\theta_1) 2 \cos(2\theta_1) + H_0 M_s^F \sin(\theta_1) = 0.$$

$$H_e^F \sin(\theta_1 - \theta_2) + \frac{H_a^F}{4} \sin(4\theta_1) + H_0 \sin(\theta_1) = 0.$$

$$\sin(\theta_1 - \theta_2) = -\frac{1}{H_e^F} \left[\frac{H_a^F}{4} \sin(4\theta_1) + H_0 \sin(\theta_1) \right].$$

assim,

$$\theta_2 = \theta_1 - \arcsin \left\{ -\frac{1}{H_e^F} \left[\frac{H_a^F}{4} \sin(4\theta_1) + H_0 \sin(\theta_1) \right] \right\}. \quad (3.5)$$

$$\theta_2 = \theta_1 - \pi + \arcsin \left\{ -\frac{1}{H_e^F} \left[\frac{H_a^F}{4} \sin(4\theta_1) + H_0 \sin(\theta_1) \right] \right\}. \quad (3.6)$$

e portanto, dado θ_1 , determinamos θ_2 como uma função de θ_1 .

Segundo passo: derivada em relação a θ_n , com $1 < n < N_F$.

$$H_e^F M_s^F [\sin(\theta_n - \theta_{n+1}) - \sin(\theta_{n-1} - \theta_n)] + \frac{H_a^F M_s^F}{4} \sin(4\theta_n) + H_0 M_s^F \sin(\theta_n) = 0.$$

$$\sin(\theta_n - \theta_{n+1}) = -\frac{1}{H_e^F} \left[\frac{H_a^F}{4} \sin(4\theta_n) + H_0 \sin(\theta_n) + H_e^F \sin(\theta_n - \theta_{n-1}) \right].$$

assim,

$$\theta_{n+1} = \theta_n - \arcsin \{Vl_1\}. \quad (3.7)$$

$$\theta_{n+1} = \theta_n - \pi + \arcsin \{Vl_1\}. \quad (3.8)$$

onde

$$Vl_1 = -\frac{1}{H_e^F} \left[\frac{H_a^F}{4} \sin(4\theta_n) + H_0 \sin(\theta_n) + H_e^F \sin(\theta_n - \theta_{n-1}) \right].$$

Dessa forma, obtemos θ_{n+1} como função de θ_n e θ_{n-1} . Portanto, usando esse procedimento, podemos determinar todos os ângulos referentes às monocamadas do filme F como função daqueles associados às duas monocamadas anteriores.

Terceiro passo: derivada em relação a θ_{N_F} .

$$H_e^F M_s^F \sin(\theta_{N_{F-1}} - \theta_{N_F}) + \frac{H_a^F M_s^F}{4} \sin(4\theta_{N_F}) + H_0 M_s^F \sin(\theta_{N_F})$$

$$+ H_I \sqrt{M_s^F M_s^A} \sin(\theta_{N_F} - \theta_{N_{F+1}}) + H_{ad} M_s^F \sin(\theta_{N_F}) = 0.$$

$$\sin(\theta_{N_F} - \theta_{N_{F+1}}) = Vl_2.$$

onde

$$Vl_2 = -\frac{M_s^F}{H_I \sqrt{M_s^F M_s^A}} \left[H_e^F \sin(\theta_{N_{F-1}} - \theta_{N_F}) + \frac{H_a^F}{4} \sin(4\theta_{N_F}) \right]$$

$$- \frac{M_s^F}{H_I \sqrt{M_s^F M_s^A}} \left[H_0 \sin(\theta_{N_F}) + H_{ad} \sin(\theta_{N_F}) \right].$$

então,

$$\theta_{N_{F+1}} = \theta_{N_F} - \arcsin \{Vl_2\}. \quad (3.9)$$

$$\theta_{N_{F+1}} = \theta_{N_F} - \pi + \arcsin \{Vl_2\}. \quad (3.10)$$

Assim sendo, determinamos o ângulo do vetor referente à primeira monocamada do filme AF (θ_{N_F+1}) como função dos ângulos da última (θ_{N_F}) e penúltima (θ_{N_F-1}) monocamadas do filme F.

Quarto passo: derivada em relação a θ_{N_F+1} .

$$\begin{aligned} & -H_I \sqrt{M_s^F M_s^A} \sin(\theta_{N_F} - \theta_{N_F+1}) + H_{ad} M_s^A \sin(\theta_{N_F+1}) \\ & -H_e^A M_s^A \sin(\theta_{N_F+1} - \theta_{N_F+2}) + H_a^A M_s^A 2 \cos(\theta_{N_F+1}) \sin(\theta_{N_F+1}) \\ & + H_0 M_s^A \sin(\theta_{N_F+1}) = 0. \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & H_e^A M_s^A \sin(\theta_{N_F+1} - \theta_{N_F+2}) + H_I \sqrt{M_s^F M_s^A} \sin(\theta_{N_F} - \theta_{N_F+1}) \\ & -H_{ad} M_s^A \sin(\theta_{N_F+1}) - H_a^A M_s^A \sin(2\theta_{N_F+1}) \\ & -H_0 M_s^A \sin(\theta_{N_F+1}) = 0. \end{aligned}$$

$$\sin(\theta_{N_F+1} - \theta_{N_F+2}) = Vl_3.$$

onde

$$\begin{aligned} Vl_3 = & \frac{1}{H_e^A M_s^A} \left[(H_{ad} + H_0) M_s^A \sin(\theta_{N_F+1}) + H_a^A M_s^A \sin(2\theta_{N_F+1}) \right] \\ & - \frac{1}{H_e^A M_s^A} \left[H_I \sqrt{M_s^F M_s^A} \sin(\theta_{N_F} - \theta_{N_F+1}) \right]. \end{aligned}$$

assim,

$$\theta_{N_F+2} = \theta_{N_F+1} - \arcsin \{Vl_3\}. \quad (3.11)$$

$$\theta_{N_F+2} = \theta_{N_F+1} - \pi + \arcsin \{Vl_3\}. \quad (3.12)$$

Quinto passo: derivada em relação a θ_k , com $N_F+1 < k < N_T$.

$$H_e^A M_s^A [\sin(\theta_{k-1} - \theta_k) - \sin(\theta_k - \theta_{k+1})] + H_a^A M_s^A 2 \cos(\theta_k) \sin(\theta_k)$$

$$+H_0 M_s^A \sin(\theta_k) = 0.$$

$$\sin(\theta_k - \theta_{k+1}) = Vl_4.$$

onde

$$Vl_4 = \frac{1}{H_e^A} \left[H_e^A \sin(\theta_{k-1} - \theta_k) + H_a^A \sin(2\theta_k) + H_0 \sin(\theta_k) \right].$$

assim,

$$\theta_{k+1} = \theta_k - \arcsin \{Vl_4\}. \quad (3.13)$$

$$\theta_{k+1} = \theta_k - \pi + \arcsin \{Vl_4\}. \quad (3.14)$$

Sexto passo: derivada em relação a θ_{N_T} .

$$K(\theta_{N_T}; \theta_{N_T-1}) = H_e^A \sin(\theta_{N_T-1} - \theta_{N_T}) + H_a^A \sin(2\theta_{N_T}) + H_0 \sin(\theta_{N_T}) = 0. \quad (3.15)$$

O ângulo da última monocamada do filme AF, θ_{N_T} , é determinado através das relações (3.13) e (3.14). Portanto, a eq. (3.15) serve como um teste de validade para as soluções obtidas, ou seja, ela é uma condição necessária para que o conjunto de ângulos obtidos nos passos anteriores ao sexto, representem a solução do problema. É importante observar que a relação (3.15) depende implicitamente de todos os ângulos das monocamadas anteriores à última monocamada do filme AF, N_T . Isso significa que ela é uma função de todas as variáveis até θ_1 (ângulos: $\theta_{N_T}, \theta_{N_T-1}, \dots, \theta_1$), que podemos representar por:

$$f(\theta_{N_T}; \theta_{N_T-1}; \dots; \theta_1) = 0. \quad (3.16)$$

Desenvolvemos um procedimento numérico (o qual será descrito em detalhes na seção 3.3) que permite a determinação das soluções do sistema não-linear obtido nesta seção, fornecendo a configuração de equilíbrio estável do sistema.

3.3 Método Numérico para o Estudo do Comportamento Estático

A não-linearidade do sistema de equações, obtido na seção 3.2, torna sua resolução bastante complicada. No intuito de resolvê-lo, desenvolvemos um procedimento numérico, para obtermos os ângulos que são soluções das equações que compõem o sistema não-linear mencionado. Portanto, a partir das equações que extremizam o funcional da energia, equação (3.4) da seção 3.2, determinamos os ângulos que os vetores magnetização das monocamadas fazem com a direção \hat{z} e que levam a um mínimo da energia magnética total.

O método numérico, o qual foi desenvolvido em Linguagem Fortran, é baseado em testes feitos com os ângulos obtidos na execução do programa, que satisfazem aquele sistema de equações. O procedimento é realizado, obtendo-se os ângulos que são soluções do sistema de equações da seção 3.2 e que, ao serem substituídos na eq. (3.4) da energia, produzam o menor valor para a mesma. Esse procedimento é realizado para cada valor de campo externo \vec{H}_0 . O objetivo não é simplesmente encontrar os ângulos que são soluções das equações do sistema homogêneo (equações da seção 3.2) e sim, determinar as soluções que fazem a energia total ser um mínimo para o valor de H_0 considerado, uma vez que estamos procurando as soluções de equilíbrio estável do sistema.

O ângulo θ_1 , pode assumir qualquer valor entre 0 a 2π , e este intervalo é percorrido escolhendo o passo que depende da precisão desejada. Isso significa que podemos dividi-lo em quantas unidades forem necessárias. Em nossas simulações o intervalo foi dividido em até 100.000 valores de entrada para o ângulo θ_1 . Os ângulos dos vetores magnetização das monocamadas posteriores à θ_1 , são obtidos através das equações encontradas na seção 3.2, realizando-se o procedimento mencionado no parágrafo anterior. Observando-se aquelas equações do sistema não-linear, verifica-se que existem duas relações para determinar cada valor de θ_k , onde $1 < k \leq N_T$.

No entanto, o programa faz a escolha, verificando qual delas fornece o ângulo que produz o menor valor da energia quando substituído na eq. (3.4). Dessa forma, os ângulos dos vetores magnetização das N_T monocamadas vão sendo determinados.

O procedimento para determinar o conjunto de ângulos solução do problema, é realizado para cada valor de campo aplicado, de forma que se tenha uma configuração de equilíbrio estático para cada valor fixo de H_0 . Deve ser mencionado, que a energia magnética do sistema diminui à medida que o valor de H_0 é aumentado, ou seja, quanto maior for o valor do campo magnético externo, menor será o valor da energia total, fato este que representa uma tendência à maior estabilidade do sistema. Matematicamente, pode-se dizer que: $\frac{\partial E}{\partial H_0} < 0$ (verificado numericamente).

A eq. (3.15) foi utilizada como um teste, para verificar se um determinado conjunto de ângulos é solução do problema estático. Como não é possível encontrar, exatamente, o valor zero para essa expressão durante a execução do programa, a idéia é identificar onde a função $K(\theta_{N_T}; \theta_{N_T-1})$ muda de sinal. Dessa forma, o que fazemos é identificar a presença de um zero (uma solução) entre dois valores de $K(\theta_{N_T}; \theta_{N_T-1})$ comparados. Uma forma de visualizar o procedimento realizado para determinar essas soluções, com a melhor precisão possível, é observar a figura (3.2).

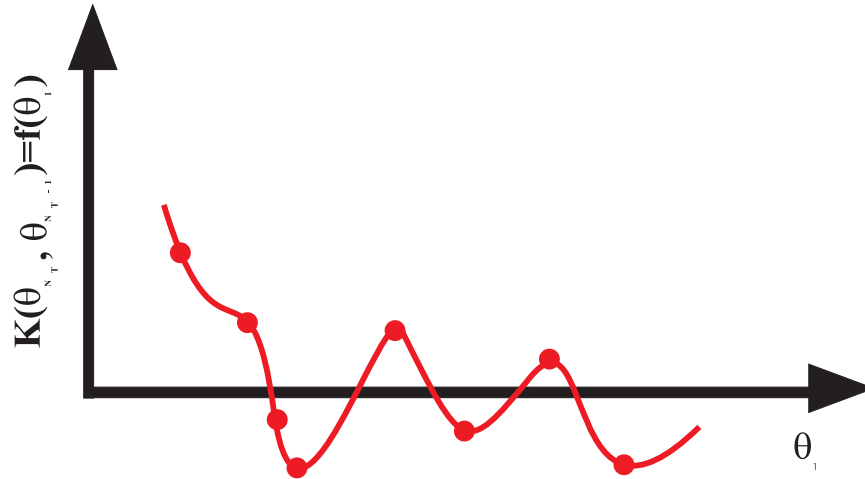


Figura 3.2: Cada ponto no gráfico representa o valor da eq. (3.15) para um determinado conjunto de ângulos. Essa equação tem seu valor determinado a partir de um θ_1 fixado.

Na figura (3.2) representamos o valor obtido para a função $K(\theta_{N_T}; \theta_{N_T-1}) = f(\theta_1)$ que, na realidade, tem seu valor determinado quando θ_1 é fixado, isto é, ela tem θ_1 como única variável independente. Nesse esquema, é possível identificar o intervalo de θ_1 onde a função K muda de sinal, e com isso determinar a presença de um zero.

Basicamente, a condição necessária para se ter um zero da função K , é que a relação abaixo seja satisfeita:

$$K_i \times K_{i+1} \leq 0 \quad (3.17)$$

onde a letra i representa a iteração que está sendo feita, e os K_i são funções dos conjuntos de ângulos determinados a partir do θ_1 fixado.

Um esquema para representar, de uma forma geral, o método numérico desenvolvido por nós é mostrado no fluxograma da figura (3.3). Nele é feito um resumo de todo o procedimento descrito anteriormente.

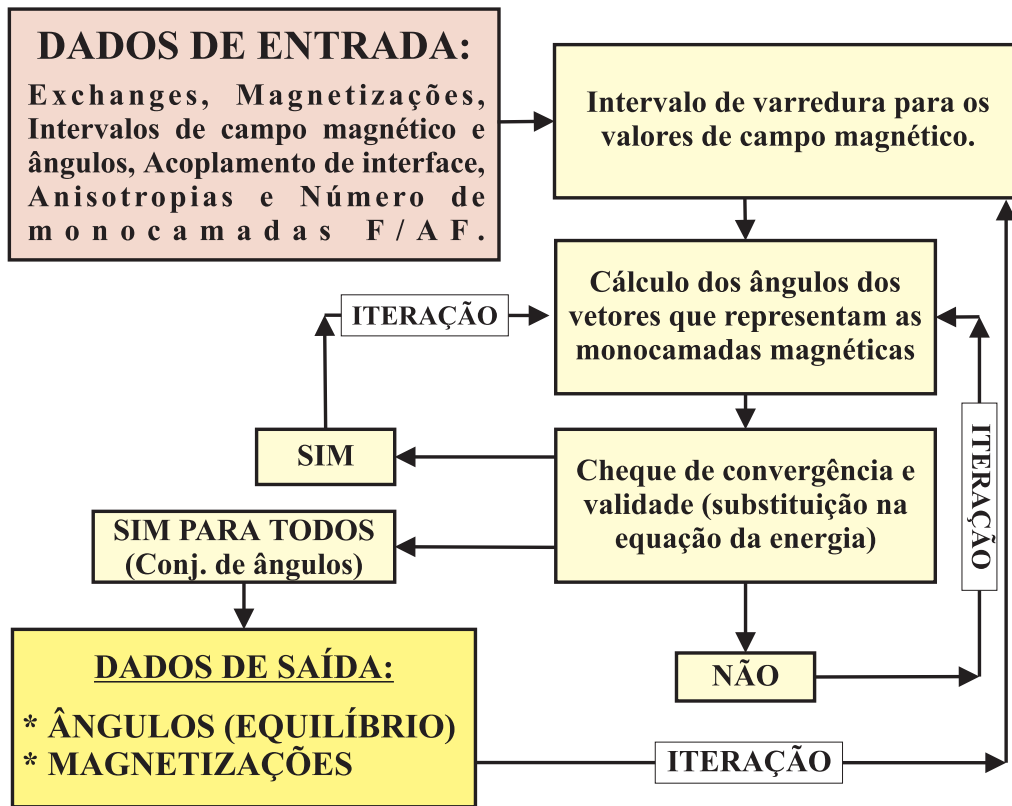


Figura 3.3: Fluxograma que representa, de uma forma geral, o método numérico utilizado para obter as configurações de equilíbrio de bicamadas magnéticas F/AF.

