



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

**PROPRIEDADES ESTÁTICAS E DINÂMICAS DE
MULTICAMADAS MAGNÉTICAS ACOPLADAS
QUASIPERIODICAMENTE**

Leonardo Dantas Machado

Orientador: **Prof. Dr. Claudionor Gomes Bezerra**

Dissertação 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**.

Natal, julho de 2009

Livros Grátis

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

Milhares de livros grátis para download.

Aos meus pais, por seu constante apoio.

Agradecimentos

Primeiramente, gostaria de agradecer ao Prof. Claudionor Gomes Bezerra, por sua orientação tanto durante a graduação como durante o mestrado. Por tudo que aprendi durante os mais de cinco anos em que fui seu orientando.

A todos os professores e funcionários do DFTE. Em particular, aos professores Janilo Santos, Rui Tertuliano e Paulo Fulco por sua ajuda durante a graduação e aos professores Eudenilson Lins de Albuquerque, Ananias Monteiro Mariz e Carlos Chesman de Araújo Feitosa por sua ajuda durante o mestrado.

Ao grupo de Matéria Condensada pelo uso do Cluster e ao Dr. João Medeiros de Araújo por sua ajuda na implantação de algoritmos usados nesta dissertação.

À minha mãe Teresa e ao meu pai Sérgio, que sempre me apoiaram. Aos meus primos, tios e a toda minha família. Gostaria de agradecer também a Sueli, que por morar conosco há tanto tempo também é parte da família.

Aos antigos e atuais colegas da sala Mário Schenberg, onde passei

grande parte destes dois últimos anos.

A todos meus amigos, em particular a Rafael, Ricardo, Paulo, Irenaldo, Fábio e Francisco Eduardo.

Ao CNPq pelo apoio financeiro.

Abstract

In this work we study, for two different growth directions, multilayers of nanometric magnetic metallic films grown, using Fibonacci sequences, in such a way that the thickness of the non-magnetic spacer may vary from a pair of films to another. We applied a phenomenological theory that uses the magnetic energy to describe the behavior of the system. After we found numerically the global minimum of the total energy, we used the equilibrium angles to obtain magnetization and magnetoresistance curves. Next, we solved the equation of motion of the multilayers to find the dispersion relation for the system. The results show that, when spacers are used with thickness so that the biquadratic coupling is strong in comparison to the bilinear one, non usual behaviors for both magnetization and magnetoresistance are observed. For example, a dependence on the parity of the Fibonacci generation utilized for constructing the system, a low magnetoresistance step in low external magnetic fields and regions that show high sensibility to small variations of the applied field. Those behaviors are not present in quasiperiodic magnetic multilayers with constant spacer thickness.

Resumo

Neste trabalho estudamos, para duas direções de crescimento distintas, multicamadas de filmes nanométricos metálicos magnéticos crescidas, usando sequências de Fibonacci, de modo tal que a espessura dos espaçadores não-magnéticos pode variar de um par de filmes para outro. Utilizamos uma teoria fenomenológica que usa a energia magnética para descrever o comportamento do sistema. Após minimizarmos numericamente a energia total, utilizamos os ângulos de equilíbrio para obter curvas de magnetização e de magnetoresistência. Em seguida, resolvemos a equação de movimento da multicamada para encontrarmos relações de dispersão para o sistema. Os resultados mostram que, quando são usados espaçadores com espessura tal que o acoplamento biquadrático é forte em comparação com o acoplamento bilinear, ocorrem comportamentos distintos dos observados em multicamadas magnéticas quasiperiódicas com espaçadores de espessura constante. Dentre estes, podemos citar uma dependência com a paridade da geração de Fibonacci utilizada, um patamar de baixa magnetoresistência para campos externos baixos e regiões que apresentam alta sensibilidade a variações pequenas do campo aplicado.

Sumário

Agradecimentos	ii
Abstract	iv
Resumo	v
Introdução	1
1 Teoria fenomenológica para filmes nanométricos	5
1.1 Introdução	5
1.2 Energia magnética	7
1.2.1 Energia Zeeman	7
1.2.2 Anisotropias de forma e superfície	9
1.2.3 Direção de crescimento	10
1.2.4 Anisotropia cúbica	13
1.2.5 Acoplamento entre camadas	21

1.2.6	Energia magnética total	25
1.3	Propriedades estáticas	26
1.4	Propriedades dinâmicas	32
2	Técnicas experimentais	45
2.1	Introdução	45
2.2	Efeito Kerr Magneto-Óptico	46
2.3	Magnetoresistência DC	48
2.4	Ressonância ferromagnética	52
3	Sequências quasiperiódicas	58
3.1	Introdução	58
3.2	Sequências substitucionais	59
3.3	Sequência de Fibonacci	60
3.4	Outras sequências quasiperiódicas	64
4	Filmes nanométricos acoplados quasiperiodicamente	70
4.1	Introdução	70
4.2	Curvas de magnetização e magnetoresistência	74
4.2.1	Direção de crescimento [010]	77
4.2.2	Direção de crescimento [110]	96
4.3	Relações de dispersão para ondas de spin	106

4.3.1	Direção de crescimento [010]	109
4.3.2	Direção de crescimento [110]	123
5	Conclusões e perspectivas	130
A	Métodos numéricos	133
A.1	Método do gradiente	133
A.2	Método da bissecção	137
B	Coefficientes da relação de dispersão para a terceira geração de Fibonacci	140
	Referências Bibliográficas	142

Introdução

O trabalho que forneceu o impulso inicial para o estudo de multicamadas de filmes nanométricos metálicos magnéticos foi o artigo de Grünberg e colaboradores [1] que em 1986 mostrou, em uma amostra composta por camadas de ferro alternadas por camadas de cromo de pequena espessura (da ordem de alguns nanômetros), que embora as magnetizações macroscópicas de um filme de ferro se encontrassem alinhadas em cada camada, de uma camada para a seguinte havia uma inversão de sentido. Este acoplamento, hoje conhecido como bilinear, despertou atenção para sistemas deste tipo.

Em 1988 uma descoberta feita por Baibich e colaboradores [2] adicionou um interesse tecnológico ao estudo de multicamadas magnéticas. Neste trabalho, foi observado que nestes sistemas ocorria uma grande variação da resistência elétrica em função do campo magnético, sendo este efeito conhecido como magnetoresistência gigante (GMR). Atualmente, multicamadas magnéticas possuem aplicações em sensores e na área de gravação magnética e armazenamento de informação (sendo encontradas, por exemplo, em discos rígidos). Por suas contribuições Peter Grünberg e Albert Fert (um dos autores do artigo [2]) receberam, em 2007, o Prêmio Nobel em Física.

Outras descobertas importantes incluem o trabalho de Parkin e colaboradores [3] que, em 1990 através de medidas de magnetoresistência, mostraram que o acoplamento bilinear entre filmes ferromagnéticos oscilava entre ferromagnético e antiferromagnético de acordo com a espessura do espaçador não-magnético; e o trabalho de Rührig e colaboradores [4] que em 1991 relataram, ao estudar filmes de Fe/Cr, que para certas espessuras do espaçador não-magnético ocorria um alinhamento de 90° entre as magnetizações, alinhamento este posteriormente conhecido como biquadrático.

Na mesma década, a descoberta feita em 1984 por Shechtman e colaboradores [5], de que em ligas de alumínio e manganês (produzidas através do método de "melt spinning") ocorria uma fase quasicristalina, deu origem a uma nova área de pesquisa na física, a dos sistemas quasicristalinos. Um ano depois, Merlin e colaboradores [6], seguindo as ideias de Levine e Steinhardt [7], desenvolveram a primeira super-rede seguindo a sequência de Fibonacci.

Nesta dissertação estudaremos o comportamento de uma multicamada de filmes nanométricos magnéticos crescidos, utilizando a sequência de Fibonacci, de uma forma tal que a espessura do espaçador pode variar de um filme não-magnético para o outro. Observaremos então a influência desta modificação em suas curvas de magnetização, magnetoresistência e em suas relações de dispersão, para duas direções de crescimento diferentes. Este trabalho se encontra dividido em cinco capítulos e dois apêndices como descrito abaixo.

No primeiro capítulo, veremos a teoria fenomenológica utilizada para descrever o comportamento de multicamadas de filmes nanométricos. Inici-

almente, descreveremos os termos que compõem a energia magnética e, em seguida, utilizaremos esta energia para descrever as propriedades estáticas de uma multicamada e as propriedades dinâmicas para o caso específico de uma tricamada.

No segundo capítulo, estudaremos algumas técnicas experimentais normalmente usadas no estudo de multicamadas. Para cada tipo de curva teórica obtida descreveremos um método experimental que permite checar a validade de nossos resultados: o efeito Kerr magneto-óptico permite obter curvas de magnetização, a magnetoresistência DC curvas de magnetoresistência e a ressonância ferromagnética, a relações de dispersão.

No terceiro capítulo estudaremos algumas sequências quasiperiódicas. Inicialmente definiremos o que é uma sequência substitucional, para em seguida descrever brevemente algumas destas sequências bem como algumas de suas propriedades; trataremos das sequências de Fibonacci, de período duplo e de Thue-Morse.

No quarto capítulo apresentaremos os resultados desta dissertação. Primeiramente, descreveremos o método que utilizamos para construir o sistema a ser estudado, para depois definir os conjuntos de parâmetros por nós utilizados. Discutiremos então as curvas de magnetização, magnetoresistência e dispersão obtidas para as direções de crescimento $[010]$ e $[110]$.

No quinto capítulo exporemos as conclusões obtidas e as perspectivas de extensão deste trabalho.

No apêndice A descreveremos os métodos computacionais do gradiente e da bissecção, que foram por nós utilizados na obtenção dos resultados

numéricos, enquanto que no Apêndice B forneceremos os coeficientes da relação de dispersão para a terceira geração de Fibonacci.

Capítulo 1

Teoria fenomenológica para filmes nanométricos

1.1 Introdução

Este capítulo descreverá o comportamento de filmes nanométricos metálicos ferromagnéticos, através de um modelo fenomenológico que utiliza a energia magnética. Consideramos que estes filmes estão magnetizados uniformemente (são monodomínios) e, durante o estudo das propriedades estáticas, que estão em equilíbrio (não apresentam excitações dinâmicas). Um arranjo bastante comum destes filmes é a chamada tricamada, que se encontra ilustrada na figura 1.1, em que dois filmes ferromagnéticos se encontram separados por um material não-magnético denominado espaçador. Este arranjo é interessante por apresentar, para certas espessuras do espaçador, magnetoresistência gigante. Pode-se também crescer vários filmes ferromagnéticos

separados por espaçadores em sequência, formando uma multicamada.

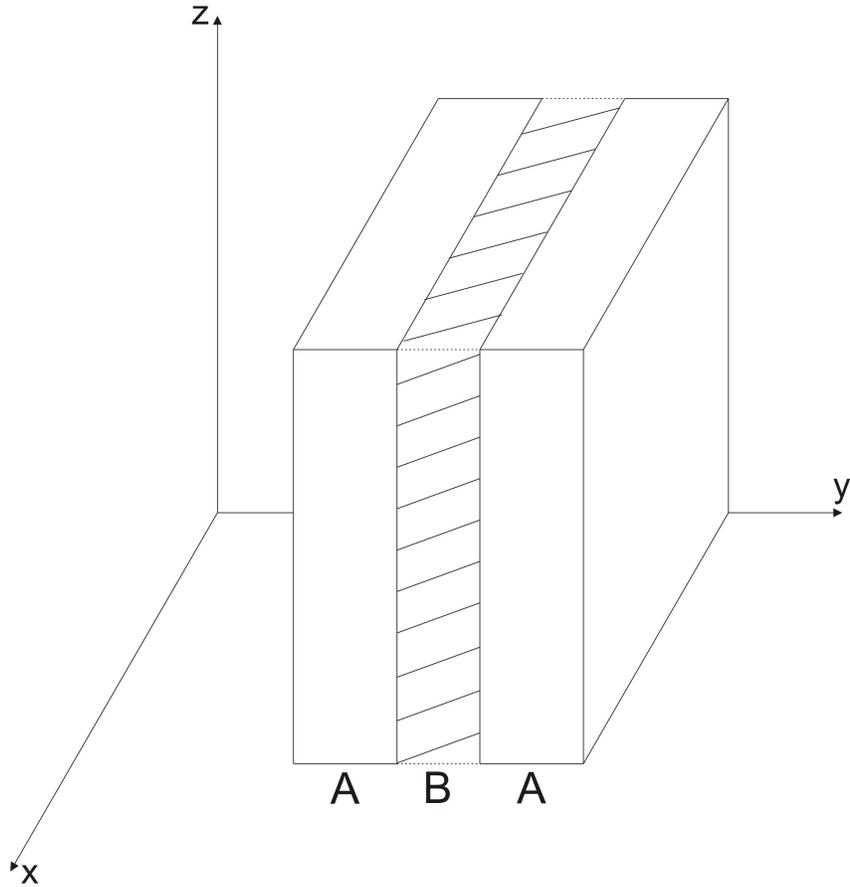


Figura 1.1: Esquema de uma tricamada magnética. A é um filme nanométrico metálico ferromagnético (por exemplo ferro) e B um filme nanométrico metálico não-magnético (por exemplo cromo).

Seguindo o procedimento encontrado em [8], inicialmente descreveremos os termos que compõem a energia magnética, a qual pode ser minimizada para encontrarmos os ângulos de equilíbrio das magnetizações. Em seguida utilizaremos estes ângulos para descrever propriedades estáticas. Estamos

interessados nesta dissertação na componente da magnetização paralela ao campo externo e na magnetoresistência citada acima. Na parte final deste capítulo, estudaremos a interação entre ondas eletromagnéticas e tricamadas. Neste caso a magnetização sai do plano de seu respectivo filme, e precessiona em torno de sua posição de equilíbrio.

1.2 Energia magnética

1.2.1 Energia Zeeman

Com as considerações feitas na introdução (os filmes são monodomínios sem excitações dinâmicas), podemos representar a magnetização por um vetor. A energia Zeeman surge quando um campo magnético é aplicado no sistema, devido à interação entre o vetor magnetização e o campo magnético externo. A energia Zeeman tende a alinhar a magnetização com o campo externo, e podemos descrever esta interação através de um produto escalar. Para o caso geral em que temos vários filmes, cada um com espessura d_i , a energia magnética por unidade de área é dada por

$$E_Z = - \sum_i d_i \vec{M}_i \cdot \vec{H}_0, \quad (1.1)$$

onde \vec{M}_i é a magnetização e \vec{H}_0 é o campo externo. Muitas vezes é mais conveniente trabalhar em coordenadas esféricas. Neste caso, para um filme, \vec{M}_i e \vec{H}_0 são dados por

$$\vec{M}_i = M_S (\sin \theta_i \cos \phi_i \hat{x} + \sin \theta_i \sin \phi_i \hat{y} + \cos \theta_i \hat{z}) \quad (1.2)$$

e

$$\vec{H}_0 = H_0 (\sin \theta_H \cos \phi_H \hat{x} + \sin \theta_H \sin \phi_H \hat{y} + \cos \theta_H \hat{z}), \quad (1.3)$$

onde M_S é a magnetização de saturação de um filme. Usando as equações 1.2 e 1.3 obtemos a expressão para a energia Zeeman em coordenadas esféricas,

$$E_Z = - \sum_i d_i M_S H_0 [\sin \theta_i \sin \theta_H \cos(\phi_i - \phi_H) + \cos \theta_i \cos \theta_H]. \quad (1.4)$$

Entretanto, quando o campo magnético é aplicado no plano em que o filme

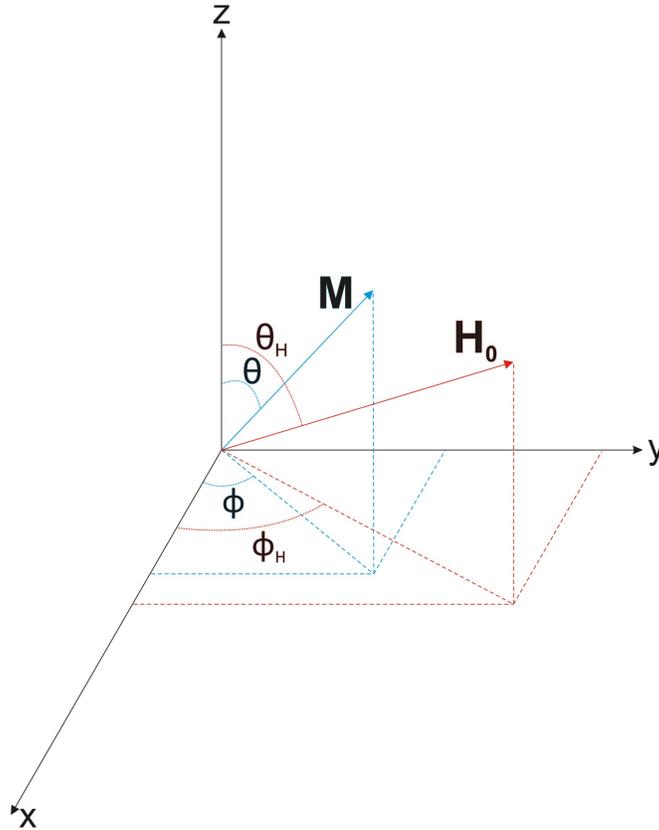


Figura 1.2: Vetores magnetização e campo magnético externo. Estão ilustrados os ângulos necessários para descrevê-los em coordenadas esféricas.

se encontra, devido a anisotropia magnética de forma, que será tratada mais adiante, a magnetização permanece neste plano. Nesta dissertação consideramos que o plano em que os filmes se encontram é o plano x-z, logo quando o campo externo é aplicado neste plano temos $\phi_H = 0$ e, pelo motivo citado acima, $\phi_i = 0$. Nestes casos, portanto, a expressão 1.4 se reduz a

$$E_Z = - \sum_i d_i M_S H_0 \cos(\theta_i - \theta_H). \quad (1.5)$$

1.2.2 Anisotropias de forma e superfície

Anisotropias magnéticas são associadas a configurações dos átomos nos cristais, e podem ser intrínsecas (resultantes de interações quânticas ou elétricas) ou extrínsecas (cuja origem pode ser o modo como é feito o arranjo cristalino ou o método de crescimento deste cristal). Seu principal efeito é privilegiar a magnetização em certas direções (ou planos), ou seja, em certas direções (ou planos) a magnetização está num estado de menor energia (eixo ou plano fácil) enquanto em outras num estado de maior energia (eixo ou plano duro).

Conforme citado na seção 1.2.1, a anisotropia de forma (ou de desmagnetização) faz com que a magnetização permaneça no plano do filme quando o campo externo é aplicado neste. Esta anisotropia surge quando um material é magnetizado, dando origem a dipolos não compensados, que fazem com que o campo no interior do material seja diferente do campo externo (\vec{H}_0). Outro efeito conhecido em filmes nanométricos é a diminuição da magnetização do material com a diminuição da espessura do filme. A ani-

sotropia de superfície é usada para explicar fenomenologicamente este fato, e seu efeito é tornar a magnetização final do filme menor do que a magnetização de saturação de uma amostra grossa. Uma explicação detalhada pode ser encontrada na referência [9] a respeito da anisotropia de forma e na referência [10] a respeito da anisotropia de superfície. Matematicamente, a anisotropia de forma é dada, para uma multicamada, por

$$E_D = 2\pi \sum_i d_i \left(\vec{M}_i \cdot \hat{y} \right)^2, \quad (1.6)$$

onde \hat{y} é a direção de crescimento do filme magnético. Por sua vez, a anisotropia de superfície é dada por

$$E_S = - \sum_i \frac{k_{as}}{M_i^2} \left(\vec{M}_i \cdot \hat{y} \right)^2. \quad (1.7)$$

Note que se k_{as} for positivo este termo é minimizado quando a magnetização se encontra paralela a direção de crescimento. Nesta dissertação $k_{as} > 0$, mas consideramos este termo muito menor que o de forma, de modo que a magnetização permanece no plano no tratamento das propriedades estáticas. Neste caso, não é necessário utilizar explicitamente estes termos, uma vez que desde que a magnetização permaneça no plano do filme $\vec{M}_i \cdot \hat{y} = 0$. Apenas no tratamento das propriedades dinâmicas, em que a magnetização interage com ondas eletromagnéticas e sai do plano do filme, é necessário incluir estes termos na expressão da energia total.

1.2.3 Direção de crescimento

Como será mostrado adiante, obtivemos resultados para duas direções de crescimento diferentes, [010] e [110], sendo portanto conveniente tratar este

tema com algum detalhe. A direção $[010]$ é a direção perpendicular ao plano cristalino (010) , da mesma maneira que a direção $[110]$ é a direção perpendicular ao plano cristalino (110) . Na referência [11] pode ser encontrada uma descrição destes planos. Para crescer um filme, átomos de um material são lançados em direção ao substrato, que tem a propriedade de organizar estes átomos de maneira igual a uma dada direção de crescimento, associada a um dado plano cristalino, do material a ser crescido. A direção de crescimento é, portanto, definida pelo substrato, que pode ser adquirido comercialmente, de acordo com a direção de crescimento desejada.

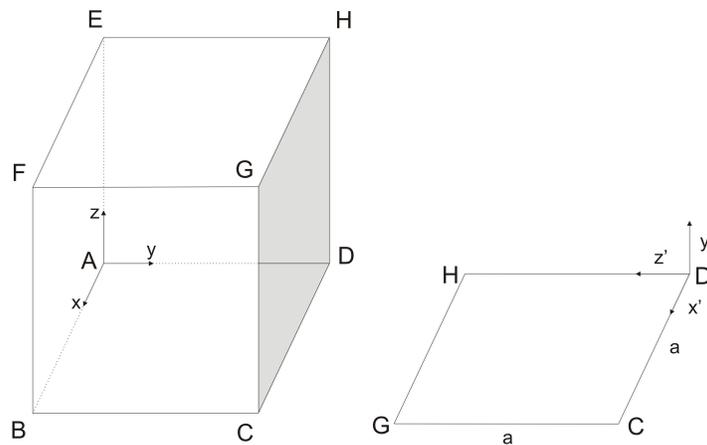


Figura 1.3: Esquema ilustrando o crescimento de um filme de um material com estrutura cúbica simples na direção $[010]$. Planos de átomos perpendiculares a esta direção devem ser cortados e empilhados para formar o filme; apenas um destes planos se encontra ilustrado na figura.

De um ponto de vista teórico, podemos visualizar o crescimento de um filme como um processo em que planos de átomos, perpendiculares a direção de crescimento definida, são cortados da estrutura cristalina e empilhados.

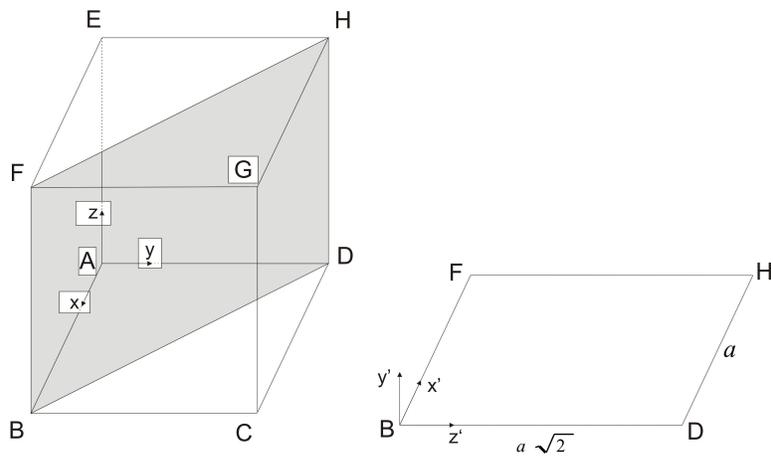


Figura 1.4: Esquema ilustrando o crescimento de um filme de um material com estrutura cúbica simples na direção $[110]$.

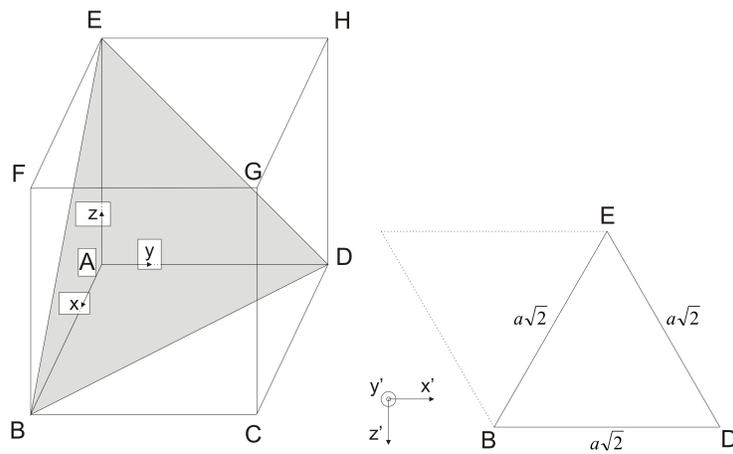


Figura 1.5: Esquema ilustrando o crescimento de um filme de um material com estrutura cúbica simples na direção $[111]$.

As figuras 1.3, 1.4 e 1.5 ilustram esta ideia para três direções de crescimento: $[010]$, $[110]$ e $[111]$. As letras nas figuras têm apenas caráter ilustrativo.

1.2.4 Anisotropia cúbica

Anisotropias magneto-cristalinas surgem da interação da estrutura cristalina com os spins eletrônicos, sendo as anisotropias cúbica e uniaxial suas formas mais comuns. Na obtenção dos resultados deste trabalho, apenas a anisotropia cúbica foi considerada. Deste modo, não trataremos da anisotropia uniaxial, podendo ser encontrado na referência [12] um tratamento apropriado.

Conforme será visto na seção 1.3, para se obter curvas de magnetização um campo externo é aplicado em certa direção e o módulo deste campo é variado, medindo-se a componente paralela ao campo externo da magnetização. Uma maneira de se identificar a presença de anisotropia cúbica em uma dada amostra é observando que em casos em que esta se encontra presente, quando o campo externo é aplicado em eixos cristalinos equivalentes, como [100] e [010] ou [110] e [011], as curvas de magnetização devem ser semelhantes. Do ponto de vista teórico, desejamos obter uma expressão para a anisotropia cúbica em termos dos cossenos diretores da magnetização. Para que esta expressão possua simetria cúbica é necessário que:

1. Seja invariante quando da inversão do sentido da magnetização;
2. Seja invariante quando da troca de dois eixos equivalentes.

De acordo com as referências [12] e [13], a contribuição da anisotropia cúbica pode ser descrita, para uma multicamada com n filmes ferromagnéticos, cada

um com espessura d_i , por

$$E_{ac} = \sum_{i=1}^n \frac{K_i^{ac} d_i}{|M_i|^4} (M_{ix}^2 M_{iy}^2 + M_{ix}^2 M_{iz}^2 + M_{iy}^2 M_{iz}^2), \quad (1.8)$$

onde K_i^{ac} é a constante de anisotropia cúbica cristalina. Note que esta expressão satisfaz os dois requisitos enumerados acima.

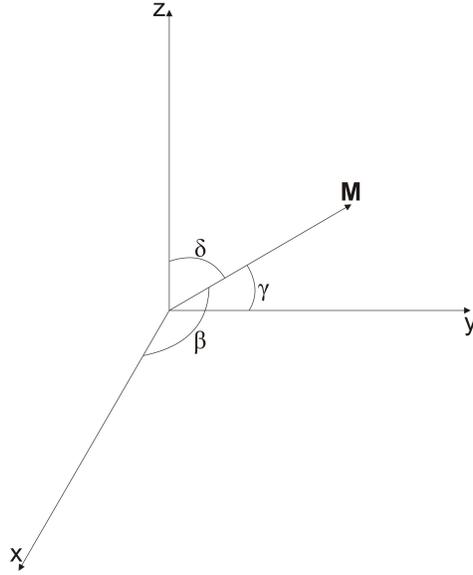


Figura 1.6: Ilustração dos cossenos diretores da magnetização.

Vamos agora reescrever esta expressão em termos dos cossenos diretores da magnetização. Sejam β_i o ângulo entre \vec{M}_i e o eixo x, γ_i o ângulo entre \vec{M}_i e o eixo y e δ_i o ângulo entre \vec{M}_i e o eixo z. Portanto, $M_{ix} = M_i \cos(\beta_i) = M_i \alpha_{1i}$, $M_{iy} = M_i \cos(\gamma_i) = M_i \alpha_{2i}$ e $M_{iz} = M_i \cos(\delta_i) = M_i \alpha_{3i}$, conforme pode ser visto na figura 1.6. Substituindo na equação 1.8, obtemos

$$E_{ac} = \sum_{i=1}^n K_i^{ac} d_i (\alpha_{1i}^2 \alpha_{2i}^2 + \alpha_{1i}^2 \alpha_{3i}^2 + \alpha_{2i}^2 \alpha_{3i}^2). \quad (1.9)$$

A expressão obtida acima encontra-se em função dos eixos de um cristal. No caso $[010]$ os eixos de um filme são os mesmos do cristal, mas nos casos $[110]$ e $[111]$ o sistema de eixos muda e devemos reescrever a expressão acima em termos dos novos cossenos diretores. Vamos obter uma expressão para cada um destes casos em coordenadas esféricas, por conveniência, considerando que o sistema é composto por um único filme. Para generalizar estes resultados, basta adicionar um somatório sobre todos os filmes e adicionar os índices apropriados na espessura e nos ângulos correspondentes a cada filme.

Direção de crescimento $[010]$

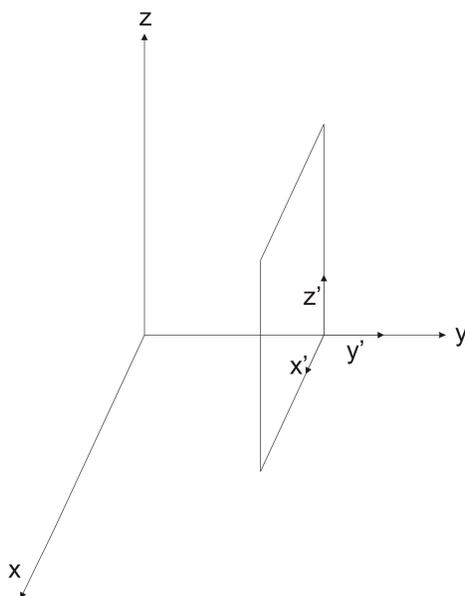


Figura 1.7: Figura ilustrando o plano (010) e o conjunto de eixos coordenados utilizado.

Conforme ilustrado na figura 1.7 , nesse caso em particular a expressão

1.9 não é modificada. Usando $\alpha_1 = \sin \theta \cos \phi$, $\alpha_2 = \sin \theta \sin \phi$ e $\alpha_3 = \cos \theta$, obtemos

$$E_{ac} = dk_{ac} \left(\sin^4 \theta \cos^2 \phi \sin^2 \phi + \sin^2 \theta \cos^2 \theta \cos^2 \phi + \sin^2 \theta \cos^2 \theta \sin^2 \phi \right). \quad (1.10)$$

Com a relação trigonométrica apropriada, e lembrando que a magnetização não sai do plano do filme ($\phi = 0$), obtemos a expressão final,

$$E_{ac} = \frac{dk_{ac}}{4} \sin^2(2\theta). \quad (1.11)$$

A figura 1.8 ilustra o comportamento angular deste termo da energia magné-

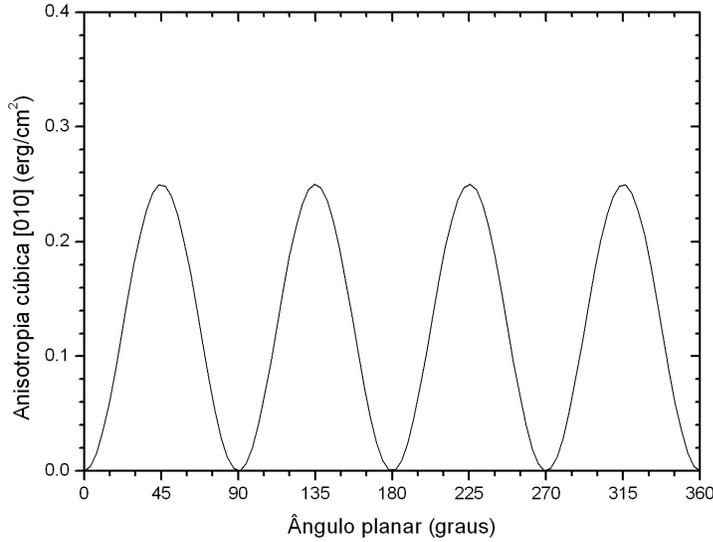


Figura 1.8: Comportamento angular deste termo da energia magnética para a direção de crescimento [010], com $k_{ac} = 1 \text{ erg/cm}^3$. O ângulo planar é medido a partir do eixo z; $\theta = 90^\circ$ corresponde ao eixo x.

tica, para esta direção de crescimento. Note que os eixos fáceis correspondem

aos ângulos $\theta = 0^\circ$, $\theta = 90^\circ$, $\theta = 180^\circ$ e $\theta = 270^\circ$, enquanto os eixos duros correspondem a $\theta = 45^\circ$, $\theta = 135^\circ$, $\theta = 225^\circ$ e $\theta = 315^\circ$.

Direção de crescimento [110]

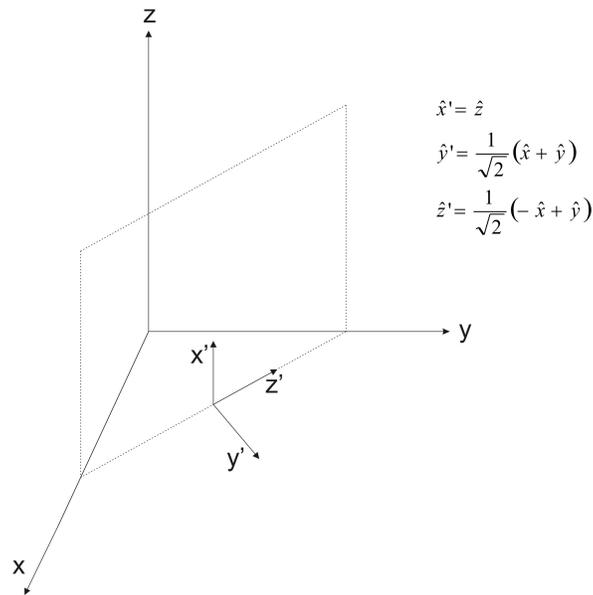


Figura 1.9: Figura ilustrando o plano (110) e o novo conjunto de eixos coordenados utilizado.

Seja $\{\alpha_i\}$ o conjunto de cossenos diretores da magnetização com relação aos eixos de um cristal e $\{\alpha'_i\}$ o conjunto de cossenos diretores com relação aos eixos dos filmes. O objetivo desta seção é reescrever a equação 1.9, que se encontra em função do conjunto $\{\alpha_i\}$, em termos do conjunto $\{\alpha'_i\}$; para isto é preciso encontrar uma relação entre os dois conjuntos.

Podemos escrever \hat{M} , que é o vetor unitário cuja direção é aquela da magnetização, como $\hat{M} = \alpha_1\hat{x} + \alpha_2\hat{y} + \alpha_3\hat{z}$ ou como $\hat{M} = \alpha'_1\hat{x}' + \alpha'_2\hat{y}' + \alpha'_3\hat{z}'$.

Note que tanto o conjunto de vetores \hat{x} , \hat{y} e \hat{z} como o conjunto de vetores \hat{x}' , \hat{y}' e \hat{z}' são conjuntos ortogonais. Escrevendo \hat{M} em termos do conjunto $\{\alpha_i\}$, utilizando a definição de cosseno diretor e as relações contidas na figura 1.9 encontramos

$$\begin{aligned}\alpha'_1 &= \hat{x}' \cdot \hat{M} = \hat{z} \cdot (\alpha_1 \hat{x} + \alpha_2 \hat{y} + \alpha_3 \hat{z}) = \alpha_3, \\ \alpha'_2 &= \hat{y}' \cdot \hat{M} = \frac{1}{\sqrt{2}} (\alpha_1 + \alpha_2)\end{aligned}\quad (1.12)$$

e

$$\alpha'_3 = \hat{z}' \cdot \hat{M} = \frac{1}{\sqrt{2}} (-\alpha_1 + \alpha_2).$$

Invertendo as relações acima e escrevendo α_1 , α_2 e α_3 em termos de α'_1 , α'_2 e α'_3 vamos obter

$$\begin{aligned}\alpha_1 &= \frac{1}{\sqrt{2}} (\alpha'_2 - \alpha'_3), \\ \alpha_2 &= \frac{1}{\sqrt{2}} (\alpha'_2 + \alpha'_3)\end{aligned}\quad (1.13)$$

e

$$\alpha_3 = \alpha'_1.$$

Usando as equações 1.13 na equação 1.9 encontramos a expressão da anisotropia cúbica para a direção [110] em termos do conjunto de cossenos diretores $\{\alpha'_i\}$,

$$E_{ac} = dk_{ac} \left(\frac{\alpha'^4_2}{4} + \frac{\alpha'^4_3}{4} + \alpha'^2_1 \alpha'^2_2 + \alpha'^2_1 \alpha'^2_3 - \frac{\alpha'^2_2 \alpha'^2_3}{2} \right). \quad (1.14)$$

Escrevendo os cossenos diretores explicitamente e utilizando o fato de que a magnetização não sai do plano do filme ($\phi' = 0$) chegamos ao resultado final:

$$E_{ac} = \frac{dk_{ac}}{4} (\cos^4 \theta' + \sin^2 2\theta'). \quad (1.15)$$

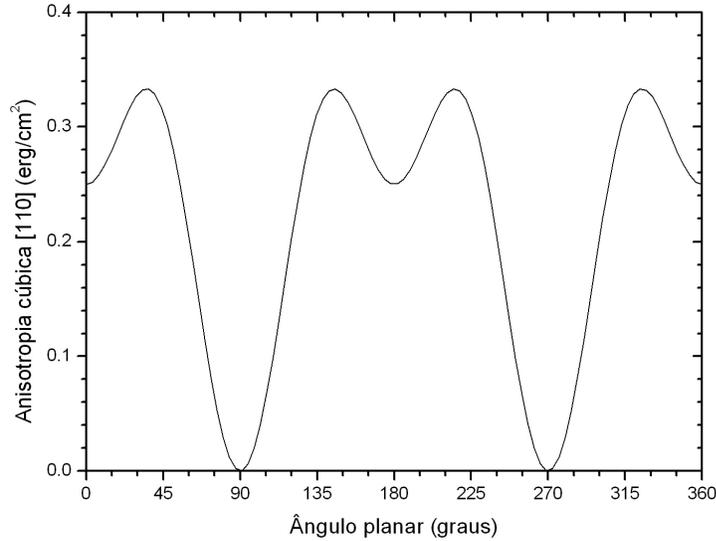


Figura 1.10: Comportamento angular deste termo da energia magnética para a direção de crescimento $[110]$, para $k_{ac} = 1 \text{ erg/cm}^3$.

A figura 1.10 ilustra o comportamento angular deste termo da energia magnética, para esta direção de crescimento. Neste caso existem eixos fáceis ($\theta = 90^\circ$ e $\theta = 270^\circ$), eixos intermediários ($\theta = 0^\circ$ e $\theta = 180^\circ$) e eixos duros (como, por exemplo, $\theta \cong 35^\circ$ e $\theta \cong 215^\circ$).

Direção de crescimento $[111]$

Nesta dissertação apresentamos apenas resultados para as direções de crescimento $[010]$ e $[110]$. Por completeza, entretanto, vamos incluir, de maneira breve, o procedimento para se obter a expressão da anisotropia cúbica para a direção de crescimento $[111]$. Na figura 1.11, temos os vetores unitários

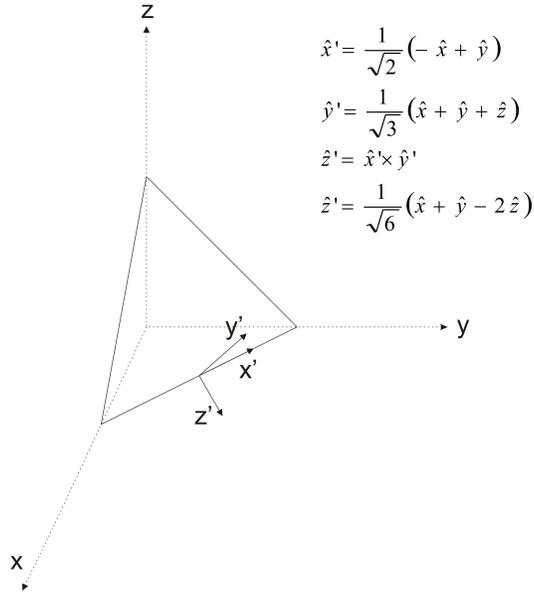


Figura 1.11: Figura ilustrando o plano (111) e o novo conjunto de eixos coordenados utilizado.

que representam o novo sistema de eixos coordenados. O procedimento para se relacionar os dois conjuntos de cossenos diretores é idêntico ao utilizado para a direção [110]. Em seguida, devemos inverter a relação para obtermos o conjunto $\{\alpha_i\}$ em função do conjunto $\{\alpha'_i\}$; o resultado é

$$\begin{aligned}\alpha_1 &= -\frac{1}{\sqrt{2}}\alpha'_1 + \frac{1}{\sqrt{3}}\alpha'_2 + \frac{1}{\sqrt{6}}\alpha'_3, \\ \alpha_2 &= \frac{1}{\sqrt{2}}\alpha'_1 + \frac{1}{\sqrt{3}}\alpha'_2 + \frac{1}{\sqrt{6}}\alpha'_3\end{aligned}\tag{1.16}$$

e

$$\alpha_3 = \frac{1}{\sqrt{3}}\alpha'_2 - \sqrt{\frac{2}{3}}\alpha'_3.$$

Utilizando 1.16 em 1.9 obtemos,

$$E_{ac} = dk_{ac} \left(\frac{\alpha_1'^4}{4} + \frac{\alpha_2'^4}{3} + \frac{\alpha_3'^4}{4} + \frac{1}{2}\alpha_1'^2\alpha_3'^2 - \sqrt{2}\alpha_1'^2\alpha_2'\alpha_3' + \frac{\sqrt{2}}{3}\alpha_2'\alpha_3'^3 \right). \quad (1.17)$$

Como a magnetização permanece no plano, $\phi' = 0$, $\alpha_1' = \sin \theta'$, $\alpha_3' = \cos \theta'$ e $\alpha_2' = 0$. Após utilizarmos a relação trigonométrica apropriada, encontramos

$$E_{ac} = \frac{dk_{ac}}{4}. \quad (1.18)$$

Devido à alta simetria do plano (111), todas as direções neste plano têm o mesmo valor de anisotropia cúbica, sendo este plano um plano preferencial ou fácil. Não existem eixos fáceis, intermediários ou duros, uma vez que não existe uma direção preferencial no plano.

1.2.5 Acoplamento entre camadas

Quando dois filmes nanométricos metálicos magnéticos se encontram separados por um espaçador metálico não-magnético, estes apresentam um acoplamento entre si. Conforme dito na seção 1.1, esta dissertação utiliza uma teoria fenomenológica; logo, não trataremos da origem do acoplamento, que pode ser bilinear ou biquadrático. Teorias a respeito da origem do primeiro podem ser encontradas nas referências [14], [15] e [16], enquanto que teorias a respeito da origem do segundo podem ser encontradas em [17], [18], [19], [20], [21] e uma revisão a respeito destas teorias pode ser encontrada em [22].

Acoplamento bilinear

O acoplamento bilinear pode ser de dois tipos: ferromagnético (quando as magnetizações de dois filmes estão alinhadas paralelamente) e antiferromagnético (alinhadas antiparalelamente). Fenomenologicamente, podemos modelar o acoplamento bilinear através de uma interação análoga à de troca ($E_{tr} = -J\vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2$, onde \vec{S}_1 e \vec{S}_2 são spins de íons vizinhos e J é a constante de troca). Para isto, os \vec{S}_i são trocados por \vec{M}_i e J é trocada por J_{bl} , que é chamada de constante de acoplamento bilinear. O motivo de utilizarmos este procedimento por analogia é que, assim como o acoplamento de troca tende a alinhar spins de átomos (ou moléculas) vizinhos paralelamente (em ferromagnetos) ou antiparalelamente (em antiferromagnetos), o acoplamento bilinear tende a alinhar magnetizações de filmes vizinhos paralelamente ou antiparalelamente; note, entretanto, que o valor de J_{bl} é muito menor que o de J . Para uma multicamada com n filmes metálicos esta energia pode ser escrita como

$$E_{bl} = - \sum_{i=1}^{n-1} J_{bl} \frac{\vec{M}_i \cdot \vec{M}_{i+1}}{|\vec{M}_i||\vec{M}_{i+1}|}. \quad (1.19)$$

A expressão 1.19 pode ser usada para modelar os dois casos do acoplamentos bilinear: se $J_{bl} > 0$ o mínimo da energia ocorrerá quando \vec{M}_i e \vec{M}_{i+1} forem paralelos, enquanto que se $J_{bl} < 0$ o mínimo da energia ocorrerá quando \vec{M}_i e \vec{M}_{i+1} estiverem antiparalelos. Vamos encontrar uma expressão para o acoplamento em termos dos ângulos das magnetizações. Temos que $\vec{M}_i = M_i (\sin \theta_i \cos \phi_i \hat{x} + \sin \theta_i \sin \phi_i \hat{y} + \cos \theta_i \hat{z})$. Portanto,

$$\frac{\vec{M}_i \cdot \vec{M}_{i+1}}{|\vec{M}_i||\vec{M}_{i+1}|} = \sin \theta_i \sin \theta_{i+1} (\cos \phi_i \cos \phi_{i+1} + \sin \phi_i \sin \phi_{i+1}) + \cos \theta_i \cos \theta_{i+1}.$$

Utilizando uma relação trigonométrica simples obtemos,

$$\frac{\vec{M}_i \cdot \vec{M}_{i+1}}{|\vec{M}_i||\vec{M}_{i+1}|} = \text{sen } \theta_i \text{ sen } \theta_{i+1} \cos(\phi_i - \phi_{i+1}) + \cos \theta_i \cos \theta_{i+1}. \quad (1.20)$$

Como as magnetizações permanecem no plano de seus respectivos filmes, $\phi_i = 0$. O resultado final é

$$E_{bl} = - \sum_{i=1}^{n-1} J_{bl} \cos(\theta_i - \theta_{i+1}). \quad (1.21)$$

Note que esta energia não apresenta preferência por qualquer eixo cristalino, sendo portanto isotrópica, só dependendo da orientação relativa da magnetização dos dois filmes. A figura 1.12 ilustra o comportamento angular da energia do acoplamento bilinear, para o caso em que $J_{bl} < 0$; na figura, θ_{12} é o ângulo formado entre a magnetização de dois filmes.

Acoplamento biquadrático

O termo de acoplamento biquadrático é um termo de segunda ordem em termos do produto escalar da magnetização de dois filmes, e pode ser descrito pela seguinte expressão,

$$E_{bq} = \sum_{i=1}^{n-1} J_{bq} \left(\frac{\vec{M}_i \cdot \vec{M}_{i+1}}{|\vec{M}_i||\vec{M}_{i+1}|} \right)^2. \quad (1.22)$$

A expressão 1.22 é usada para descrever o acoplamento biquadrático de um ponto de vista fenomenológico, sendo J_{bq} a constante de acoplamento biquadrática, que é sempre positiva. Embora este termo seja de segunda ordem, para certas espessuras do espaçador não-magnético, o termo biquadrático é

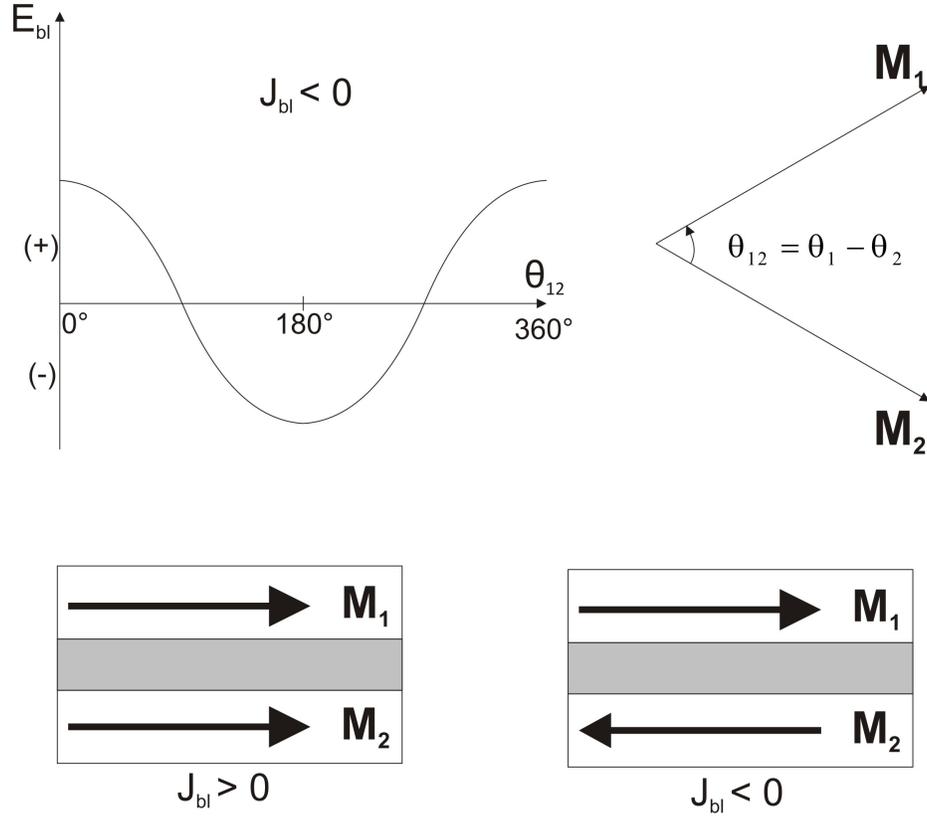


Figura 1.12: Comportamento angular da energia do acoplamento bilinear, para o caso em que $J_{bl} < 0$. θ_{12} é o ângulo formado entre a magnetização de dois filmes.

da mesma magnitude do bilinear [23]. Em termos dos ângulos das magnetizações dos filmes, E_{bq} pode ser escrito como (lembrando que $\phi_i = 0$)

$$E_{bq} = \sum_{i=1}^{n-1} J_{bq} \cos^2(\theta_i - \theta_{i+1}). \quad (1.23)$$

A figura 1.13 ilustra o comportamento angular da energia do acoplamento biquadrático; no gráfico, θ_{12} é novamente o ângulo entre a magnetização de dois filmes. Este termo é minimizado quando $\theta_i - \theta_{i+1} = 90^\circ$, ou seja, quando

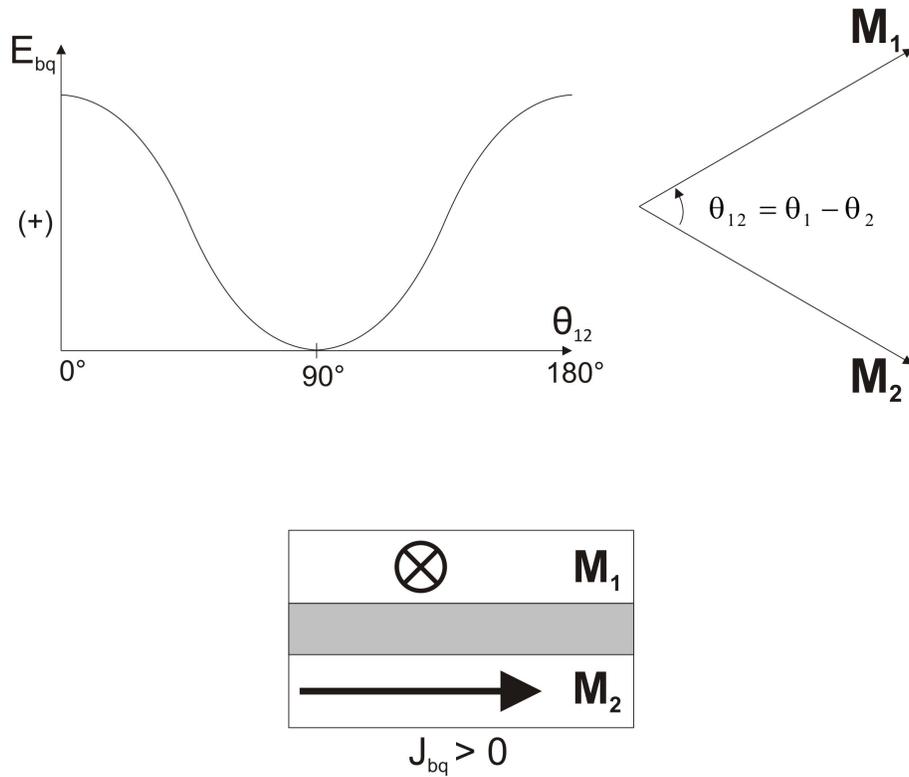


Figura 1.13: Comportamento angular da energia do acoplamento biquadrático.

as magnetizações estão alinhadas perpendicularmente. Note, entretanto, que as magnetizações permanecem nos planos de seus respectivos filmes.

1.2.6 Energia magnética total

Somando todas as contribuições anteriores, a energia magnética total é dada por

$$E_T = E_Z + E_D + E_S + E_{ac} + E_{bl} + E_{bq}. \quad (1.24)$$

Inicialmente estamos interessados em minimizar a energia magnética e encontrar os ângulos de equilíbrio, caso em que magnetização permanece no plano. Portanto, os termos E_D e E_S são nulos, ao menos até que se esteja fazendo um estudo das propriedades dinâmicas. Para o caso em que os filmes magnéticos têm a mesma espessura ($d_i = d$) e são feitos do mesmo material ($M_i = M_S$, onde M_S é a magnetização de saturação do material), podemos reescrever a expressão acima utilizando os campos das interações, definidos por [24],

$$H_{ac} = \frac{2k_{ac}}{M_S}, \quad H_{bl} = \frac{J_{bl}}{dM_S} \quad \text{e} \quad H_{bq} = \frac{J_{bq}}{dM_S}.$$

Escrevendo explicitamente a energia magnética, para a direção de crescimento [010], vamos obter

$$\begin{aligned} \frac{E_T}{dM_S} = & \sum_{i=1}^n \left[-H_0 \cos(\theta_i - \theta_H) + \frac{H_{ac}}{8} \sin^2(2\theta_i) \right] \\ & + \sum_{i=1}^{n-1} \left[-H_{bl} \cos(\theta_i - \theta_{i+1}) + H_{bq} \cos^2(\theta_i - \theta_{i+1}) \right]. \end{aligned} \quad (1.25)$$

Para a direção [110] o resultado é

$$\begin{aligned} \frac{E_T}{dM_S} = & \sum_{i=1}^n \left[-H_0 \cos(\theta_i - \theta_H) + \frac{H_{ac}}{8} (\cos^4 \theta_i + \sin^2 2\theta_i) \right] \\ & + \sum_{i=1}^{n-1} \left[-H_{bl} \cos(\theta_i - \theta_{i+1}) + H_{bq} \cos^2(\theta_i - \theta_{i+1}) \right]. \end{aligned} \quad (1.26)$$

1.3 Propriedades estáticas

Conforme dito na seção 1.1, conhecida a forma da energia magnética podemos minimizá-la para encontrar os ângulos de equilíbrio. Uma maneira

de proceder poderia ser derivar a energia total com relação aos θ_i e igualar o resultado a zero. Entretanto, este método analítico usualmente leva a equações que são muito difíceis de serem resolvidas. O procedimento utilizado nesta dissertação consiste em minimizar computacionalmente a energia que, dependendo da direção de crescimento, pode ser dada por 1.25 ou 1.26. Utilizamos o chamado método do gradiente para isto, uma vez que este é eficiente em casos em que a função a ser minimizada depende de diversas variáveis, o que ocorre quando trabalhamos com multicamadas [25]. Uma descrição deste método pode ser encontrada no apêndice A.

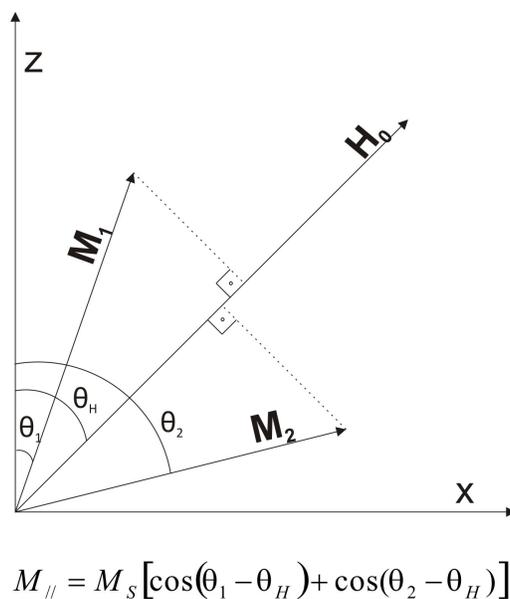


Figura 1.14: Figura ilustrando, para uma tricamada, o cálculo da componente da magnetização paralela ao campo externo.

Encontrados os ângulos de equilíbrio, podemos calcular as propriedades estáticas. A primeira a ser calculada será a componente da magnetização

paralela ao campo externo que, como veremos na seção 2.2, pode ser usada para interpretar resultados de efeito Kerr longitudinal. A figura 1.14 ilustra o caso de uma tricamada, com $M_1 = M_2 = M_S$. Para uma multicamada o resultado normalizado (em que a magnetização máxima é igual a 1 e a magnetização mínima é igual a 0) é dado, conforme [24], por

$$\frac{M(H_0)}{M_S} = \frac{\sum_{i=1}^n M_i \cos(\theta_i - \theta_H)}{\sum_{i=1}^n M_i}. \quad (1.27)$$

Outra propriedade estática importante é a magnetoresistência gigante. A magnetoresistência é a variação da resistência elétrica de um material devido à aplicação de um campo magnético externo, e ocorre em metais de transição devido à força de Lorentz. Nestes casos, a variação da resistência é da ordem de apenas 5% da resistência total. Em multicamadas a variação é maior do que 50% da resistência total [23], sendo este o motivo da magnetoresistência ser chamada de gigante nestes materiais. O efeito é atribuído ao espalhamento dependente de spin dos elétrons de condução. Vamos utilizar um modelo simples para explicar qualitativamente como isto ocorre: vamos separar os elétrons de condução em dois, os que têm spin para cima (\uparrow) e os que têm spin para baixo (\downarrow). Se o spin de um elétron estiver alinhado com a magnetização local, o elétron é pouco espalhado; e se não estiver alinhado ele será muito espalhado. Como quanto maior for o espalhamento maior a resistência elétrica, quando ocorre um alinhamento ferromagnético a resistência é menor, pois apenas um tipo de elétron será muito espalhado (por exemplo, \downarrow). Entretanto, o outro tipo será pouco espalhado, transportando

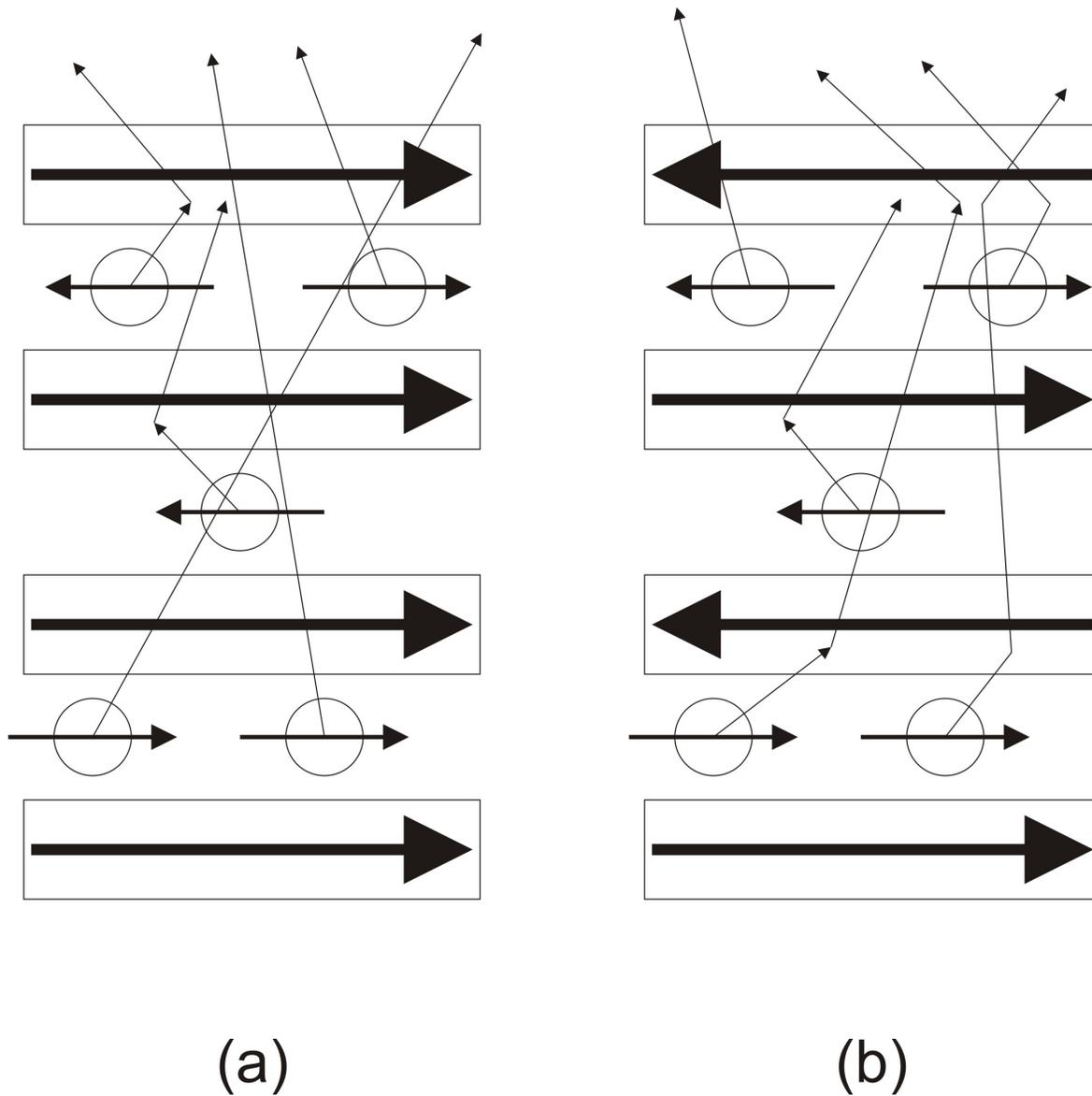


Figura 1.15: Esquema ilustrando o espalhamento de elétrons para (a) um alinhamento ferromagnético e (b) um alinhamento antiferromagnético. Figura baseada em uma semelhante que pode ser encontrada na referência [26].

a maior parte da corrente. Na configuração antiferromagnética, todos os elétrons serão muito espalhados. Vamos utilizar uma analogia com um circuito com resistores ligados em paralelo, assim como feito em [26], para ilustrar esta ideia. Considere, por exemplo, spins \uparrow : vamos chamar de r a resistência elétrica quando a camada tiver o mesmo alinhamento destes elétrons, havendo pouco espalhamento; e de R a resistência quando a camada tiver alinhamento oposto, havendo grande espalhamento dos elétrons \uparrow . O mesmo é válido para elétrons \downarrow . A figura 1.16 mostra um esquema desta ideia. No caso (a) a resistência é igual a $R_T = \frac{2rR}{(r+R)} \approx \frac{2rR}{R} = 2r$, enquanto que no caso (b) a resistência é igual a $R_T = \frac{r+R}{2} \approx \frac{R}{2}$. Como a resistência é muito maior quando um elétron não está alinhado com a configuração local, $2r \ll \frac{R}{2}$.

Embora este modelo seja bastante simples, podemos com ele entender porque há uma grande diminuição da resistência quando, em um sistema que apresenta alinhamento antiferromagnético entre camadas adjacentes, aplicamos um forte campo magnético no plano: este faz com que ocorram transições, resultando em um alinhamento ferromagnético entre camadas. A respeito da dependência da magnetoresistência com os ângulos de equilíbrio, [27] e [28] mostraram que:

1. A magnetoresistência depende fundamentalmente da orientação relativa das camadas ferromagnéticas;
2. A magnetoresistência é diretamente proporcional a diferença angular entre camadas adjacentes nos casos em que os elétrons de condução formam um gás de elétrons livres.

A segunda consideração é válida para os sistemas tratados nesta dissertação,

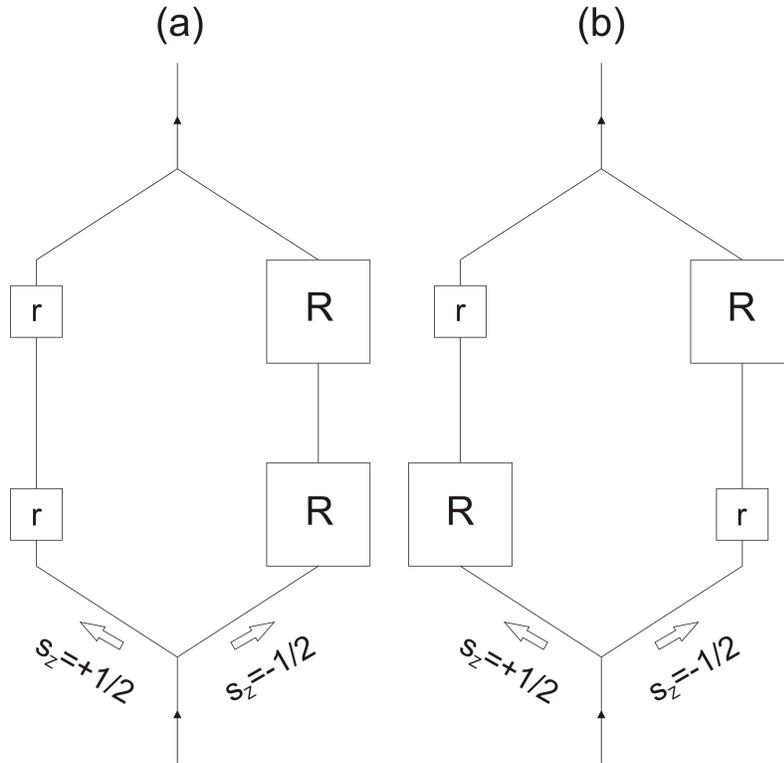


Figura 1.16: Esquema da analogia utilizada entre tricamadas e um circuito elétrico com resistência em paralelo. (a) representa um alinhamento ferromagnético e (b) um alinhamento antiferromagnético.

sendo a magnetoresistência normalizada dada, de acordo com [10], [29] e [8], por

$$R(H_0) = \frac{\sum_{i=1}^{n-1} [1 - \cos(\theta_i - \theta_{i+1})]}{2(n-1)}, \quad (1.28)$$

As referências [30] e [31] contêm revisões bem como perspectivas atuais a respeito da Magnetoresistência Gigante.