Após terem sido encontrados os ângulos que minimizam o funcional da energia, o próximo passo é calcular as magnetizações referentes às monocamadas de cada filme da bicamada magnética (componentes x e z), utilizando as eqs. (3.2) e (3.3), e em seguida soma-las para obter a magnetização total do sistema estudado, como também suas componentes paralela e perpendicular em relação a direção de aplicação do campo magnético externo, \vec{H}_0 . São analisados, na seção 3.4, os resultados obtidos para bicamadas magnéticas com um número par de monocamadas do filme AF, como também para um número ímpar dessas monocamadas. O número de monocamadas do filme F não foi variado em nenhuma das simulações realizadas, visto que, os efeitos que queremos analisar ocorrem nas monocamadas do filme AF quando variamos o campo magnético externo.

3.4 Resultados e Discussões

Fizemos simulações com o nosso programa, dando ênfase ao que ocorre com o sistema ao serem variados os seguintes parâmetros: número de monocamadas do filme AF, N_A , e o tipo de interação na interface entre os filmes que compõem a bicamada magnética, ou seja, se a interação é do tipo ferromagnética ($H_I > 0$) ou antiferromagnética ($H_I < 0$). Consideramos o mesmo número de monocamadas do filme F para todos os resultados que apresentamos neste trabalho. Entretanto, filmes ferromagnéticos espessos poderão apresentar modificações no comportamento apresentado pelo sistema devido a presença relevante da interação dipolar.

O programa foi executado considerando-se o número de monocamadas atômicas do filme F igual a três ($N_F = 3$) e os parâmetros do sistema, dados em unidade de H_e^F , foram os seguintes:

$$H_a^F/H_e^F = 0.25$$

$$H_a^A/H_e^F = 0.25$$

$$H_I/H_e^F = \pm 1.0$$

$$H_{ad}/H_e^F = 0.5$$

$$M_S^F/H_e^F = 1.0$$

$$M_S^A/H_e^F = 1.0$$

Para as configurações do sistema com um número ímpar de monocamadas atômicas antiferromagnéticas obtemos resultados bastante satisfatórios, como justificaremos a seguir, e os principais são mostrados nos gráficos a seguir, onde estão esboçadas as curvas de magnetização resultante, MRES, para diferentes bicamadas magnéticas (caracterizadas pelo número de monocamadas antiferromagnéticas), assim como as componentes paralela, MPAR (componente z), e perpendicular, MPER (componente x), da magnetização. As curvas são esboçadas como função do campo

magnético externo, H_0 .

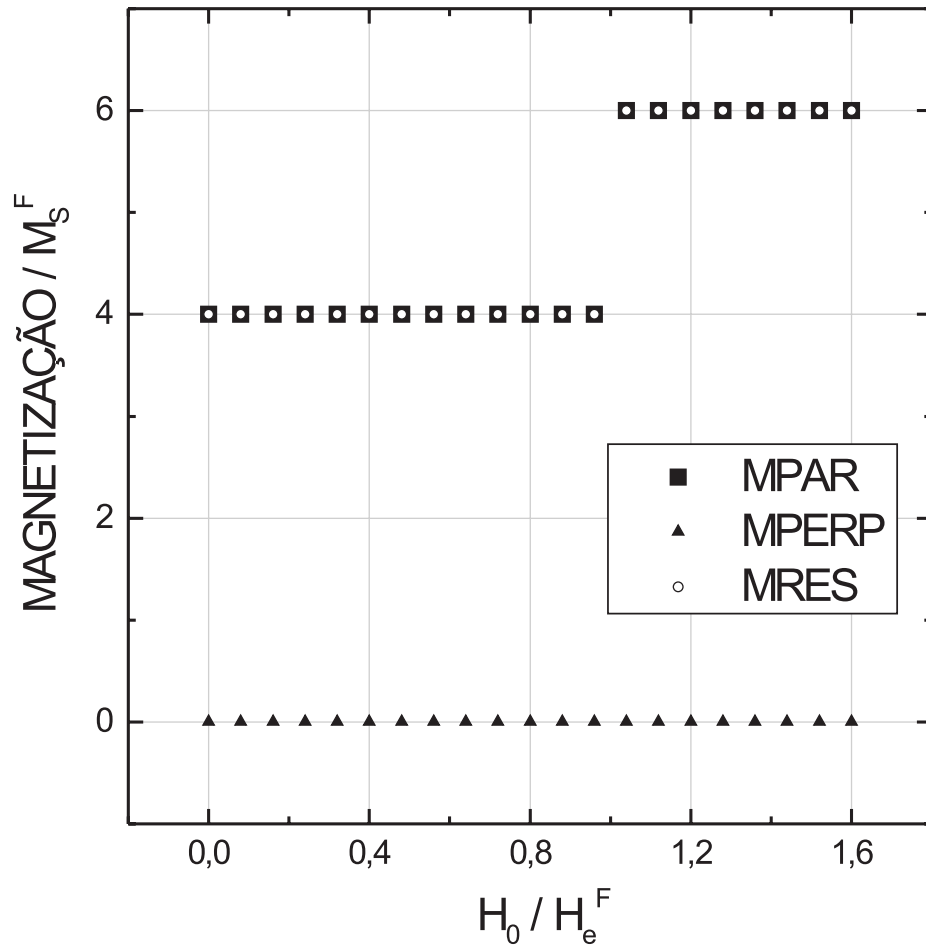


Figura 3.4: Variação da magnetização de uma bicamada, com 3 monocamadas ferromagnéticas ($N_F = 3$), 3 antiferromagnéticas ($N_A = 3$) e uma interação ferromagnética na interface ($H_I > 0$).

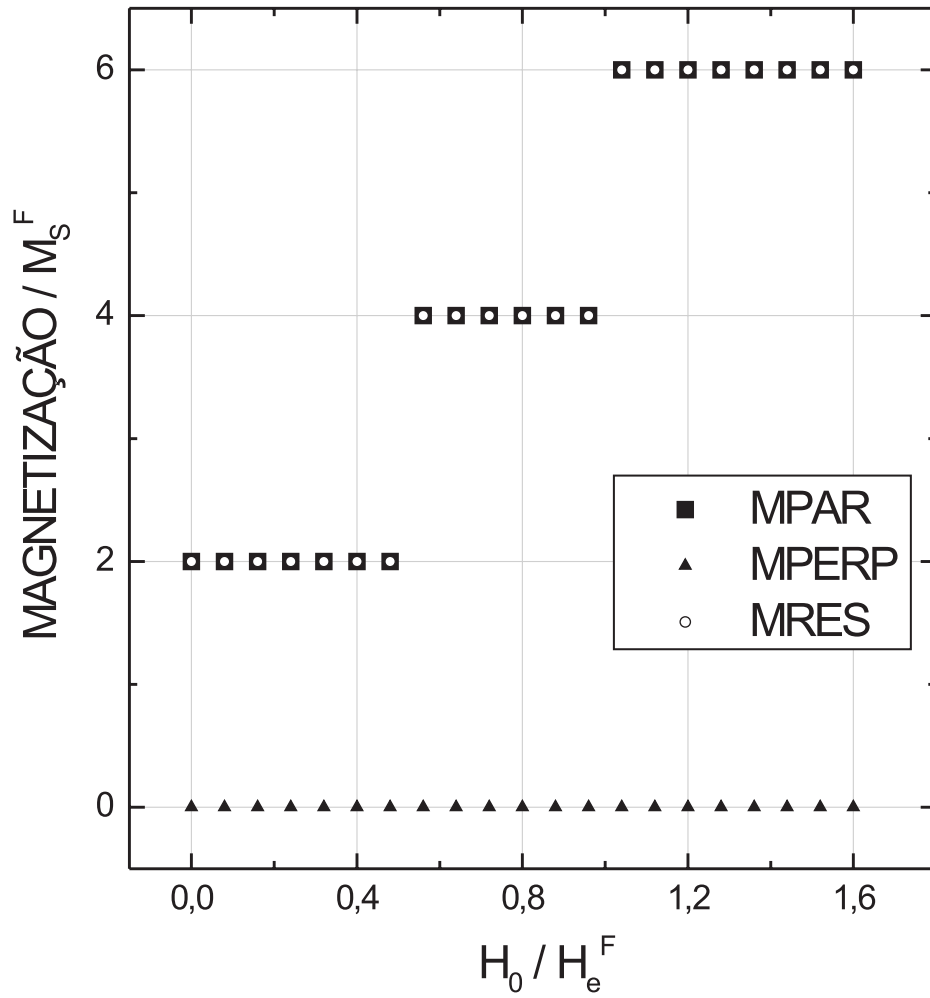


Figura 3.5: Variação da magnetização de uma bicamada, com 3 monocamadas ferromagnéticas ($N_F = 3$), 3 antiferromagnéticas ($N_A = 3$) e uma interação antiferromagnética na interface ($H_I < 0$).

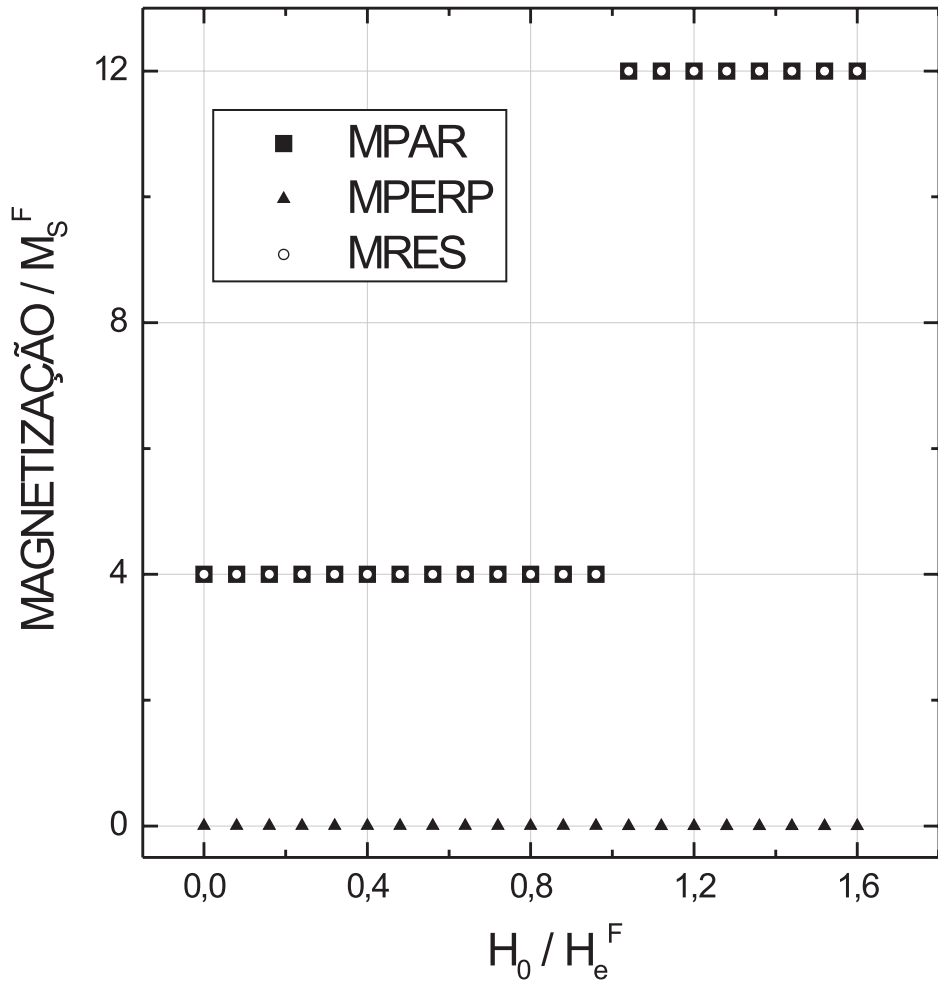


Figura 3.6: Variação da magnetização de uma bicamada, com 3 monocamadas ferromagnéticas ($N_F = 3$), 9 antiferromagnéticas ($N_A = 9$) e uma interação ferromagnética na interface ($H_I > 0$).

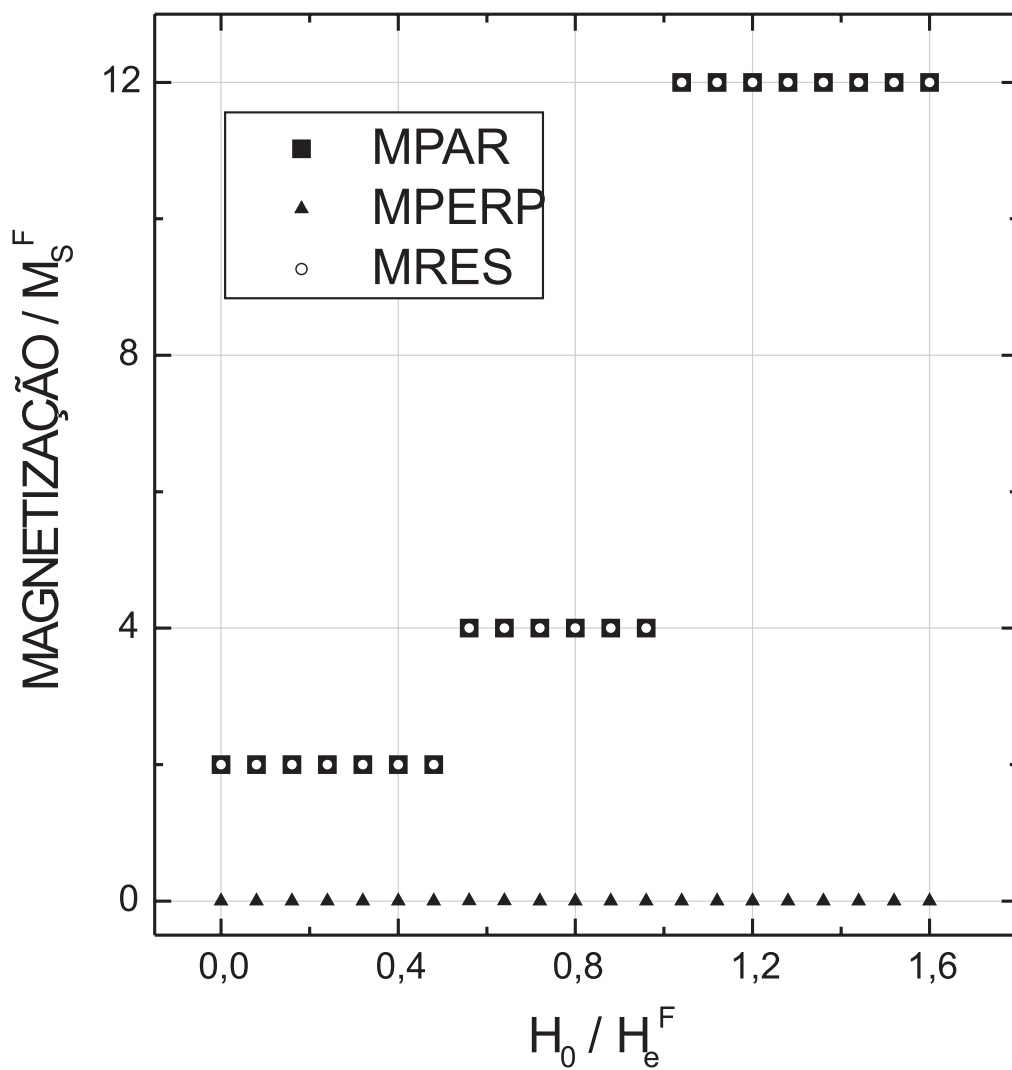


Figura 3.7: Variação da magnetização de uma bicamada, com 3 monocamadas ferromagnéticas ($N_F = 3$), 9 antiferromagnéticas ($N_A = 9$) e uma interação antiferromagnética na interface ($H_I < 0$).

E para os casos em que o filme antiferromagnético é constituído de um número par de monocamadas atômicas, os principais resultados obtidos foram os seguintes:

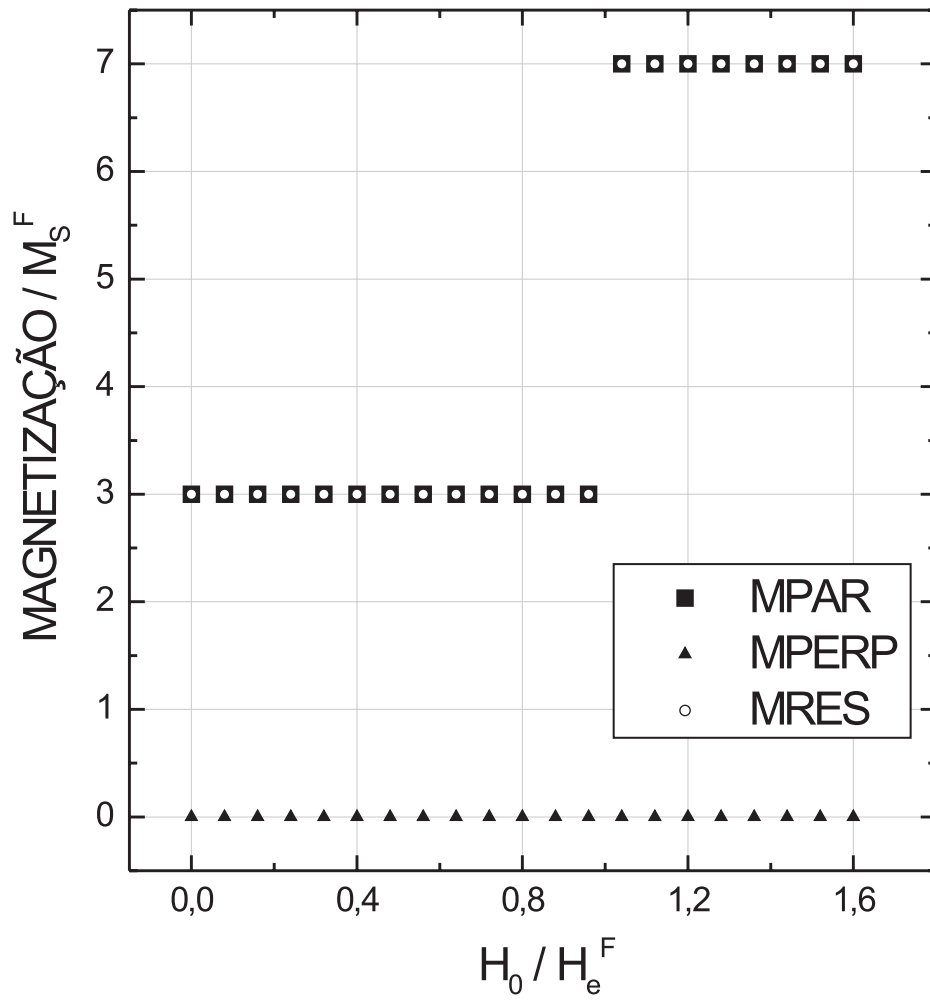


Figura 3.8: Variação da magnetização de uma bicamada, com 3 monocamadas ferromagnéticas ($N_F = 3$), 4 antiferromagnéticas ($N_A = 4$) e uma interação ferromagnética na interface ($H_I > 0$).

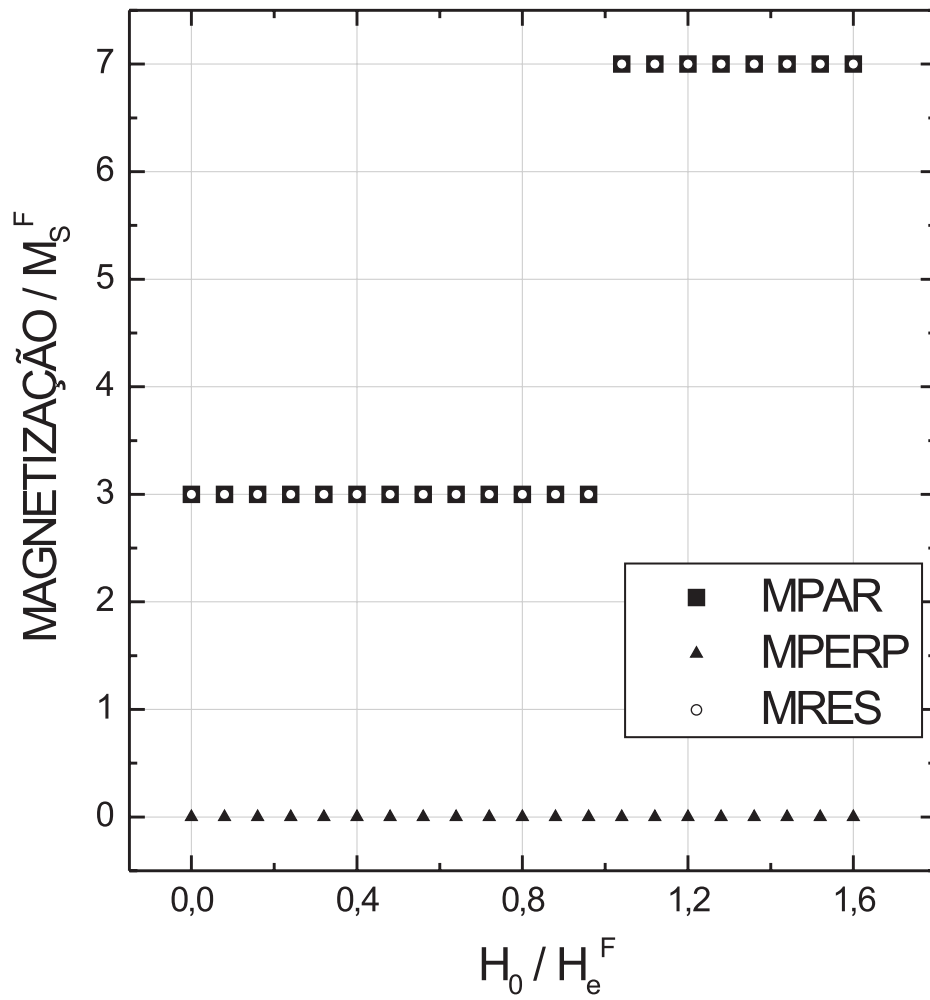


Figura 3.9: Variação da magnetização de uma bicamada, com 3 monocamadas ferromagnéticas ($N_F = 3$), 4 antiferromagnéticas ($N_A = 4$) e uma interação antiferromagnética na interface ($H_I < 0$).

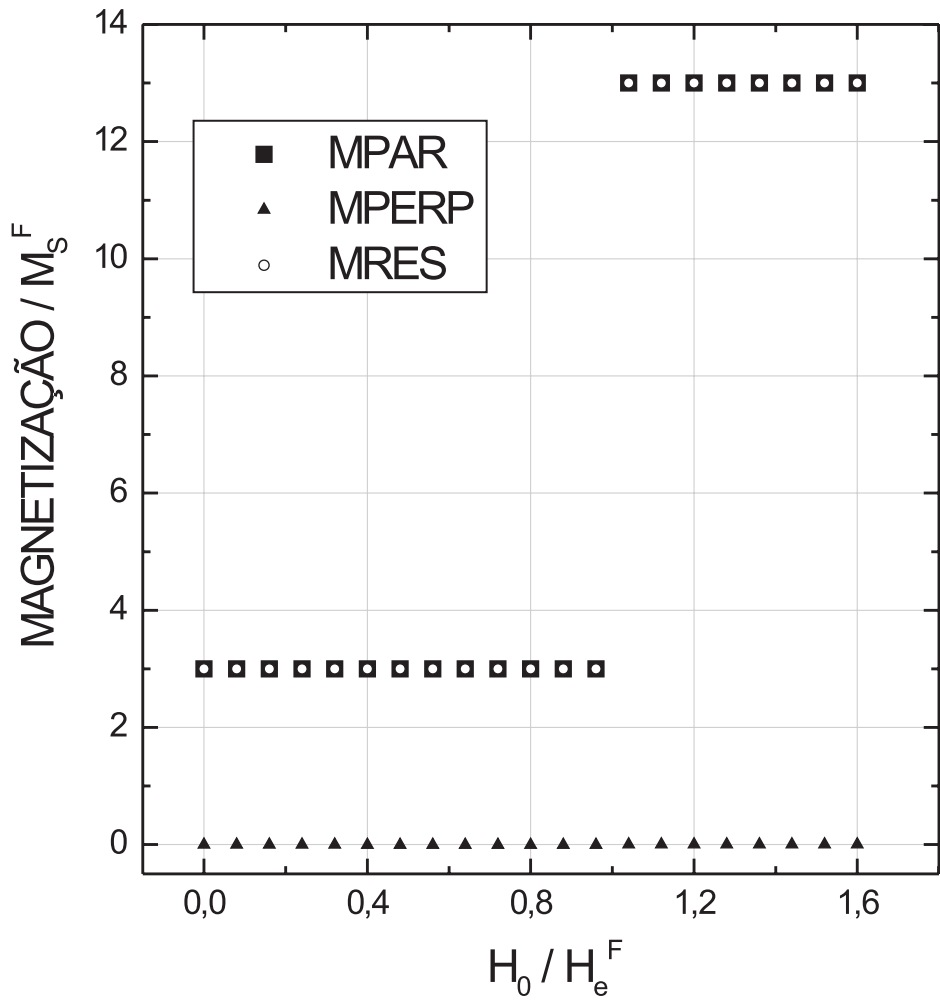


Figura 3.10: Variação da magnetização de uma bicamada com 3 monocamadas ferromagnéticas ($N_F = 3$), 10 antiferromagnéticas ($N_A = 10$) e uma interação ferromagnética na interface ($H_I > 0$).

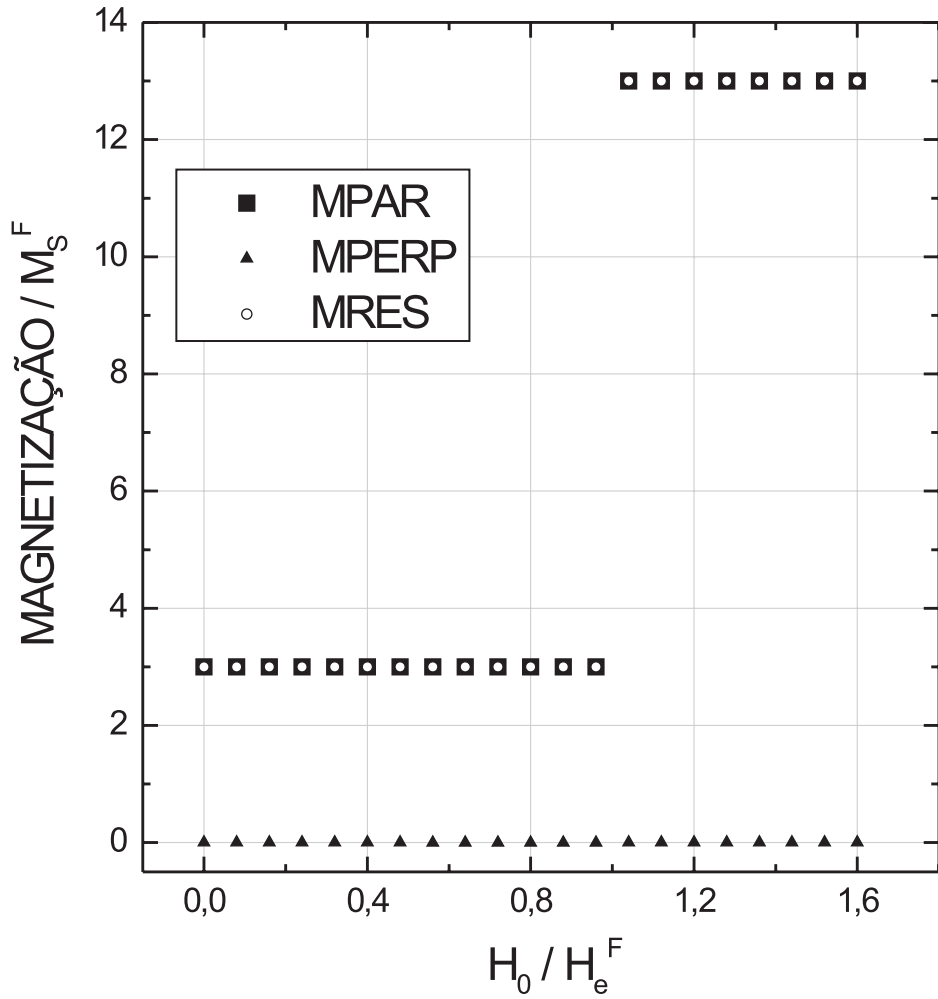


Figura 3.11: Variação da magnetização de uma bicamada com 3 monocamadas ferromagnéticas ($N_F = 3$), 10 antiferromagnéticas ($N_A = 10$) e uma interação antiferromagnética na interface ($H_I < 0$).

Observando os gráficos obtidos, podemos notar que o comportamento dos sistemas que possuem um número ímpar de monocamadas AF e o mesmo tipo de interação de interface (H_I) é o mesmo, como mostram as figuras (3.4) e (3.6), que possuem $H_I > 0$, ou (3.5) e (3.7), com $H_I < 0$. Para esses sistemas, com $H_I > 0$, observamos que são caracterizados por apenas uma descontinuidade das

magnetizações paralela (MPAR) e resultante (MRES), não importando a quantidade de monocamadas do filme AF que possuem, e os valores para os quais elas ocorrem dependem dos parâmetros do sistema. Essas discontinuidades presentes nas curvas de magnetização dos sistemas, significam a existência de transição de fase. Em se tratando dos sistemas com um número ímpar de monocamadas atômicas e que possuem $H_I < 0$, podemos observar dois “saltos” de MPAR e MRES (ver figuras (3.5) e (3.7)), que significa a presença de duas transições de fase. O que ocorre nesses sistemas, diferente daqueles com um alinhamento paralelo na interface, é que a atuação do campo magnético externo inverte, primeiramente, o vetor magnetização antiferromagnético da interface e os que são paralelos a ele (devido ao fato dos vetores estarem acoplados), para depois girar os vetores magnetização que ficaram antiparalelos com o campo após a primeira transição, ou seja, primeiro o campo externo “vence” as interações na interface e em seguida as interações de troca entre as monocamadas do filme AF, sendo que, a ordem de ocorrência dessas transições está diretamente relacionada com os valores das interações de interface e aquelas entre as monocamadas do filme AF. É importante ressaltar, que as transições de fase para os vários sistemas representados, são intimamente ligadas ao número de monocamadas antiferromagnéticas (par ou ímpar) e o tipo de interação de interface presente entre os filmes das bicamadas, mas também dependem dos valores das interações de interface e dos acoplamentos entre as monocamadas dos filmes antiferromagnéticos. Portanto, os resultados que obtemos poderão ser diferentes para sistemas com parâmetros diferentes.

Para os sistemas com um número par de monocamadas do filme AF, qualquer que seja a interação de interface ($H_I > 0$ ou $H_I < 0$), observamos um comportamento que se repete, caracterizado por apenas uma discontinuidade nas curvas de MRES e MPAR. Essa situação pode ser compreendida se “olharmos” para o filme AF, na ausência de campo externo, como sendo um material magnético que

não possui magnetização líquida já que, nesses casos, o número de monocamadas atômicas com magnetização apontando num sentido é o mesmo que aquelas monocamadas com vetores magnetização orientados no sentido oposto, e portanto, elas se cancelam aos pares, resultando numa contribuição nula para a magnetização total do filme AF. Dessa forma, os efeitos decorrentes do acoplamento entre as monocamadas desse tipo de filme, devem ser diferentes daqueles provenientes de interações entre monocamadas de filmes AF não-compensados em relação ao número de monocamadas.