1.4 Propriedades dinâmicas

Conforme dito na introdução, no estudo das propriedades dinâmicas uma onda eletromagnética incide em um sistema composto por filmes nanométricos, fazendo com que a magnetização saia do plano de seu filme. Desta interação surgem ondas de spin, responsáveis por diversos fenômenos. Estamos particularmente interessados na ressonância ferromagnética, que será tratada na seção 2.4.

O vetor magnetização agora tem componentes em todas as direções e, portanto, deve ser escrito como $\vec{M} = m_x\hat{x} + m_y\hat{y} + M_z\hat{z}$. Consideramos que a posição de equilíbrio se encontra na direção z, sendo a componente z da magnetização intensa; nas direções x e y temos componentes de baixa intensidade denominadas componentes de rf. A magnetização precessiona no plano x-y devido ao torque causado pelo campo efetivo, sendo este torque descrito pela equação de Landau-Lifshitz (ou equação de movimento)

$$\frac{d\vec{M}_i}{dt} = -\gamma\vec{M}_i \times \vec{H}_{eff_i}, \quad (1.29)$$

onde $\gamma = \frac{g\mu_B}{\hbar}$, sendo g o fator de Landé, μ_B o magneton de Bohr e \hbar a constante de Planck (h) dividida por 2π . Na equação acima não foram considerados termos de amortecimento. O campo magnético efetivo \vec{H}_{eff_i} sentido pela magnetização de um filme pode ser obtido a partir da energia magnética, conforme será visto a seguir. O objetivo desta seção é resolver a equação acima e encontrar a relação de dispersão para uma tricamada, cuja energia é composta pelos termos mostrados na equação 1.24, lembrando que as anisotropias de forma e superfície devem ser consideradas devido à mag-

netização sair do plano. Trabalharemos nesta seção apenas com a direção de crescimento [010], e apresentaremos as modificações necessárias na seção 4.3.

Existem duas maneiras distintas de proceder. Uma consiste em expandir a energia magnética em coordenadas esféricas, utilizar este resultado para calcular o campo efetivo e em seguida resolver a equação 1.29 para cada filme. Este é o método da energia, e não o descreveremos em detalhe porque não o utilizamos neste trabalho. Na referência [23] pode ser encontrado um tratamento apropriado deste método. A outra maneira de proceder, usada nesta dissertação, é chamada de formulação da equação de movimento. Inicialmente definimos um novo sistema de eixos para cada filme, em que a direção z_i é a direção de equilíbrio da magnetização, y_i é paralela a direção de crescimento e x_i é perpendicular a ambas. A figura 1.17 mostra este sistema de eixos locais. A relação entre os versores do novo e do antigo sistema de eixos é dada por

$$\begin{aligned}\hat{x} &= \cos \theta_i \hat{x}_i + \text{sen } \theta_i \hat{z}_i, \\ \hat{y} &= \hat{y}_i\end{aligned}\tag{1.30}$$

e

$$\hat{z} = \cos \theta_i \hat{z}_i - \text{sen } \theta_i \hat{x}_i.$$

Vamos agora desenvolver a equação 1.29, escrevendo \vec{M} e \vec{H}_{eff} em termos de suas componentes no sistema de eixos locais. Neste sistema de eixos, o vetor magnetização pode ser escrito como $\vec{M} = m_{ix_i}\hat{x}_i + m_{iy}\hat{y}_i + M_{iz_i}\hat{z}_i$ e o vetor campo efetivo como $\vec{H}_{eff} = h_{ix_i}\hat{x}_i + h_{iy}\hat{y}_i + H_{iz_i}\hat{z}_i$. O que foi dito para a magnetização também é válido para o campo efetivo: as componentes z são intensas e constantes (termos de ordem 0), enquanto que as componentes x e y

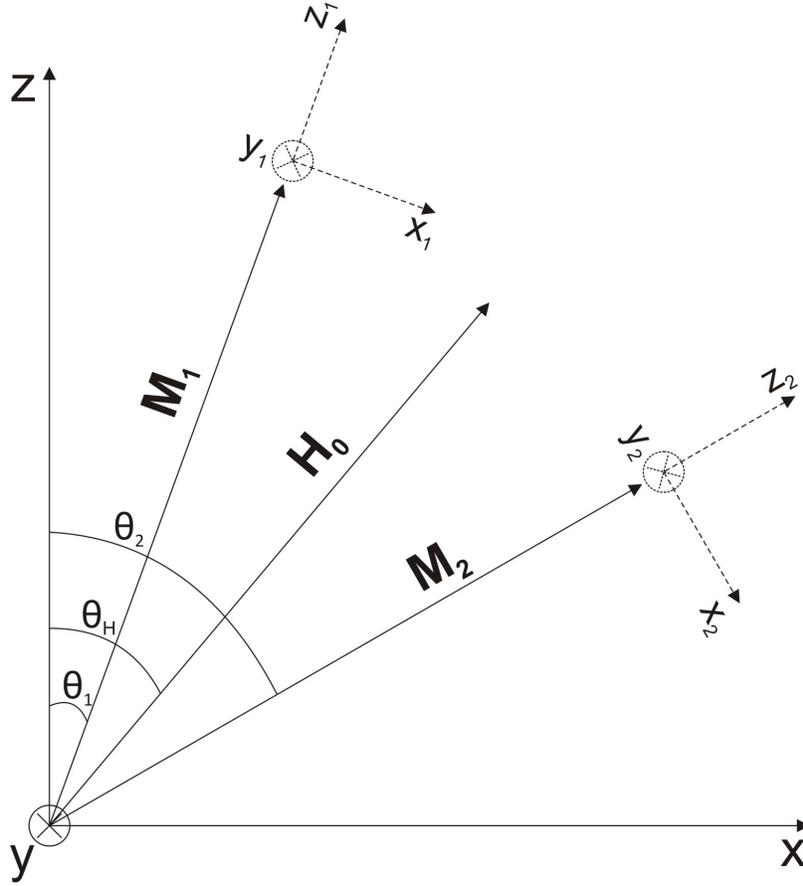


Figura 1.17: Ilustração do sistema de eixos locais.

são de baixa intensidade e variam no tempo (termos de ordem 1). Utilizando estas expressões na equação 1.29 o resultado é

$$\frac{d\vec{M}_i}{dt} = -\gamma (m_{ix_i} \hat{x}_i + m_{iy} \hat{y} + M_{iz_i} \hat{z}_i) \times (h_{ix_i} \hat{x}_i + h_{iy} \hat{y} + H_{iz_i} \hat{z}_i). \quad (1.31)$$

Calculando o produto vetorial acima e escrevendo as equações para cada componente separadamente obtemos

$$-\frac{1}{\gamma} \frac{dm_{ix_i}}{dt} = m_{iy} H_{iz_i} - M_{iz_i} h_{iy},$$

$$-\frac{1}{\gamma} \frac{dm_{iy}}{dt} = M_{iz_i} h_{ix_i} - m_{ix_i} H_{iz_i} \quad (1.32)$$

e

$$-\frac{1}{\gamma} \frac{dM_{iz_i}}{dt} = m_{ix_i} h_{iy} - m_{iy} h_{ix_i}.$$

Note, do conjunto de equações 1.32, que na equação para a derivada temporal da componente z_i da magnetização apenas termos de segunda ordem aparecem, logo $\frac{dM_{iz_i}}{dt} \approx 0$. Vamos ficar, portanto, com apenas duas equações para cada filme.

Para prosseguirmos na resolução da equação de movimento, devemos calcular as componentes do campo efetivo. A relação entre campo efetivo e energia é dada por

$$H_{eff} = -\nabla_M E, \quad (1.33)$$

onde o índice no nabla se refere a variável em relação a qual a derivada é calculada, neste caso, a magnetização. Vamos calcular separadamente as componentes de cada termo.

Energia Zeeman

A energia Zeeman é dada pela equação 1.1, onde agora vamos escrever o vetor magnetização em termos de suas componentes no sistema de eixos locais. H_0 é dado pela equação 1.3, portanto devemos conhecer o resultado do produto escalar entre o novo e o velho conjunto de versores, resultado que se encontra na figura 1.18. Lembrando que o campo externo é aplicado no plano ($\phi_H = 0$) e usando algumas relações trigonométricas, encontramos que

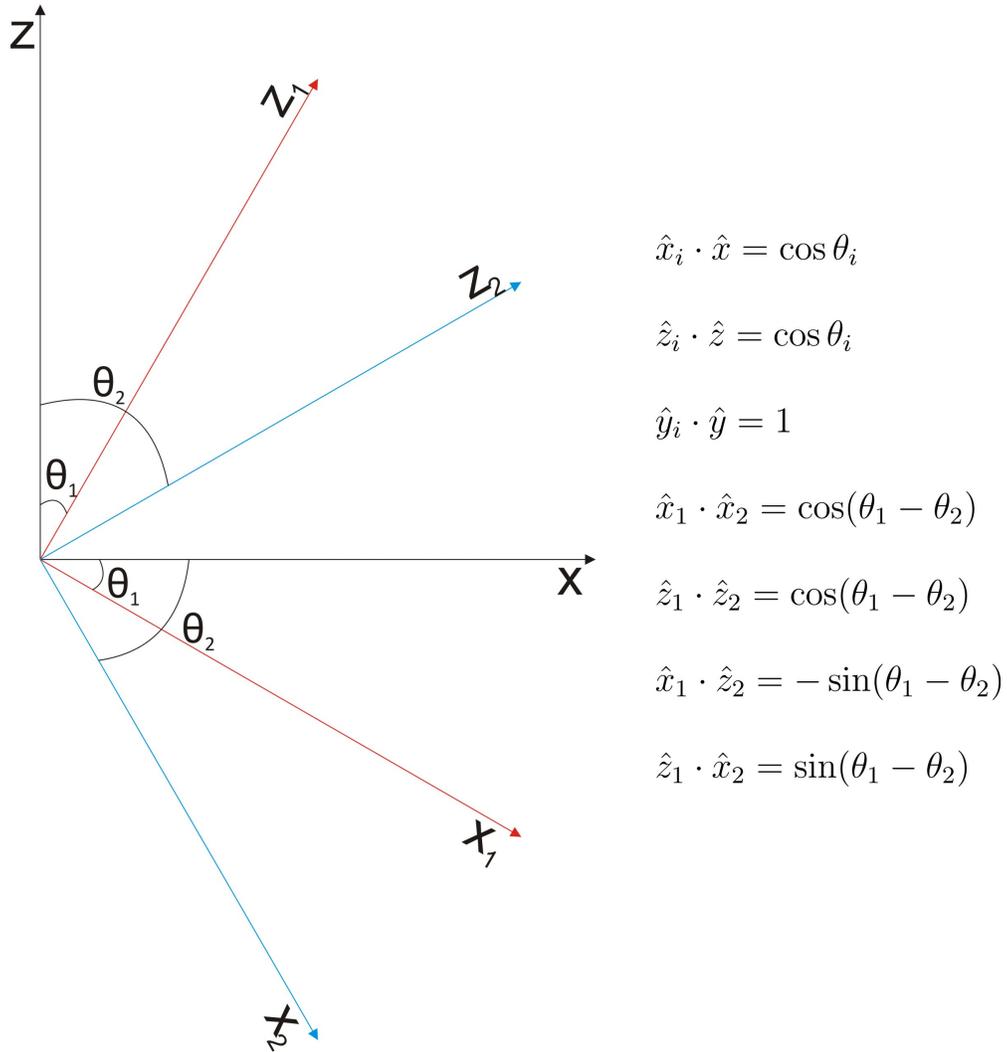


Figura 1.18: Figura ilustrando o cálculo do produto escalar entre os versores do sistema de eixos cristalinos e os do sistema de eixos locais.

$$E_{Z_i} = -d_i [m_{ix_i} H_0 \sin(\theta_i - \theta_H) + M_{iz_i} H_0 \cos(\theta_i - \theta_H)]. \quad (1.34)$$

O campo efetivo é dado pela equação 1.33,

$$\vec{H}_{eff} = -\nabla_M E = - \left[\left(\frac{\partial E}{\partial m_{ix_i}} \hat{x}_i \right) + \left(\frac{\partial E}{\partial m_{iy}} \hat{y} \right) + \left(\frac{\partial E}{\partial M_{iz_i}} \hat{z}_i \right) \right],$$

que para este caso fornece o resultado

$$\vec{H}_{eff} = d_i [H_0 \text{sen}(\theta_i - \theta_H) \hat{x}_i + H_0 \text{cos}(\theta_i - \theta_H) \hat{z}_i]. \quad (1.35)$$

Anisotropias de forma e superfície

A anisotropia de forma é dada pela equação 1.6 e a de superfície pela equação 1.7. Nestes casos o cálculo é bastante simples, pois $\hat{y}_i \cdot \hat{y} = 1$. O resultado para a anisotropia de forma é

$$\vec{H}_{eff} = -4\pi d_i m_{iy} \hat{y}, \quad (1.36)$$

enquanto que para a anisotropia de superfície é

$$\vec{H}_{eff} = \frac{2k_{as} m_{iy}}{M_i^2} \hat{y}. \quad (1.37)$$

Anisotropia cúbica

A anisotropia cúbica é dada pela equação 1.9. Podemos escrever os cossenos diretores como $\alpha_{1_i} = \vec{M}_i \cdot \hat{x}/M_i$, $\alpha_{2_i} = \vec{M}_i \cdot \hat{y}/M_i$ e $\alpha_{3_i} = \vec{M}_i \cdot \hat{z}/M_i$. Utilizando a equação 1.30 para reescrever os versores cristalinos em função dos versores locais e calculando o produto escalar obtemos

$$\begin{aligned} \alpha_{1_i} &= \frac{m_{ix_i}}{M_i} \text{cos} \theta_i + \frac{M_{iz_i}}{M_i} \text{sen} \theta_i, \\ \alpha_{2_i} &= \frac{m_{iy}}{M_i} \end{aligned} \quad (1.38)$$

e

$$\alpha_{3_i} = \frac{1}{M_i} (-m_{ix_i} \text{sen} \theta_i + M_{iz_i} \text{cos} \theta_i).$$

Utilizando a equação 1.38 na equação 1.9, e desprezando os termos de terceira e quarta ordem nas componentes de rf, obtemos

$$E_{ac_i} \cong \frac{d_i k_{ac}}{M_i^4} \left[m_{iy}^2 M_{iz_i}^2 + \frac{1}{2} \text{sen } 4\theta_i m_{ix_i} M_{iz_i}^3 + \frac{1}{4} \text{sen } ^2 2\theta_i M_{iz_i}^4 + m_{ix_i}^2 M_{iz_i}^2 \left(\cos^2 2\theta_i - \frac{1}{2} \text{sen } ^2 2\theta_i \right) \right]. \quad (1.39)$$

Obtida a energia magnética, podemos calcular o campo efetivo através da equação 1.33. Na expressão resultante, serão desprezados os termos que:

1. São de ordem zero em h_{ix_i} , uma vez que estes termos serão multiplicados por M_{iz_i} na equação de movimento e serão constantes;
2. São de primeira ordem em H_{iz_i} , que serão multiplicados por componentes de rf na equação de movimento, tornando-se de segunda ordem.

A partir dos termos restantes, utilizando algumas relações trigonométricas, obtemos

$$\begin{aligned} h_{ix_i} &\cong \frac{d_i k_{ac}}{M_i^2} [3 \text{sen } ^2 2\theta_i - 2] m_{ix_i}, \\ h_{iy} &\cong -\frac{d_i k_{ac}}{M_i^2} 2m_{iy} \end{aligned} \quad (1.40)$$

e

$$H_{iz_i} \cong -\frac{d_i k_{ac}}{M_i} \text{sen } ^2 2\theta_i.$$

Onde usamos $M_{iz_i} \cong M_i$.

Acoplamento bilinear

O acoplamento bilinear tem sua energia dada pela equação 1.19. Uma vez que o sistema em questão é uma tricamada, o somatório contém apenas um termo. Como estamos trabalhando com a formulação da equação de movimento, antes de calcularmos o produto escalar devemos reescrever \vec{M}_1 e \vec{M}_2 em termos de suas componentes no sistema de eixos locais. A figura 1.18 contém as relações usadas no cálculo do produto escalar. A energia do acoplamento no novo sistema de eixos é dada por

$$E_{bl} = -\frac{J_{bl}}{M_1 M_2} \left[m_{1x_1} m_{2x_2} \cos(\theta_1 - \theta_2) - m_{1x_1} M_{2z_2} \sin(\theta_1 - \theta_2) + m_{1y} m_{2y} + M_{1z_1} m_{2x_2} \sin(\theta_1 - \theta_2) + M_{1z_1} M_{2z_2} \cos(\theta_1 - \theta_2) \right]. \quad (1.41)$$

Os campos efetivos para o primeiro filme são dados, após desprezarmos alguns termos utilizando as mesmas considerações usadas na anisotropia cúbica (página anterior), por

$$h_{1x_1} \cong \frac{J_{bl}}{M_1 M_2} [m_{2x_2} \cos(\theta_1 - \theta_2)],$$

$$h_{1y} = \frac{J_{bl}}{M_1 M_2} m_{2y} \quad (1.42)$$

e

$$H_{1z_1} \cong \frac{J_{bl}}{M_1} \cos(\theta_1 - \theta_2).$$

No caso do segundo filme os campos efetivos são dados por,

$$h_{2x_2} \cong \frac{J_{bl}}{M_1 M_2} [m_{1x_1} \cos(\theta_1 - \theta_2)],$$

$$h_{2y} = \frac{J_{bl}}{M_1 M_2} m_{1y} \quad (1.43)$$

e

$$H_{2z_2} \cong \frac{J_{bl}}{M_2} \cos(\theta_1 - \theta_2).$$

Na obtenção destas equações utilizamos $M_{1z_1} \cong M_1$ e $M_{2z_2} \cong M_2$. Conforme o nome deste termo diz, ele acopla a magnetização dos dois filmes: observando as equações 1.42 e 1.43, vemos que as componentes de rf do campo para o filme 1 contém componentes da magnetização do filme 2, e vice-versa. Devido a este termo e ao termo de acoplamento biquadrático, que será visto a seguir, as magnetizações dos dois filmes não podem precessionar de forma independente uma da outra. Conforme será visto quando resolvermos a equação de movimento, existem para uma tricamada dois modos de precessão, um chamado de óptico e outro de acústico.

Acoplamento biquadrático

O acoplamento biquadrático tem sua energia dada pela equação 1.22. O procedimento e as considerações utilizadas aqui são as mesmas utilizadas anteriormente; vamos, portanto, exibir apenas os resultados. Para o filme 1, os campos efetivos são dados por

$$\begin{aligned} h_{1x_1} &\cong -\frac{J_{bq}}{M_1^2 M_2^2} [2m_{1x_1} M_{2z_2}^2 \sin^2(\theta_1 - \theta_2) + 2m_{2x_2} M_{1z_1} M_{2z_2} \cos 2(\theta_1 - \theta_2)], \\ h_{1y} &\cong -\frac{J_{bq}}{M_1^2 M_2^2} [2m_{2y} M_{1z_1} M_{2z_2} \cos(\theta_1 - \theta_2)] \end{aligned} \quad (1.44)$$

e

$$H_{1z_1} \cong -\frac{J_{bq}}{M_1^2 M_2^2} [2M_{1z_1} M_{2z_2}^2 \cos^2(\theta_1 - \theta_2)].$$

Para o filme 2 os campos efetivos são dados por,

$$h_{2x_2} \cong -\frac{J_{bq}}{M_1^2 M_2^2} [2m_{2x_2} M_{1z_1}^2 \sin^2(\theta_1 - \theta_2) + 2m_{1x_1} M_{1z_1} M_{2z_2} \cos 2(\theta_1 - \theta_2)],$$

$$h_{2y} \cong -\frac{J_{bq}}{M_1^2 M_2^2} [2m_{1y} M_{1z_1} M_{2z_2} \cos(\theta_1 - \theta_2)] \quad (1.45)$$

e

$$H_{2z_2} \cong -\frac{J_{bq}}{M_1^2 M_2^2} [2M_{1z_1}^2 M_{2z_2} \cos^2(\theta_1 - \theta_2)].$$

Resolução da equação de movimento

Obtidas as diversas componentes do campo efetivo, devemos somar todas as contribuições e em seguida utilizar este resultado na equação 1.32. Como temos dois filmes de ferro e a componente z de cada um não varia no tempo, o sistema a ser resolvido possui quatro equações. Vamos resolver uma das equações e em seguida apresentar a resolução completa em forma matricial; a relação de dispersão desejada pode ser obtida igualando o determinante desta matriz a zero. Temos, para a componente x_1 do filme 1,

$$\begin{aligned} \frac{1}{\gamma d} \frac{dm_{1x_1}}{dt} = m_{1y} \left[H_0 \cos(\theta_1 - \theta_H) - \frac{H_{ac}}{2} \sin^2 2\theta_1 + H_{bl} \cos(\theta_1 - \theta_2) \right. \\ \left. - 2H_{bq} \cos^2(\theta_1 - \theta_2) \right] + [H_{ac} m_{1y} + 4\pi M_S m_{1y} - H_{as} m_{1y} \\ - H_{bl} m_{2y} + 2H_{bq} m_{2y} \cos(\theta_1 - \theta_2)]. \end{aligned} \quad (1.46)$$

As seguintes aproximações foram usadas, na resolução do conjunto de equações: $d_1 = d_2 = d$, $M_{1z_1} \cong M_1$, $M_{2z_2} \cong M_2$, $M_1 = M_2 = M_S$. Os campos das interações H_{ac} , H_{bl} e H_{bq} se encontram definidos na seção 1.2.6, enquanto que H_{as} é definido, de acordo com a referência [24], como $H_{as} = \frac{2k_{as}}{dM_S}$. Na equação acima, θ_1 e θ_2 são as posições de equilíbrio das magnetizações para os filmes 1 e 2 respectivamente.

Como os filmes estão acoplados, a equação de movimento de um filme depende de componentes de rf da magnetização do outro. Vamos supor que as soluções da equação de movimento são do tipo

$$m_{ix_i} = m_{ix_i}^0 \exp(-j\omega t) \text{ e } m_{iy} = m_{iy}^0 \exp(-j\omega t). \quad (1.47)$$

Nas equações acima, j é a unidade imaginária. Utilizando a solução apropriada para a componente m_{1x_1} , obtemos

$$\begin{aligned} \frac{j\omega}{\gamma d} m_{1x_1} = m_{1y} & \left[H_0 \cos(\theta_1 - \theta_H) - \frac{H_{ac}}{2} \sin^2 2\theta_1 + H_{bl} \cos(\theta_1 - \theta_2) \right. \\ & \left. - 2H_{bq} \cos^2(\theta_1 - \theta_2) + H_{ac} + 4\pi M_S - H_{as} \right] \\ & + m_{2y} [-H_{bl} + 2H_{bq} \cos(\theta_1 - \theta_2)]. \end{aligned} \quad (1.48)$$

Seguindo o mesmo procedimento para as outras três equações, e utilizando $d = 1$, bem como algumas relações trigonométricas, obtemos:

$$\begin{bmatrix} \frac{-j\omega}{\gamma} & H_1 & 0 & H_2 \\ -H_3 & \frac{-j\omega}{\gamma} & H_4 & 0 \\ 0 & G_2 & \frac{-j\omega}{\gamma} & G_1 \\ G_4 & 0 & -G_3 & \frac{-j\omega}{\gamma} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} m_{1x_1} \\ m_{1y} \\ m_{2x_2} \\ m_{2y} \end{bmatrix} = 0 \quad (1.49)$$

onde

$$H_1 = H_0 \cos(\theta_1 - \theta_H) + \frac{H_{ac}}{4} (3 + \cos 4\theta_1) + 4\pi M_S - H_{as} + H_{bl} \cos(\theta_1 - \theta_2) - 2H_{bq} \cos^2(\theta_1 - \theta_2),$$

$$H_2 = -H_{bl} + 2H_{bq} \cos(\theta_1 - \theta_2),$$

$$H_3 = H_0 \cos(\theta_1 - \theta_H) + H_{ac} \cos 4\theta_1 + H_{bl} \cos(\theta_1 - \theta_2) - 2H_{bq} \cos 2(\theta_1 - \theta_2),$$

$$H_4 = H_{bl} \cos(\theta_1 - \theta_2) - 2H_{bq} \cos 2(\theta_1 - \theta_2),$$

$$G_1 = H_0 \cos(\theta_2 - \theta_H) + \frac{H_{ac}}{4}(3 + \cos 4\theta_2) + 4\pi M_S - H_{as} + H_{bl} \cos(\theta_1 - \theta_2) - 2H_{bq} \cos^2(\theta_1 - \theta_2),$$

$$G_2 = -H_{bl} + 2H_{bq} \cos(\theta_1 - \theta_2),$$

$$G_3 = H_0 \cos(\theta_2 - \theta_H) + H_{ac} \cos 4\theta_2 + H_{bl} \cos(\theta_1 - \theta_2) - 2H_{bq} \cos 2(\theta_1 - \theta_2),$$

e finalmente

$$G_4 = H_{bl} \cos(\theta_1 - \theta_2) - 2H_{bq} \cos 2(\theta_1 - \theta_2).$$

Igualando o determinante da matriz acima a zero, encontramos a relação desejada

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = -\frac{1}{2}a_0 \pm \sqrt{\frac{1}{4}a_0^2 - c_0}. \quad (1.50)$$

Aqui

$$a_0 = G_2H_4 + H_2G_4 - G_1G_3 - H_1H_3$$

e

$$c_0 = H_1H_3G_1G_3 + H_2H_4G_2G_4 - H_2H_3G_2G_3 - H_1H_4G_1G_4.$$

Para cada valor do campo externo vamos ter dois valores possíveis de frequência de precessão das componentes de rf. Uma destas soluções está associada a um modo em que as magnetizações dos dois filmes precessionam em fase (conhecido como modo acústico) e a outra está associada a um modo em que as magnetizações precessionam fora de fase (conhecido como modo óptico). Diversos exemplos de relações de dispersão podem ser encontrados no capítulo 4.

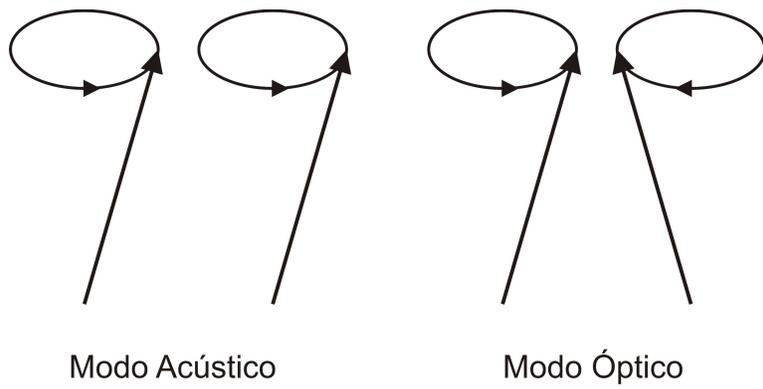


Figura 1.19: Figura ilustrando os modos de precessão da magnetização existentes em uma tricamada.

Capítulo 2

Técnicas experimentais

2.1 Introdução

Neste capítulo, faremos uma breve descrição de algumas técnicas experimentais utilizadas usualmente no estudo de filmes nanométricos. Nosso objetivo é mostrar técnicas que permitem obter experimentalmente curvas de magnetização, de magnetoresistência e de dispersão, que foram obtidas nesta dissertação de maneira teórica. Na seção 2.2 trataremos do efeito Kerr e veremos como este pode ser usado para medir a componente paralela ao campo externo da magnetização; na seção 2.3 veremos uma técnica que permite determinar a magnetoresistência; e na seção 2.4 veremos um método que permite a obtenção da frequência de precessão, das componentes de rf, para um determinado valor do campo externo.

Vale a pena salientar que o fato de não termos realizado nenhuma

medida experimental, torna impossível fornecermos uma descrição completa dos aparatos, bem como dos detalhes envolvidos nos processos de medida. Portanto, forneceremos apenas informações a respeito dos princípios envolvidos na realização destas medidas, e indicaremos referências em que um tratamento mais completo é realizado.

2.2 Efeito Kerr Magneto-Óptico

Dentre as técnicas utilizadas para obter curvas de magnetização de uma amostra, a baseada no efeito Kerr é bastante utilizada no caso de filmes nanométricos. Algumas de suas vantagens são:

1. É uma técnica óptica; de acordo com a referência [23], técnicas ópticas apresentam sensibilidades duas ordens de grandeza maiores do que técnicas indutivas, como o magnetômetro de amostra vibrante;
2. Permite investigar apenas uma região da amostra, bastando para isto focalizar o feixe de laser no ponto desejado;
3. É uma técnica que tem penetração limitada no material, de modo que se evita a interferência do substrato e do suporte.

No efeito Kerr, luz elipticamente polarizada tem seu plano de polarização deslocado ao refletir em uma amostra magnetizada. A ideia é que quanto maior for a magnetização, maior será o deslocamento do plano de polarização. Portanto, uma medida deste deslocamento é uma medida da magnetização. Existem três tipos de efeito Kerr [32], dependendo da posição

da magnetização com respeito ao plano do filme e ao plano de incidência da luz, como pode ser visto na figura 2.1. Pode-se utilizar o efeito Kerr longitu-

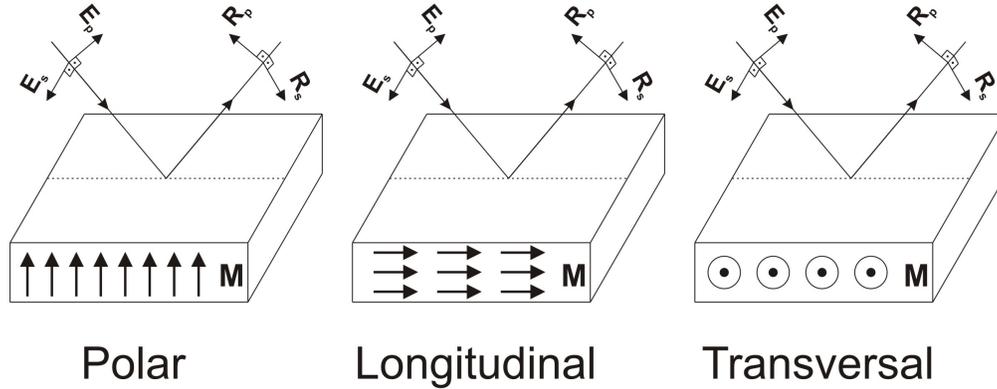


Figura 2.1: Ilustração dos diferentes tipos de efeito Kerr. O índice s indica uma componente paralela ao plano de incidência da luz, enquanto o índice p uma componente perpendicular a este plano.

dinal para medir a componente paralela ao campo externo da magnetização da seguinte maneira: o plano de incidência da luz é paralelo ao campo externo \vec{H}_0 , enquanto que o ângulo entre a magnetização e o campo externo é $\theta - \theta_H$ (ver figura 2.2). A medida que o campo externo aumenta, aumenta a componente da magnetização paralela a este e conseqüentemente a rotação do plano de polarização da luz. Como quanto maior for a componente da magnetização paralela ao campo externo maior será a rotação do plano de polarização, a rotação deste plano será máxima quando $\theta - \theta_H = 0$. Detalhes da montagem experimental, mais informações a respeito da técnica, bem como resultados podem ser encontrados na referência [33].

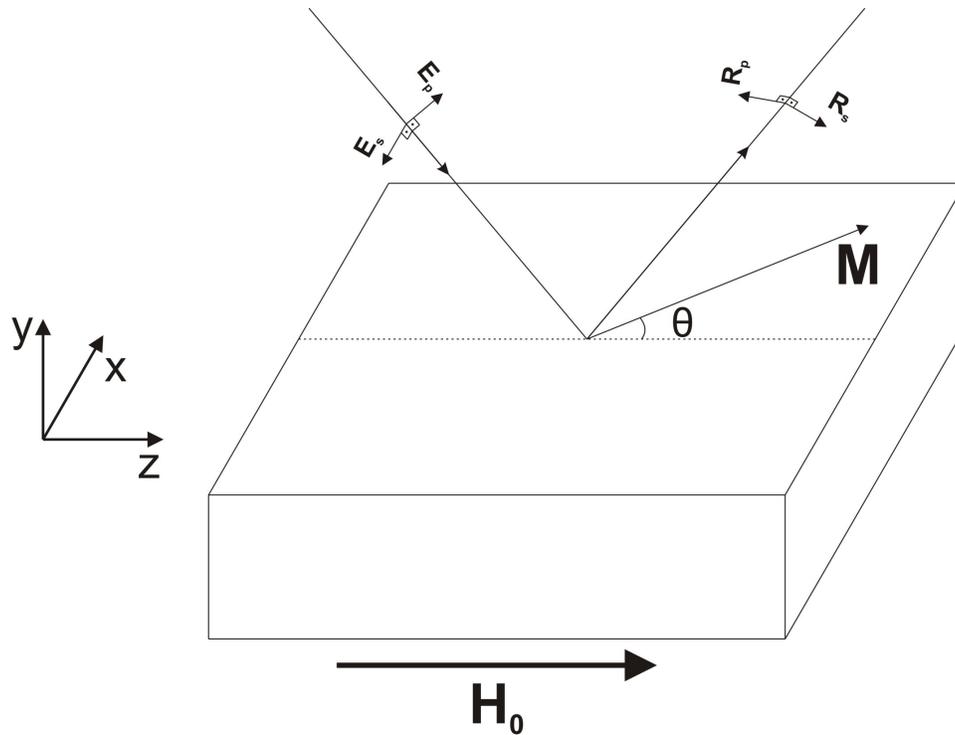


Figura 2.2: Utilização do efeito Kerr longitudinal para medir a componente paralela ao campo externo da magnetização para $\theta_H = 0$.