É importante ressaltar, que os campos de transição e saturação para uma determinada bicamada magnética, dependem dos valores de todos os campos de acoplamento (H_e^F , H_e^A e H_I) e das anisotropias consideradas (H_a^F , H_a^A e H_{ad}) para caracterizar o sistema, lembrando que esses valores são os parâmetros responsáveis pela configuração do sistema na ausência de campo externo, como foi discutido no capítulo 2. Portanto, a aplicação de campo magnético externo, tende a alinhar todos os vetores magnetização do sistema que não estiverem em sua direção, sendo necessário para isso, superar aqueles acoplamentos entre as monocamadas dos filmes AF das bicamadas. Somando-se a isso, para qualquer bicamada magnética, as regiões em que ocorrem as transições de fase para esses sistemas, dependem dos valores dos parâmetros mencionados anteriormente, isto é, se o acoplamento de interface para uma dada bicamada magnética for superior ao acoplamento entre as monocamadas do filme AF, o campo externo inverterá os vetores das monocamadas do filme AF que estiverem paralelos ao primeiro vetor do filme AF (vetor da interface), sem que os outros vetores do filme AF girem. No caso do acoplamento de interface ser inferior àquele entre as monocamadas do filme AF, quando o campo externo inverte o vetor da interface e os paralelos a ele, os outros vetores do filme AF giram também, como se o sistema antiferromagnético fosse invertido na transição. Após isso, é necessário que haja outra transição para alinhar aqueles vetores que ficaram

antiparalelos ao campo magnético externo com a primeira transição, saturando o sistema. Para os valores que escolhemos, no caso da figura (3.5) por exemplo, a primeira transição ocorre com a inversão dos vetores magnetização do filme AF que são antiparalelos ao campo, que são o primeiro e o último vetores desse filme (verificado pelos ângulos obtidos numericamente). Isso pode ser observado, analisando-se o valor de MRES da primeira descontinuidade no gráfico, que corresponde a soma de todos os vetores magnetização da bicamada magnética, após a inversão do sistema antiferromagnético. A próxima transição, ainda no caso da figura (3.5), representa a orientação com o campo magnético do vetor magnetização que ficou antiparalelo com a direção desse campo após a primeira transição do sistema (o segundo vetor magnetização do filme AF). Vejamos por exemplo, o que ocorre com o mesmo sistema da figura (3.8), aumentando-se sua interação de interface. Para isso, elevamos H_I/H_e^F , de 1,0 para 2,0, e o resultado obtido é mostrado na figura (3.12).

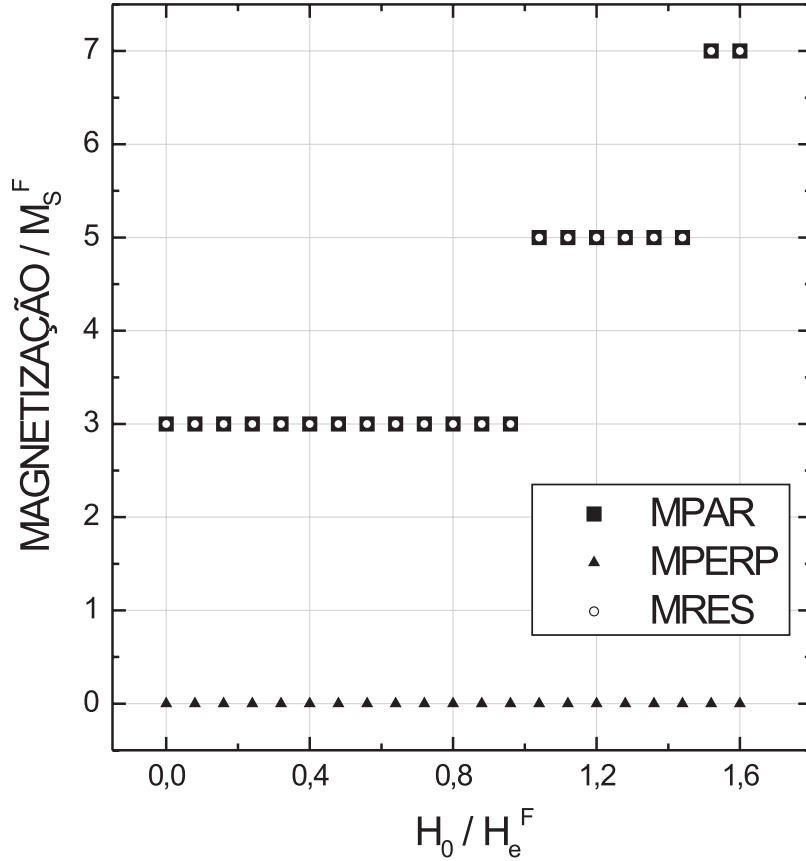


Figura 3.12: Variação da magnetização de uma bicamada com 3 monocamadas ferromagnéticas ($N_F = 3$), 4 antiferromagnéticas ($N_A = 4$), ($H_I > 0$) e com $H_I/H_e^F = 2,0$.

Observando a figura (3.12), podemos notar que uma nova transição de fase surgiu no sistema quando o valor de sua interação de interface foi aumentada. Isso, em decorrência de o sistema ter uma tendência em manter o vetor magnetização AF da interface oposto ao campo magnético que é aplicado, e mesmo que o outro vetor do filme AF que encontra-se antiparalelo ao campo alinhe-se com ele na primeira transição, o sistema necessita de um campo externo ainda maior para conseguir girar o vetor antiferromagnético da interface, uma vez que o mesmo passou a ter um acoplamento superior àquele existente entre as monocamadas do filme AF, com

o aumento da interação de interface.

Analisando os gráficos obtidos nesta seção, podemos concluir que os diferentes comportamentos mostrados nos resultados são coerentes pois, para aqueles campos magnéticos externos com valores próximos de zero, tanto as componentes paralelas das magnetizações totais (MPAR) quanto as magnetizações resultantes (MRES) têm seus valores iguais a soma dos vetores magnetização que não se cancelam aos pares por terem um alinhamento antiparalelo nas bicamadas, o que realmente deve acontecer para valores de campo insuficientes para “quebrar” os acoplamentos do sistema que atuarem contrários a ação do campo. Por exemplo: se considerarmos o sistema em que o filme F possui três monocamadas atômicas e o filme AF quatro, com uma interação ferromagnética ($H_I > 0$) na interface, e que encontra-se na ausência de campo magnético externo, como está representado na figura (3.13), a magnetização resultante deve ser igual a três, pois aqueles vetores magnetização vizinhos que são atiparalelos, não contribuem para a magnetização resultante da bicamada porque se cancelam.

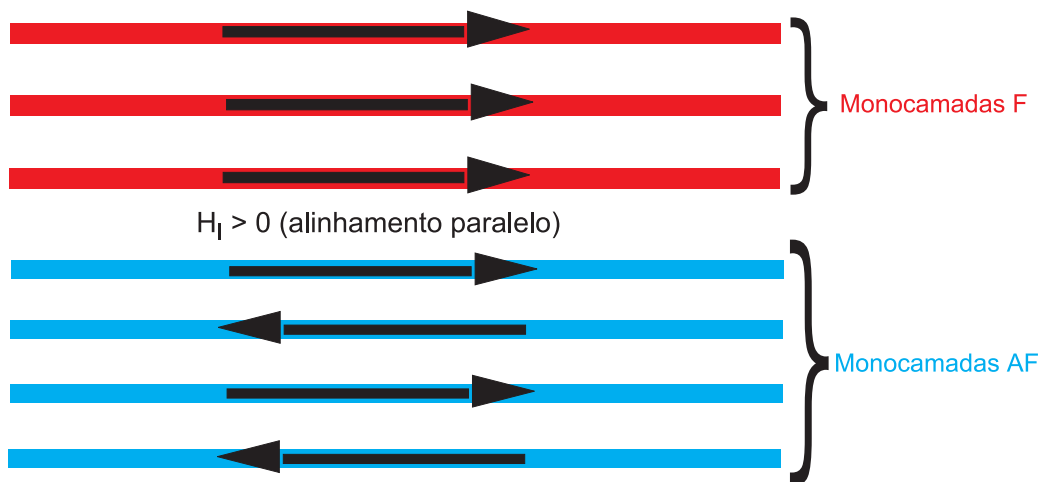


Figura 3.13: Representação de uma bicamada com três monocamadas ferromagnéticas ($N_F = 3$) e quatro antiferromagnéticas ($N_A = 4$) com uma interação ferromagnética na interface ($H_I > 0$).

A partir da bicamada magnética representada na figura (3.13), que é a

mesma mostrada na figura (3.8), podemos compreender o que ocorre com a magnetização do sistema a campos baixos.

A saturação de um material magnético acontece a partir do momento em que o campo magnético externo que age sobre o mesmo, atinge um valor capaz de alinhar todos os momentos magnéticos desse material em sua direção²⁸. Podemos verificar em nossos resultados que, para campos externos a partir de um certo valor, existe uma magnetização máxima para os sistemas, que é igual a soma das magnetizações das monocamadas atômicas que compõem a bicamada representada, o que caracteriza a saturação da mesma. Podemos observar nos gráficos desta seção, que as saturações dos sistemas ocorrem para valores de magnetização iguais a soma do número de monocamadas atômicas que os representam, o que indica mais uma vez a coerência dos resultados obtidos. É o que ocorre, por exemplo, no caso do gráfico da figura (3.8), que é o mesmo sistema representado na figura (3.13), a magnetização total é igual a sete (é adimensional porque está sendo dividida pela magnetização de saturação M_S^F), que é um valor igual a soma do número de monocamadas do filme F ($N_F = 3$) com as do AF ($N_A = 4$).

Os comportamentos das componentes perpendiculares das magnetizações, MPERP, mostrados nos gráficos obtidos, representam o efeito do campo magnético externo sobre os vetores magnetização das monocamadas dos filmes na direção perpendicular ao campo (direção x). Analisando essas componentes perpendiculares, podemos observar que as mesmas são sempre nulas. Isso é justificado pelo fato de que a direção do campo magnético externo considerada coincide com a direção de “exchange bias” e anisotropia dos filmes e, portanto, não havia razão de obtermos componentes das magnetizações na direção x.

Capítulo 4

Comportamento Dinâmico do Sistema

O objetivo deste capítulo é identificar as oscilações que caracterizam o sistema de bicamadas magnéticas F/AF e analisar seu comportamento com o campo magnético externo, \vec{H}_0 . A partir de um procedimento matemático (seção 4.1), obtemos a equação característica que fornece as frequências naturais do sistema. Desenvolvemos um programa computacional para resolver a equação característica do sistema e analisamos os resultados a partir de gráficos que mostram o comportamento das duas menores frequências com o campo externo (seção 4.2). As transições de fase do sistema são analisadas.

4.1 Formalismo Matemático

Para representar o comportamento dinâmico do sistema, consideramos que a magnetização oscila com o tempo. A incorporação dessa dependência temporal foi feita, considerando-se que, ao se modificar a posição dos momentos magnéticos do sistema em equilíbrio, surge um torque sobre os vetores magnetização que representam as monocamadas atômicas das bicamadas magnéticas. Podemos representar

esse efeito, matematicamente, a partir da equação do torque³⁷:

$$\frac{d}{dt}\vec{m}_i = \gamma\vec{m}_i \times \vec{H}_i^{ef}. \quad (4.1)$$

onde \vec{m}_i , representa o i-ésimo vetor magnetização da i-ésima monocamada atômica. O fator γ (gama) é conhecido como razão giromagnética e obedece a relação $\gamma = g\mu_B/\hbar$, sendo g o fator de Landé e μ_B o momento magnético de Bohr. O campo \vec{H}_i^{ef} , é o campo magnético efetivo que é sentido por cada vetor \vec{m}_i . Ao considerarmos que a magnetização varia com o tempo, impomos com isso, uma variação temporal do campo que é sentido pelas magnetizações das monocamadas dos filmes. Dessa forma, a presença de \vec{H}_i^{ef} significa que o campo magnético que é sentido por cada um dos vetores magnetização pode variar no tempo.

A energia magnética do sistema pode ser descrita por³⁸:

$$E = - \sum_{i=1}^{i=N_T} \vec{m}_i \cdot \vec{H}_i^{ef}. \quad (4.2)$$

e portanto, podemos escrever

$$\vec{H}_i^{ef} = -\nabla_{\vec{m}_i} E. \quad (4.3)$$

Assim, a equação do torque (4.1) fica

$$\frac{d}{dt}\vec{m}_i = -\gamma\vec{m}_i \times \nabla_{\vec{m}_i} E. \quad (4.4)$$

Considerando-se que as magnetizações, \vec{m}_i , variam de pequenas quantidades em relação a seus valores no equilíbrio (que representamos por \vec{m}_i^0), podemos escrever

$$\vec{m}_i = \vec{m}_i^0 + \vec{\eta}_i(t). \quad (4.5)$$

$$\vec{H}_i^{ef} = \vec{H}_i^0 + \vec{h}_i(t). \quad (4.6)$$

onde $\vec{\eta}_i(t)$ é a variação temporal da magnetização referente a i-ésima monocamada, considerada para descrever o comportamento dinâmico do sistema, e $\vec{h}_i(t)$ é a parte

do campo magnético efetivo dependente do tempo, que é sentida pela magnetização \vec{m}_i .

Substituído as eqs. (4.5) e (4.6) em (4.4) ficamos com

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} [\vec{m}_i^0 + \vec{\eta}_i(t)] &= \gamma [\vec{m}_i^0 + \vec{\eta}_i(t)] \times [\vec{H}_i^0 + \vec{h}_i(t)]. \\ \frac{d}{dt} [\vec{\eta}_i(t)] &= \gamma \vec{m}_i^0 \times \vec{h}_i(t) + \gamma \vec{\eta}_i(t) \times \vec{H}_i^0. \end{aligned} \quad (4.7)$$

A eq. (4.7) assume essa forma porque, no equilíbrio, o produto vetorial entre \vec{m}_i^0 e \vec{H}_i^0 é nulo. O produto vetorial $\vec{\eta}_i(t) \times \vec{h}_i(t)$ pode ser desprezado, uma vez que é da ordem de $|\vec{\eta}_i^2|$ e estamos considerando apenas pequenas oscilações em torno da posição de equilíbrio.

A solução de (4.7) é oscilatória e da forma

$$\vec{\eta}_i(t) = \vec{\eta}_i^0 \exp(-i\Omega t). \quad (4.8)$$

onde $\vec{\eta}_i^0$ é a amplitude, e Ω a frequência da oscilação.

Como veremos a seguir, podemos usar o funcional da energia para obtermos as equações que levarão às soluções desejadas, ou seja, as frequências naturais de vibração do sistema.

Resolvendo a eq. (4.3), considerando a energia na forma dada pela eq. (3.1), obtemos as seguintes equações:

Para $i = 1$:

$$\begin{aligned} \vec{H}_1^{ef} &= \frac{H_e^F}{M_s^F} \vec{m}_2 - \frac{H_a^F}{(M_s^F)^3} \left\{ m_1^x [(m_1^y)^2 + (m_1^z)^2] \hat{x} + m_1^y [(m_1^x)^2 + (m_1^z)^2] \hat{y} \right\} \\ &\quad - \frac{H_a^F}{(M_s^F)^3} \left\{ m_1^z [(m_1^x)^2 + (m_1^y)^2] \hat{z} \right\} + H_0 \hat{n}_H. \end{aligned} \quad (4.9)$$

Para $i = 2$:

$$\begin{aligned} \vec{H}_2^{ef} &= \frac{H_e^F}{M_s^F} \{ \vec{m}_1 + \vec{m}_2 \} - \frac{H_a^F}{(M_s^F)^3} \left\{ m_2^x [(m_2^y)^2 + (m_2^z)^2] \hat{x} + m_2^y [(m_2^x)^2 + (m_2^z)^2] \hat{y} \right\} \\ &\quad - \frac{H_a^F}{(M_s^F)^3} \left\{ m_2^z [(m_2^x)^2 + (m_2^y)^2] \hat{z} \right\} + H_0 \hat{n}_H. \end{aligned} \quad (4.10)$$

Para $2 < i < N_F$:

$$\begin{aligned}\vec{H}_i^{ef} &= \frac{H_e^F}{M_s^F} \{ \vec{m}_{i-1} + \vec{m}_{i+1} \} \\ &\quad - \frac{H_a^F}{(M_s^F)^3} \{ m_i^x [(m_i^y)^2 + (m_i^z)^2] \hat{x} + m_i^y [(m_i^x)^2 + (m_i^z)^2] \hat{y} \} \\ &\quad - \frac{H_a^F}{(M_s^F)^3} \{ m_i^z [(m_i^x)^2 + (m_i^y)^2] \hat{z} \} + H_0 \hat{n}_H.\end{aligned}\quad (4.11)$$

Para $i = N_F$:

$$\begin{aligned}\vec{H}_i^{ef} &= \frac{H_e^F}{M_s^F} \{ \vec{m}_{i-1} \} - \frac{H_a^F}{(M_s^F)^3} \{ m_i^x [(m_i^y)^2 + (m_i^z)^2] \hat{x} + m_i^y [(m_i^x)^2 + (m_i^z)^2] \hat{y} \} \\ &\quad - \frac{H_a^F}{(M_s^F)^3} \{ m_i^z [(m_i^x)^2 + (m_i^y)^2] \hat{z} \} \\ &\quad + H_0 \hat{n}_H + \frac{H_I}{(M_s^F M_s^A)^{1/2}} \vec{m}_{i+1} + H_{ad} \hat{n}_a.\end{aligned}\quad (4.12)$$

Para $i = N_F + 1$:

$$\vec{H}_i^{ef} = \frac{H_I}{(M_s^F M_s^A)^{1/2}} \{ \vec{m}_{i-1} \} + H_{ad} \hat{n}_a - \frac{H_e^A}{M_s^A} \vec{m}_{i+1} + 2 \frac{H_a^A}{M_s^A} m_i^z \hat{z} + H_0 \hat{n}_H.\quad (4.13)$$

Para $N_F + 1 < i < N_T$:

$$\vec{H}_i^{ef} = -\frac{H_e^A}{M_s^A} \{ \vec{m}_{i-1} + \vec{m}_{i+1} \} + 2 \frac{H_a^A}{M_s^A} m_i^z \hat{z} + H_0 \hat{n}_H.\quad (4.14)$$

Para $i = N_T$:

$$\vec{H}_i^{ef} = -\frac{H_e^A}{M_s^A} \vec{m}_{i-1} + 2 \frac{H_a^A}{M_s^A} m_i^z \hat{z} + H_0 \hat{n}_H.\quad (4.15)$$

Usando em (4.4) os \vec{H}_i^{ef} encontrados, obtemos as relações a seguir.