2.3 Magnetoresistência DC

Dentre as técnicas utilizadas para medir magnetoresistência, podemos citar as técnicas de magnetoresistência DC e AC. Escolhemos descrever a primeira porque, de acordo com a referência [34], esta técnica permite a medida absoluta da resistência, enquanto que a segunda permite apenas medidas de variação da resistência. A técnica de magnetoresistência AC também apresenta vantagens com relação a DC; na referência acima, uma comparação das duas técnicas pode ser encontrada. Também podem ser encontradas nesta

referência mais informações a respeito da técnica AC.

Na magnetoresistência DC, quatro eletrodos colineares e igualmente espaçados são pressionados contra a superfície da amostra. Os dois eletrodos externos aplicam a corrente na amostra, enquanto que os dois eletrodos internos medem a diferença de potencial, conforme ilustrado na figura 2.3. Detalhes da montagem experimental podem ser encontrados na referência [34].

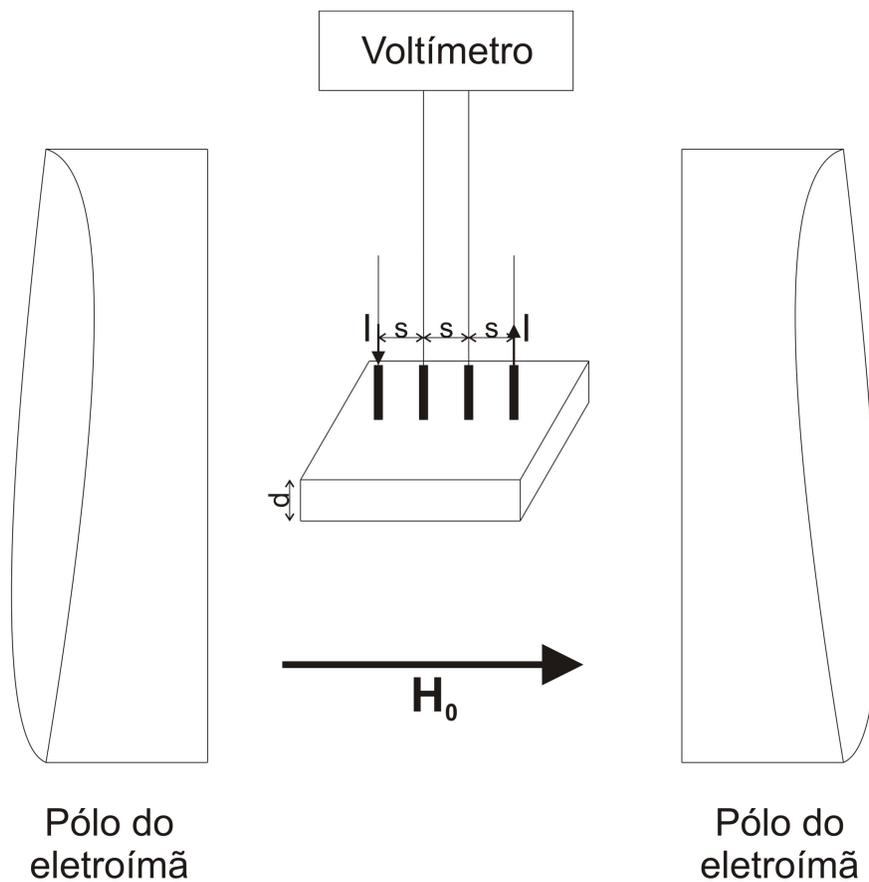


Figura 2.3: Esquema utilizado na técnica de magnetoresistência DC.

Obtendo-se a corrente (I) e a diferença de potencial (V) pode-se calcular a resistência (R). Entretanto, vamos examinar dois casos, um em que a espessura do filme (d) é muito maior que o espaçamento entre cada eletrodo (s) e outro em que o contrário ocorre. Isto é necessário para mostrar que se deve ter cuidado com a interpretação dos resultados; dependendo de como o sistema experimental foi montado, as medidas de resistência podem depender de parâmetros geométricos da montagem. Trabalharemos com um filme simples.

1) Espessura do filme muito maior do que o espaçamento entre os eletrodos ($d \gg s$)

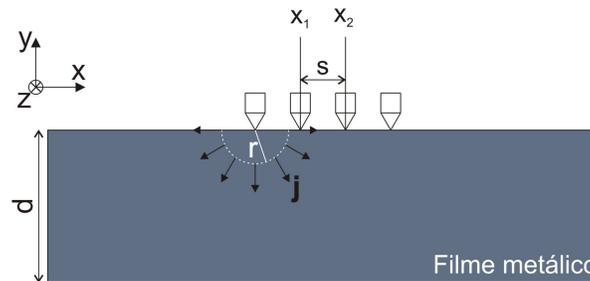


Figura 2.4: Esquema de uma montagem experimental em que $d \gg s$.

Uma ilustração de um sistema em que $d \gg s$ pode ser visto na figura 2.4. Neste caso, a distribuição de corrente é esférica. A resistência infinitesimal ao longo da direção x é dada por $dR_x = \frac{\rho dx}{A}$, em que ρ é a resistividade da amostra e $A = \frac{1}{2}4\pi r^2$ é a área da superfície semi-esférica mostrada na figura 2.4. Vamos integrar a equação para dR_x utilizando o caminho $y = z = 0$ e $x_1 < x < x_2$ (consideramos que ρ é constante ao longo deste caminho) para

calcular a resistência entre os eletrodos,

$$R_x = \int_{x_1}^{x_2} \rho \frac{dx}{2\pi x^2} = \frac{\rho}{2\pi} \left(\frac{1}{x_1} - \frac{1}{x_2} \right).$$

Considerando que a origem se encontra no primeiro eletrodo, temos que $x_1 = s$ e $x_2 = 2s$ e obtemos

$$R_x = \frac{\rho}{4\pi s}, \quad (2.1)$$

ou

$$\rho = 4\pi s \frac{V}{I}. \quad (2.2)$$

Neste caso, a resistividade não depende apenas da amostra cuja resistência se quer medir, uma vez ρ é função de s . Isto não é desejável em uma medida.

2) Espessura do filme muito menor do que o espaçamento entre os eletrodos ($d \ll s$)

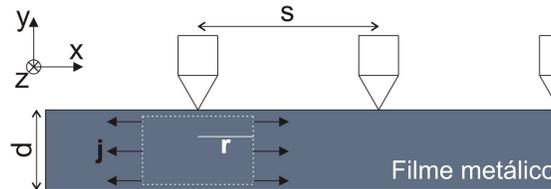


Figura 2.5: Esquema de uma montagem experimental em que $d \ll s$.

Uma ilustração de um sistema em que $d \ll s$ pode ser visto na figura 2.5. Neste caso, a distribuição de corrente é cilíndrica. Vamos seguir o mesmo procedimento do caso anterior, entretanto agora $A = 2\pi rd$ é a área da superfície cilíndrica mostrada na figura 2.5. Utilizando o mesmo caminho utilizado anteriormente (a origem se encontra no primeiro eletrodo, x_1

se encontra no segundo eletrodo e x_2 no terceiro eletrodo) e considerando novamente que ρ é constante ao longo deste caminho, encontramos

$$R_x = \int_{x_1}^{x_2} \rho \frac{dx}{2\pi x d} = \frac{\rho}{2\pi d} \ln \frac{x_2}{x_1}.$$

Como $x_2 = 2x_1$, obtemos

$$R_x = \frac{\rho}{2\pi d} \ln 2 \quad (2.3)$$

ou

$$\rho = \frac{2\pi d V}{\ln 2 I}. \quad (2.4)$$

Neste caso, a resistividade não depende de parâmetros experimentais. Esta aproximação é geralmente válida para filmes nanométricos, uma vez que para estes a espessura d é, no máximo, da ordem de centenas de angstroms, enquanto que o espaçamento entre eletrodos é da ordem de milímetros.

2.4 Ressonância ferromagnética

Na ressonância ferromagnética (ou FMR), radiação de microondas, com frequência tal que sua energia é absorvida ressonantemente, incide em um material ferromagnético. O procedimento consiste em submeter o material a ser analisado a dois campos magnéticos externos, um campo estático \vec{H}_0 e um campo oscilante $\vec{h}(t)$ (ver figura 2.6). Este campo oscilante atua como uma perturbação no sistema, sendo $|\vec{h}(t)| \ll |\vec{H}_0|$.

A função do campo \vec{H}_0 é fazer com que a magnetização da amostra precesse em torno da posição de equilíbrio, sendo o movimento dado pela equação de Landau-Lifshitz (equação 1.29). Como estamos fazendo um tratamento genérico, vamos considerar que o sistema é descrito por uma única

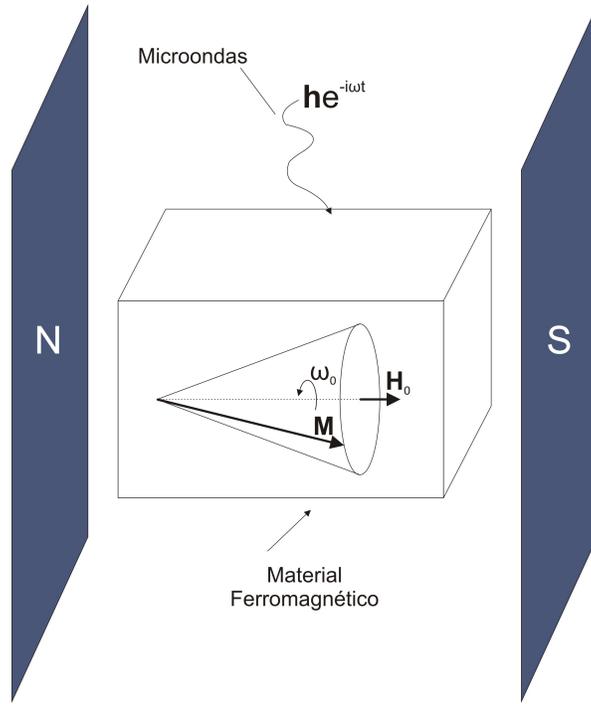


Figura 2.6: Esquema de um experimento de ressonância magnética de um material ferromagnético.

magnetização, e que o único termo da energia é a energia Zeeman (que sempre se encontra presente quando um material magnetizado interage com um campo magnético). Para este caso, a equação 1.29 é escrita como

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma\vec{M} \times \vec{H}_0. \quad (2.5)$$

A equação vetorial acima pode ser usada para mostrar que a frequência de precessão da magnetização é dada pela frequência de Larmor, $\omega_0 = \gamma H_0$.

A função do campo $\vec{h}(t)$ é justamente provocar a absorção ressonante: quando a frequência ω da radiação incidente é igual a frequência ω_0 de precessão da magnetização, a absorção de energia é máxima. Note que, para

este sistema em particular, em que apenas o termo Zeeman da energia é considerado, não há necessidade de se utilizar FMR, uma vez que a frequência de precessão só é função de H_0 , que é conhecido. Em geral, quando mais termos da energia magnética são considerados, isto não ocorre, sendo esta frequência determinada experimentalmente através da ressonância. Por exemplo, na equação 1.50 a frequência de precessão é função de vários campos efetivos.

O objetivo da ressonância ferromagnética é obter a relação de dispersão, que é uma curva de frequência de precessão *versus* campo externo. Normalmente, o procedimento consiste em fixar a frequência da radiação de microondas e variar o campo externo, variando deste modo a frequência de precessão da magnetização, até que ocorra a ressonância. O campo em que isto ocorre é conhecido como campo ressonante.

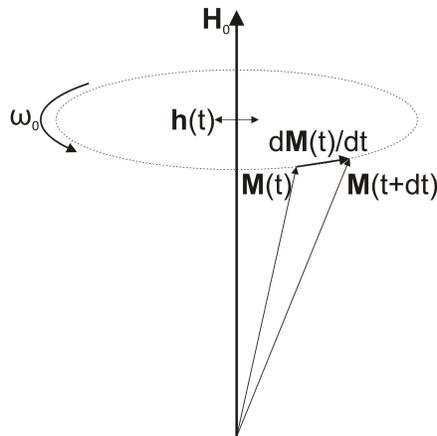


Figura 2.7: Magnetização de um material ferromagnético precessionando, com frequência ω_0 , sob a ação de um campo estático \vec{H}_0 e de um campo oscilante $\vec{h}(t)$.

Para finalizar a descrição do procedimento utilizado em FMR, resta

descrever como é feito para se determinar que ocorreu a absorção ressonante. Experimentalmente o que se mede é a variação de uma grandeza denominada fator de qualidade, que possui uma relação direta com a susceptibilidade magnética, podendo mais detalhes a esse respeito ser encontrado na referência [23]. Na referência [34], encontra-se a relação entre susceptibilidade e potência absorvida, bem como mais detalhes a respeito do processo experimental. Então, indiretamente, a susceptibilidade é a grandeza que é medida experimentalmente, e vamos mostrar que há um pico na susceptibilidade quando ocorre a absorção ressonante. Considerando que a magnetização interage apenas com o campo externo \vec{H}_0 e com o campo oscilante $\vec{h}(t)$, a equação de movimento é dada por (a figura 2.7 ilustra o problema):

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma\vec{M} \times (\vec{H}_0 + \vec{h}(t)), \quad (2.6)$$

onde $\vec{M} = (m_{x0}\hat{x} + m_{y0}\hat{y}) \exp(-j\omega t) + M_0\hat{z}$, $\vec{H}_0 = H_0\hat{z}$ e $\vec{h}(t) = (h_x\hat{x} + h_y\hat{y}) \exp(-j\omega t)$. Como esta é uma equação vetorial, e a componente z da magnetização é constante, ficamos com duas equações. Resolvendo as equações de modo a se obter m_{x0} e m_{y0} em função das componentes do campo oscilante, obtemos

$$m_{x0} = \frac{\omega_0\omega_m}{(\omega_0^2 - \omega^2)}h_x - i\frac{\omega_m\omega}{(\omega_0^2 - \omega^2)}h_y$$

e

$$m_{y0} = \frac{\omega_0\omega_m}{(\omega_0^2 - \omega^2)}h_y + i\frac{\omega_m\omega}{(\omega_0^2 - \omega^2)}h_x, \quad (2.7)$$

onde $\omega_0 = \gamma H_0$ e $\omega_m = \gamma M_0$. Como $\vec{m} = \bar{\chi}\vec{h}$, onde $\bar{\chi}$ é o tensor susceptibilidade magnética, vamos ter

$$\begin{pmatrix} m_{x0} \\ m_{y0} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \chi_{xx} & \chi_{xy} \\ \chi_{yx} & \chi_{yy} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} h_x \\ h_y \end{pmatrix}, \quad (2.8)$$

então

$$\chi_{xx} = \chi_{yy} = \frac{\omega_0 \omega_m}{\omega_0^2 - \omega^2} \quad ; \quad \chi_{yx} = -\chi_{xy} = i \frac{\omega_m \omega}{\omega_0^2 - \omega^2}. \quad (2.9)$$

Nestas equações, as componentes do tensor susceptibilidade divergem quando $\omega = \omega_0$. Isto acontece porque não consideramos o efeito das perdas de energia na precessão da magnetização, que ocorrem porque a magnetização pode interagir com a rede cristalina, por meio do efeito spin-órbita. Uma maneira de introduzir fenomenologicamente estas perdas é, de acordo com a referência [23], trocando ω_0 por $\omega_0 - i\Gamma/2$ nas equações 2.9. Γ representa as perdas, sendo conhecido como taxa de relaxação. Com esta mudança, curvas de componentes do tensor susceptibilidade em função do campo externo tomam a forma de Lorentzianas.

A figura 2.8 ilustra a forma típica de uma curva encontrada em ressonâncias ferromagnéticas de tricamadas. Na verdade esta é uma curva da derivada da susceptibilidade, que é a grandeza que é medida usualmente. Como a susceptibilidade tem a forma de uma Lorentziana, a curva abaixo, obtida de forma teórica, é de uma derivada da Lorentziana. Observe os campos de ressonância, um associado ao modo acústico (em torno de 0.7 kOe) e outro ao modo óptico (em torno de 1.4 kOe), assinalados na figura. Vale a pena observar que como a susceptibilidade é máxima quando há ressonância, a curva que representa sua derivada deve ser nula nestes pontos. Outra grandeza que pode ser obtida a partir da figura 2.8 é a largura de linha, que é dada pela diferença entre o máximo (antes) e o mínimo (depois) da absorção na curva. Novamente de acordo com a referência [23], a largura de linha (ΔH) é dada por $\Delta H = \frac{\Gamma}{\gamma}$, de modo que a largura de linha fornece informação sobre a taxa de relaxação.

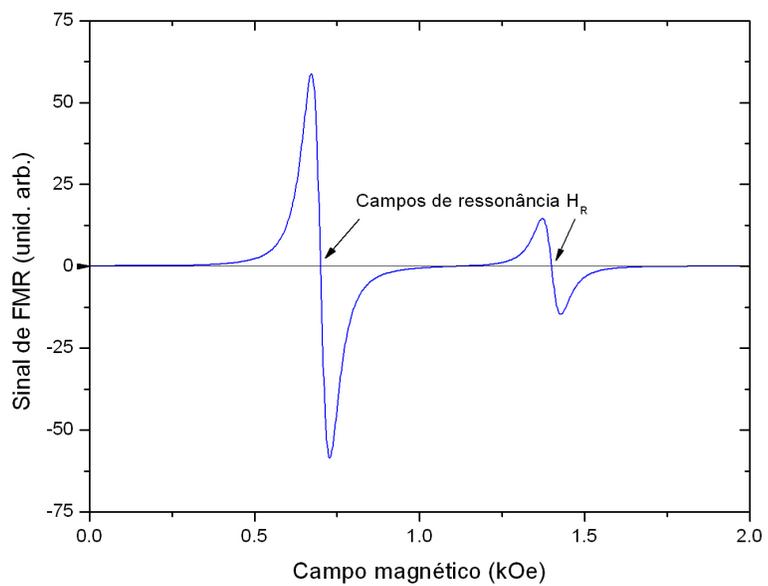


Figura 2.8: Gráfico da derivada da Lorentziana ilustrando uma curva típica de ressonância ferromagnética para uma tricamada.

Capítulo 3

Sequências quasiperiódicas

3.1 Introdução

Os quasicristais foram descobertos por Shechtman *et al* [5] em 1984. A análise de uma liga de Alumínio e Manganês, produzida por eles, revelou que esta apresentava simetria icosaedral, proibida em cristais periódicos, e ordem de longo alcance, que não se encontra em sólidos amorfos; o cristal artificial era um intermediário entre os dois casos [35]. Do ponto de vista teórico, não há diferença entre um quasicristal unidimensional e uma sequência incommensurável de períodos [36]. Neste aspecto, uma classe de modelos que atraiu atenção especial foi a das estruturas quasiperiódicas crescidas seguindo sequências substitucionais. Estas são formadas a partir da justaposição de dois (ou mais) blocos de construção, arranjados de acordo com uma sequência predefinida. Uma revisão sobre este tema pode ser encontrada em [37].

Neste capítulo, iremos inicialmente definir o que são sequências substitucionais (seção 3.2), para em seguida estudar algumas características destas sequências. Na seção 3.3 trabalharemos com a sequência de Fibonacci, que será usada no capítulo 4 para definir os sistemas que serão tratados nesta dissertação. Por completeza, iremos, na seção 3.4, trabalhar com duas outras sequências quasiperiódicas bastante utilizadas, a de período duplo e a de Thue-Morse. Conforme proposto na referência [38], estas sequências são classificadas de acordo com a natureza de seu espectro de Fourier, sendo a sequência de Fibonacci do tipo "dense pure point" e as outras duas definidas como do tipo "singular continuous".

3.2 Sequências substitucionais

Seja ϵ um conjunto finito (para as sequências consideradas neste capítulo, $\epsilon = \{A, B\}$, onde A e B serão nesta dissertação filmes nanométricos), que denominaremos *alfabeto*. Seja ϵ^* o conjunto de todas as palavras finitas que podem ser escritas utilizando este alfabeto. Definimos agora ζ , uma transformação de ϵ em ϵ^* , ou seja, uma regra que associa para cada letra do alfabeto uma palavra finita. Podemos estender a definição acima para ζ , como sendo uma transformação de ϵ^* em ϵ^* , em que ζ atua sobre cada letra α_i de uma palavra substituindo-a por sua imagem correspondente $\zeta(\alpha_i)$. A transformação ζ é chamada de *regra de substituição*, e uma sequência formada será chamada de sequência substitucional se for um ponto fixo de ζ , ou seja, se permanecer invariante quando cada letra da sequência é trocada por sua imagem em ζ (por exemplo, para Fibonacci $S_3 = ABA$ e $S_4 = \mathbf{ABAAB}$).

Exemplos de sequências substitucionais encontram-se nas seções seguintes.

3.3 Sequência de Fibonacci

A sequência de Fibonacci foi proposta pela primeira vez em 1202 para descrever o crescimento de uma população de coelhos, podendo ser obtida através das seguintes transformações (ou regras de inflação):

$$A \rightarrow \zeta(A) = AB \quad (3.1)$$

e

$$B \rightarrow \zeta(B) = A. \quad (3.2)$$

Outra maneira de se obter esta sequência é adicionando as duas gerações anteriores para se obter a seguinte, de modo que a n -ésima geração é dada pela relação de recorrência

$$S_n = S_{n-1}S_{n-2}, \quad n \geq 2. \quad (3.3)$$

As seis primeiras gerações de Fibonacci são,

$$S_0 = B,$$

$$S_1 = A,$$

$$S_2 = AB,$$

$$S_3 = ABA,$$

$$S_4 = ABAAB,$$

$$S_5 = ABAABABA,$$

$$S_6 = ABAABABAABAAB.$$

Note que gerações ímpares terminam com a letra A , enquanto que gerações pares terminam com a letra B . Usualmente, quando se trabalha com filmes nanométricos, a letra A representa filmes ferromagnéticos enquanto que a letra B representa filmes não-magnéticos. Nestes casos, apenas gerações que começam e terminam com A possuem contrapartidas magnéticas. Isto ocorre porque filmes não-magnéticos influenciam o comportamento do sistema através do acoplamento entre filmes magnéticos separados por estes. Se um filme não-magnético estiver na extremidade não acoplará filmes magnéticos e não terá influência; logo a contrapartida magnética não corresponderá exatamente a uma dada sequência quasiperiódica (por exemplo, a contrapartida da quarta geração, $ABAAB$, seria equivalente a contrapartida da sequência $ABAA$). A figura 1.1 pode ser vista como a contrapartida magnética da terceira geração de Fibonacci, enquanto que a figura 3.1 pode ser vista como a contrapartida magnética da quinta geração. Note que na última aparecem camadas magnéticas de dupla espessura, mas as camadas não magnéticas apresentam sempre espessura simples.

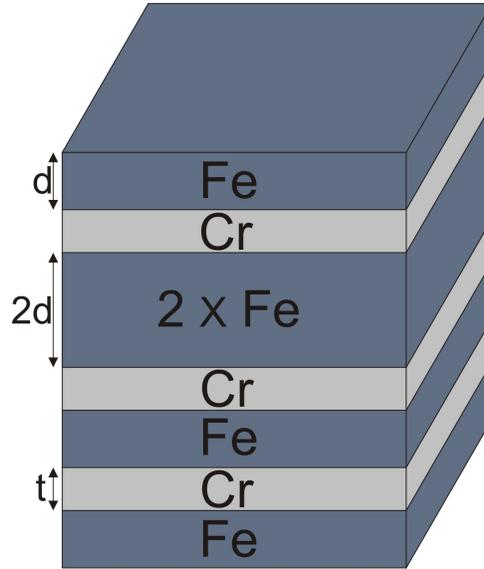


Figura 3.1: Contrapartida magnética da quinta geração de Fibonacci com $A=\text{Fe}$ e $B=\text{Cr}$.

Para uma dada geração S_n , o número total de letras é dado por

$$F_n = F_{n-1} + F_{n-2}, \quad (3.4)$$

onde F_n é chamado de número de Fibonacci com $F_0 = F_1 = 1$. Outra forma de se determinar o número de letras, de acordo com [39], é através da matriz de substituição da sequência,

$$\begin{bmatrix} N'_A \\ N'_B \end{bmatrix} = \mathbf{M}_F \begin{bmatrix} N_A \\ N_B \end{bmatrix}, \quad (3.5)$$

onde N_A (N_B) é o número de letras A (B) na geração anterior e N'_A (N'_B) é o número de letras A (B) na geração seguinte. Para a sequência de Fibonacci,

a matriz de substituição é

$$\mathbf{M}_F = \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix}. \quad (3.6)$$

Os autovalores da matriz acima são $\lambda = \frac{1 \pm \sqrt{5}}{2}$. O autovalor $\tau = \frac{1 + \sqrt{5}}{2}$ é conhecido como número áureo, e a razão $\frac{F_n}{F_{n-1}}$ converge para este valor quando $n \gg 1$, como mostraremos a seguir. Dividindo a equação 3.4 por F_{n-1} obtemos,

$$\frac{F_n}{F_{n-1}} = 1 + \frac{F_{n-2}}{F_{n-1}}. \quad (3.7)$$

No limite $n \gg 1$, temos que $\frac{F_n}{F_{n-1}} = \frac{F_{n-1}}{F_{n-2}} = \lambda$, portanto

$$\lambda = 1 + \frac{1}{\lambda}. \quad (3.8)$$

Resolvendo esta equação, que depois de rearranjada passa a ser uma equação do segundo grau, encontramos $\lambda = \frac{1 \pm \sqrt{5}}{2}$. Como a razão $\frac{F_n}{F_{n-1}}$ é um número positivo, a única solução aceitável é o número áureo $\tau = \frac{1 + \sqrt{5}}{2}$.

Existem generalizações da regra de inflação de Fibonacci, em que esta é dada por

$$B \rightarrow A, \quad A \rightarrow A^p B^q, \quad (3.9)$$

em que A^p (B^q) representa uma sequência de p letras A (ou q letras B), onde p e q são números inteiros. Não trataremos destas estruturas de Fibonacci generalizadas, podendo uma descrição destas ser encontrada em [40].

3.4 Outras sequências quasiperiódicas

Nesta seção trataremos das sequências de período duplo e de Thue-Morse. Começando pela sequência de período duplo, temos que esta pode ser obtida através das seguintes transformações:

$$A \rightarrow \zeta(A) = AB \quad (3.10)$$

e

$$B \rightarrow \zeta(B) = AA. \quad (3.11)$$

De maneira similar ao que foi feito para a sequência de Fibonacci, podemos utilizar alternativamente uma relação de recorrência dada por

$$S_n = S_{n-1}S_{n-1}^+, \quad (3.12)$$

onde

$$S_n^+ = S_{n-1}S_{n-1}. \quad (3.13)$$

As quatro primeiras gerações de período duplo são,

$$S_0 = A,$$

$$S_1 = AB,$$

$$S_2 = ABAA,$$

$$S_3 = ABAAABAB,$$

$$S_4 = ABAAABABABAAABAA.$$

A figura 3.2 representa a contrapartida magnética da quarta geração de período duplo, onde novamente utilizamos A para representar filmes nanométricos magnéticos e B para representar filmes nanométricos não-magnéticos. Neste caso, gerações pares começam e terminam com A , enquanto que gerações ímpares terminam com B , não apresentando, portanto, contrapartidas magnéticas. Note que agora os filmes magnéticos podem apresentar espessura simples, dupla ou tripla, enquanto que os espaçadores, assim como no caso Fibonacci, apresentam apenas espessura simples.

Para cada geração o número total de letras é 2^n , e no limite de gerações altas a razão $\frac{N_A}{N_B}$ tende a 2. Para calcular exatamente o número de letras A e B em uma dada geração podemos utilizar novamente a matriz de substituição,

$$\begin{bmatrix} N'_A \\ N'_B \end{bmatrix} = \mathbf{M}_{PD} \begin{bmatrix} N_A \\ N_B \end{bmatrix}, \quad (3.14)$$

onde neste caso

$$\mathbf{M}_{PD} = \begin{bmatrix} 1 & 2 \\ 1 & 1 \end{bmatrix}. \quad (3.15)$$

Para finalizar, trataremos agora da sequência de Thue-Morse, que pode ser obtida a partir das seguintes transformações:

$$A \rightarrow \zeta(A) = AB \quad (3.16)$$

e

$$B \rightarrow \zeta(B) = BA. \quad (3.17)$$

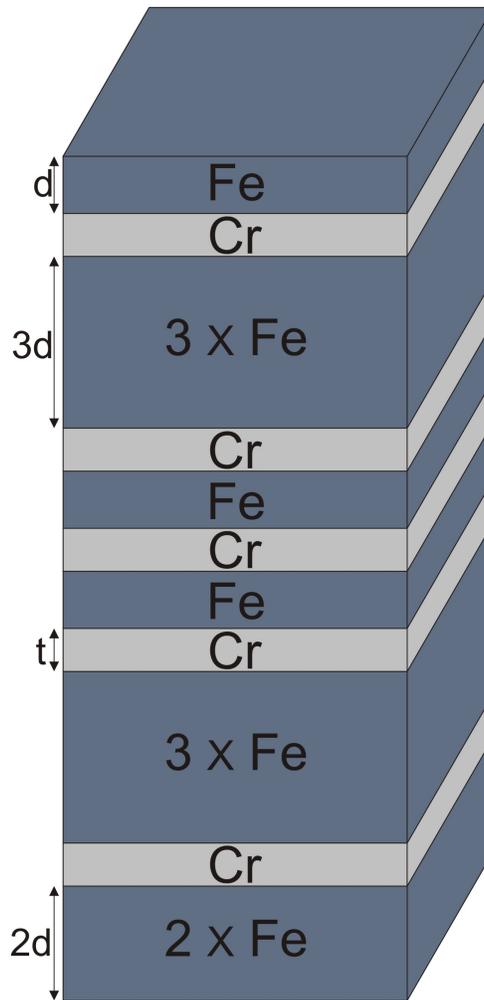


Figura 3.2: Contrapartida magnética da quarta geração de período duplo com $A=Fe$ e $B=Cr$.

Da mesma maneira que as outras sequências tratadas, esta também pode ser obtida utilizando uma relação de recorrência

$$S_n = S_{n-1}S_{n-1}^+, \quad (3.18)$$

onde S_n^+ é obtida a partir da troca em S_n de A por B e B por A (por exemplo,

$S_2 = ABBA$ e $S_2^+ = BAAB$). As cinco primeiras gerações de Thue-Morse são,

$$S_0 = A,$$

$$S_1 = AB,$$

$$S_2 = ABBA,$$

$$S_3 = ABBABAAB,$$

$$S_4 = ABBABAABBAABABBA,$$

$$S_5 = ABBABAABBAABABBABAABABBAABBABAAB.$$

O número de termos em uma dada geração é igual a 2^n , sendo metade deste total composto por letras A e metade por letras B . Embora não seja necessário neste caso, podemos novamente obter o número de termos através da matriz de substituição

$$\begin{bmatrix} N'_A \\ N'_B \end{bmatrix} = \mathbf{M}_{TM} \begin{bmatrix} N_A \\ N_B \end{bmatrix}, \quad (3.19)$$

onde

$$\mathbf{M}_{TM} = \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{bmatrix}. \quad (3.20)$$

Note que no caso de Thue-Morse temos camadas de espessura dupla tanto de A como de B . A variação da espessura do espaçador faz com que este caso seja diferente dos anteriores, apesar de este arranjo não ser muito útil para filmes nanométricos, conforme será explicado a seguir. Nesta dissertação, estamos interessados em três regimes (em todos o acoplamento bilinear é antiferromagnético, $H_{bl} < 0$):

1. O primeiro é um regime em que o acoplamento bilinear é forte, com $H_{bq} = 0.1|H_{bl}|$;
2. O segundo é um regime em que temos acoplamento biquadrático moderado comparado com o bilinear, com $H_{bq} = 0.3|H_{bl}|$;
3. O terceiro é um regime em que o acoplamento biquadrático é forte comparado com o bilinear, com $H_{bq} = |H_{bl}|$.

Para um sistema em que $A = Fe$ e $B = Cr$, de acordo com [26], o primeiro regime é obtido para espessuras do espaçador de $t = 10 \text{ \AA}$ (região do primeiro pico antiferromagnético do acoplamento bilinear), o segundo para espessuras de $t = 15 \text{ \AA}$ (região da primeira transição ferro-antiferro) e o terceiro para espessuras de $t = 25 \text{ \AA}$ (próximo ao segundo pico antiferromagnético). Quando utilizamos a sequência de Thue-Morse, portanto, qualquer que seja a espessura t utilizada para o espaçador, o filme de espessura dupla $2t$ estará fora dos regimes de interesse. O problema tratado nesta dissertação, como será visto no capítulo 4, consiste em utilizar a sequência de Fibonacci para criar um sistema em que embora a espessura do espaçador varie, esta sempre se encontre em um dos regimes de interesse. No próximo capítulo, veremos

como construimos o sistema utilizado e as propriedades estáticas e dinâmicas deste.

Capítulo 4

Filmes nanométricos acoplados quasiperiodicamente

4.1 Introdução

Na literatura podem ser encontrados trabalhos descrevendo a obtenção de curvas em sistemas quasiperiódicos, sejam estas de magnetização e magnetoresistência (como nas referências [25], [8], [41] e [42]) ou de dispersão (como na referência [43]), em casos em que a espessura do espaçador não-magnético é sempre a mesma entre duas camadas de ferro. Nosso objetivo é obter resultados para um caso em que isto não ocorre. Neste capítulo, iremos descrever o sistema quasiperiódico que estudamos, o procedimento utilizado na obtenção de curvas de magnetização, magnetoresistência e dispersão, bem como os resultados obtidos através deste para duas direções de crescimento diferentes.

No procedimento utilizado os filmes foram crescidos seguindo sequências de Fibonacci, descritas na seção 3.3, onde A é agora uma camada de espaçador com espessura t_1 , e B é uma camada de espaçador com espessura t_2 . Entre cada filme nanométrico não-magnético, bem como no início e no fim da multicamada, se encontra um filme nanométrico ferromagnético. A figura 4.1 ilustra as quatro primeiras gerações de Fibonacci para um sistema crescido seguindo as regras acima (em que o filme ferromagnético é de ferro), enquanto que as figuras 4.2 e 4.3 ilustram as contrapartidas magnéticas da segunda, terceira e quarta gerações de Fibonacci; a contrapartida magnética da primeira geração é simplesmente uma tricamada.

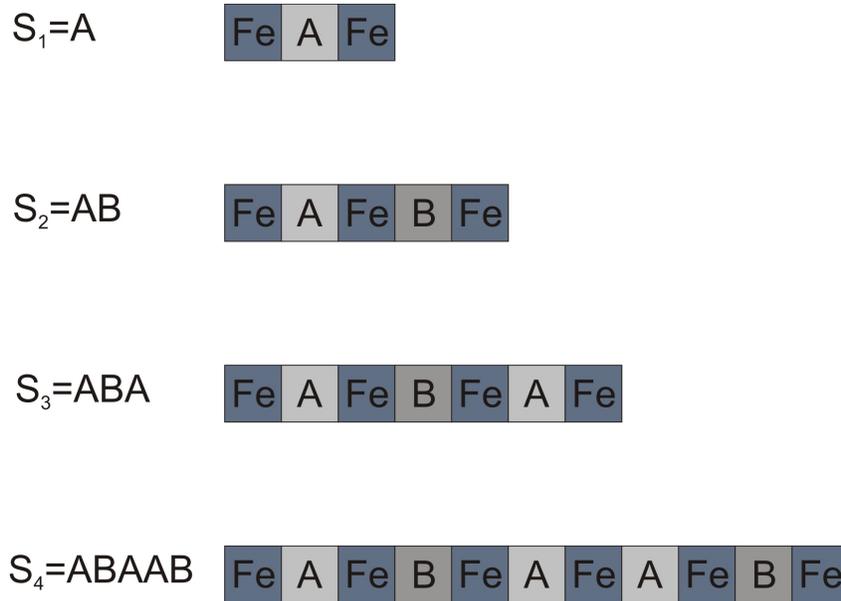


Figura 4.1: Ilustração da primeira, segunda, terceira e quarta gerações de Fibonacci para um sistema crescido seguindo o procedimento descrito nesta dissertação.

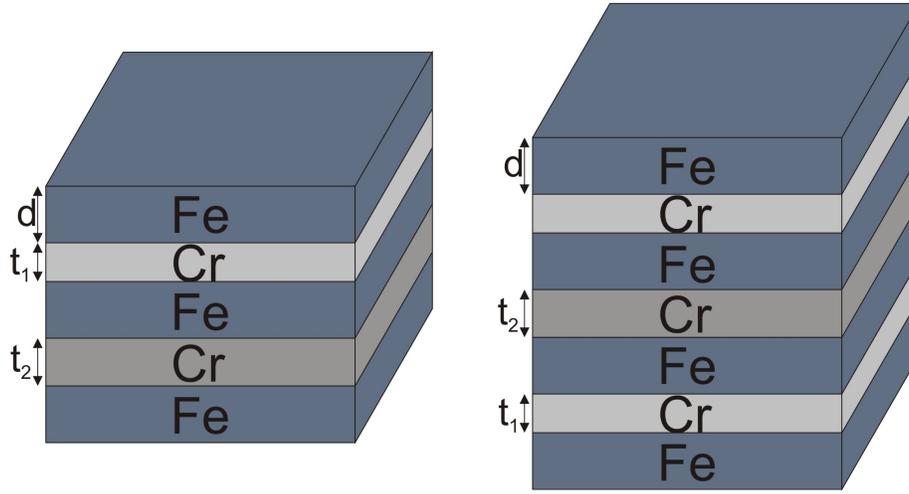


Figura 4.2: Ilustração da contrapartida magnética da segunda e da terceira geração de Fibonacci para um sistema crescido seguindo o procedimento descrito nesta dissertação.

Para um sistema crescido na direção $[010]$ de acordo com as regras acima, a energia magnética, para um caso em que a magnetização não sai do plano, é descrita por

$$\begin{aligned} \frac{E_T}{dM_S} = & \sum_{i=1}^n \left[-H_0 \cos(\theta_i - \theta_H) + \frac{H_{ac}}{8} \sin^2(2\theta_i) \right] \\ & + \sum_{i=1}^{n-1} \left[-H_{bl_i} \cos(\theta_i - \theta_{i+1}) + H_{bq_i} \cos^2(\theta_i - \theta_{i+1}) \right]. \end{aligned} \quad (4.1)$$

Comparando aos casos descritos anteriormente, notamos que a diferença é que agora os termos de acoplamento entre filmes (bilinear e biquadrático) agora variam de um par de filmes para outro. O motivo é que o valor destes é função da espessura do espaçador. O acoplamento bilinear entre dois filmes H_{bl_i} será igual a H_{bl_A} se o espaçador entre estes tiver espessura t_1 e igual a

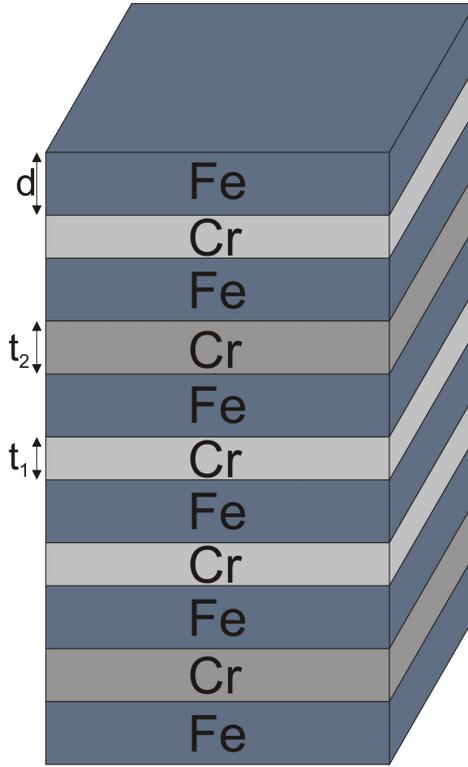


Figura 4.3: Ilustração da contrapartida magnética da quarta geração de Fibonacci para um sistema crescido seguindo o procedimento descrito nesta dissertação.

H_{bl_B} se o espaçador entre os filmes tiver espessura t_2 ; o mesmo ocorre para o acoplamento biquadrático. Por exemplo, para a quarta geração de Fibonacci a energia é dada por

$$\begin{aligned} \frac{E_T}{dM_S} = & \sum_{i=1}^n \left[-H_0 \cos(\theta_i - \theta_H) + \frac{H_{ac}}{8} \sin^2(2\theta_i) \right] \\ & + \sum_{i=1,3,4} \left[-H_{bl_A} \cos(\theta_i - \theta_{i+1}) + H_{bq_A} \cos^2(\theta_i - \theta_{i+1}) \right] \end{aligned} \quad (4.2)$$

$$+ \sum_{i=2,5} \left[-H_{bl_B} \cos(\theta_i - \theta_{i+1}) + H_{bq_B} \cos^2(\theta_i - \theta_{i+1}) \right].$$

Na seção 4.2, descreveremos os conjuntos de valores que H_{bl_A} , H_{bl_B} , H_{bq_A} e H_{bq_B} podem assumir e definiremos com quais destes trabalharemos nesta dissertação.

4.2 Curvas de magnetização e magnetoresistência

Nesta seção vamos descrever como obter curvas de magnetização e magnetoresistência para o sistema descrito na seção 4.1. O procedimento utilizado consiste em primeiro calcular a energia do sistema, dada pela equação 4.1 para o caso [010] e por

$$\begin{aligned} \frac{E_T}{dM_S} = & \sum_{i=1}^n \left[-H_0 \cos(\theta_i - \theta_H) + \frac{H_{ac}}{8} (\cos^4 \theta_i + \sin^2 2\theta_i) \right] \\ & + \sum_{i=1}^{n-1} \left[-H_{bl_i} \cos(\theta_i - \theta_{i+1}) + H_{bq_i} \cos^2(\theta_i - \theta_{i+1}) \right], \end{aligned} \quad (4.3)$$

para o caso [110]. Em seguida, utilizamos o método do gradiente, descrito no apêndice A, para encontrar os ângulos de equilíbrio. Encontrados estes, é fácil calcular a magnetização paralela ao campo externo, dada pela equação 1.27 e a magnetoresistência, dada pela equação 1.28.

Entretanto, para que possamos efetuar os cálculos numéricos, devemos conhecer os valores dos campos das interações. Os valores utilizados nesta dissertação, tanto no cálculo das propriedades estáticas como no das

dinâmicas, estão de acordo com os utilizados pela referência [43]. Tanto para o caso [010] como para o caso [110], o valor do campo da anisotropia cúbica foi $H_{ac} = 0.5$ kOe. Com relação aos campos dos acoplamentos bilinear e biquadrático, na seção 3.4 definimos três regimes de interesse; estes são:

1. Acoplamento bilinear forte, em que $H_{bl} = -1.0$ kOe e $H_{bq} = 0.1$ kOe (regime 1);
2. Acoplamento biquadrático moderado em comparação com o bilinear, em que $H_{bl} = -0.15$ kOe e $H_{bq} = 0.05$ kOe (regime 2);
3. Acoplamento biquadrático forte em comparação ao bilinear, em que $H_{bl} = -0.035$ kOe e $H_{bq} = 0.035$ kOe (regime 3).

De acordo com o modelo descrito na seção 4.1, os blocos de construção A e B da multicamada são espaçadores não-magnéticos com espessuras distintas, e para cada espessura há um conjunto de valores de H_{bl} e H_{bq} associados. Note que, para este caso, ao escolhermos um regime para A e um regime para B existem duas configurações possíveis; por exemplo, se utilizarmos os regimes 1 e 2, teremos uma configuração em que $A = 1, B = 2$ e outra em que $A = 2, B = 1$. Com exceção da primeira geração, que é simplesmente uma tricamada, e da segunda geração, em que não importa qual regime é A e qual regime é B (uma vez que obtemos a mesma estrutura se trocarmos A por B e B por A), existem para cada geração seis possíveis estruturas:

$$(i) A = 1, B = 2; \quad (ii) A = 2, B = 1;$$

$$(iii)A = 1, B = 3; \quad (iv)A = 3, B = 1;$$

$$(v)A = 2, B = 3; \quad (vi)A = 3, B = 2.$$

Utilizaremos a seguinte nomenclatura ao longo desta dissertação: A e B são os blocos de construção da sequência quasiperiódica; a contrapartida magnética dos blocos de construção são filmes não-magnéticos de Cromo e, dependendo da espessura destes espaçadores, os campos dos acoplamentos se encontrarão em um dos três regimes citados acima. Estes regimes serão numerados com algarismos arábicos. Quando atribuímos ao bloco A um regime e ao bloco B outro regime obtemos um conjunto de parâmetros; estes conjuntos serão numerados com algarismos romanos.

Nesta dissertação, apresentaremos para o caso [010] resultados para estruturas crescidas utilizando (iii), (v) e (vi), enquanto que para a direção [110] apresentaremos resultados para estruturas crescidas utilizando (iv), (v) e (vi). O motivo para esta escolha é que os resultados nos casos em que a influência do acoplamento biquadrático é maior se mostraram mais interessantes (por exemplo, neste caso há um número maior de transições descontínuas das propriedades da multicamada, o que é desejável em aplicações; pensando em termos do armazenamento digital de informação, quando a transição é contínua é mais difícil definir qual valor de magnetoresistência corresponde ao valor 0 e qual corresponde ao valor 1). Dividiremos a apresentação e discussão dos resultados em duas partes, de acordo com a direção de crescimento seguida. Note que em todos os resultados obtidos nesta dissertação o campo externo \vec{H}_0 se encontra aplicado ao longo do eixo z ($\theta_H = 0$).

4.2.1 Direção de crescimento [010]

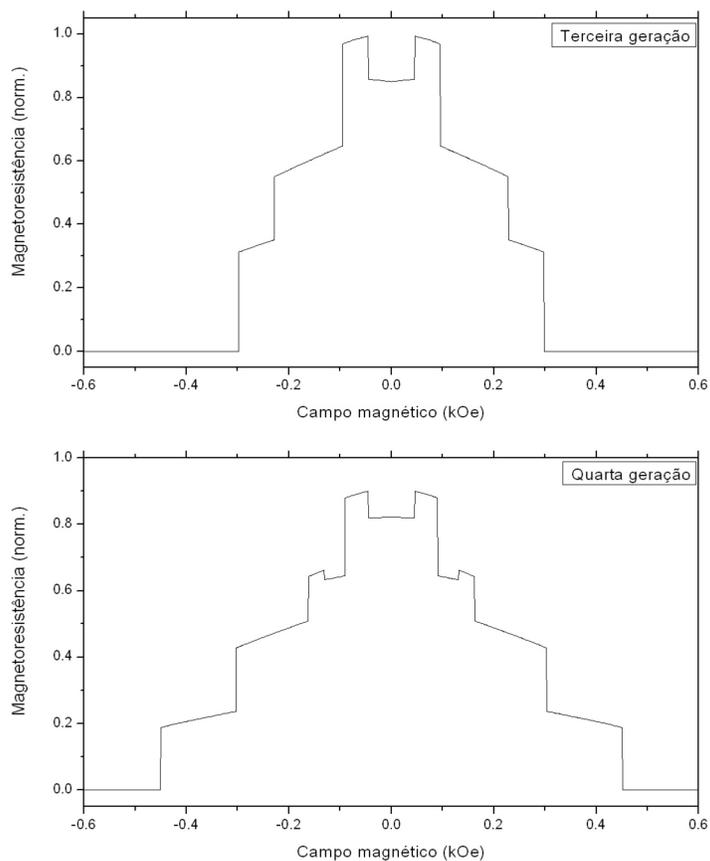


Figura 4.4: Curvas de magnetoresistência da terceira e da quarta geração de Fibonacci para o conjunto de parâmetros (v).

Nas figuras 4.4 e 4.5 encontram-se os resultados obtidos para o conjunto de parâmetros (v). Alguns pontos a serem notados são:

1. Um patamar central de menor resistência que gradativamente é reduzido de uma geração para a seguinte, desaparecendo na sexta geração

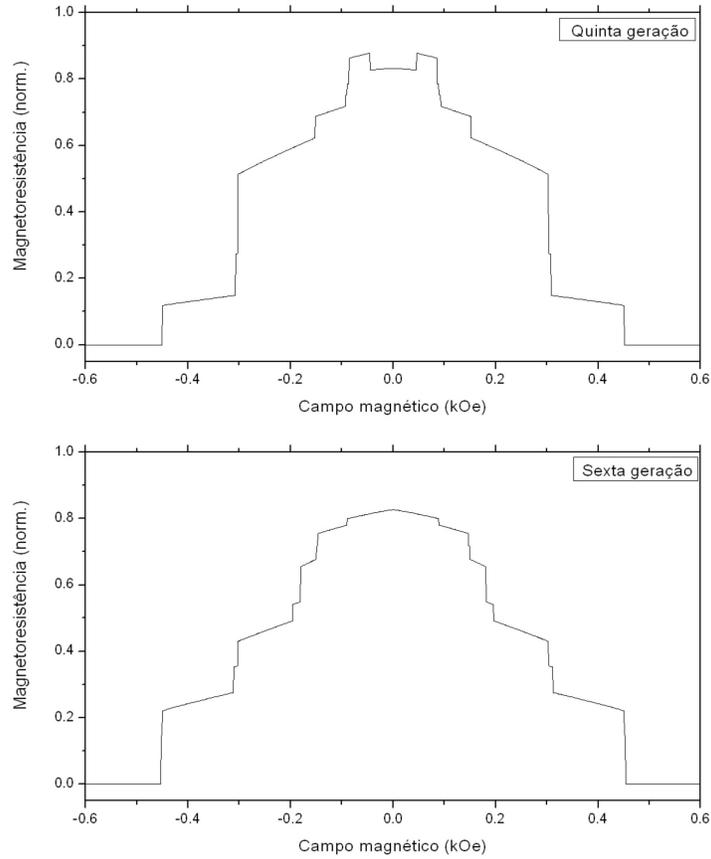


Figura 4.5: Curvas de magnetoresistência da quinta e da sexta geração de Fibonacci para o conjunto de parâmetros (v).

(nestes casos é observada uma região em que há um aumento da magnetoresistência com um aumento do campo externo, ou seja, $\frac{\Delta R}{\Delta H} > 0$);

2. Um segundo patamar de menor resistência que só aparece na quarta geração;
3. Na quinta e na sexta geração aparecem patamares que só ocorrem para uma faixa estreita de campo externo.

Para explicar os resultados observados, vamos analisar, para cada geração, o comportamento angular da magnetização dos diversos filmes que compõem a multicamada. As figuras 4.6, 4.7, 4.8 e 4.9 apresentam diagramas em que a direção da magnetização de cada filme é apontada.

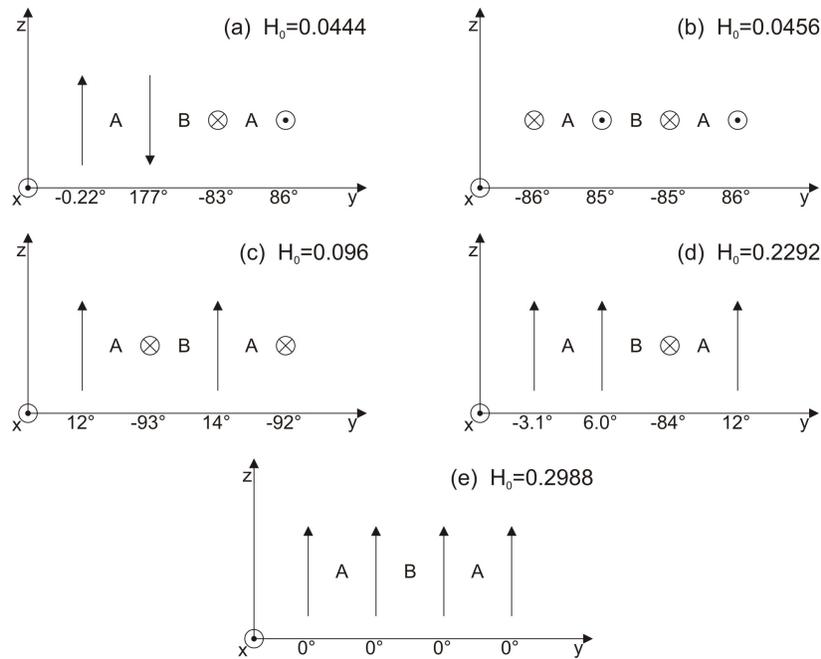


Figura 4.6: Diagrama ilustrando a direção da magnetização de cada filme, para diferentes valores do campo magnético externo. O diagrama acima foi obtido para a terceira geração de Fibonacci, utilizando o conjunto de parâmetros (v). As direções mostradas são aproximadas; os valores obtidos numericamente encontram-se marcados ao longo do eixo x e representam os ângulos que a magnetização de cada filme faz com o eixo z .

Conforme pode ser notado na figura 4.6, em que os ângulos de cada magnetização com o eixo z se encontram anotados, as direções apontadas

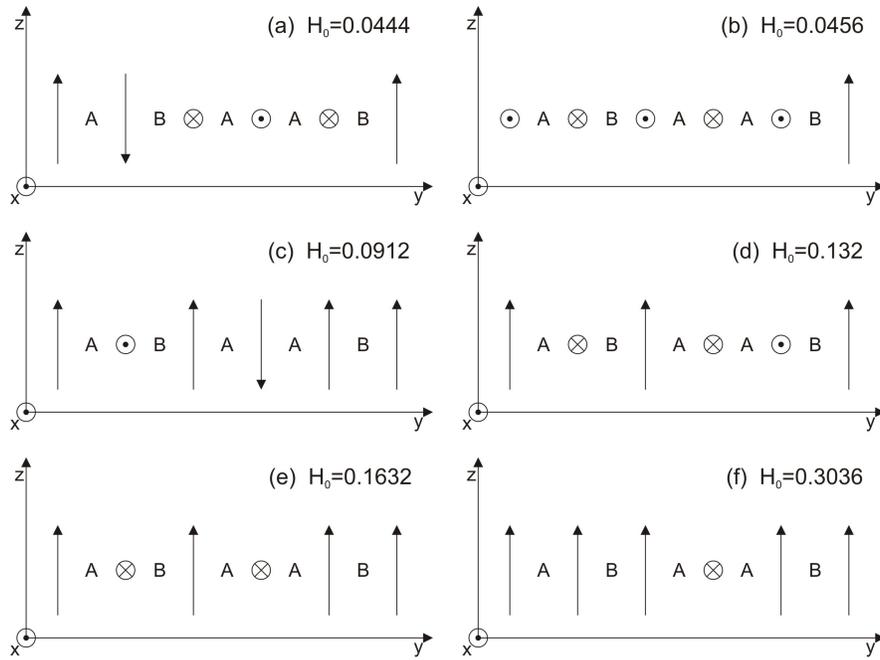


Figura 4.7: Diagrama ilustrando a direção aproximada da magnetização de cada filme, para diferentes valores do campo magnético externo. O diagrama acima foi obtido para a quarta geração de Fibonacci, utilizando o conjunto de parâmetros (v).

nas figuras são aproximadas; entretanto os diagramas apresentados são suficientes para nossos propósitos. Os diagramas abaixo nos ajudam a entender o que ocorre com a magnetoresistência da seguinte forma: quando a magnetoresistência varia continuamente há apenas uma pequena mudança nos ângulos entre cada magnetização e o eixo z; entretanto, quando há um salto no valor da magnetoresistência, a magnetização de um filme (ou de mais de um filme) sofre uma mudança brusca de direção. Se entendermos porque a magnetização mudou de direção entenderemos porque a magnetoresistência

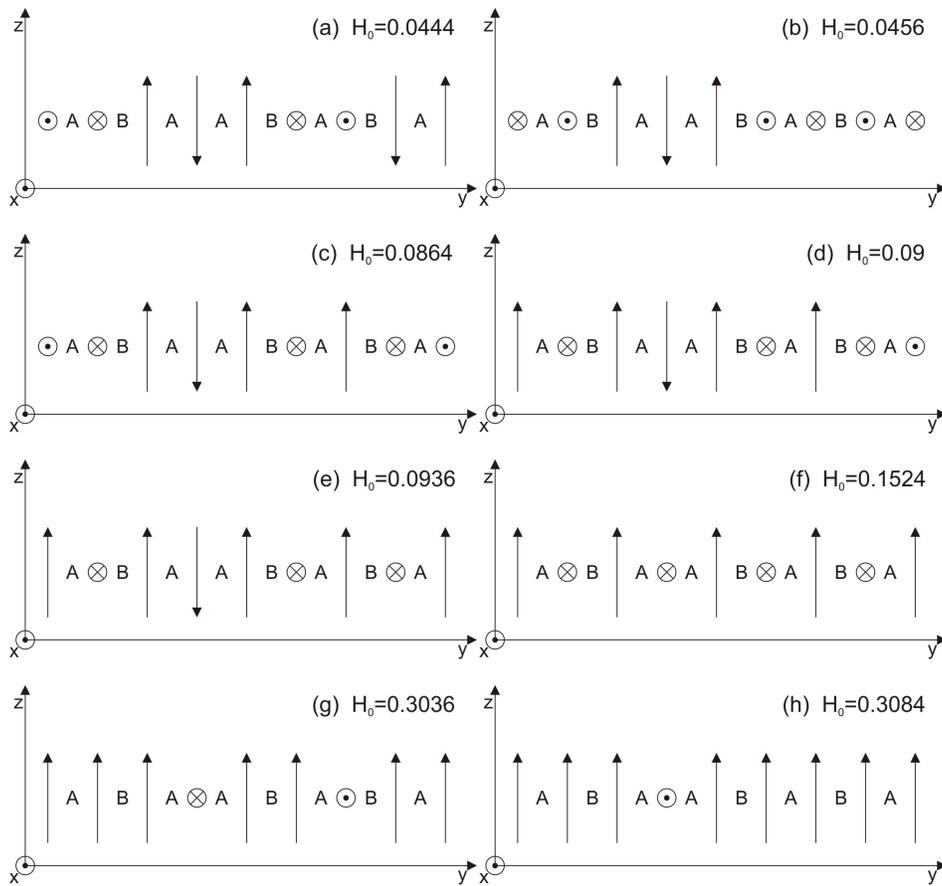


Figura 4.8: Diagrama ilustrando a direção aproximada da magnetização de cada filme, para diferentes valores do campo magnético externo. O diagrama acima foi obtido para a quinta geração de Fibonacci, utilizando o conjunto de parâmetros (v). As direções mostradas são aproximadas.

mudou de valor.

Os diagramas abaixo são o resultado de uma competição entre os diferentes termos de energia. Para o conjunto de parâmetros utilizados, uma configuração "ideal", em que cada termo da energia magnética se encontrasse

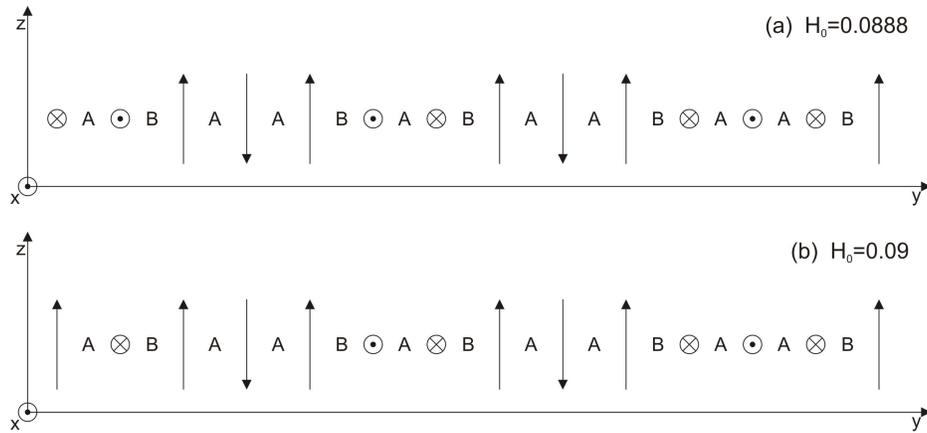


Figura 4.9: Diagrama ilustrando a direção aproximada da magnetização de cada filme, para diferentes valores do campo magnético externo. O diagrama acima foi obtido para a sexta geração de Fibonacci, utilizando o conjunto de parâmetros (v) .

minimizado, seria uma em que:

1. As magnetizações de filmes separados por espaçadores A (que neste caso correspondem a uma espessura de cromo tal que o acoplamento biquadrático é moderado em comparação com o bilinear) encontrariam-se antiparalelos entre si, devido aos termos de acoplamento;
2. As magnetizações de filmes separados por espaçadores B (que neste caso correspondem a uma espessura de cromo tal que o acoplamento biquadrático é forte em comparação com o bilinear) encontrariam-se formando um ângulo de 120° entre si, devido aos termos de acoplamento;
3. As magnetizações de todos os filmes encontrariam-se paralelos ao campo

externo, devido ao termo Zeeman;

4. As magnetizações sempre se encontrariam ao longo do eixo x ou do eixo z , devido ao termo de anisotropia cúbica.

Obviamente, as duas primeiras condições não podem ser satisfeitas ao mesmo tempo que a terceira condição, da mesma maneira que não se pode satisfazer simultaneamente a segunda e a quarta condição. Mesmo quando o campo externo é nulo não pode ser encontrada uma configuração que minimize cada termo da energia individualmente, havendo uma competição entre os diversos termos, em que minimizar um significa aumentar o valor de outro. Uma vez que o módulo do campo da anisotropia cúbica é uma ordem de grandeza superior ao módulo dos campos de acoplamento entre filmes separados por espaçadores B , a terceira condição na prática é que as magnetizações destes filmes tenderão a formar um ângulo de 90° entre si. Quando o campo externo é nulo (ou bastante baixo), a terceira condição pode ser desprezada e é formada uma configuração em que a primeira, a segunda (modificada conforme descrito acima) e a quarta condição são satisfeitas (como pode ser visto na configuração inicial de qualquer dos diagramas). Quando o campo externo é suficientemente forte (em torno de duas ou três vezes mais forte que o campo de acoplamento mais intenso do conjunto de parâmetros), este termo passa a ser dominante, e as magnetizações alinham-se com este (configuração ilustrada nos diagramas apenas para a terceira geração, mas que ocorre em todas as gerações).

Entre a configuração de campo nulo e a de campo forte temos diversas configurações intermediárias, cujo número varia de geração para geração. O

ordenamento das magnetizações nestas configurações segue alguns padrões. Quando o campo é baixo ($|H_0| \approx 0.05$ kOe), o termo da energia cujo campo tem o maior valor em módulo é o de anisotropia cúbica ($H_{ac} = 0.5$ kOe). Consequentemente, as magnetizações farão sempre um ângulo pequeno com os eixos cristalinos. O segundo termo em módulo é o de acoplamento bilinear entre filmes separados por espaçadores do tipo *A* ($|H_{bl}| = 0.15$ kOe). Então filmes separados por estes espaçadores se encontrarão antiparalelos entre si. O acoplamento biquadrático e bilinear entre filmes separados por espaçadores do tipo *B* ($|H_{bl}| = |H_{bq}| = 0.035$ kOe) é ligeiramente menor que o campo externo. Para estes valores de campo externo as magnetizações de filmes separados por espaçadores do tipo *B* tenderão a se alinhar com H_0 e a formar um ângulo de 90° entre si, mas podem adotar uma direção pouco favorável localmente para formar uma configuração mais vantajosa globalmente. Entretanto, as magnetizações não ficarão antiparalelas a H_0 . A medida que o campo externo aumenta, H_0 passará a ser da ordem de grandeza do acoplamento bilinear de filmes separados por espaçadores do tipo *A* e configurações em que existam uma ou mais magnetizações com mesma direção e sentido oposto ao campo externo não serão energeticamente favoráveis, podendo as magnetizações destes filmes adotarem configurações em que não se encontram antiparalelas entre si para maximizar o número de magnetizações paralelas ao campo externo. Entretanto, quando um filme metálico se encontra entre dois espaçadores do tipo *A*, às vezes sua magnetização ficará antiparalela ao campo externo até para valores tais que $H_0 \cong |H_{bl_A}|$.

Feitas estas considerações gerais, vamos primeiramente entender porque o patamar de baixa resistência central torna-se gradativamente menor.

Note que o valor da magnetoresistência próximo de $H_0 = 0$ é praticamente o mesmo em todas as gerações (o que é esperado, uma vez que as configurações iniciais são semelhantes). O motivo de haver o patamar citado é que em todas as gerações estudadas, exceto na sexta, existe uma configuração em que grande parte dos filmes (todos para o caso da terceira geração) se encontram antiparalelos entre si, configuração esta que é energeticamente favorável por reduzir o número de magnetizações que formam um ângulo de 180° com o campo externo. Em uma tricamada, quando as magnetizações dos dois filmes formam um ângulo de 180° a resistência elétrica é máxima, então é esperado que, em uma multicamada, quanto maior for o número de magnetizações antiparalelas entre si maior seja a resistência desta, e é isto que ocorre. À medida que o número de filmes aumenta, aumenta o número de configurações possíveis bem como a competição entre os diversos termos da energia. Por exemplo, na quinta geração para que as magnetizações dos filmes separados por espaçadores A fiquem antiparalelos e o menor número possível de magnetizações se oponha ao campo externo, apenas uma magnetização mudará de direção, havendo apenas pequeno aumento na resistência. Para a sexta geração, a configuração inicial já é bastante vantajosa do ponto de vista da energia Zeeman, com cinco magnetizações alinhadas ao campo externo e apenas duas magnetizações opostas; uma configuração com mais magnetizações formando um ângulo de 180° entre si não é vantajosa energeticamente para esta geração. Em resumo, para este conjunto de parâmetros a configuração formada para campos muito baixos ($H_0 \approx 0$) possui magnetizações antiparalelas entre si e magnetizações perpendiculares entre si; para algumas gerações quando o campo externo é aumentado as magnetizações

perpendiculares são rotacionadas (pois o campo de acoplamento entre estes pares é mais fraco) e passam a se alinhar antiparalelamente, havendo um consequente aumento no valor de magnetoresistência.