Para $i = 1$:

$$\frac{d}{dt} [\vec{\eta}_1(t)] = \gamma \left\{ \vec{m}_1^0 + \vec{\eta}_1 \right\} \times \left\{ \frac{H_e^F}{M_s^F} [\vec{m}_2^0 + \vec{\eta}_2] - \frac{H_a^F}{(M_s^F)^3} \vec{v}_1' + H_0 \hat{n}_H \right\}.$$

onde

$$\begin{aligned}\vec{v}_1' &= [m_1^{x0} + \eta_1^x] [m_1^{z0} + \eta_1^z]^2 \hat{x} + \eta_1^y \left[(m_1^{x0})^2 + 2m_1^{x0} \eta_1^x + (m_1^{z0})^2 + 2m_1^{z0} \eta_1^z \right] \hat{y} \\ &\quad + [m_1^{z0} + \eta_1^z] \left[(m_1^{x0})^2 + 2m_1^{x0} \eta_1^x \right] \hat{z}.\end{aligned}$$

e fazendo-se:

$$c_1 = \frac{H_e^F}{M_s^F},$$

$$c_2 = -\frac{H_a^F}{(M_s^F)^3}.$$

$$\begin{aligned} \vec{v}_1'' &= \left[m_1^{x_0} (m_1^{z_0})^2 + 2m_1^{x_0} m_1^{z_0} \eta_1^z + (m_1^{z_0})^2 \eta_1^x \right] \hat{x} + \eta_1^y \left[(m_1^{x_0})^2 + (m_1^{z_0})^2 \right] \hat{y} \\ &+ \left[(m_1^{x_0})^2 m_1^{z_0} + 2m_1^{x_0} m_1^{z_0} \eta_1^x + (m_1^{x_0})^2 \eta_1^z + \frac{H_0}{c_2} \right] \hat{z}. \end{aligned}$$

ficamos com

$$\frac{d}{dt} [\vec{\eta}_1(t)] = \gamma c_1 \left\{ \vec{m}_1^0 \times \vec{\eta}_2 + \vec{\eta}_1 \times \vec{m}_2^0 \right\} + \gamma c_2 \left\{ \vec{m}_1^0 \times \vec{v}_1'' + \vec{\eta}_1 \times \vec{v}_1'' \right\}.$$

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} [\vec{\eta}_1(t)] &= \gamma \left\{ c_1 [m_2^{z_0} \eta_1^y - m_1^{z_0} \eta_2^y] + c_2 \eta_1^y \left[\frac{H_0}{c_2} - (m_1^{z_0})^3 \right] \right\} \hat{x} \\ &+ \gamma c_1 [m_1^{z_0} \eta_2^x - m_1^{x_0} \eta_2^z + m_2^{x_0} \eta_1^z - m_2^{z_0} \eta_1^x] \hat{y} \\ &+ \gamma c_2 \left[3m_1^{x_0} (m_1^{z_0})^2 \eta_1^z + (m_1^{z_0})^3 \eta_1^x - 2(m_1^{x_0})^2 m_1^{z_0} \eta_1^x + (m_1^{x_0})^3 \eta_1^z \right] \hat{y} \\ &- \gamma c_2 \left[m_1^{x_0} m_1^{z_0} \eta_1^x + \frac{H_0}{c_2} \eta_1^x \right] \hat{y} \\ &+ \gamma \left\{ c_1 [m_1^{x_0} \eta_2^y - m_2^{x_0} \eta_1^y] + c_2 (m_1^{x_0})^3 \eta_1^y \right\} \hat{z}. \end{aligned}$$

Usando (4.8), obtemos

$$-\frac{i\Omega}{\gamma} \eta_1^x = \left\{ c_1 m_2^{z_0} + c_2 \left[\frac{H_0}{c_2} - (m_1^{z_0})^3 \right] \right\} \eta_1^y - c_1 m_1^{z_0} \eta_2^y. \quad (4.16)$$

$$\begin{aligned} -\frac{i\Omega}{\gamma} \eta_1^y &= -c_1 m_2^{z_0} \eta_1^x + c_2 \left\{ (m_1^{z_0})^3 - 2(m_1^{x_0})^2 m_1^{z_0} - m_1^{x_0} m_1^{z_0} - \frac{H_0}{c_2} \right\} \eta_1^x \\ &+ \left\{ c_1 m_2^{x_0} + c_2 \left[3m_1^{x_0} (m_1^{z_0})^2 - (m_1^{x_0})^3 \right] \right\} \eta_1^z \\ &+ c_1 m_1^{z_0} \eta_2^x - c_1 m_1^{x_0} \eta_2^z. \end{aligned} \quad (4.17)$$

$$-\frac{i\Omega}{\gamma} \eta_1^z = \left\{ -c_1 m_2^{x_0} + c_2 (m_1^{x_0})^3 \right\} \eta_1^y + c_1 m_1^{x_0} \eta_2^y. \quad (4.18)$$

Para $i = 2$:

$$\frac{d}{dt} [\vec{\eta}_2(t)] = \gamma \left\{ \vec{m}_2^0 + \vec{\eta}_2 \right\} \times \left\{ c_1 \left\{ \vec{m}_1^0 + \vec{\eta}_1 + \vec{m}_3^0 + \vec{\eta}_3 \right\} + c_2 \vec{v}_2' + H_0 \hat{n}_H \right\}.$$

onde

$$\begin{aligned}\vec{v}_2' &= [m_2^{x_0} + \eta_2^x] [(m_2^{z_0})^2 + 2m_2^{z_0}\eta_2^z] \hat{x} \\ &+ \eta_2^y [(m_2^{x_0})^2 + 2m_2^{x_0}\eta_2^x + (m_2^{z_0})^2 + 2m_2^{z_0}\eta_2^z] \hat{y} \\ &+ [m_2^{z_0} + \eta_2^z] [(m_2^{x_0})^2 + 2m_2^{x_0}\eta_2^x] \hat{z}.\end{aligned}$$

e fazendo-se:

$$\begin{aligned}\vec{v}_2'' &= [m_2^{x_0} (m_2^{z_0})^2 + 2m_2^{x_0}m_2^{z_0}\eta_2^z + (m_2^{z_0})^2 \eta_2^x] \hat{x} \\ &+ \eta_2^y [(m_2^{x_0})^2 + (m_2^{z_0})^2] \hat{y} \\ &+ \left[(m_2^{x_0})^2 m_2^{z_0} + 2m_2^{x_0}m_2^{z_0}\eta_2^x + (m_2^{x_0})^2 \eta_2^z + \frac{H_0}{c_2} \right] \hat{z}.\end{aligned}$$

ficamos com

$$\begin{aligned}\frac{d}{dt} [\vec{\eta}_2(t)] &= \gamma c_1 \left\{ \vec{m}_2^0 \times \vec{\eta}_1 + \vec{m}_2^0 \times \vec{\eta}_3 + \vec{\eta}_2 \times \vec{m}_1^0 + \vec{\eta}_2 \times \vec{m}_3^0 \right\} \\ &+ \gamma c_2 \left\{ \vec{m}_2^0 \times \vec{v}_2'' + \vec{\eta}_2 \times \vec{v}_2'' \right\}.\end{aligned}$$

e portanto, chegamos às seguintes equações:

$$-\frac{i\Omega}{\gamma} \eta_2^x = -c_1 m_2^{z_0} \eta_1^y + c_1 [m_3^{z_0} - m_1^{z_0}] \eta_2^y + c_2 \left[\frac{H_0}{c_2} - (m_2^{z_0})^3 \right] \eta_2^y - c_1 m_2^{z_0} \eta_3^y. \quad (4.19)$$

$$\begin{aligned}-\frac{i\Omega}{\gamma} \eta_2^y &= c_1 m_2^{z_0} \eta_1^x - c_1 m_2^{x_0} \eta_1^z \\ &- \left[c_1 m_1^{z_0} - c_2 (m_2^{z_0})^3 + c_2 3 (m_2^{x_0})^2 m_2^{z_0} + H_0 + m_3^{z_0} \right] \eta_2^x \\ &+ c_1 [m_1^{x_0} + m_3^{x_0}] \eta_2^z + c_2 \left[3m_2^{x_0} (m_2^{z_0})^2 - (m_2^{x_0})^3 \right] \eta_2^z \\ &+ c_1 m_2^{z_0} \eta_3^x - c_1 m_2^{x_0} \eta_3^z.\end{aligned} \quad (4.20)$$

$$-\frac{i\Omega}{\gamma} \eta_2^z = c_1 m_2^{x_0} \eta_1^y - c_1 [m_1^{x_0} + m_3^{x_0}] \eta_2^y + c_2 (m_3^{x_0})^3 \eta_2^y + c_1 m_2^{x_0} \eta_3^y. \quad (4.21)$$

E por analogia com o caso anterior, chegamos ao resultado seguinte.

Para $2 < i < N_F$:

$$-\frac{i\Omega}{\gamma} \eta_i^x = -c_1 m_i^{z_0} \eta_{i-1}^y + c_1 [m_{i+1}^{z_0} - m_{i-1}^{z_0}] \eta_i^y + c_2 \left[\frac{H_0}{c_2} - (m_i^{z_0})^3 \right] \eta_i^y - c_1 m_i^{z_0} \eta_{i+1}^y. \quad (4.22)$$

$$\begin{aligned}
-\frac{i\Omega}{\gamma}\eta_i^y &= c_1 m_i^{z_0} \eta_{i-1}^x - c_1 m_i^{x_0} \eta_{i-1}^z - c_1 [m_{i-1}^{z_0} + m_{i+1}^{z_0}] \eta_i^x \\
&+ c_2 [(m_i^{z_0})^3 - 3(m_i^{x_0})^2 m_i^{z_0}] \eta_i^x \\
&- H_0 \eta_i^x + c_1 [m_{i-1}^{x_0} + m_{i+1}^{x_0}] \eta_i^z + c_2 [3m_i^{x_0} (m_i^{z_0})^2 - (m_i^{x_0})^3] \eta_i^z \\
&+ c_1 m_i^{z_0} \eta_{i+1}^x - c_1 m_i^{x_0} \eta_{i+1}^z.
\end{aligned} \tag{4.23}$$

$$-\frac{i\Omega}{\gamma}\eta_i^z = c_1 m_i^{x_0} \eta_{i-1}^y - c_1 [m_{i-1}^{x_0} + m_{i+1}^{x_0}] \eta_i^y + c_2 (m_{i+1}^{x_0})^3 \eta_i^y + c_1 m_i^{x_0} \eta_{i+1}^y. \tag{4.24}$$

Somando-se a isso, para $i = N_F$, obtemos:

$$\begin{aligned}
-\frac{i\Omega}{\gamma}\eta_i^x &= -c_1 m_i^{z_0} \eta_{i-1}^y + [c_1 m_{i-1}^{z_0} - c_2 (m_i^{z_0})^3 + c_3 m_{i+1}^{z_0} + H_0 + H_{ad}] \eta_i^y \\
&- c_3 m_i^{z_0} \eta_{i+1}^y.
\end{aligned} \tag{4.25}$$

$$\begin{aligned}
-\frac{i\Omega}{\gamma}\eta_i^y &= c_1 m_i^{z_0} \eta_{i-1}^x - c_1 m_i^{x_0} \eta_{i-1}^z - [c_1 m_{i-1}^{z_0} - c_2 (m_i^{z_0})^3] \eta_i^x \\
&- c_2 \left[3(m_i^{x_0})^2 m_i^{z_0} + \frac{H_0}{c_2} + H_{ad} + c_3 m_{i+1}^{z_0} \right] \eta_i^x \\
&+ [c_1 m_{i-1}^{x_0} + c_3 m_{i+1}^{x_0} + c_2 3m_i^{x_0} (m_i^{z_0})^2 - c_2 (m_i^{x_0})^3] \eta_i^z \\
&+ c_3 m_i^{z_0} \eta_{i+1}^x - c_3 m_i^{x_0} \eta_{i+1}^z.
\end{aligned} \tag{4.26}$$

$$-\frac{i\Omega}{\gamma}\eta_i^z = c_1 m_i^{x_0} \eta_{i-1}^y - [c_1 m_{i-1}^{x_0} - c_2 (m_i^{x_0})^3 + c_3 m_{i+1}^{x_0}] \eta_i^y + c_3 m_i^{x_0} \eta_{i+1}^y. \tag{4.27}$$

onde

$$c_3 = -\frac{H_I}{\sqrt{M_S^F M_S^A}}$$

Utilizamos o mesmo procedimento dos casos anteriores, que representam o filme ferromagnético, para obtermos as equações relacionadas com as monocamadas do filme antiferromagnético. Os resultados encontrados foram obtidos como segue.

Para $i = N_F + 1$:

$$\frac{d}{dt} [\vec{\eta}_i(t)] = \gamma \{ \vec{m}_i^0 + \vec{\eta}_i \} \times \vec{v}_4 t.$$

onde

$$\vec{v}_4 t = c_3 \{ \vec{m}_{i-1}^0 + \vec{\eta}_{i-1} \} + c_4 \{ \vec{m}_{i+1}^0 + \vec{\eta}_{i+1} \} + c_5 \{ m_i^{z_0} + \eta_i^z \} \hat{z} + H_0 \hat{n}_H + H_{ad} \hat{n}_a.$$

com

$$c_4 = -\frac{H_e^A}{M_S^A}.$$

$$c_5 = 2\frac{H_a^A}{M_S^A}.$$

Portanto,

$$-\frac{i\Omega}{\gamma}\eta_i^x = -c_3m_i^{z_0}\eta_{i-1}^y + [c_3m_{i-1}^{z_0} + c_4m_{i+1}^{z_0}H_{ad} + c_5m_i^{z_0} + H_0]\eta_i^y - c_4m_i^{z_0}\eta_{i+1}^y. \quad (4.28)$$

$$-\frac{i\Omega}{\gamma}\eta_i^y = c_3m_i^{z_0}\eta_{i-1}^x - c_3m_i^{x_0}\eta_{i-1}^z + [c_3m_{i-1}^{z_0} + c_4m_{i+1}^{z_0} - H_0 - c_5m_i^{z_0} - H_{ad}]\eta_i^x + [c_3m_{i-1}^{x_0} + c_4m_{i+1}^{x_0} - c_5m_i^{x_0}]\eta_i^z + c_4m_i^{z_0}\eta_{i+1}^x - c_4m_i^{x_0}\eta_{i+1}^z. \quad (4.29)$$

$$-\frac{i\Omega}{\gamma}\eta_i^z = c_3m_i^{x_0}\eta_{i-1}^y - [c_3m_{i-1}^{x_0} + c_4m_{i+1}^{x_0}]\eta_i^y + c_4m_i^{x_0}\eta_{i+1}^y. \quad (4.30)$$

Para $N_F + 1 < i < N_T$:

$$\frac{d}{dt}[\vec{\eta}_i(t)] = \gamma \{ \vec{m}_i^0 + \vec{\eta}_i \} \times \vec{v}_5 t.$$

onde

$$\vec{v}_5 t = c_4 [\vec{m}_{i-1}^0 + \vec{\eta}_{i-1} + \vec{m}_{i+1}^0 + \vec{\eta}_{i+1}] + c_5 [m_i^{z_0} + \eta_i^z] \hat{z} + H_0 \hat{n}_H.$$

com isso:

$$-\frac{i\Omega}{\gamma}\eta_i^x = -c_4m_i^{z_0}\eta_{i-1}^y + [c_4m_{i-1}^{z_0} + c_4m_{i+1}^{z_0} + c_5m_i^{z_0} + H_0]\eta_i^y - c_4m_i^{z_0}\eta_{i+1}^y. \quad (4.31)$$

$$-\frac{i\Omega}{\gamma}\eta_i^y = c_4m_i^{z_0}\eta_{i-1}^x - c_4m_i^{x_0}\eta_{i-1}^z - \{c_4[m_{i-1}^{z_0} + m_{i+1}^{z_0}] + H_0\}\eta_i^x - c_5m_i^{z_0}\eta_i^x + [c_4m_{i-1}^{x_0} + c_4m_{i+1}^{x_0} - c_5m_i^{x_0}]\eta_i^z + c_4m_i^{z_0}\eta_{i+1}^x - c_4m_i^{x_0}\eta_{i+1}^z. \quad (4.32)$$

$$-\frac{i\Omega}{\gamma}\eta_i^z = c_4 m_i^{x_0} \eta_{i-1}^y - c_4 [m_{i-1}^{x_0} + m_{i+1}^{x_0}] \eta_i^y + c_4 m_i^{x_0} \eta_{i+1}^y. \quad (4.33)$$

Para $i = N_T$:

$$\frac{d}{dt} [\vec{\eta}_i(t)] = \gamma \{ \vec{m}_i^0 + \vec{\eta}_i \} \times \vec{v}_6 t.$$

onde

$$\vec{v}_6 t = c_4 [\vec{m}_{i-1}^0 + \vec{\eta}_{i-1}] + c_5 [m_i^{z_0} + \eta_i^z] \hat{z} + H_0 \hat{n}_H.$$

e portanto:

$$-\frac{i\Omega}{\gamma}\eta_i^x = -c_4 m_i^{z_0} \eta_{i-1}^y + [c_4 m_{i-1}^{z_0} + c_5 m_i^{z_0} + H_0] \eta_i^y. \quad (4.34)$$

$$\begin{aligned} -\frac{i\Omega}{\gamma}\eta_i^y &= c_4 m_i^{z_0} \eta_{i-1}^x - c_4 m_i^{x_0} \eta_{i-1}^z - [c_4 m_{i-1}^{z_0} + H_0 + c_5 m_i^{z_0}] \eta_i^x \\ &\quad + [c_4 m_{i-1}^{x_0} - c_5 m_i^{x_0}] \eta_i^z. \end{aligned} \quad (4.35)$$

$$-\frac{i\Omega}{\gamma}\eta_i^z = c_4 m_i^{x_0} \eta_{i-1}^y - c_4 m_{i-1}^{x_0} \eta_i^y. \quad (4.36)$$

Assim, temos um conjunto de $3N_T$ equações homogêneas e lineares, com $3N_T$ incógnitas. Podemos dispor as equações encontradas como uma matriz quadrada de ordem $3N_T \times 3N_T$, e que tem a seguinte estrutura:

$$\begin{pmatrix} \frac{-i\Omega}{\gamma} & M_{1,2} & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & M_{1,3N_T} \\ M_{2,1} & \frac{-i\Omega}{\gamma} & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \frac{-i\Omega}{\gamma} & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \frac{-i\Omega}{\gamma} & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \frac{-i\Omega}{\gamma} & \cdot \\ M_{3N_T,1} & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \frac{-i\Omega}{\gamma} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \eta_1^x \\ \eta_1^y \\ \eta_1^z \\ \cdot \\ \cdot \\ \cdot \\ \eta_{3N_T}^x \\ \eta_{3N_T}^y \\ \eta_{3N_T}^z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ \cdot \\ \cdot \\ \cdot \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (4.37)$$

onde $M_{n,m}$, representa o elemento da linha n e da coluna m , com $1 \leq n, m \leq 3N_T$.

Na forma matricial, a equação (4.37) pode ser escrita como:

$$\left(-\frac{i\Omega}{\gamma} [I] + [M] \right) \begin{pmatrix} \eta_1^x \\ \eta_1^y \\ \eta_1^z \\ \cdot \\ \cdot \\ \cdot \\ \eta_{3N_T}^x \\ \eta_{3N_T}^y \\ \eta_{3N_T}^z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ \cdot \\ \cdot \\ \cdot \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (4.38)$$

onde $[I]$ é a matriz identidade e $[M]$ representa a matriz formada pelos elementos que estão fora da diagonal principal na matriz quadrada da equação (4.37).

Resolvemos a equação característica (4.38) utilizando o programa computacional que será descrito na seção 4.2, e obtemos os autovalores e autovetores do sistema para vários valores de campo externo (H_0). Ao determinarmos os $3N_T$ autovalores de (4.38), estamos determinando também as $3N_T$ frequências naturais do sistema (Ω), pois sabemos que: $\lambda = -i\Omega/\gamma$, onde λ representa os autovalores de (4.38). Os resultados obtidos para as frequências características do sistema, assim como os detalhes do procedimento usado para obtê-los e as discussões físicas dos mesmos, encontram-se na seção 4.2.

4.2 Resultados e Discussões

A partir dos resultados obtidos na seção 3.4, onde determinamos as componentes paralela e perpendicular das magnetizações para cada valor de campo H_0 (ver gráficos da seção 3.4), resolvemos numericamente a equação característica (4.38).

Para isso, usamos um programa, desenvolvido em Linguagem Fortran, o qual utiliza como dados de entrada: os mesmos parâmetros do sistema (H_e^F , H_e^A , M_S^F , M_S^A , H_a^F , H_a^A , H_I e H_{ad}) que aqueles considerados na seção 3.4 e as componentes das magnetizações que foram obtidas naquela seção. Nesse programa, escrevemos os elementos da matriz quadrada da equação (4.37), obtidos analiticamente na seção anterior e usamos uma subrotina interna do Fortran para obtermos os autovalores, λ , da matriz e relaciona-los com as frequências de oscilação, Ω , através da relação $\lambda = -i\Omega/\gamma$. É importante observar que os autovalores da matriz, obtidos numericamente, que não forem *imaginários puros*, devem ser desconsiderados, pois representam frequências imaginárias.

Nossos principais resultados são apresentados nos gráficos a seguir. Neles mostramos o comportamento das duas menores frequências de oscilação (frequências naturais) obtidas para algumas bicamadas magnéticas F/AF. Essas frequências foram representadas nos gráficos por: F_MIN1 e F_MIN2, e foram esboçadas em função do campo magnético externo, H_0 . As linhas sólidas mostradas nos gráficos, são para uma melhor visualização dos resultados obtidos. Da mesma forma que no estudo do comportamento estático do sistema (capítulo 3), não variamos o número de monocamadas do filme ferromagnético.

Os resultados das simulações em que o filme ferromagnético é constituído de três monocamadas, crescido sobre o filme antiferromagnético com um número ímpar de monocamadas atômicas, foram os seguintes:

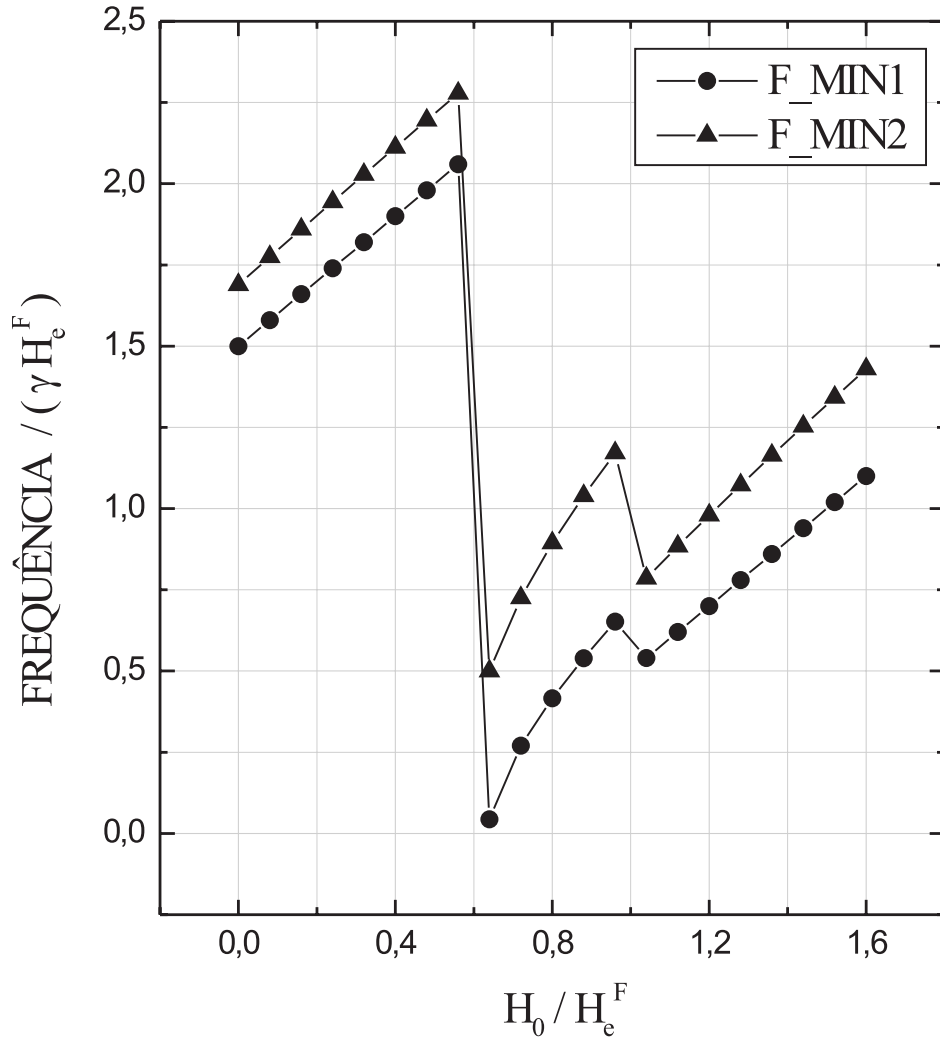


Figura 4.1: Variação das duas menores frequências de oscilação (F_{MIN1} e F_{MIN2}) para uma bicamada com 3 monocamadas ferromagnéticas ($N_F = 3$), 3 antiferromagnéticas ($N_A = 3$) e uma interação ferromagnética na interface ($H_I > 0$).

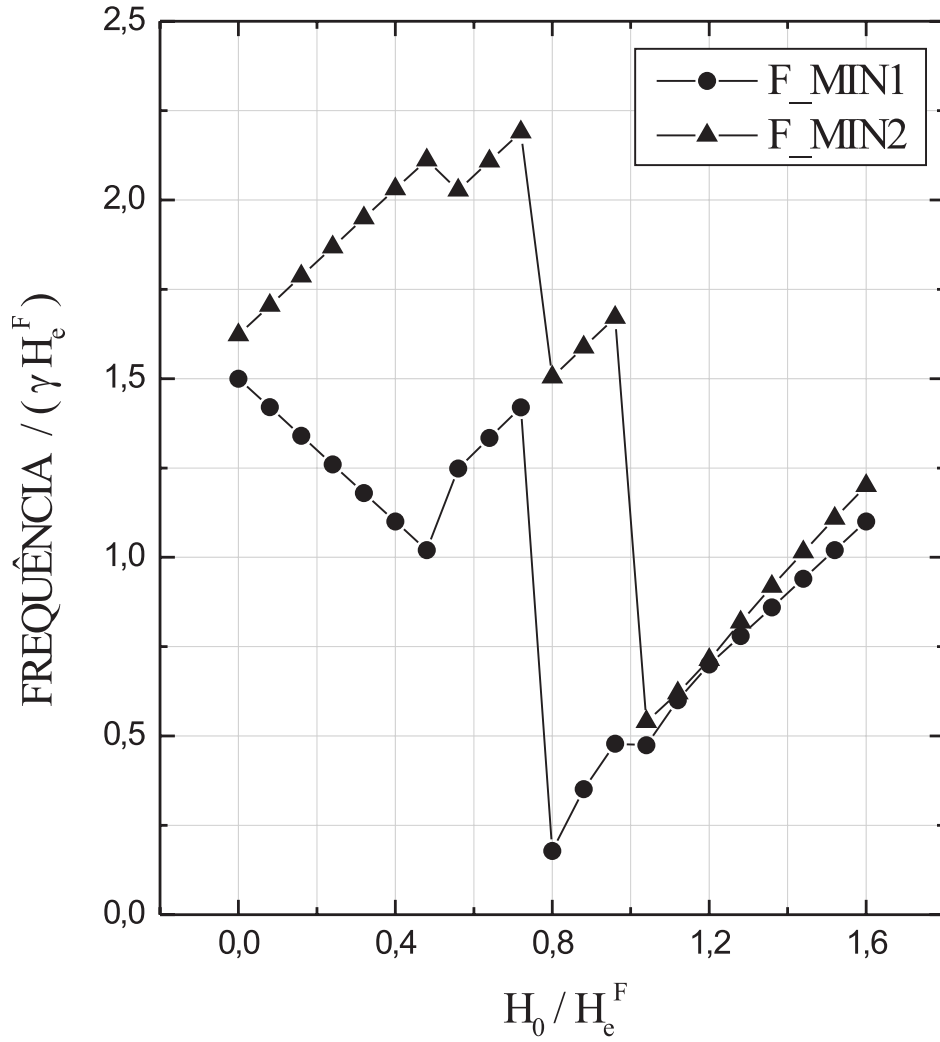


Figura 4.2: Variação das duas menores frequências de oscilação (F_MIN1 e F_MIN2) para uma bicamada com 3 monocamadas ferromagnéticas ($N_F = 3$), 3 antiferromagnéticas ($N_A = 3$) e uma interação antiferromagnética na interface ($H_I < 0$).

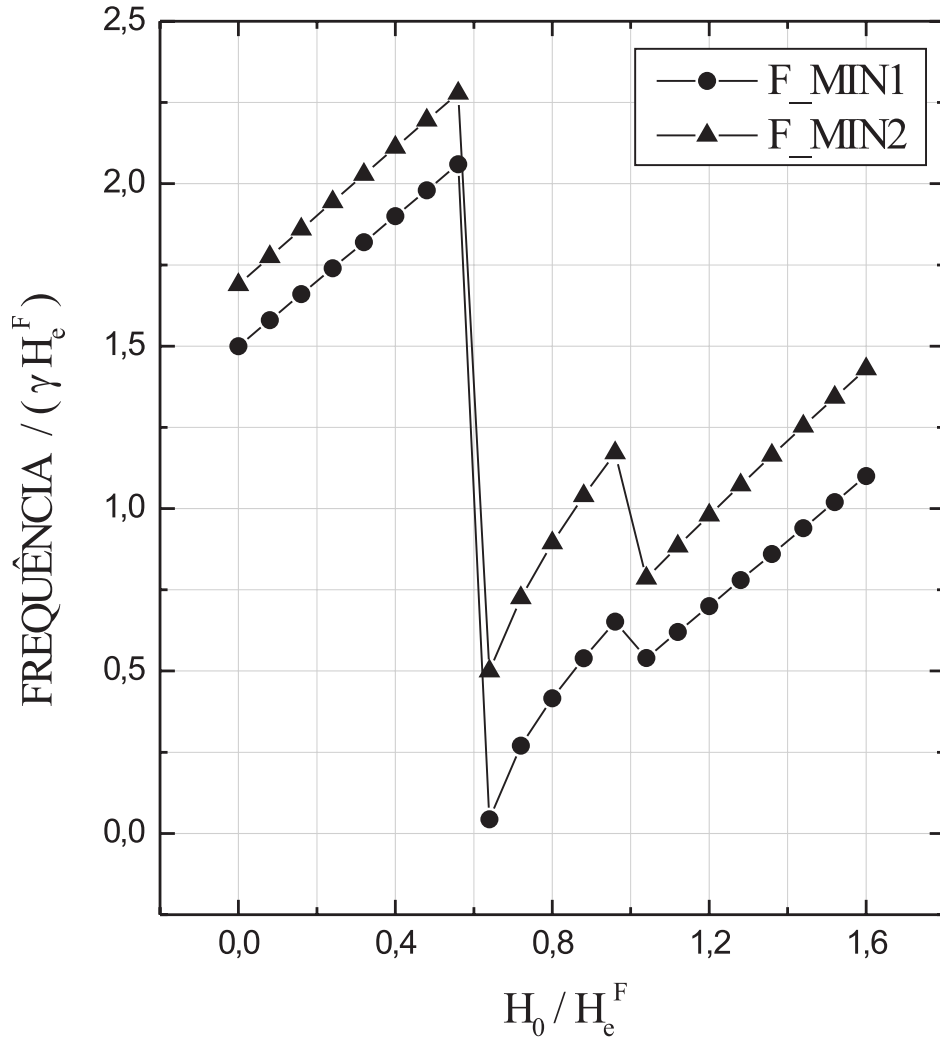


Figura 4.3: Variação das duas menores frequências de oscilação (F_{MIN1} e F_{MIN2}) para uma bicamada com 3 monocamadas ferromagnéticas ($N_F = 3$), 9 antiferromagnéticas ($N_A = 9$) e uma interação ferromagnética na interface ($H_I > 0$).