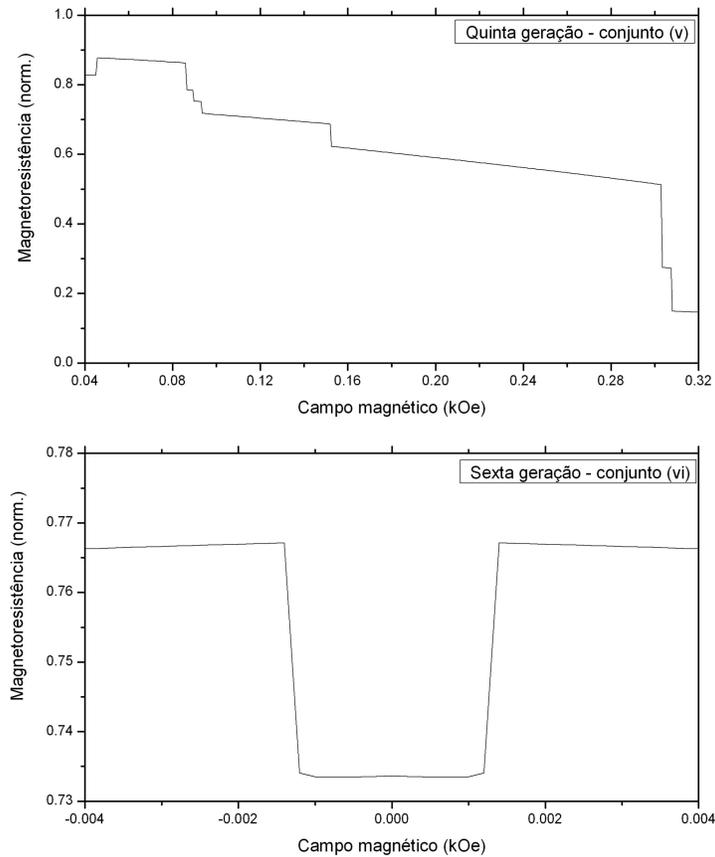


Figura 4.10: Ampliação de curvas de magnetoresistência. A geração e o conjunto de parâmetros utilizados se encontram assinalados na figura.

Podemos utilizar a mesma análise para entender os outros dois pontos citados anteriormente. O patamar de baixa resistência que ocorre na quarta geração é devido a uma configuração em que quatro dos seis filmes se encontram alinhados com o campo externo para um valor de $H_0 \approx 0.1$ kOe;

em nenhuma outra geração uma configuração deste tipo aparece em campos relativamente baixos. O terceiro ponto citado, os patamares que só ocorrem em faixas estreitas, ilustra a competição que há entre os diversos termos da energia. Na parte superior da figura 4.10 temos uma ampliação do gráfico de magnetoresistência da quinta geração. Analisando a figura 4.8, vemos que entre $H_0 = 0.08$ kOe e $H_0 = 0.1$ kOe passamos por quatro configurações diferentes (para $H_0 < 0.0864$ a configuração (b) ainda é válida). Neste intervalo de campo externo a energia destas diferentes configurações é similar, e uma pequena variação no valor de H_0 pode favorecer uma ou outra configuração.

Como tanto a magnetoresistência como a componente paralela ao campo externo da magnetização dependem fundamentalmente da orientação relativa entre as diversas magnetizações dos filmes ferromagnéticos, sempre que há uma mudança (seja contínua ou descontínua) em uma curva de magnetoresistência para certo valor do campo externo, uma mudança semelhante será observada na curva de magnetização, sendo desnecessário analisar em detalhes ambas as curvas. Durante a apresentação dos resultados desta dissertação analisaremos apenas curvas de magnetoresistência, mas incluiremos as curvas de magnetização por completeza. A figura 4.11 apresenta os resultados de magnetização para três gerações de Fibonacci diferentes, para o conjunto de parâmetros (v). Observe nesta figura que para as três gerações mostradas a magnetização (bem como a magnetoresistência, conforme pode ser visto nas figuras 4.4 e 4.5) satura praticamente no mesmo valor de campo externo; isto não ocorre para a terceira geração, como pode ser observado na figura de magnetoresistência 4.4. Este comportamento também pode ser observado para outros conjuntos de parâmetros.

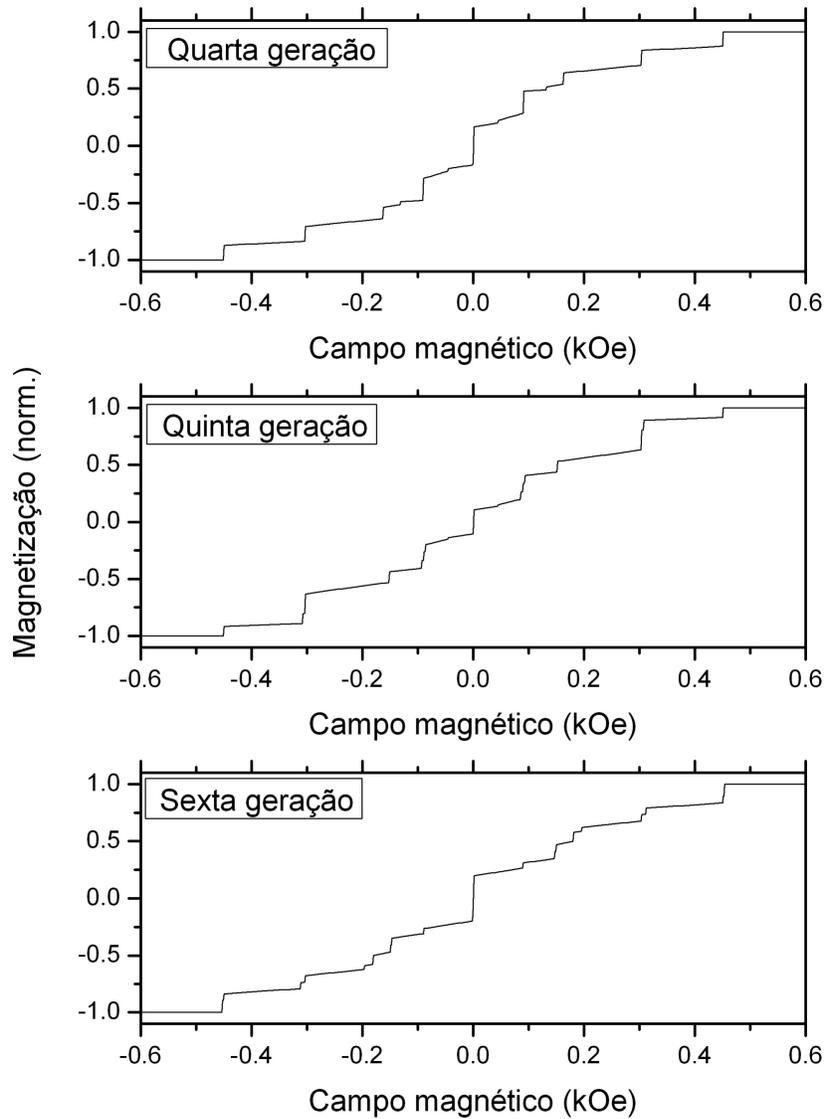


Figura 4.11: Curvas de magnetização paralela ao campo externo da quarta, quinta e sexta geração de Fibonacci para o conjunto de parâmetros (v).

As figuras 4.12 e 4.13 são os resultados de magnetoresistência obtidos para o conjunto de parâmetros (vi). Note que a quarta, a quinta e a sexta ge-

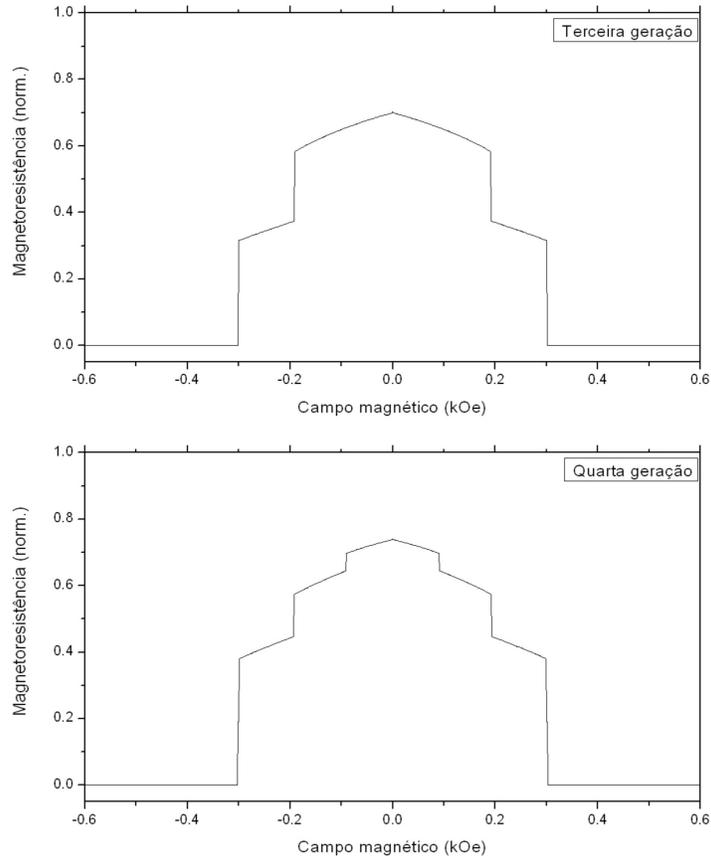


Figura 4.12: Curvas de magnetoresistência da terceira e da quarta geração de Fibonacci para o conjunto de parâmetros (vi).

ração apresentam comportamento de magnetoresistência semelhante. Uma característica em comum entre este conjunto de parâmetros e o anterior é a presença de patamares de magnetoresistência que só aparecem em faixas estreitas do campo externo. Entretanto, neste caso em particular, tais patamares se concentram em torno de $H_0 = 0$. A parte inferior da figura 4.10 apresenta uma ampliação da curva de magnetoresistência próximo de $H_0 = 0$

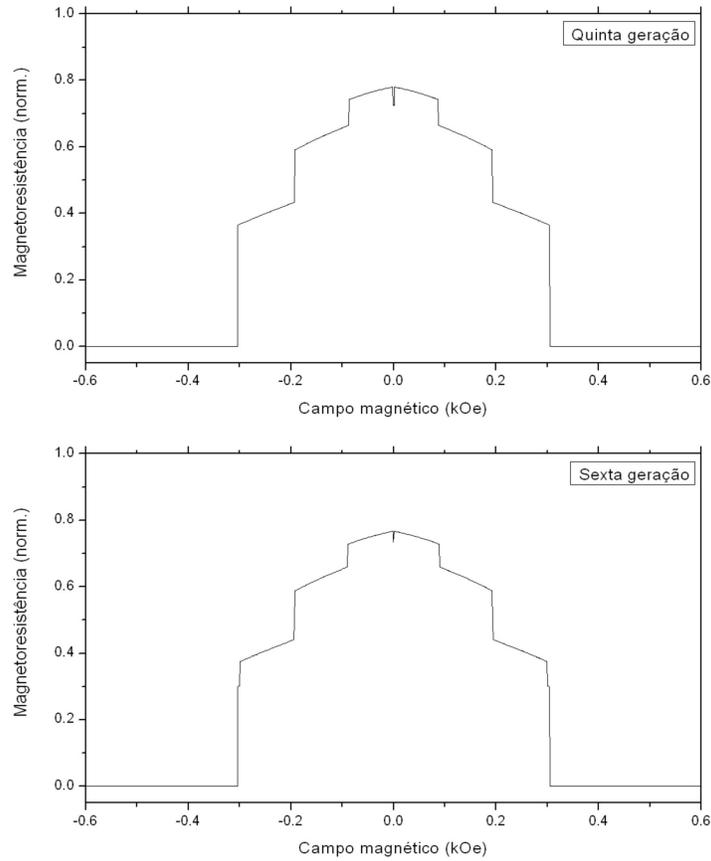


Figura 4.13: Curvas de magnetoresistência da quinta e da sexta geração de Fibonacci para o conjunto de parâmetros (vi).

para a sexta geração e a figura 4.14 apresenta os ângulos das magnetizações para este caso. Para este conjunto de parâmetros analisaremos apenas esta geração.

Agora A representa espaçadores de espessura tal que o acoplamento biquadrático é forte em comparação com o bilinear e B espaçadores de espessura tal que o acoplamento biquadrático é moderado em comparação com

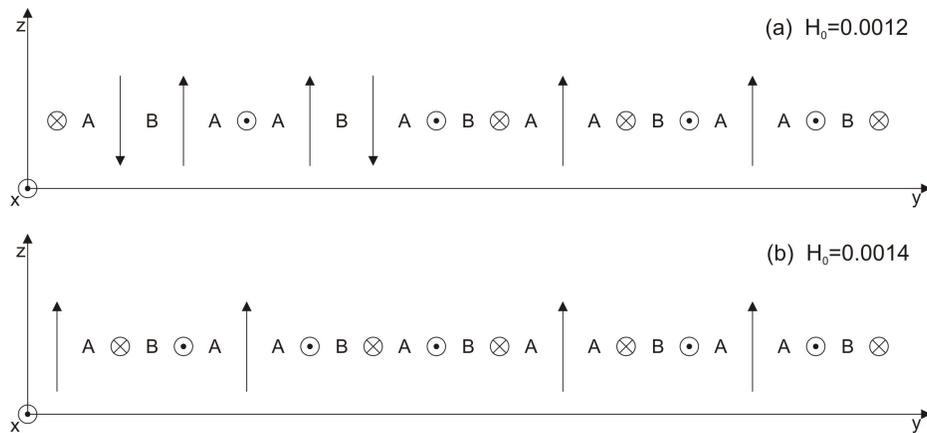


Figura 4.14: Diagrama ilustrando a direção aproximada da magnetização de cada filme, para diferentes valores do campo magnético externo. O diagrama acima foi obtido para a sexta geração de Fibonacci, utilizando o conjunto de parâmetros (vi).

o bilinear (os valores dos campos se encontram na seção 4.2). Quando o campo externo for baixo, portanto, as magnetizações de filmes separados por espaçadores do tipo B se alinharão antiparalelamente e as magnetizações de filmes separados por espaçadores do tipo A tenderão a se alinhar perpendicularmente, e é isso que acontece na configuração (a) da figura 4.14. O motivo de haver um patamar tão próximo de $H_0 = 0$ pode ser encontrado na configuração (b) da mesma figura: rotacionando apenas um filme separado por espaçadores do tipo A uma configuração muito favorável do ponto de vista da energia Zeeman é encontrada, com quatro magnetizações paralelas ao campo externo e nenhuma antiparalela a este. Como esta configuração apresenta seis pares de filmes antiparalelos entre si, enquanto que a configuração inicial apresentava cinco pares de filmes antiparalelos entre si, há

um aumento na resistência elétrica. Na figura 4.15 curvas de magnetização para a quarta, quinta e sexta geração de Fibonacci, para este conjunto de parâmetros, podem ser encontradas.

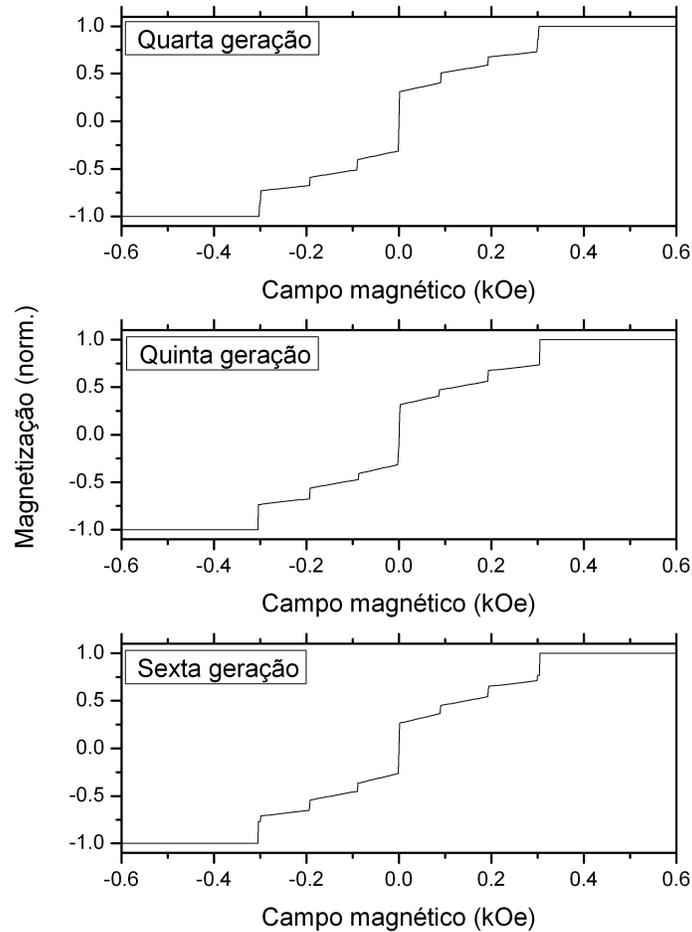


Figura 4.15: Curvas de magnetização paralela ao campo externo da quarta, quinta e sexta geração de Fibonacci para o conjunto de parâmetros (vi).

Finalizando a apresentação dos resultados de magnetoresistência para a direção de crescimento $[010]$, as figuras 4.16 e 4.17 foram obtidas para o

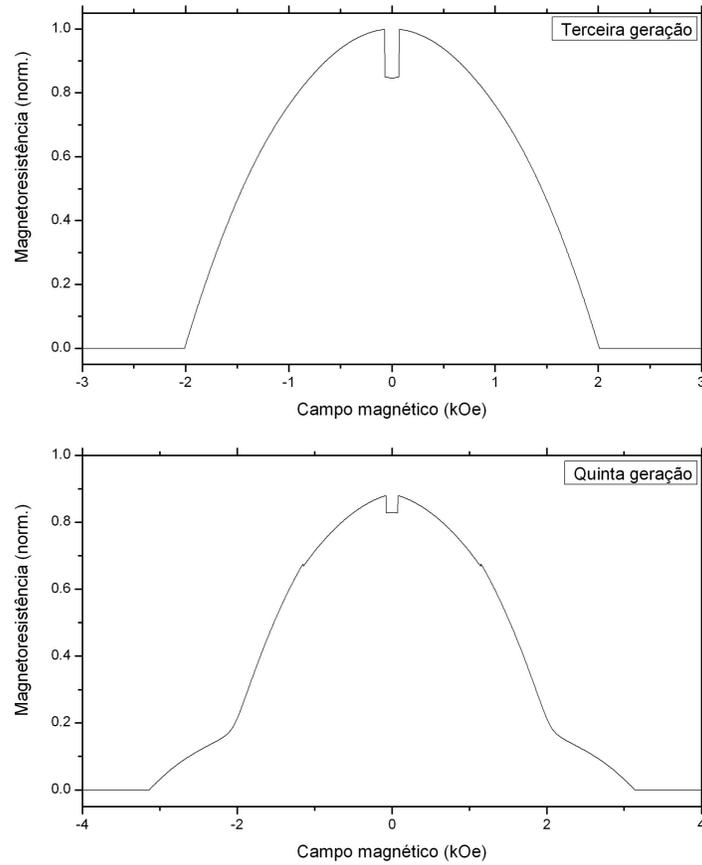


Figura 4.16: Curvas de magnetoresistência da terceira e da quinta geração de Fibonacci para o conjunto de parâmetros (iii).

conjunto de parâmetros (iii). Algumas características presentes para outros conjuntos de parâmetros aparecem nestas figuras, como patamares com diferentes valores de magnetoresistência próximos a $H_0 = 0$ e patamares que só ocorrem em uma faixa estreita de campo externo. Um resultado que para a direção $[010]$ é exclusiva deste conjunto de parâmetros é a presença de um comportamento diferenciado para gerações pares e gerações ímpares. Em

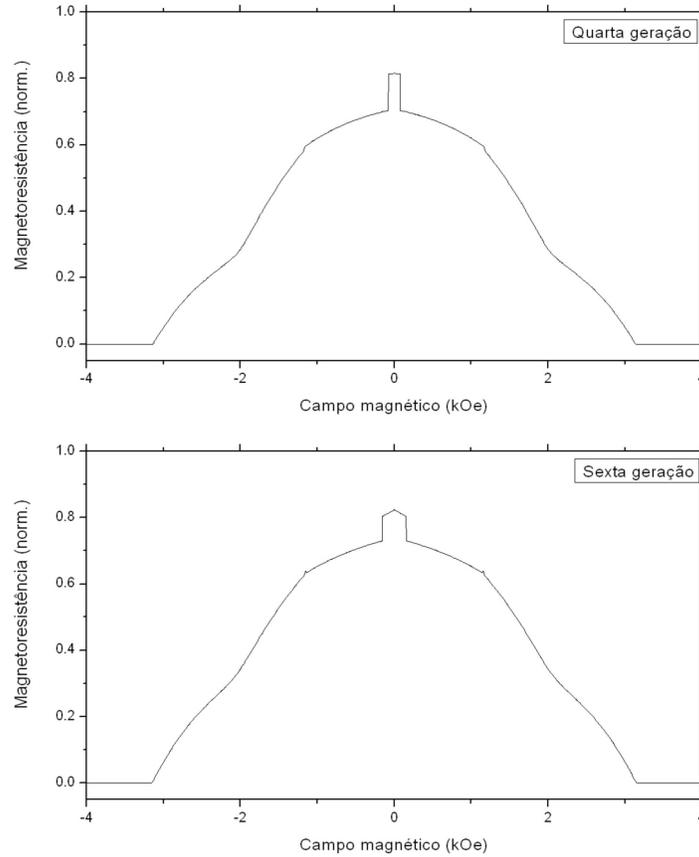


Figura 4.17: Curva de magnetoresistência da quarta e da sexta geração de Fibonacci para o conjunto de parâmetros (iii).

gerações ímpares próximo a $H_0 = 0$ existe um patamar de baixa resistência, enquanto que para gerações pares nesta mesma região existe um patamar de alta resistência. Este comportamento diferenciado entre estruturas pares e ímpares foi observado pela referência [26] em curvas de magnetização e magnetoresistência para multicamadas crescidas seguindo sequências periódicas, em que A era um filme de Ferro e B um filme de Cromo (quando estes blo-

cos de construção são utilizados, se a sequência quasiperiódica de Fibonacci for usada, conforme explicado na seção 3.3 apenas gerações ímpares terão contrapartida magnética). As figuras 4.18 e 4.19 apresentam as curvas de magnetização para este conjunto de parâmetros. De acordo com as considerações feitas anteriormente, os resultados de magnetização estão de acordo com os de magnetoresistência, havendo por exemplo um comportamento distinto para gerações pares e para gerações ímpares.

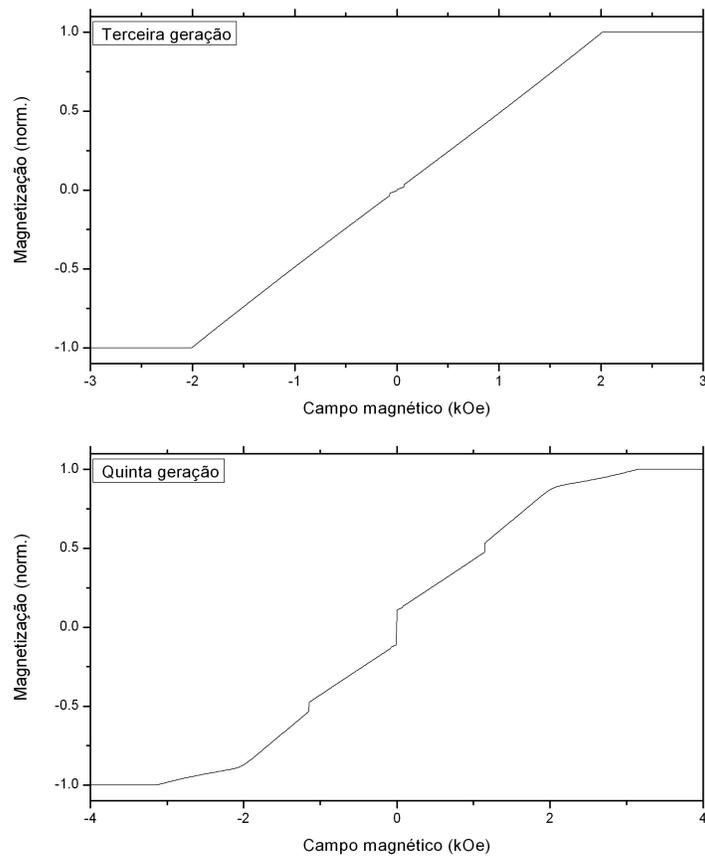


Figura 4.18: Curvas de magnetização paralela ao campo externo da terceira e da quinta geração de Fibonacci para o conjunto de parâmetros (iii).

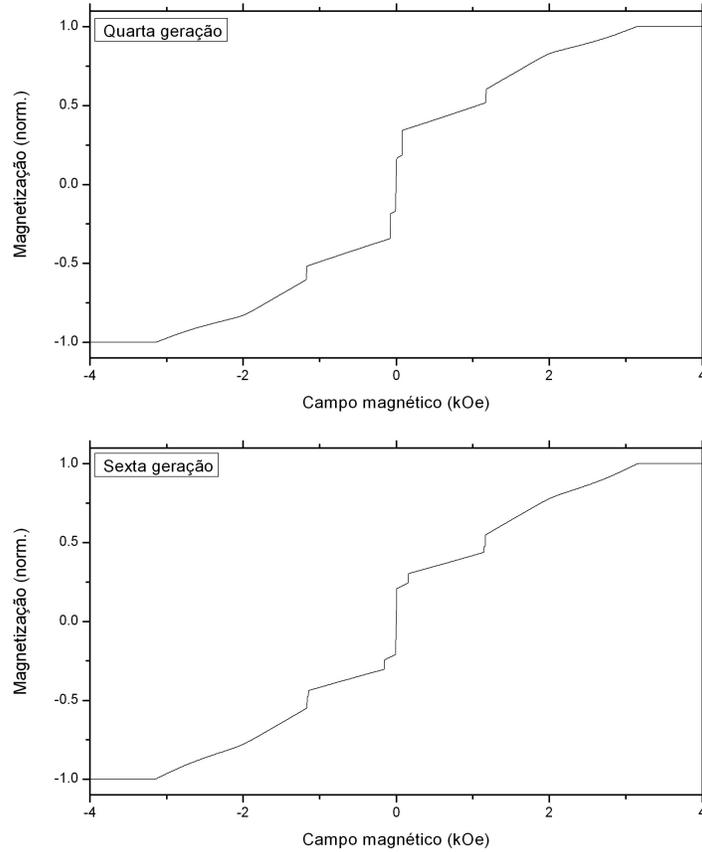


Figura 4.19: Curvas de magnetização paralela ao campo externo da quarta e da sexta geração de Fibonacci para o conjunto de parâmetros (iii).

4.2.2 Direção de crescimento [110]

Antes de discutirmos os resultados obtidos para esta direção de crescimento, lembramos que como $\theta_H = 0$ os resultados obtidos correspondem a uma situação em que o campo externo se encontra aplicado em um eixo intermediário com relação à anisotropia cúbica (conforme discutido na seção

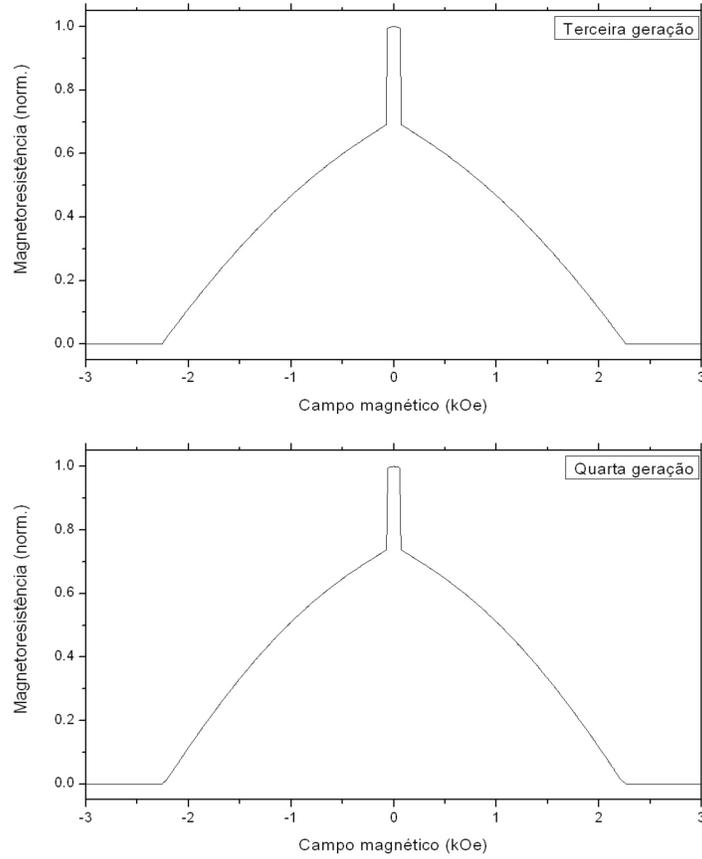


Figura 4.20: Curvas de magnetoresistência da terceira e da quarta geração de Fibonacci para a direção de crescimento $[110]$, utilizando o conjunto de parâmetros (iv).

1.2.4, $\theta = 90^\circ$ é um eixo fácil e $\theta \cong 35^\circ$ é um eixo duro para a direção de crescimento $[110]$). Nas figuras 4.20 e 4.21 temos os resultados obtidos para esta direção de crescimento utilizando o conjunto de parâmetros (iv). Algumas características deste conjunto de gráficos são um patamar de alta resistência próximo a $H_0 = 0$, um comportamento bastante similar para as diferentes

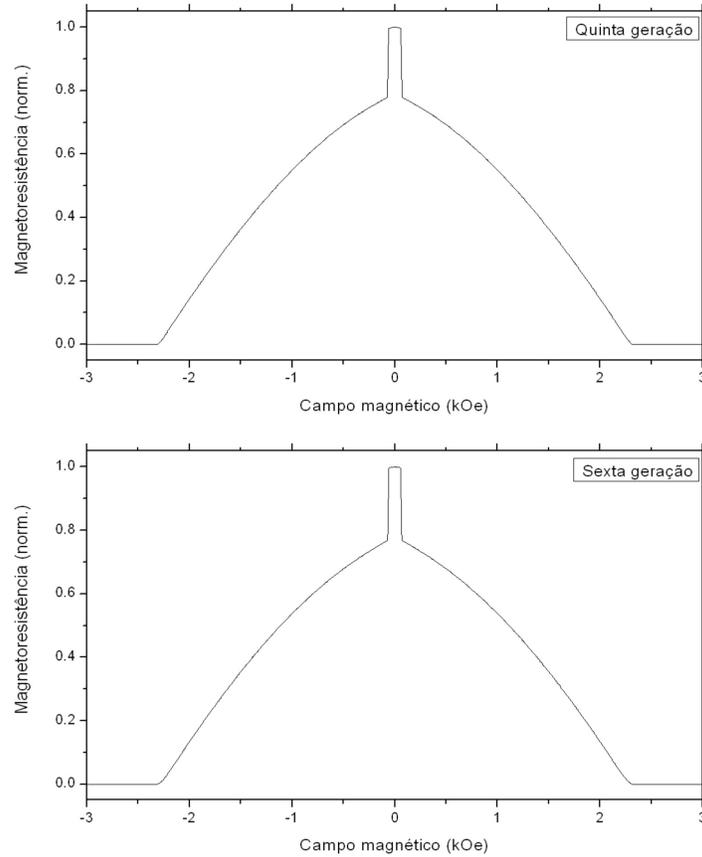


Figura 4.21: Curvas de magnetoresistência da quinta e da sexta geração de Fibonacci para a direção de crescimento $[110]$, utilizando o conjunto de parâmetros (iv).

gerações e curvas de magnetoresistência predominantemente contínuas.

Comparando com o caso $[010]$, a principal diferença é que agora haverá uma competição entre o termo de anisotropia cúbica e o termo Zeeman (uma vez que o campo externo não está aplicado em um eixo fácil da anisotropia cúbica). Quando o campo externo é comparativamente fraco

($|H_0| \ll |H_{ac}|, |H_{bl}|, |H_{bq}|$) todas as magnetizações ficarão perpendiculares a este (e antiparalelas entre si), alinhando-se com os eixos fáceis da anisotropia cúbica ($\theta = 90^\circ$ e $\theta = -90^\circ$). A medida que o campo externo aumenta, as magnetizações tenderão a rotacionar para se alinhar com o campo externo. Para este conjunto de parâmetros em particular, o salto no valor da magnetoresistência ocorre quando as magnetizações de filmes que têm apenas vizinhos separados por espaçadores do tipo A (que neste caso correspondem a uma espessura de cromo tal que o acoplamento biquadrático é forte em comparação com o bilinear) alinham-se com o campo externo. A mudança de orientação para os outros filmes é feita de maneira contínua.