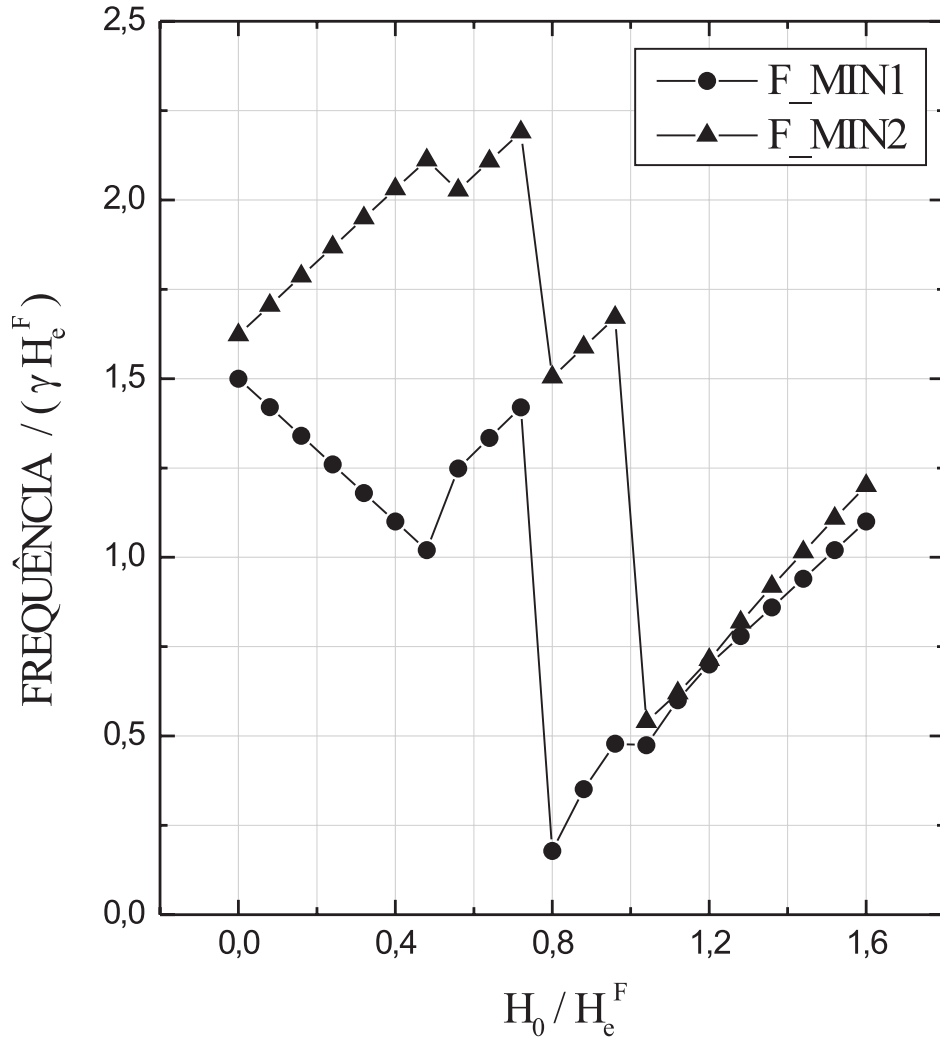


Figura 4.4: Variação das duas menores frequências de oscilação (F_MIN1 e F_MIN2) para uma bicamada com 3 monocamadas ferromagnéticas ($N_F = 3$), 9 antiferromagnéticas ($N_A = 9$) e uma interação antiferromagnética na interface ($H_I < 0$).

E para os casos onde o filme antiferromagnético é formado por um número par de monocamadas atômicas, obtemos os seguintes resultados:

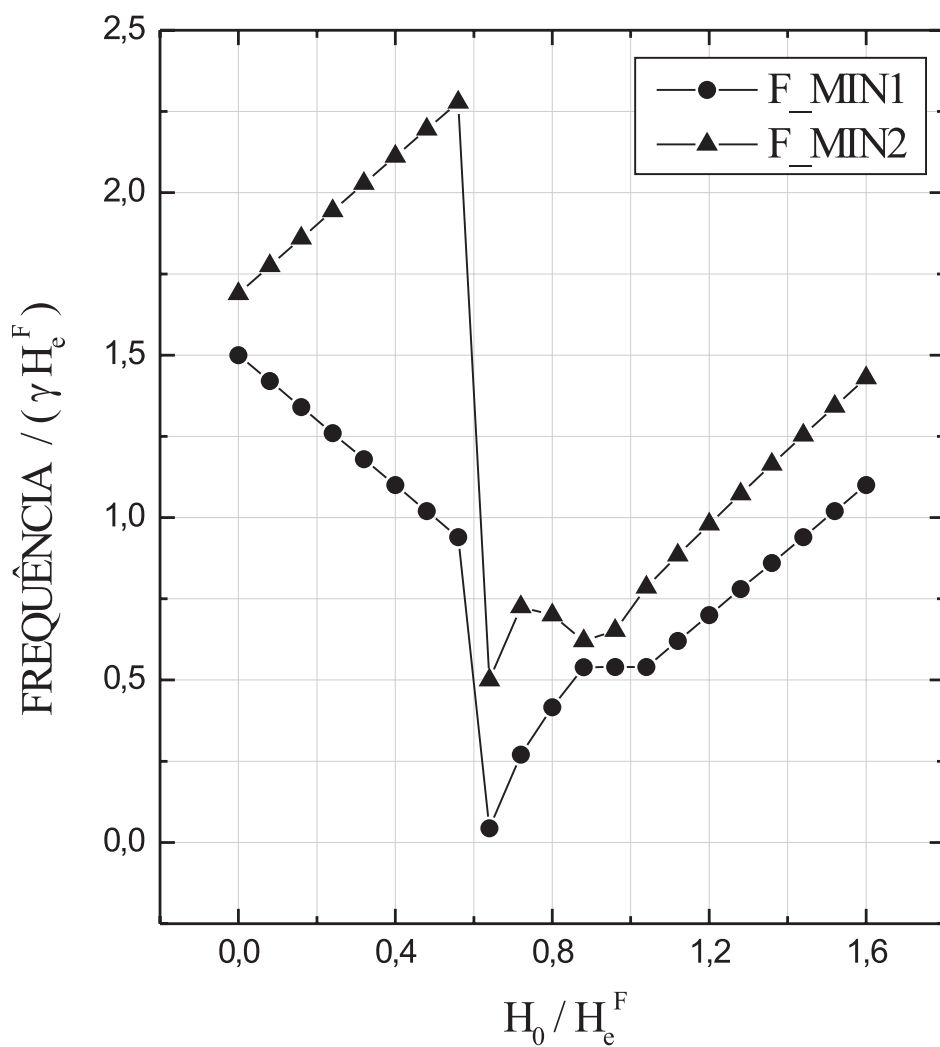


Figura 4.5: Variação das duas menores frequências de oscilação (F_{MIN1} e F_{MIN2}) para uma bicamada com 3 monocamadas ferromagnéticas ($N_F = 3$), 4 antiferromagnéticas ($N_A = 4$) e uma interação ferromagnética na interface ($H_I > 0$).

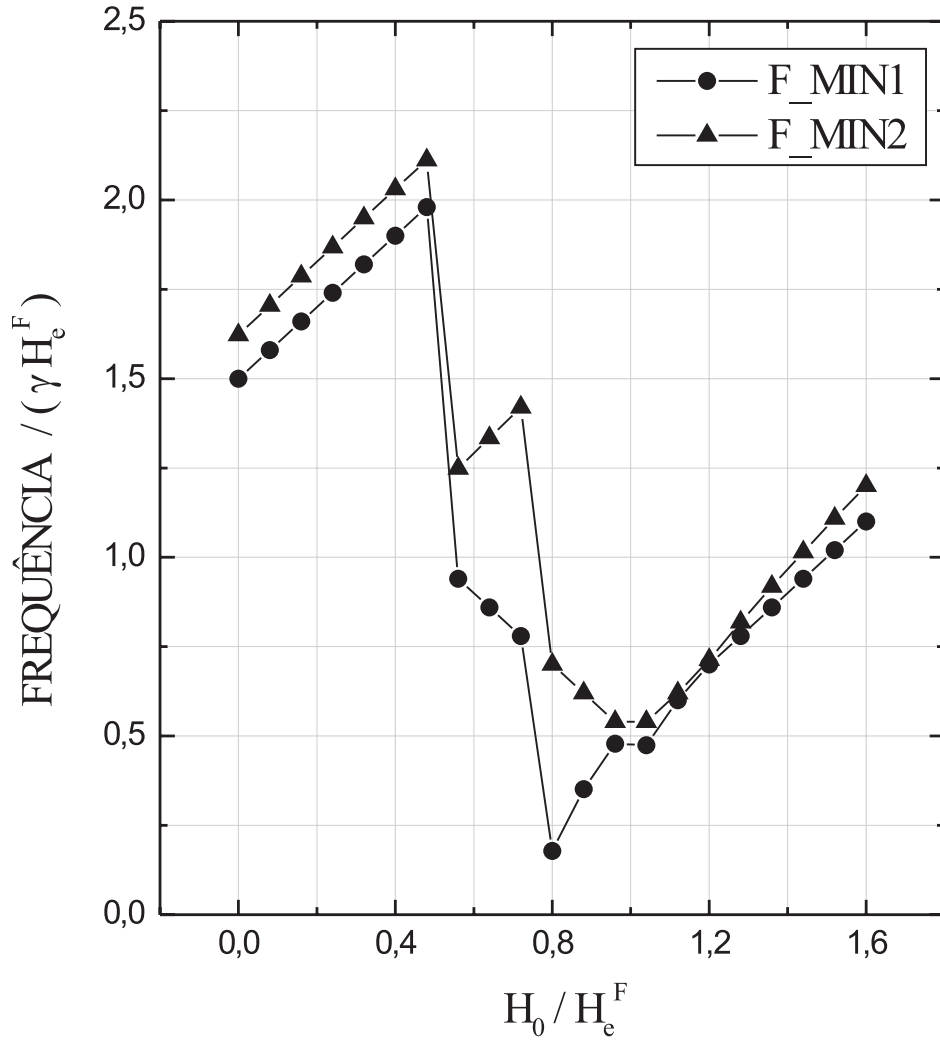


Figura 4.6: Variação das duas menores frequências de oscilação (F_{MIN1} e F_{MIN2}) para uma bicamada com 3 monocamadas ferromagnéticas ($N_F = 3$), 4 antiferromagnéticas ($N_A = 4$) e uma interação antiferromagnética na interface ($H_I < 0$).

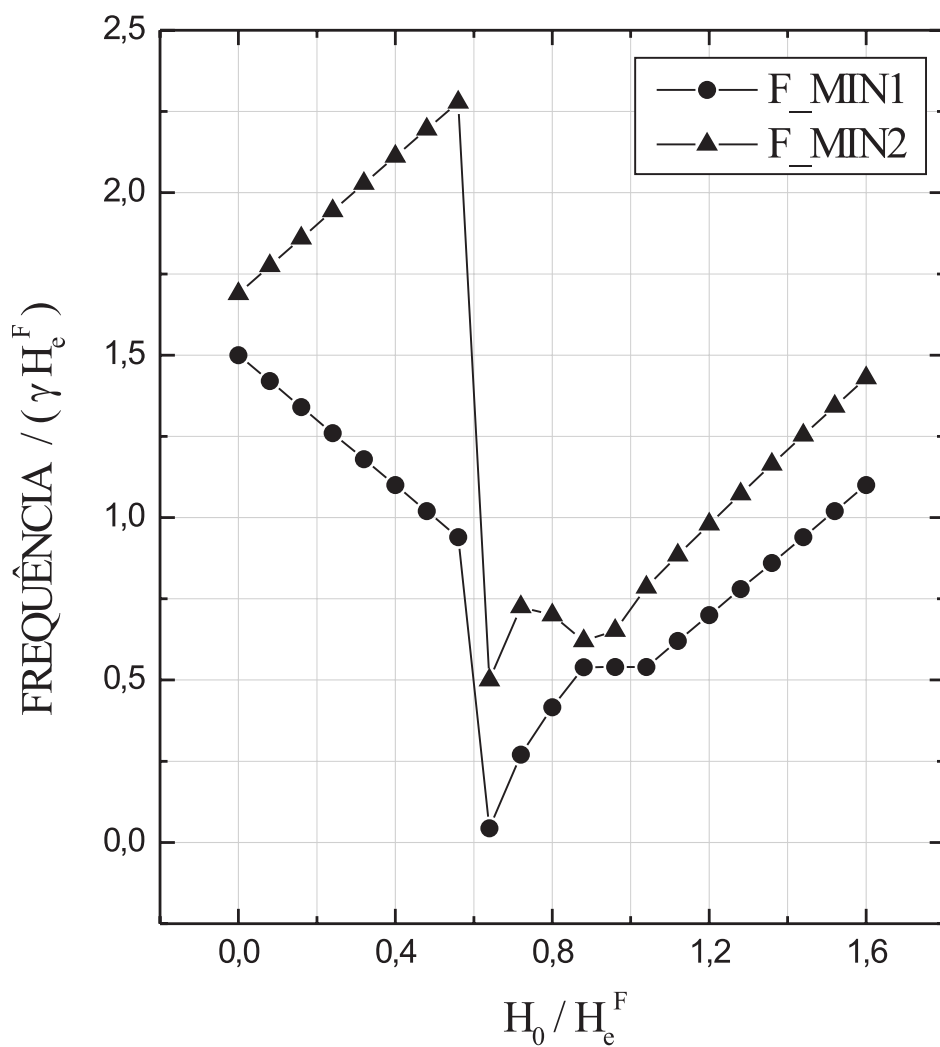


Figura 4.7: Variação das duas menores frequências de oscilação (F_MIN1 e F_MIN2) para uma bicamada com 3 monocamadas ferromagnéticas ($N_F = 3$), 10 antiferromagnéticas ($N_A = 10$) e uma interação ferromagnética na interface ($H_I > 0$).