Utilizando o que foi dito acima, é fácil explicar a alta resistência quando o campo é baixo: como as magnetizações estão formando um ângulo de 180° entre si quando $H_0 = 0$, a resistência será máxima quando o módulo do campo externo for baixo. Com relação ao comportamento similar para as diferentes gerações, isto também ocorre no caso $[010]$ para o conjunto de parâmetros (vi) e ocorre em menor grau para este mesmo conjunto de parâmetros no caso $[110]$. O que há em comum entre estes diferentes casos é que em todos eles $A = 3$, ou seja, aparentemente isto ocorre quando são utilizados espaçadores de espessura tal que o biquadrático é comparativamente forte como o bloco de construção A . Já o comportamento predominantemente contínuo ocorre quando um dos blocos de construção utiliza o regime 1 (no qual o bilinear é comparativamente forte). De acordo com a referência [25], isto ocorre também para multicamadas com espaçadores de espessura fixa crescidas seguindo sequências de Fibonacci, onde os blocos de construção são tais que A é um filme de Ferro e B um filme de Cromo de espessura tal

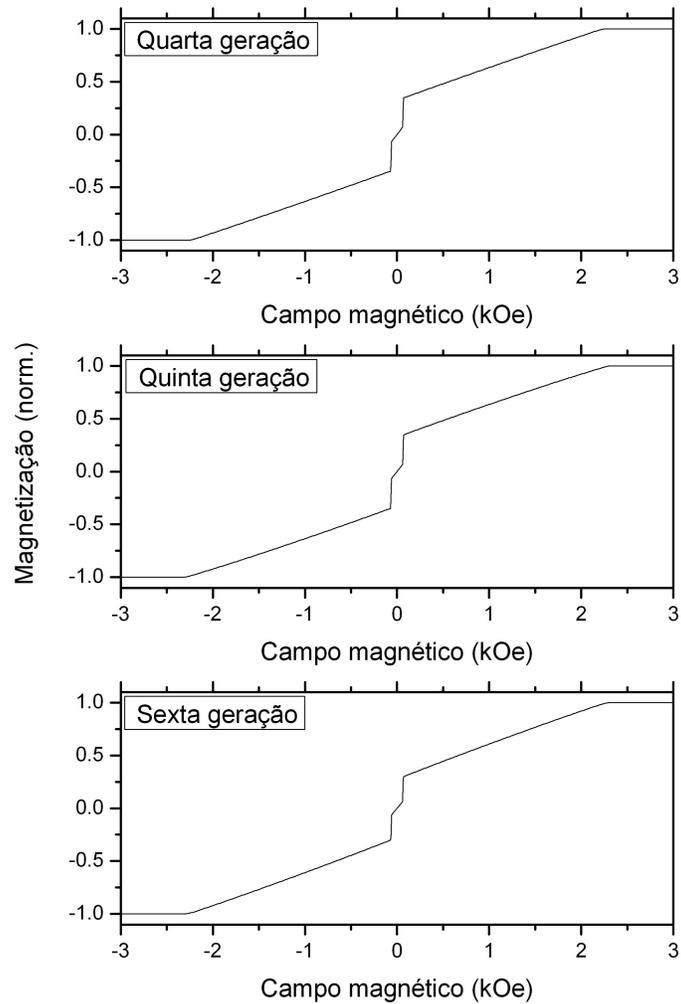


Figura 4.22: Curvas de magnetização paralela ao campo externo da quarta, quinta e sexta geração de Fibonacci para a direção de crescimento $[110]$, utilizando o conjunto de parâmetros (iv).

que o bilinear é comparativamente forte. Assim como feito para os resultados da direção de crescimento $[010]$, analisaremos apenas curvas de magnetoresistência, mas incluiremos os resultados de magnetização por completeza.

A figura 4.22 inclui os resultados de magnetização para a quarta, quinta e sexta geração de Fibonacci para o conjunto de parâmetros (vi). Observe nesta figura, por exemplo, que as curvas são predominantemente contínuas.

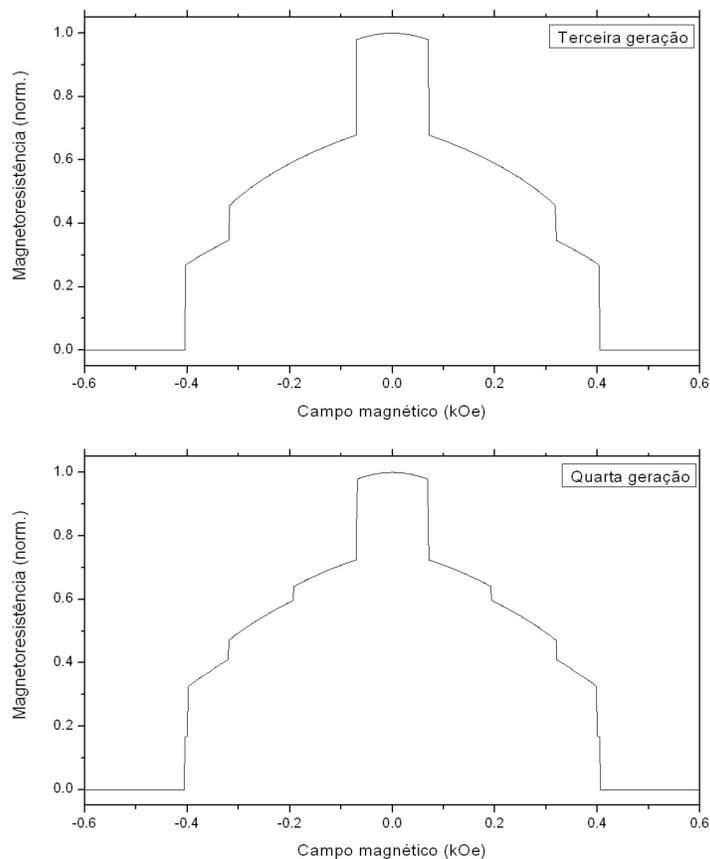


Figura 4.23: Curvas de magnetoresistância da terceira e da quarta geração de Fibonacci para a direção de crescimento $[110]$, utilizando o conjunto de parâmetros (vi).

As figuras 4.23 e 4.24 apresentam os resultados quando se utiliza o conjunto de parâmetros (vi) para a direção de crescimento $[110]$. Note que

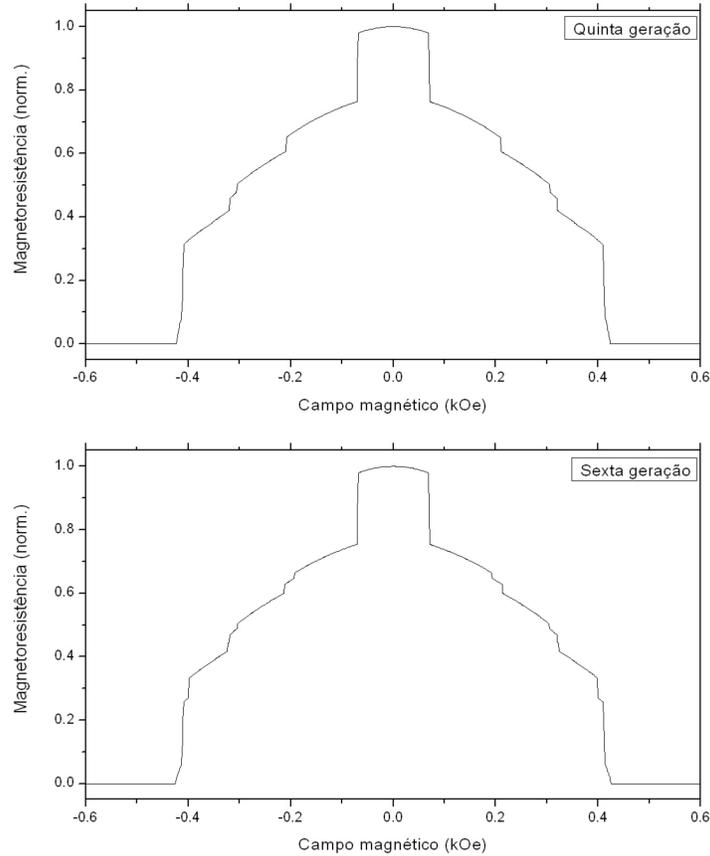


Figura 4.24: Curvas de magnetoresistência da quinta e da sexta geração de Fibonacci para a direção de crescimento $[110]$, utilizando o conjunto de parâmetros (vi).

para este conjunto também há um patamar central de alta resistência. Na verdade, isto ocorre para todos os conjuntos de parâmetros quando o campo externo é aplicado no eixo intermediário. O motivo é que a configuração para campos externos relativamente baixos é a mesma para todos os casos, com as magnetizações perpendiculares a H_0 (devido ao termo de anisotropia cúbica) e antiparalelas entre si (uma vez que esta configuração sempre minimiza a

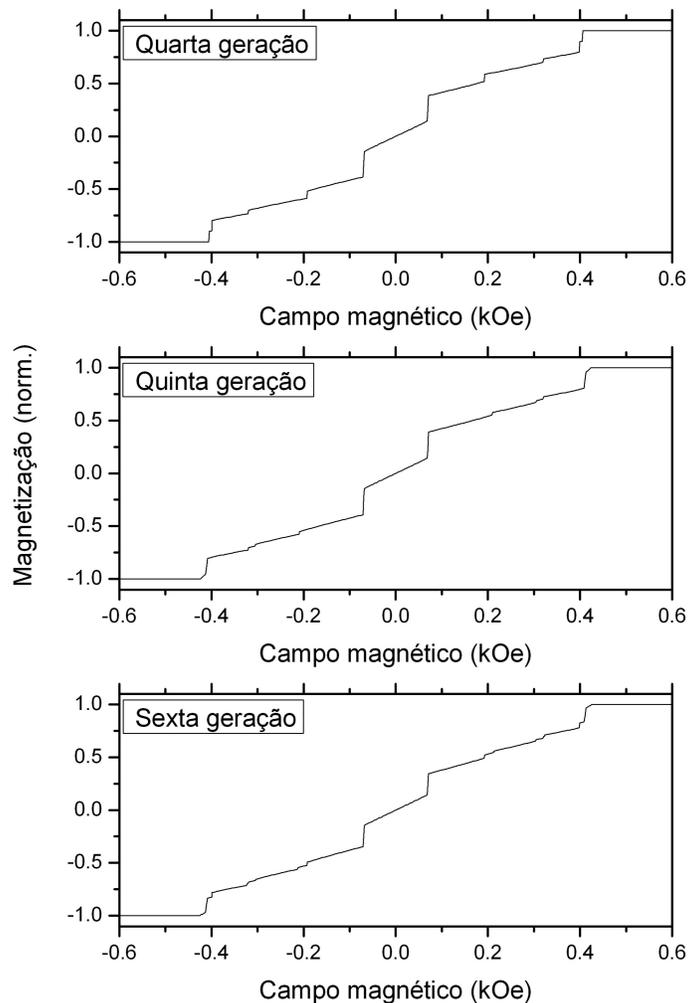


Figura 4.25: Curvas de magnetização paralela ao campo externo da quarta, quinta e sexta geração de Fibonacci para a direção de crescimento [110], utilizando o conjunto de parâmetros (vi).

energia dos termos de acoplamento para os regimes 1 e 2 e, para o regime 3, temos que $|H_{bl}| = |H_{bq}| \ll |H_{ac}|$, logo o termo de anisotropia cúbica é dominante e as magnetizações devem permanecer ao longo da direção x,

desde que $|H_0| \ll |H_{ac}|$). Outras características relevantes para este conjunto são a presença de patamares que só ocorrem para uma faixa estreita do campo externo, assim como ocorria para o caso [010], e um comportamento similar a partir da quarta geração, como citado anteriormente. A figura 4.25 inclui os resultados de magnetização para a quarta, quinta e sexta geração de Fibonacci para o conjunto de parâmetros (vi). Observe, por exemplo, o comportamento similar entre as diferentes gerações.

Finalizamos a apresentação dos resultados de magnetoresistência com as figuras 4.26 e 4.27, que são as curvas de magnetoresistência obtidas usando o conjunto de parâmetros (v). Conforme discutido anteriormente, estes gráficos também apresentam um patamar de alta resistência para campos externos comparativamente baixos. Há também alguns comportamentos em comum com as figuras 4.4 e 4.5, obtidas utilizando o mesmo conjunto de parâmetros para o caso [010]: um patamar de baixa resistência que só aparece em uma geração (para o caso [110] o patamar aparece na terceira geração) e diversos patamares que só aparecem em faixas estreitas de campo externo. Um resultado interessante é que estas figuras apresentam um comportamento diferenciado para estruturas de gerações pares (apresentando um patamar de alta resistência em torno de $H_0 = 0$ comparativamente estreito) e ímpares (o patamar de alta resistência em torno de $H_0 = 0$ é comparativamente largo); este comportamento também foi observado para a direção de crescimento [010] quando se utilizou o conjunto de parâmetros (iii). As figuras 4.28 e 4.29 são os resultados de magnetização para este conjunto de parâmetros. Conforme dito na seção 4.2.1, os resultados de magnetização estão de acordo com os de magnetoresistência. Por exemplo, há um comportamento diferen-

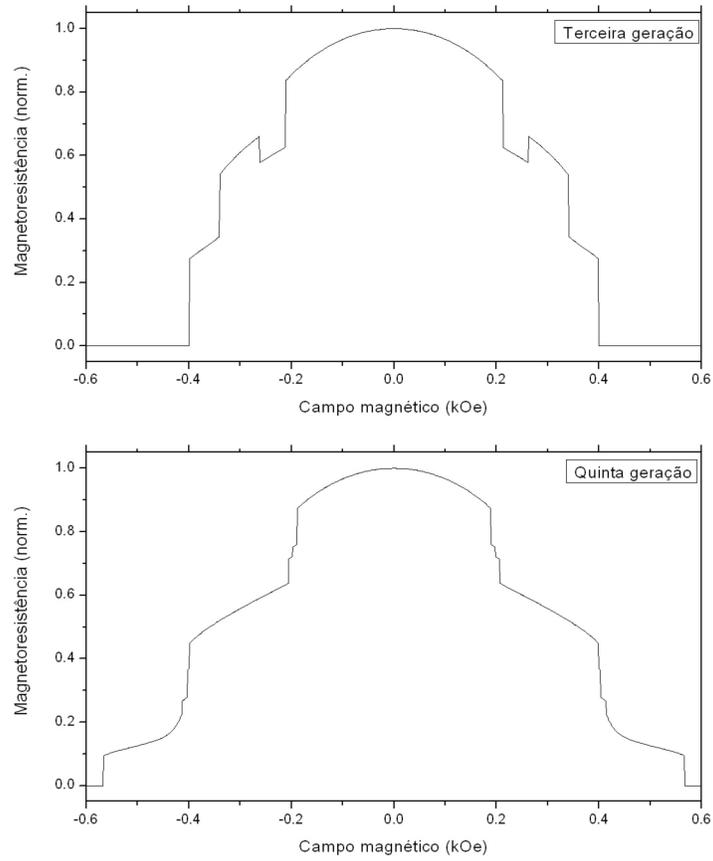


Figura 4.26: Curvas de magnetoresistência da terceira e da quinta geração de Fibonacci para a direção de crescimento $[110]$, utilizando o conjunto de parâmetros (v) .

ciado entre gerações pares e gerações ímpares.

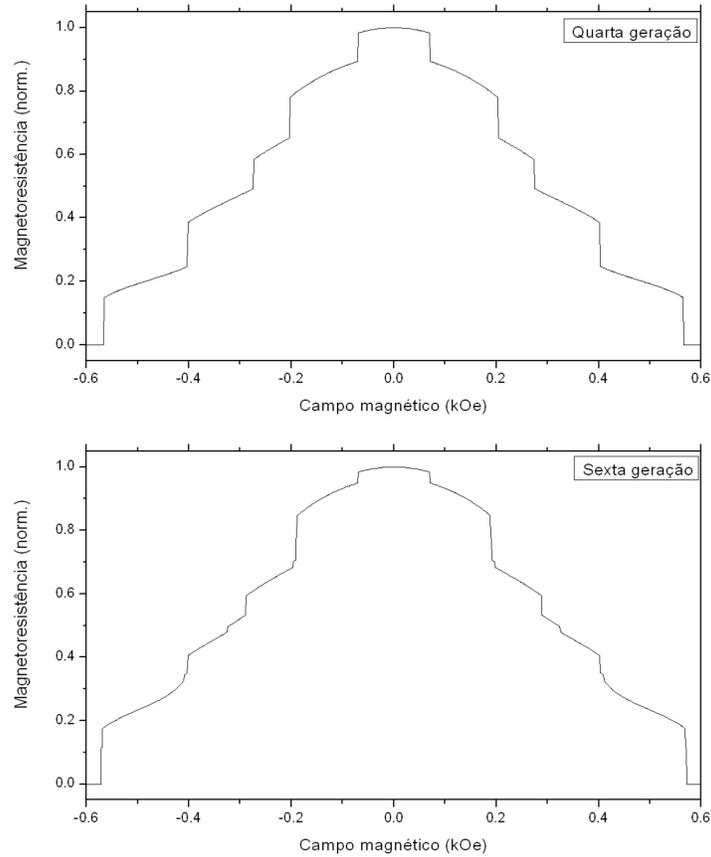


Figura 4.27: Curvas de magnetoresistência da quarta e da sexta geração de Fibonacci para a direção de crescimento $[110]$, utilizando o conjunto de parâmetros (v) .

4.3 Relações de dispersão para ondas de spin

O procedimento utilizado para obter a relação de dispersão de uma estrutura crescida seguindo o procedimento descrito na seção 4.1 é basicamente o mesmo utilizado na seção 1.4:

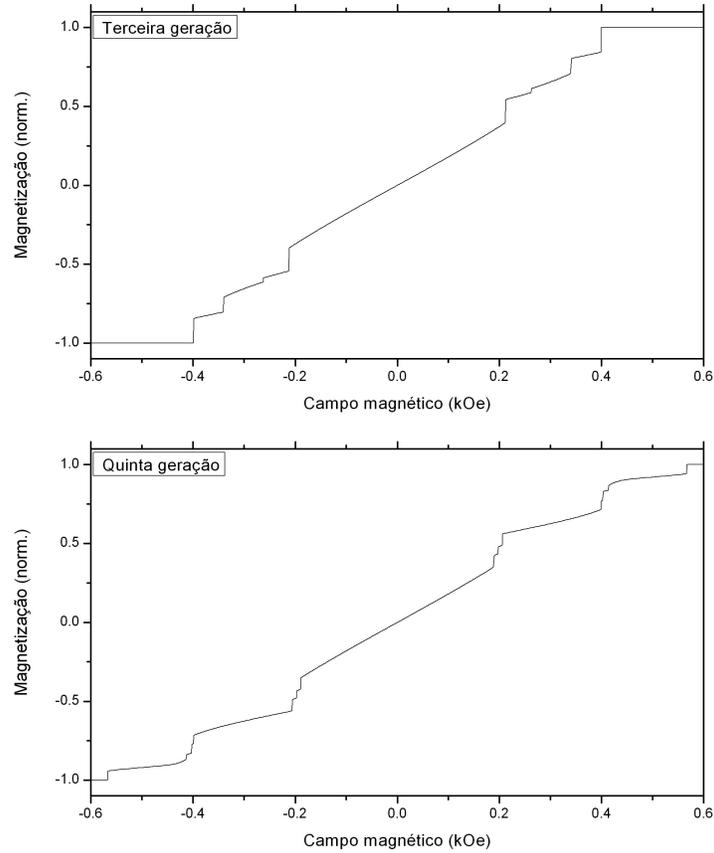


Figura 4.28: Curvas de magnetização paralela ao campo externo da terceira e da quinta geração de Fibonacci para a direção de crescimento $[110]$, utilizando o conjunto de parâmetros (v).

1. Escrevemos a equação de movimento para cada filme;
2. Calculamos os campos efetivos;
3. Supomos que a dependência temporal das componentes de rf da magnetização é do tipo $\exp(-j\omega t)$;

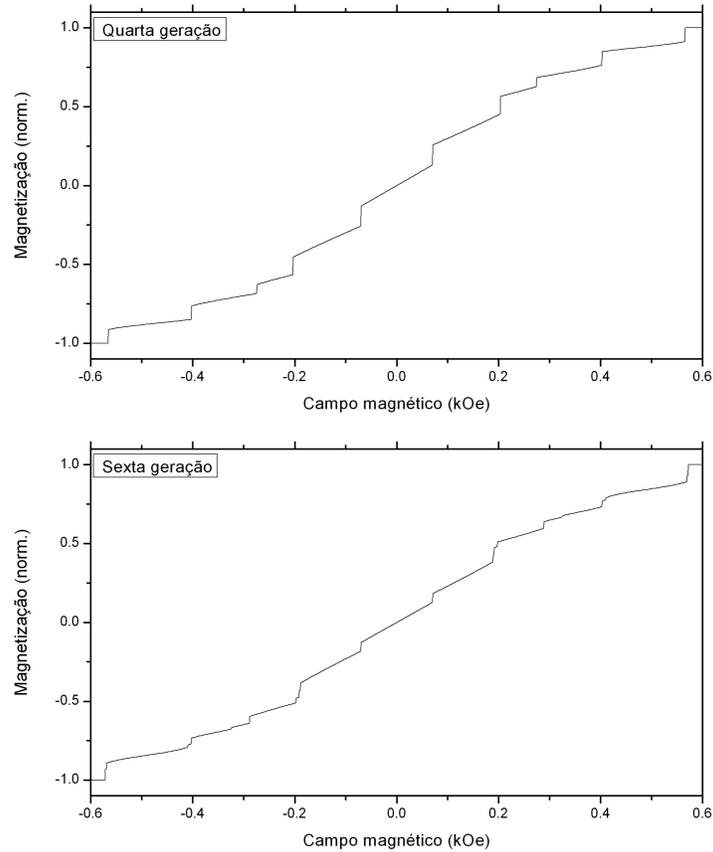


Figura 4.29: Curvas de magnetização paralela ao campo externo da quarta e da sexta geração de Fibonacci para a direção de crescimento $[110]$, utilizando o conjunto de parâmetros (v) .

4. Desprezamos os termos constantes e de segunda ordem;
5. Organizamos os termos restantes em forma matricial;
6. O determinante da matriz resultante é calculado e igualado a zero, fornecendo a relação de dispersão.

A dificuldade do problema é que cada filme magnético contribui com duas equações (uma para cada componente de rf) para o sistema a ser resolvido; conseqüentemente, a matriz resultante torna-se muito grande. Por este motivo, apresentamos resultados apenas até a quarta geração de Fibonacci. Inicialmente, mostraremos o procedimento utilizado na obtenção das relações de dispersão para as diversas gerações e, em seguida, mostraremos os resultados numéricos obtidos a partir do cálculo computacional do zero destas funções. As raízes da relação de dispersão foram encontradas utilizando o método da bissecção, que se encontra descrito no apêndice A. No cálculo computacional, os valores utilizados para as anisotropias de superfície e de forma estão de acordo com os usados pela referência [43] e foram $H_{as} = 2.0$ kOe e $4\pi M_S = 20.0$ kOe. Assim como na seção 4.2 vamos dividir os resultados de acordo com a direção de crescimento utilizada.

4.3.1 Direção de crescimento [010]

Segunda geração de Fibonacci

Neste caso temos três filmes ferromagnéticos, logo vamos ter seis equações ao todo para resolver,

$$\begin{aligned} -\frac{1}{\gamma_i} \frac{dm_{ix_i}}{dt} &= m_{iy} H_{iz_i} - M_{iz_i} h_{iy}, \\ -\frac{1}{\gamma_i} \frac{dm_{iy}}{dt} &= M_{iz_i} h_{ix_i} - m_{ix_i} H_{iz_i}. \end{aligned} \quad (4.4)$$

As fórmulas obtidas na seção 1.4 para os campos efetivos permanecem válidas, bastando trocar nos termos de acoplamento entre o primeiro e o segundo filme

J_{bl} por J_{bl_A} e J_{bq} por J_{bq_A} . Entretanto, como temos um filme magnético a mais neste caso, devemos calcular a energia dos termos de acoplamento entre o segundo e o terceiro filmes. Os resultados são, para o acoplamento bilinear,

$$\begin{aligned}
h_{2x_2BL23} &\cong \frac{J_{bl_B}}{M_2M_3} [m_{3x_3} \cos(\theta_2 - \theta_3)], \\
h_{3x_3BL23} &\cong \frac{J_{bl_B}}{M_2M_3} [m_{2x_2} \cos(\theta_2 - \theta_3)], \\
h_{2yBL23} &= \frac{J_{bl_B}}{M_2M_3} m_{3y}, \\
h_{3yBL23} &= \frac{J_{bl_B}}{M_2M_3} m_{2y}, \\
H_{2z_2BL23} &\cong \frac{J_{bl_B}}{M_2} \cos(\theta_2 - \theta_3)
\end{aligned} \tag{4.5}$$

e

$$H_{3z_3BL23} \cong \frac{J_{bl_B}}{M_3} \cos(\theta_2 - \theta_3).$$

O campo do acoplamento biquadrático entre estes filmes é dado por,

$$\begin{aligned}
h_{2x_2BQ23} &\cong -\frac{2J_{bq_B}}{M_2^2M_3^2} [m_{2x_2}M_{3z_3}^2 \text{sen}^2(\theta_2 - \theta_3) + m_{3x_3}M_{2z_2}M_{3z_3} \cos 2(\theta_2 - \theta_3)], \\
h_{3x_3BQ23} &\cong -\frac{2J_{bq_B}}{M_2^2M_3^2} [m_{3x_3}M_{2z_2}^2 \text{sen}^2(\theta_2 - \theta_3) + m_{2x_2}M_{2z_2}M_{3z_3} \cos 2(\theta_2 - \theta_3)], \\
h_{2yBQ23} &\cong -\frac{2J_{bq_B}}{M_2^2M_3^2} [m_{3y}M_{2z_2}M_{3z_3} \cos(\theta_2 - \theta_3)], \\
h_{3yBQ23} &\cong -\frac{2J_{bq_B}}{M_2^2M_3^2} [m_{2y}M_{2z_2}M_{3z_3} \cos(\theta_2 - \theta_3)], \\
H_{2z_2BQ23} &\cong -\frac{2J_{bq_B}}{M_2^2M_3^2} [M_{2z_2}M_{3z_3}^2 \cos^2(\theta_2 - \theta_3)]
\end{aligned} \tag{4.6}$$

e

$$H_{3z_3BQ23} \cong -\frac{2J_{bq_B}}{M_2^2M_3^2} [M_{2z_2}^2M_{3z_3} \cos^2(\theta_2 - \theta_3)].$$

Utilizando $m_{ix_i} = m_{ix_i}^0 \exp(-j\omega t)$ e $m_{iy} = m_{iy}^0 \exp(-j\omega t)$ e os campos das interações definidos nas seções 1.2.6 e 1.4, as equações de movimento para as componentes de rf dos três filmes são (com $M_{iz} \cong M_S$, $d_i = d$, $\gamma_i = \gamma$)

$$\begin{aligned} \frac{j\omega}{\gamma d} m_{1x_1} = m_{1y} & \left[H_0 \cos(\theta_1 - \theta_H) - \frac{H_{ac}}{2} \sin^2 2\theta_1 + H_{bl_A} \cos(\theta_1 - \theta_2) \right. \\ & \left. - 2H_{bq_A} \cos^2(\theta_1 - \theta_2) \right] + \left[H_{ac} m_{1y} - H_{bl_A} m_{2y} + 2H_{bq_A} m_{2y} \cos(\theta_1 - \theta_2) \right. \\ & \left. + 4\pi M_S m_{1y} - H_{as} m_{1y} \right], \end{aligned} \quad (4.7)$$

$$\begin{aligned} \frac{j\omega}{\gamma d} m_{1y} = & \left\{ M_S H_0 \sin(\theta_1 - \theta_H) + H_{ac} \left(\frac{3}{2} \sin^2 2\theta_1 - 1 \right) m_{1x_1} \right. \\ & \left. + H_{bl_A} m_{2x_2} \cos(\theta_1 - \theta_2) - 2H_{bq_A} \left[m_{1x_1} \sin^2(\theta_1 - \theta_2) \right. \right. \\ & \left. \left. + m_{2x_2} \cos 2(\theta_1 - \theta_2) \right] \right\} + m_{1x_1} \left[-H_0 \cos(\theta_1 - \theta_H) \right. \\ & \left. + \frac{H_{ac}}{2} \sin^2 2\theta_1 - H_{bl_A} \cos(\theta_1 - \theta_2) + 2H_{bq_A} \cos^2(\theta_1 - \theta_2) \right], \end{aligned} \quad (4.8)$$

$$\begin{aligned} \frac{j\omega}{\gamma d} m_{2x_2} = m_{2y} & \left[H_0 \cos(\theta_2 - \theta_H) - \frac{H_{ac}}{2} \sin^2 2\theta_2 + H_{bl_A} \cos(\theta_1 - \theta_2) \right. \\ & \left. - 2H_{bq_A} \cos^2(\theta_1 - \theta_2) + H_{bl_B} \cos(\theta_2 - \theta_3) - 2H_{bq_B} \cos^2(\theta_2 - \theta_3) \right] \\ & + \left[H_{ac} m_{2y} - H_{bl_A} m_{1y} + 2H_{bq_A} m_{1y} \cos(\theta_1 - \theta_2) - H_{bl_B} m_{3y} \right. \\ & \left. + 2H_{bq_B} m_{3y} \cos(\theta_2 - \theta_3) + 4\pi M_S m_{2y} - H_{as} m_{2y} \right], \end{aligned} \quad (4.9)$$

$$\begin{aligned}
\frac{j\omega}{\gamma d} m_{2y} = & \left\{ M_S H_0 \operatorname{sen}(\theta_2 - \theta_H) + H_{ac} \left(\frac{3}{2} \operatorname{sen}^2 2\theta_2 - 1 \right) m_{2x_2} \right. \\
& + H_{bl_A} m_{1x_1} \cos(\theta_1 - \theta_2) - 2H_{bq_A} \left[m_{2x_2} \operatorname{sen}^2(\theta_1 - \theta_2) \right. \\
& + m_{1x_1} \cos 2(\theta_1 - \theta_2) \left. \right] + H_{bl_B} m_{3x_3} \cos(\theta_2 - \theta_3) - 2H_{bq_B} \left[m_{2x_2} \operatorname{sen}^2(\theta_2 - \theta_3) \right. \\
& + m_{3x_3} \cos 2(\theta_2 - \theta_3) \left. \right] \left. \right\} + m_{2x_2} \left[-H_0 \cos(\theta_2 - \theta_H) + \frac{H_{ac}}{2} \operatorname{sen}^2 2\theta_2 \right. \\
& \left. - H_{bl_A} \cos(\theta_1 - \theta_2) + 2H_{bq_A} \cos^2(\theta_1 - \theta_2) - H_{bl_B} \cos(\theta_2 - \theta_3) + 2H_{bq_B} \cos^2(\theta_2 - \theta_3) \right],
\end{aligned} \tag{4.10}$$

$$\begin{aligned}
\frac{j\omega}{\gamma d} m_{3x_3} = & m_{3y} \left[H_0 \cos(\theta_3 - \theta_H) - \frac{H_{ac}}{2} \operatorname{sen}^2 2\theta_3 + H_{bl_B} \cos(\theta_2 - \theta_3) \right. \\
& \left. - 2H_{bq_B} \cos^2(\theta_2 - \theta_3) \right] + \left[H_{ac} m_{3y} - H_{bl_B} m_{2y} + 2H_{bq_B} m_{2y} \cos(\theta_2 - \theta_3) \right. \\
& \left. + 4\pi M_S m_{3y} - H_{as} m_{3y} \right]
\end{aligned} \tag{4.11}$$

e

$$\begin{aligned}
\frac{j\omega}{\gamma d} m_{3y} = & \left\{ M_S H_0 \operatorname{sen}(\theta_3 - \theta_H) + H_{ac} \left(\frac{3}{2} \operatorname{sen}^2 2\theta_3 - 1 \right) m_{3x_3} \right. \\
& + H_{bl_B} m_{2x_2} \cos(\theta_2 - \theta_3) - 2H_{bq_B} \left[m_{3x_3} \operatorname{sen}^2(\theta_2 - \theta_3) \right. \\
& + m_{2x_2} \cos 2(\theta_2 - \theta_3) \left. \right] \left. \right\} + m_{3x_3} \left[-H_0 \cos(\theta_3 - \theta_H) \right. \\
& \left. + \frac{H_{ac}}{2} \operatorname{sen}^2 2\theta_3 - H_{bl_B} \cos(\theta_2 - \theta_3) + 2H_{bq_B} \cos^2(\theta_2 - \theta_3) \right].
\end{aligned} \tag{4.12}$$

Utilizando algumas relações trigonométricas e organizando as equações em forma matricial obtemos o seguinte resultado,

$$\begin{bmatrix} \frac{-j\omega}{\gamma} & A_2 & 0 & A_3 & 0 & 0 \\ -A_5 & \frac{-j\omega}{\gamma} & A_6 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & B_1 & \frac{-j\omega}{\gamma} & B_2 & 0 & B_3 \\ B_4 & 0 & -B_5 & \frac{-j\omega}{\gamma} & B_6 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & C_1 & \frac{-j\omega}{\gamma} & C_2 \\ 0 & 0 & C_4 & 0 & -C_5 & \frac{-j\omega}{\gamma} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} m_{1x_1} \\ m_{1y} \\ m_{2x_2} \\ m_{2y} \\ m_{3x_3} \\ m_{3y} \end{bmatrix} = 0, \quad (4.13)$$

onde $d = 1$ e os coeficientes são dados por,

$$A_2 = H_0 \cos(\theta_1 - \theta_H) + \frac{H_{ac}}{4}(3 + \cos 4\theta_1) + 4\pi M_S - H_{as} + H_{bl_A} \cos(\theta_1 - \theta_2) - 2H_{bq_A} \cos^2(\theta_1 - \theta_2),$$

$$A_3 = B_1 = -H_{bl_A} + 2H_{bq_A} \cos(\theta_1 - \theta_2),$$

$$A_5 = H_0 \cos(\theta_1 - \theta_H) + H_{ac} \cos 4\theta_1 + H_{bl_A} \cos(\theta_1 - \theta_2) - 2H_{bq_A} \cos 2(\theta_1 - \theta_2),$$

$$A_6 = B_4 = H_{bl_A} \cos(\theta_1 - \theta_2) - 2H_{bq_A} \cos 2(\theta_1 - \theta_2),$$

$$B_2 = H_0 \cos(\theta_2 - \theta_H) + \frac{H_{ac}}{4}(3 + \cos 4\theta_2) + 4\pi M_S - H_{as} + H_{bl_A} \cos(\theta_1 - \theta_2) + H_{bl_B} \cos(\theta_2 - \theta_3) - 2H_{bq_A} \cos^2(\theta_1 - \theta_2) - 2H_{bq_B} \cos^2(\theta_2 - \theta_3),$$

$$B_3 = C_1 = -H_{bl_B} + 2H_{bq_B} \cos(\theta_2 - \theta_3),$$

$$B_5 = H_0 \cos(\theta_2 - \theta_H) + H_{ac} \cos 4\theta_2 + H_{bl_A} \cos(\theta_1 - \theta_2) + H_{bl_B} \cos(\theta_2 - \theta_3) - 2H_{bq_A} \cos 2(\theta_1 - \theta_2) - 2H_{bq_B} \cos 2(\theta_2 - \theta_3),$$

$$B_6 = C_4 = H_{bl_B} \cos(\theta_2 - \theta_3) - 2H_{bq_B} \cos 2(\theta_2 - \theta_3),$$

$$C_2 = H_0 \cos(\theta_3 - \theta_H) + \frac{H_{ac}}{4}(3 + \cos 4\theta_3) + 4\pi M_S - H_{as} + H_{bl_B} \cos(\theta_2 - \theta_3) - 2H_{bq_B} \cos^2(\theta_2 - \theta_3)$$

e finalmente

$$C_5 = H_0 \cos(\theta_3 - \theta_H) + H_{ac} \cos 4\theta_3 + H_{bl_B} \cos(\theta_2 - \theta_3) - 2H_{bq_B} \cos 2(\theta_2 - \theta_3).$$

Após o cálculo do determinante obtemos a seguinte relação de dispersão:

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^6 + \alpha_0 \left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^4 + \alpha_1 \left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 + \alpha_2 = 0, \quad (4.14)$$

onde,

$$\alpha_0 = -A_2A_5 + B_6C_1 - B_2B_5 + B_3C_4 + A_6B_1 + A_3B_4 - C_2C_5, \quad (4.15)$$

$$\begin{aligned} \alpha_1 = & A_2A_5C_2C_5 - A_2A_5B_6C_1 + A_2A_5B_2B_5 + B_2B_5C_2C_5 - B_3B_5C_1C_5 \\ & - B_2B_6C_2C_4 + B_3B_6C_1C_4 - A_6B_1C_2C_5 + A_6B_1B_6C_1 - A_2A_5B_3C_4 \\ & - A_3A_5B_1B_5 - A_2A_6B_2B_4 - A_3B_4C_2C_5 + A_3B_3B_4C_4 + A_3A_6B_1B_4 \end{aligned} \quad (4.16)$$

e

$$\begin{aligned} \alpha_2 = & -A_2A_5B_2B_5C_2C_5 + A_2A_5B_3B_5C_1C_5 + A_2A_5B_2B_6C_2C_4 \\ & - A_2A_5B_3B_6C_1C_4 + A_3A_5B_1B_5C_2C_5 - A_3A_5B_1B_6C_2C_4 \\ & + A_2A_6B_2B_4C_2C_5 - A_2A_6B_3B_4C_1C_5 - A_3A_6B_1B_4C_2C_5. \end{aligned} \quad (4.17)$$

Embora a relação de dispersão para a segunda geração de Fibonacci seja um polinômio de sexto grau, apenas frequências positivas têm significado físico; portanto, devemos ter três frequências possíveis para cada valor do campo externo. De maneira geral, vamos ter o mesmo número de frequências possíveis e de filmes ferromagnéticos: em um sistema com n filmes ferromagnéticos cada um contribui com duas equações, logo a relação de dispersão é um polinômio grau $2n$, mas apenas as soluções positivas são de interesse, então ficamos com n soluções para um dado valor do campo externo.