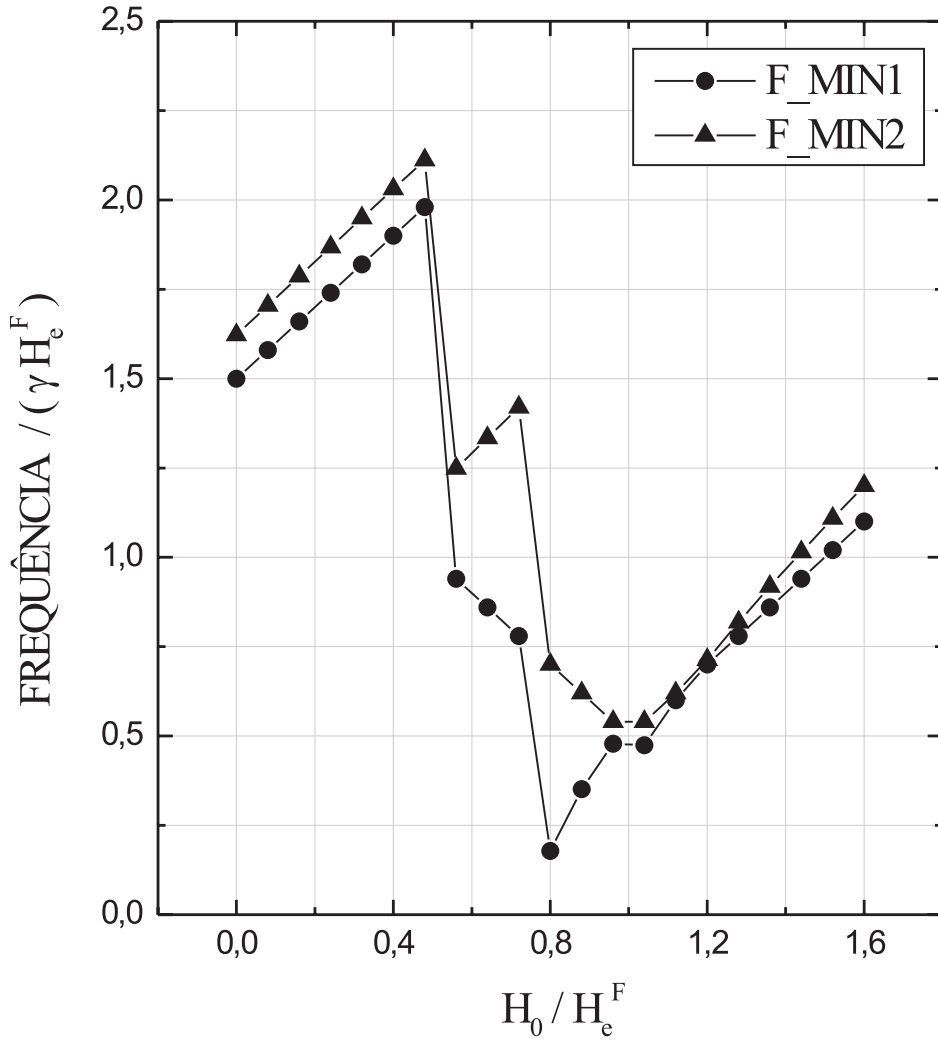


Figura 4.8: Variação das duas menores frequências de oscilação (F_MIN1 e F_MIN2) para uma bicamada com 3 monocamadas ferromagnéticas ($N_F = 3$), 10 antiferromagnéticas ($N_A = 10$) e uma interação antiferromagnética na interface ($H_I < 0$).

Analisando os gráficos das frequências que obtemos, podemos notar a similaridade que existe entre aqueles em que os filmes AF são constituídos de um número ímpar de monocamadas atômicas e possuem o mesmo tipo de interação de interface, $H_I > 0$ ou $H_I < 0$. O que também ocorre para os sistemas formados de um

número par de monocamadas AF e com mesmo tipo de interação de interface. Podemos analisar, por exemplo, as figuras: (4.1) e (4.3), que têm um número ímpar de monocamadas AF e uma interação de interface tipo ferromagnética ($H_I > 0$). Observamos nesses sistemas, que suas frequências características possuem um comportamento semelhante ao de um material ferromagnético³⁹ até um certo valor de campo magnético (H_0/H_e^F) próximo de 0,6, que é interrompido por uma descontinuidade. Após isso, o comportamento ferromagnético se repete, sendo interrompido ainda por outra descontinuidade próximo de 0,9 (valor de H_0/H_e^F). As descontinuidades abruptas que observamos para esses sistemas podem representar duas transições de fase de primeira ordem³⁷. Não podemos afirmar, precisamente, que as descontinuidades nas relações de dispersão de um determinado sistema, correspondem à transições de fase, o que podemos garantir é que, seguramente, se houver transição de fase para um determinado valor de campo magnético, haverá descontinuidade da frequência para esse valor de campo. Isso pode ser observado, comparando os resultados das magnetizações para os mesmos sistemas das figuras (4.3) e (4.5), que são mostrados nas figuras (3.4) e (3.6) da seção 3.4 em que, certamente, há uma transição de fase para um valor de H_0/H_e^F em torno de 0,9. A partir das curvas de magnetização, mostradas na seção 3.4, para os sistemas com um número ímpar de monocamadas atômicas e com $H_I > 0$, figuras: (3.4) e (3.6), observamos que esses sistemas apresentam apenas uma transição de fase.

Em relação as bicamadas das figuras (4.2) e (4.4), que possuem um número ímpar de monocamadas atômicas e uma interação antiferromagnética na interface ($H_I < 0$) observamos, através das duas menores frequências de oscilação, um comportamento antiferromagnético até um valor de H_0/H_e^F em torno de 0,5. Sendo que, após esse valor, o comportamento das curvas são similares ao dos materiais ferromagnéticos, como observamos para os sistemas das figuras (4.1) e (4.3)³⁹. As curvas das frequências características para esses sistemas, após o valor de campo de 0,5,

são interrompidas por três descontinuidades, o que não significa necessariamente a ocorrência de três transições de fase, como comentamos anteriormente. Comparando os resultados das figuras (4.2) e (4.4), com aqueles mostrados nas figuras (3.5) e (3.7) da seção 3.4, que representam as curvas de magnetização para os mesmos sistemas, podemos identificar que as descontinuidades em (4.2) e (4.4) que representam regiões de transição, são aquelas em torno dos valores 0,5 e 1,0 de H_0/H_e^F , como mostram os resultados das figuras (3.5) e (3.7).

Para os sistemas constituídos de um número par de monocamadas atômicas antiferromagnéticas, podemos observar através das curvas de magnetização, figuras: (3.8), (3.9), (3.10) e (3.11), que eles apresentam apenas uma transição de fase, e todas elas ocorrem para o mesmo valor de H_0/H_e^F , em torno de 1,0. Esse comportamento é observado para essas bicamadas magnéticas, independente do tipo de interação de interface que possuem, isto é, qualquer que seja o sinal de H_I . Observando os resultados obtidos para as frequências características desses sistemas, podemos notar um comportamento semelhante apenas para aquelas bicamadas que possuem a mesma interação de interface, como mostram as figuras (4.5) e (4.7), para $H_I > 0$, e (4.6) e (4.8) para $H_I < 0$. Podemos observar, nas curvas de frequência para os sistemas em questão, que os mesmos têm um comportamento similar àqueles dos materiais ferromagnéticos para valores de campo (H_0/H_e^F) a partir de 1,0 que é, aproximadamente, o valor de campo onde ocorrem as saturações desses sistemas, como mostram os resultados das figuras: (3.8), (3.9), (3.10) e (3.11). Portanto, os resultados obtidos para as frequências naturais de oscilação são satisfatórios, uma vez que as bicamadas magnéticas, quando em seus estados de saturação, devem se comportar como materiais ferromagnéticos, uma vez que todos os vetores magnetização dos filmes apontam numa mesma direção.

Capítulo 5

Conclusões e Perspectivas

Consideramos que a contribuição desse trabalho é, principalmente, o desenvolvimento de um modelo teórico para o estudo de bicamadas magnéticas F/AF, o qual analisa em detalhes o comportamento dos filmes que constituem esses sistemas. Para isso, utilizamos vetores proporcionais às magnetizações dos planos atômicos que compõem os filmes para representar esses objetos. Ressaltamos que, na maioria dos trabalhos publicados em relação a esses sistemas, os autores tratam os filmes magnéticos de uma forma macroscópica. Eles consideram que os vetores momento magnético dos filmes que constituem a bicamada podem ser representados por um único vetor proporcional a magnetização do filme^{30,31,37}, isto é, considerando-se o eixo z como sendo a direção que privilegia a magnetização no filme ferromagnético (F), a magnetização líquida deste faz um ângulo β em relação a esse eixo. Enquanto que, a magnetização resultante do filme antiferromagnético (AF) faz um ângulo α em relação ao mesmo eixo. Nesse modelo, os vetores magnetização dos filmes determinam as orientações destes em relação ao plano de interface.

Em nosso modelo, os filmes foram descritos por vários planos monoatômicos e cada um desses planos representado por um vetor magnetização. Imaginamos que essa descrição dos filmes é importante, pelo fato da dimensão desses sistemas ser microscópica. Dessa forma, os efeitos de superfície, juntamente com os de inter-

face, que em muito influenciam no comportamento dos materiais magnéticos de dimensões atômicas³², podem ser considerados com maiores detalhes. Isso significa que a influência do acoplamento dos filmes, somada aos efeitos de superfície, podem afetar o comportamento dos filmes magnéticos que compõem as bicamadas sob a influência de campo magnético externo de forma diferente para as várias regiões desses filmes, e com isso, o comportamento de um momento magnético desses filmes que está próximo da interface é diferente daquele que está mais afastado. E utilizando o modelo proposto, esses aspectos de ordem microscópica que os filmes magnéticos finos apresentam, somados aos efeitos mencionados anteriormente podem ser considerados. O tratamento *quase microscópico* que utilizamos, permite determinar com uma boa precisão, até mesmo os ângulos que os vetores magnetização, que usamos para representar as monocamadas dos filmes, fazem com a direção fácil de magnetização no plano atômico da interface no estado de equilíbrio, que em nosso trabalho coincide com a direção de aplicação do campo magnético externo sob os sistemas.

O método numérico que desenvolvemos pode ser aprimorado no intuito de se obter resultados com boa precisão para bicamadas magnéticas F/AF constituídas por filmes mais espessos do que aqueles que consideramos. Esse método mostrou-se bastante eficaz na obtenção de resultados precisos, o que possibilitou-nos a determinação de curvas de magnetização e frequências características dos sistemas estudados. Deve ser mencionado que a não-linearidade das equações que caracterizam os sistemas estudados, exige grandes esforços para que se possa resolvê-las. No entanto, nosso método numérico forneceu bons resultados em tempos computacionais relativamente curtos. Utilizamos um número da ordem de 100.000 iterações na obtenção das configurações de equilíbrio dos sistemas, e para isso, nosso programa leva um tempo de execução de aproximadamente 15 minutos. O número de iterações que utilizamos foi suficiente para obtermos excelentes resultados. Para comprovarmos essa afirmação, executamos o programa utilizando até 1.000.000 de iterações, o que

não modificou significativamente os resultados obtidos. Considerando que o tempo computacional para isso é de até 15 vezes maior, não achamos necessário ultrapassar às 100.000 iterações na obtenção dos resultados.

Em todo o estudo por nós realizado, consideramos a aplicação de um campo magnético externo paralelo ao plano da interface e na mesma direção da anisotropia nessa região. Uma análise mais detalhada pode ser feita, variando-se a direção do campo externo nas direções de anisotropia dos filmes.

Optamos por representar o efeito de tendência na interface dos filmes (ou anisotropia de interface como é frequentemente conhecida^{30,33-35}), através de uma anisotropia unidirecional, H_{ad} , o que não é a única forma de descrever esse efeito. Pode-se pensar em descreve-lo, usando uma interação de troca (“exchange”) que apresenta uma preferência (“bias”) em uma das direções fáceis de anisotropia, o que é feito na descrição de “exchange bias” para os sistemas F/AF acoplados^{31,33-36}. Esse tipo de consideração pode ser feita, e os resultados encontrados com tal procedimento comparados com os que obtemos neste trabalho a partir do nosso modelo teórico.

Pretendemos realizar um estudo macroscópico do comportamento desses sistemas para que possamos comparar o quanto o nosso método é eficiente. Esperamos que um estudo da resposta média desses sistemas à influência de campo magnético externo, com a determinação da *suscetibilidade magnética* para os mesmos, possa satisfazer nossas perspectivas em se tratando de comprovações experimentais que venham a ser realizadas.

Bibliografia

- ¹ Ver por exemplo: S.M. Rezende, *A Física de Materiais e Dispositivos Eletrônicos* (Editora da Universidade Federal de Pernambuco, Recife, 1996).
- ² Ver por exemplo: M.A. Novak, “Introdução ao Magnetismo” (I Escola Brasileira de Magnetismo, São Paulo, 1998) e referências citadas.
- ³ Detalhes podem ser obtidos em: M. Knobel, “Fenômenos de Magnetotransporte Gigante: Magnetoresistência e Magnetoimpedância” (I Escola Brasileira de Magnetismo, São Paulo, 1998) e referências citadas.
- ⁴ S.M. Rezende, *Magnetismo e Materiais Magnéticos no Brasil* (I Escola Brasileira de Magnetismo, São Paulo, 1998) e referências citadas.
- ⁵ Ver por exemplo: D.H. Mosca, “Magnetismo em Filmes Finos” (I Escola Brasileira de Magnetismo, São Paulo, 1998) e referências citadas.
- ⁶ C.C. Tannoudji, B. Diu, F. Laloë, *Quantum Mechanics, Vol. II* (John Wiley & Sons. Inc., New York, 1977).
- ⁷ R. Eisberg, R. Resnick, *Física Quântica: Átomos, Moléculas, Sólidos, Núcleos e Partículas* (Editora Campus Ltda., Rio de Janeiro, 1979).
- ⁸ S.R.A. Salinas, *Introdução à Física Estatística* (Edusp, São Paulo, 1999).
- ⁹ V.D. de Melo, *Dissertação de Mestrado - Universidade Federal do Rio Grande do Norte* (1997).

- ¹⁰ S.S.P. Parkin, N. More, and K.P. Roche, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 304 (1990).
- ¹¹ N.S. Almeida and D.L. Mills, *Phys. Rev. B* **52**, 13504 (1995).
- ¹² M. Rühlig, R. Schäfer, A. Hubert, J.A. Wof, S. Demokritov and P. Grünberg, *Phys. Status Solidi A* **125**, 635 (1991).
- ¹³ J.C. Slonczewski (pre-print).
- ¹⁴ E. E. Fullerton and M. Grimsditch (pre-print).
- ¹⁵ N.W. Ashcroft and N.D. Mermin, *Solid State Physics* (Holt, Rinehart and Winston, New York, 1976).
- ¹⁶ W.H. Meiklejohn and C.P. Bean, *Phys. Rev.* **102**, 1413 (1957).
- ¹⁷ J. Nogués and Ivan K. Schuller, *J. Magn. Magn. Mater.* **192**, 203 (1999).
- ¹⁸ W.H. Meiklejohn, *J. Appl. Phys.* **33** (1962).
- ¹⁹ C.P. Bean, in: C.A. Neugebauer, J.B. Newkirk, D.A. Vermilyea, *Structure and Properties of Thin Films* (Wiley, New York, 1960).
- ²⁰ W.H. Meiklejohn, C.P. Bean, *Phys. Rev.* **105**, 904 (1957).
- ²¹ E.P. Wohlfarth, *Adv. Phys.* **8**, 87 (1959).
- ²² H. Schmid, *Cobalt* **6**, 8 (1960).
- ²³ F.S. Luborsky, *Electro-Technology* (Sept. 1962).
- ²⁴ I.S. Jacobs, in: G.T. Rado, H. Suhl (Eds.), *Magnetism* (Academic press, New York, 1963).
- ²⁵ J.S. Kouvel, *J. Phys. Chem. Sol.* **24**, 795 (1963).

- ²⁶ A. Yelon, in: M.H. Francombe, R.W. Hoffman (Eds.), *Physics of Thin Films, Vol 6* (Academic Press, New York and London, 1971).
- ²⁷ N.H. March, P. Lambin, F. Herman, J. Magn. Mater. **44**, 1 (1999).
- ²⁸ C. Kittel, *Introduction to Solid State Physics* (John Wiley & Sons. Inc., New York, 1971).
- ²⁹ I.K. Schuller, S. Kim, C. Leighton, J. Magn. Mater. **200**, 571 (1999).
- ³⁰ A.L. Dantas, Tese de Doutorado - Universidade Federal do Rio Grande do Norte (1999).
- ³¹ S.M. Rezende, A. Azevedo, J.R. Fermin, M.A. Lucena and F.M. de Aguiar (pre-print).
- ³² Detalhes podem ser obtidos em: G.T. Rado, H. Suhl, *Magnetism, Vol. III* (Academic press, New York and London, 1963).
- ³³ A. Layadi, J. Magn. Mater. **219**, 294 (2000).
- ³⁴ Y.J. Tang, B.F.P. Roos, T. Mewes, M. Bauer, S.O. Demokritov, B. Hillebrands and W.S. Zhan, Mat. Sc. Eng. B **76**, 59 (2000).
- ³⁵ D.V. Dimitrov, S. Zhang, J.Q. Xiao, G.C. Hadjipanayis, C. Prados, Phys. Rev. B **58**, 18 (1998).
- ³⁶ N.C. Koon, Phys. Rev. Lett. **78**, 25 (1997).
- ³⁷ C.C. de A. Feitosa, Tese de Doutorado - Universidade Federal de Pernambuco (1998).
- ³⁸ J. Smit and H.G. Beljers, Philips Res. Rep., **10**, 113 (1955).
- ³⁹ G.S. Heller, J.J. Stickler, and J.B. Thaxter, J. Appl. Phys. **32**, 307S (1961).

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](#)