Terceira geração de Fibonacci

A multicamada é agora composta por quatro filmes ferromagnéticos e conseqüentemente o sistema a ser resolvido possui oito equações. Ao invés de seguir o procedimento usual de escrever e resolver as equações de movimento para cada filme e em seguida arranjá-los em formato matricial vamos, utilizando uma analogia com o caso anterior, escrever diretamente a matriz. A analogia é a seguinte: os termos que não são de acoplamento têm a mesma forma para cada filme; o que muda de filme para filme é,

1. O número de filmes ao qual um dado filme se encontra acoplado. Filmes nas extremidades da multicamada só se acoplam a um vizinho, enquanto que todos outros filmes se acoplam com dois vizinhos;
2. Como a espessura do espaçador varia, o valor dos campos dos acoplamentos varia de um filme para o outro.

Utilizando o resultado anterior, é fácil escrever a forma que tomam as equações de movimento, seja de um filme na extremidade superior (as equações são semelhantes ao filme superior da segunda geração), seja de um filme que não pertence às extremidades (equações semelhantes ao filme intermediário da segunda geração), seja de um filme pertencente a extremidade inferior (equações semelhantes ao filme inferior da segunda geração). Embora as equações sejam semelhantes, os valores de H_{bl_i} e H_{bq_i} podem não ser iguais para um filme da geração atual quando comparados com um da geração anterior; mas basta observar a geometria do problema para descobrir qual valor de campo que deve ser usado.

Vamos dar como exemplo a obtenção do coeficiente C_5 do terceiro filme da terceira geração a partir do coeficiente B_5 do segundo filme da segunda geração. A primeira mudança a ser efetuada é trocar cada θ_i por θ_{i+1} (de modo que $\theta_1 \rightarrow \theta_2$, $\theta_2 \rightarrow \theta_3$ e $\theta_3 \rightarrow \theta_4$),

$$C_5 = H_0 \cos(\theta_3 - \theta_H) + H_{ac} \cos 4\theta_3 + H_{bl_7} \cos(\theta_2 - \theta_3) + H_{bl_7} \cos(\theta_3 - \theta_4) - 2H_{bq_7} \cos 2(\theta_2 - \theta_3) - 2H_{bq_7} \cos 2(\theta_3 - \theta_4).$$

Com esta mudança os termos que não são de acoplamento já se encontram corretos e os termos de acoplamento agora relacionam o par de filmes dois e três e o par de filmes três e quatro, restando apenas descobrir os valores dos campos de acoplamento. Note que o segundo filme da segunda geração se acopla com o filme de cima através de um espaçador com espessura t_1 e com o de baixo através de um espaçador com espessura t_2 ; com o terceiro filme da terceira geração ocorre o oposto, então devemos efetuar as trocas $H_{bl_A} \rightarrow H_{bl_B}$, $H_{bq_A} \rightarrow H_{bq_B}$, $H_{bl_B} \rightarrow H_{bl_A}$ e $H_{bq_B} \rightarrow H_{bq_A}$. Obtemos então o seguinte resultado,

$$C_5 = H_0 \cos(\theta_3 - \theta_H) + H_{ac} \cos 4\theta_3 + H_{bl_B} \cos(\theta_2 - \theta_3) + H_{bl_A} \cos(\theta_3 - \theta_4) - 2H_{bq_B} \cos 2(\theta_2 - \theta_3) - 2H_{bq_A} \cos 2(\theta_3 - \theta_4).$$

O resultado final, em que todas as equações se encontram arranjadas em forma matricial é:

$$\begin{bmatrix} \frac{-j\omega}{\gamma} & A_2 & 0 & A_3 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ -A_5 & \frac{-j\omega}{\gamma} & A_6 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & B_1 & \frac{-j\omega}{\gamma} & B_2 & 0 & B_3 & 0 & 0 \\ B_4 & 0 & -B_5 & \frac{-j\omega}{\gamma} & B_6 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & C_1 & \frac{-j\omega}{\gamma} & C_2 & 0 & C_3 \\ 0 & 0 & C_4 & 0 & -C_5 & \frac{-j\omega}{\gamma} & C_6 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & D_1 & \frac{-j\omega}{\gamma} & D_2 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & D_4 & 0 & -D_5 & \frac{-j\omega}{\gamma} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} m_{1x_1} \\ m_{1y} \\ m_{2x_2} \\ m_{2y} \\ m_{3x_3} \\ m_{3y} \\ m_{4x_4} \\ m_{4y} \end{bmatrix} = 0, \quad (4.18)$$

onde os A 's e os B 's são idênticos aos A 's e B 's da segunda geração, C_5 se encontra dado acima e os outros coeficientes são,

$$C_1 = -H_{bl_B} + 2H_{bq_B} \cos(\theta_2 - \theta_3),$$

$$C_2 = H_0 \cos(\theta_3 - \theta_H) + \frac{H_{ac}}{4} (3 + \cos 4\theta_3) + 4\pi M_S - H_{as} + H_{bl_B} \cos(\theta_2 - \theta_3) + H_{bl_A} \cos(\theta_3 - \theta_4) - 2H_{bq_B} \cos^2(\theta_2 - \theta_3) - 2H_{bq_A} \cos^2(\theta_3 - \theta_4),$$

$$C_3 = D_1 = -H_{bl_A} + 2H_{bq_A} \cos(\theta_3 - \theta_4),$$

$$C_4 = H_{bl_B} \cos(\theta_2 - \theta_3) - 2H_{bq_B} \cos 2(\theta_2 - \theta_3),$$

$$C_6 = D_4 = H_{bl_A} \cos(\theta_3 - \theta_4) - 2H_{bq_A} \cos 2(\theta_3 - \theta_4),$$

$$D_2 = H_0 \cos(\theta_4 - \theta_H) + \frac{H_{ac}}{4} (3 + \cos 4\theta_4) + 4\pi M_S - H_{as} + H_{bl_A} \cos(\theta_3 - \theta_4) - 2H_{bq_A} \cos^2(\theta_3 - \theta_4)$$

e

$$D_5 = H_0 \cos(\theta_4 - \theta_H) + H_{ac} \cos 4\theta_4 + H_{bl_A} \cos(\theta_3 - \theta_4) - 2H_{bq_A} \cos 2(\theta_3 - \theta_4).$$

Calculando o determinante acima obtemos a relação de dispersão para a terceira geração de Fibonacci,

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^8 + \alpha_0 \left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^6 + \alpha_1 \left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^4 + \alpha_2 \left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 + \alpha_3 = 0, \quad (4.19)$$

onde os coeficientes α_i para a terceira geração se encontram no apêndice B.

Quarta geração de Fibonacci

Temos agora seis filmes, logo doze equações no total. Utilizando o procedimento descrito para a terceira geração, estas podem ser arranjadas matricialmente da seguinte forma,

$$\begin{bmatrix} \frac{-j\omega}{\gamma} & A_2 & 0 & A_3 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ -A_5 & \frac{-j\omega}{\gamma} & A_6 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & B_1 & \frac{-j\omega}{\gamma} & B_2 & 0 & B_3 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ B_4 & 0 & -B_5 & \frac{-j\omega}{\gamma} & B_6 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & C_1 & \frac{-j\omega}{\gamma} & C_2 & 0 & C_3 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & C_4 & 0 & -C_5 & \frac{-j\omega}{\gamma} & C_6 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & D_1 & \frac{-j\omega}{\gamma} & D_2 & 0 & D_3 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & D_4 & 0 & -D_5 & \frac{-j\omega}{\gamma} & D_6 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & E_1 & \frac{-j\omega}{\gamma} & E_2 & 0 & E_3 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & E_4 & 0 & -E_5 & \frac{-j\omega}{\gamma} & E_6 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & F_1 & \frac{-j\omega}{\gamma} & F_2 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & F_4 & 0 & -F_5 & \frac{-j\omega}{\gamma} \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} m_{1x_1} & m_{1y} & m_{2x_2} & m_{2y} & m_{3x_3} & m_{3y} & m_{4x_4} & m_{4y} & m_{5x_5} & m_{5y} & m_{6x_6} & m_{6y} \end{bmatrix}^T = 0, \quad (4.20)$$

onde os coeficientes com A , B e C são iguais àqueles da terceira geração e os outros coeficientes são dados por,

$$D_1 = -H_{bl_A} + 2H_{bq_A} \cos(\theta_3 - \theta_4),$$

$$D_2 = H_0 \cos(\theta_4 - \theta_H) + \frac{H_{ac}}{4}(3 + \cos 4\theta_4) + 4\pi M_S - H_{as} + H_{bl_A} \cos(\theta_3 - \theta_4) + H_{bl_A} \cos(\theta_4 - \theta_5) - 2H_{bq_A} \cos^2(\theta_3 - \theta_4) - 2H_{bq_A} \cos^2(\theta_4 - \theta_5),$$

$$D_3 = E_1 = -H_{bl_A} + 2H_{bq_A} \cos(\theta_4 - \theta_5),$$

$$D_4 = H_{bl_A} \cos(\theta_3 - \theta_4) - 2H_{bq_A} \cos 2(\theta_3 - \theta_4),$$

$$D_5 = H_0 \cos(\theta_4 - \theta_H) + H_{ac} \cos 4\theta_4 + H_{bl_A} \cos(\theta_3 - \theta_4) + H_{bl_A} \cos(\theta_4 - \theta_5) - 2H_{bq_A} \cos 2(\theta_3 - \theta_4) - 2H_{bq_A} \cos 2(\theta_4 - \theta_5).$$

$$D_6 = E_4 = H_{bl_A} \cos(\theta_4 - \theta_5) - 2H_{bq_A} \cos 2(\theta_4 - \theta_5),$$

$$E_2 = H_0 \cos(\theta_5 - \theta_H) + \frac{H_{ac}}{4}(3 + \cos 4\theta_5) + 4\pi M_S - H_{as} + H_{bl_A} \cos(\theta_4 - \theta_5) + H_{bl_B} \cos(\theta_5 - \theta_6) - 2H_{bq_A} \cos^2(\theta_4 - \theta_5) - 2H_{bq_B} \cos^2(\theta_5 - \theta_6),$$

$$E_3 = F_1 = -H_{bl_B} + 2H_{bq_B} \cos(\theta_5 - \theta_6),$$

$$E_5 = H_0 \cos(\theta_5 - \theta_H) + H_{ac} \cos 4\theta_5 + H_{bl_A} \cos(\theta_4 - \theta_5) + H_{bl_B} \cos(\theta_5 - \theta_6) - 2H_{bq_A} \cos 2(\theta_4 - \theta_5) - 2H_{bq_B} \cos 2(\theta_5 - \theta_6).$$

$$E_6 = F_4 = H_{bl_B} \cos(\theta_5 - \theta_6) - 2H_{bq_B} \cos 2(\theta_5 - \theta_6),$$

$$F_2 = H_0 \cos(\theta_6 - \theta_H) + \frac{H_{ac}}{4}(3 + \cos 4\theta_6) + 4\pi M_S - H_{as} + H_{bl_B} \cos(\theta_5 - \theta_6) - 2H_{bq_B} \cos^2(\theta_5 - \theta_6)$$

e

$$F_5 = H_0 \cos(\theta_6 - \theta_H) + H_{ac} \cos 4\theta_6 + H_{bl_B} \cos(\theta_5 - \theta_6) - 2H_{bq_B} \cos 2(\theta_5 - \theta_6).$$

Calculando o determinante acima obtemos a relação de dispersão para a quarta geração de Fibonacci,

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^{12} + \alpha_0 \left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^{10} + \alpha_1 \left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^8 + \alpha_2 \left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^6 + \alpha_3 \left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^4 + \alpha_4 \left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 + \alpha_5 = 0. \quad (4.21)$$

Nesta dissertação não forneceremos os coeficientes acima por motivos práticos: seriam necessárias mais de dez páginas para escrevê-los e utilizando programas como o Maple ou o Mathematica é fácil calcular o determinante da matriz acima. Analisaremos a seguir os resultados obtidos para esta direção de crescimento.

Resultados numéricos

Uma característica das relações de dispersão que pode ser observada tanto nas figuras para esta direção de crescimento como para as figuras obtidas para a direção de crescimento [110] é que, conforme explicado anteriormente, o número de frequências possíveis para um dado valor de campo externo aumenta de uma geração para a seguinte, sendo o número de frequências possíveis igual ao número de filmes ferromagnéticos.

As figuras 4.30, 4.31 e 4.32 são as relações de dispersão obtidas para esta direção de crescimento. Alguns resultados obtidos em curvas de magnetização e magnetoresistência podem ser observados nestes gráficos. Por exemplo, comparando 4.30 com os outros dois resultados, vemos que o comportamento é predominantemente contínuo quando um espaçador com espessura tal que o bilinear é comparativamente forte é utilizado. Outros comportamentos não puderam ser analisados claramente devido ao reduzido número de

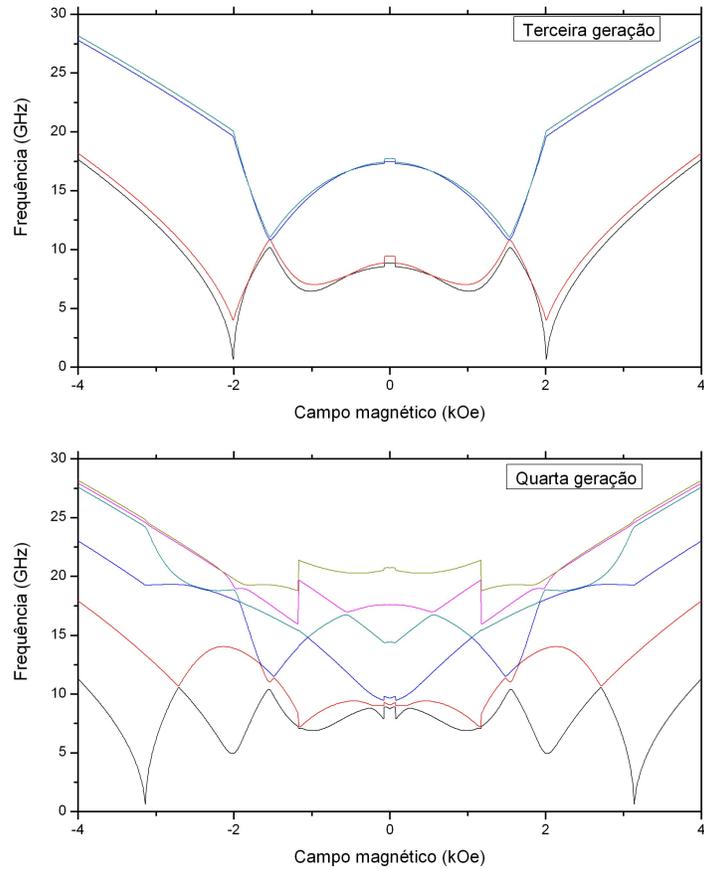


Figura 4.30: Relações de dispersão da terceira e da quarta geração de Fibonacci para a direção de crescimento $[010]$, utilizando o conjunto de parâmetros (iii).

gerações disponíveis. Por exemplo, a similaridade observada para o conjunto de parâmetros (vi) nas curvas de magnetização e magnetoresistência não é observada na figura 4.32; entretanto, este comportamento só aparecia nas propriedades estáticas a partir da quarta geração. Da mesma maneira, não pudemos observar se o comportamento diferenciado entre estruturas pares e

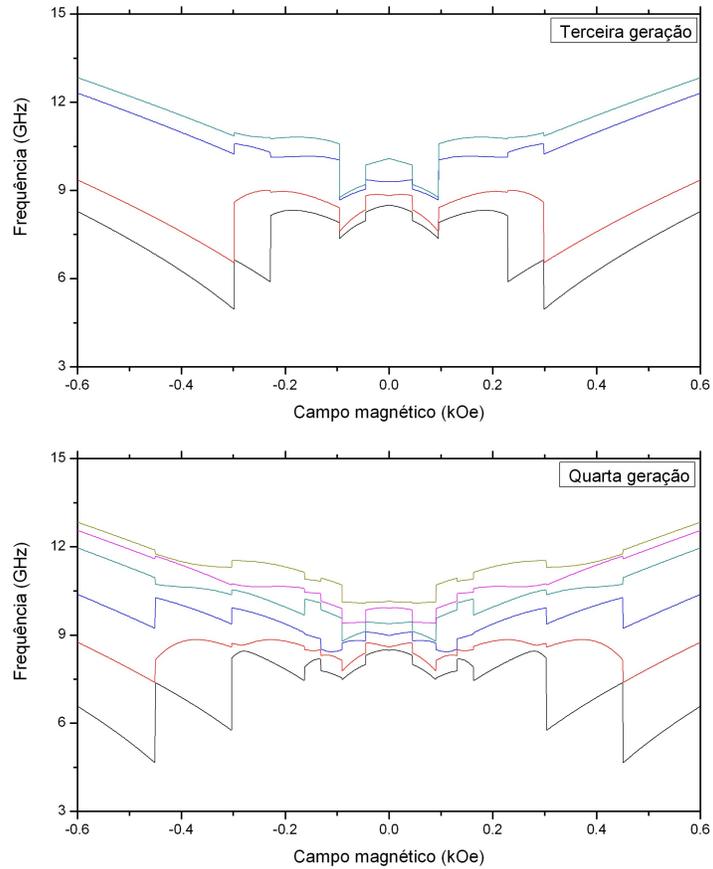


Figura 4.31: Relações de dispersão da terceira e da quarta geração de Fibonacci para a direção de crescimento $[010]$, utilizando o conjunto de parâmetros (v).

ímpares, observado para o conjunto de parâmetros (iii) em suas propriedades estáticas, permanece nas relações de dispersão. Entretanto, conforme será visto na seção 4.3.2, os resultados obtidos para a direção de crescimento $[110]$ foram mais conclusivos.

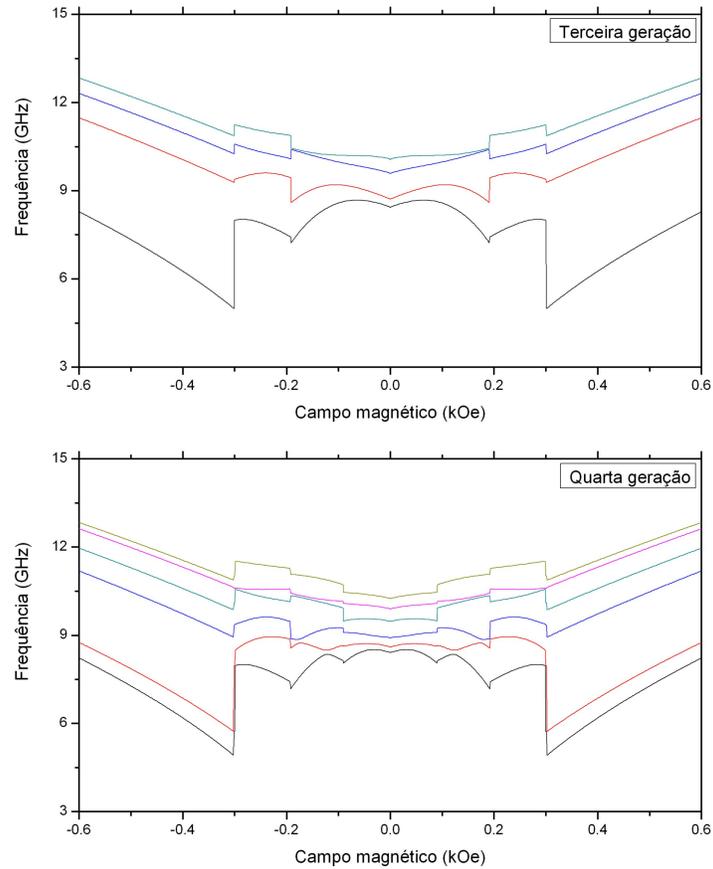


Figura 4.32: Relações de dispersão da terceira e da quarta geração de Fibonacci para a direção de crescimento $[010]$, utilizando o conjunto de parâmetros (vi).

4.3.2 Direção de crescimento $[110]$

Conforme foi dito na seção 1.4, nesta seção inicialmente descreveremos o que é necessário modificar para transformar um resultado obtido para a direção de crescimento $[010]$ em um resultado para a direção de crescimento $[110]$. O motivo pelo qual é relativamente fácil realizar esta mudança é que

o único termo modificado de uma direção de crescimento para outra é o de anisotropia cúbica. Em seguida, apresentaremos os resultados obtidos para esta direção de crescimento.

Vamos primeiramente calcular os campos efetivos a partir da energia magnética para a direção [110]. Neste caso a energia magnética é dada, para um filme, pela equação 1.14

$$E_{ac} = dk_{ac} \left(\frac{\alpha_2'^4}{4} + \frac{\alpha_3'^4}{4} + \alpha_1'^2 \alpha_2'^2 + \alpha_1'^2 \alpha_3'^2 - \frac{\alpha_2'^2 \alpha_3'^2}{2} \right).$$

Podemos escrever os α_i' como

$$\alpha_1' = \frac{\hat{x}' \cdot \vec{M}}{M}, \quad \alpha_2' = \frac{\hat{y}' \cdot \vec{M}}{M} \quad e \quad \alpha_3' = \frac{\hat{z}' \cdot \vec{M}}{M}. \quad (4.22)$$

Para calcular o produto escalar acima, vamos utilizar as equações 1.30 para relacionar os eixos com linha aos eixos locais,

$$\hat{x}' = \cos \theta_i \hat{x}_i + \text{sen } \theta_i \hat{z}_i,$$

$$\hat{y}' = \hat{y}_i$$

e

$$\hat{z}' = \cos \theta_i \hat{z}_i - \text{sen } \theta_i \hat{x}_i.$$

Como a magnetização é dada por $\vec{M} = m_{ix_i} \hat{x}_i + m_{iy} \hat{y}_i + M_{iz_i} \hat{z}_i$ as equações 4.22 tomam a seguinte forma, semelhante as equações 1.38,

$$\alpha_{1_i}' = \frac{m_{ix_i}}{M_i} \cos \theta_i + \frac{M_{iz_i}}{M_i} \text{sen } \theta_i,$$

$$\alpha_{2_i}' = \frac{m_{iy}}{M_i}$$

e

$$\alpha_{3_i}' = \frac{1}{M_i} (-m_{ix_i} \text{sen } \theta_i + M_{iz_i} \cos \theta_i).$$

Utilizando estes resultados na equação 1.14 obtemos, desprezando termos de ordem superior a dois nas componentes de rf e utilizando algumas relações trigonométricas,

$$E_{ac_i} = \frac{d_i k_{ac}}{4M_i^4} \left\{ M_{iz_i}^4 [\cos^4 \theta_i + 2 \sin^2 2\theta_i] + 4M_{iz_i}^3 m_{ix_i} [\sin \theta_i \cos \theta_i (\cos^2 \theta_i - 2 \sin^2 \theta_i)] + 4M_{iz_i}^2 m_{ix_i}^2 [1 - 4.5 \sin^2 \theta_i \cos^2 \theta_i] + 4M_{iz_i}^2 m_{iy}^2 [1 - 1.5 \cos^2 \theta_i] \right\}. \quad (4.23)$$

Calculando os campos efetivos, utilizando $M_{iz_i} \cong M_i = M_S$ e $H_{ac} = \frac{2k_{ac}}{M_S}$ e desprezando termos de acordo com as condições utilizadas na seção 1.4, obtemos

$$h_{ix_i} = -\frac{\partial F}{\partial M_{ix_i}} \cong -\frac{d_i H_{ac}}{M_S} m_{ix_i} \left(1 - \frac{9}{8} \sin^2 2\theta_i \right),$$

$$h_{iy} \cong -\frac{d_i H_{ac}}{M_S} m_{iy} (1 - 1.5 \cos^2 \theta_i) \quad (4.24)$$

e

$$H_{iz_i} \cong -\frac{d_i H_{ac}}{2} (\cos^4 \theta_i + \sin^2 2\theta_i).$$

Para transformar os resultados obtidos anteriormente para o caso [010] para resultados válidos para o caso [110], basta substituir o campo efetivo da anisotropia cúbica destas expressões pelo campo efetivo [110] apropriado utilizando uma das equações 4.24. Por exemplo, transformando a componente x_1 do filme 1 de uma tricamada a expressão 1.46 torna-se,

$$\frac{1}{\gamma d} \frac{dm_{1x_1}}{dt} = m_{1y} \left[H_0 \cos(\theta_1 - \theta_H) - \frac{H_{ac}}{2} (\cos^4 \theta_i + \sin^2 2\theta_i) + H_{bl} \cos(\theta_1 - \theta_2) - 2H_{bq} \cos^2(\theta_1 - \theta_2) \right] + [H_{ac} (1 - 1.5 \cos^2 \theta_i) m_{1y} + 4\pi M_S m_{1y} - H_{as} m_{1y}] \quad (4.25)$$

$$-H_{bl}m_{2y} + 2H_{bq}m_{2y} \cos(\theta_1 - \theta_2)].$$

Este procedimento foi utilizado para obter resultados para a segunda, terceira e quarta gerações de Fibonacci, resultados estes que se encontram na subseção seguinte.

Resultados numéricos

As figuras 4.33, 4.34 e 4.35 são as relações de dispersão obtidas para a direção de crescimento [110]. Assim como para a direção [010], uma comparação da figura 4.33 com as outras duas permite observar a presença de um comportamento predominantemente contínuo quando espaçadores de espessura tal que o bilinear é comparativamente forte são usados. O número reduzido de gerações disponíveis não nos permite usar a figura 4.35 para verificar se há um comportamento similar para diferentes gerações, uma vez que este só aparecia para o conjunto de parâmetros (vi) a partir da quarta geração. Entretanto, apesar de haver um número diferente de frequências possíveis de uma geração para outra, este comportamento, que para o conjunto de parâmetros (iv) surgia já na terceira geração, aparenta estar presente na figura 4.33.

Finalizando a discussão de relações de dispersão, analisaremos a figura 4.34. Nesta figura incluímos a segunda geração de Fibonacci, que em geral não utilizamos. O motivo de não utilizarmos esta geração é porque ela é simétrica com relação a troca dos blocos de construção A por B ; isto significa que se utilizarmos os regimes 2 e 3, por exemplo, a estrutura resultante poderia representar tanto o conjunto $A = 2, B = 3$ como o conjunto $A =$

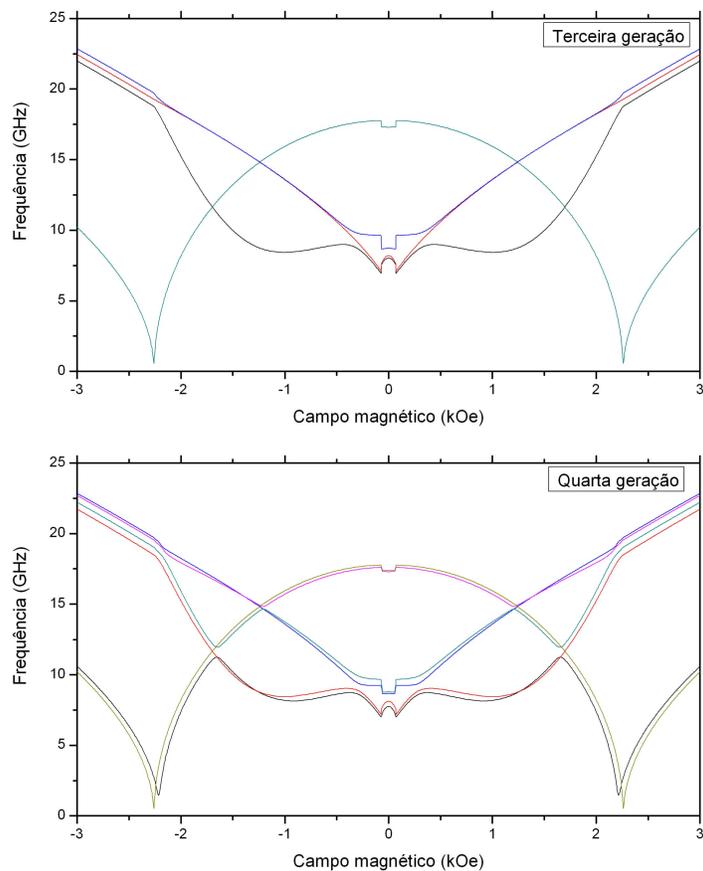


Figura 4.33: Relações de dispersão da terceira e da quarta geração de Fibonacci para a direção de crescimento $[110]$, utilizando o conjunto de parâmetros (iv).

3, $B = 2$. Decidimos incluir o gráfico desta geração na figura citada por dois motivos: em primeiro lugar, por termos resultados de dispersão para poucas gerações; e em segundo lugar, por este gráfico ser suficientemente similar ao gráfico da quarta geração de Fibonacci do conjunto $A = 2, B = 3$. Feita esta consideração, a figura 4.34 sugere que, utilizando o conjunto de parâmetros

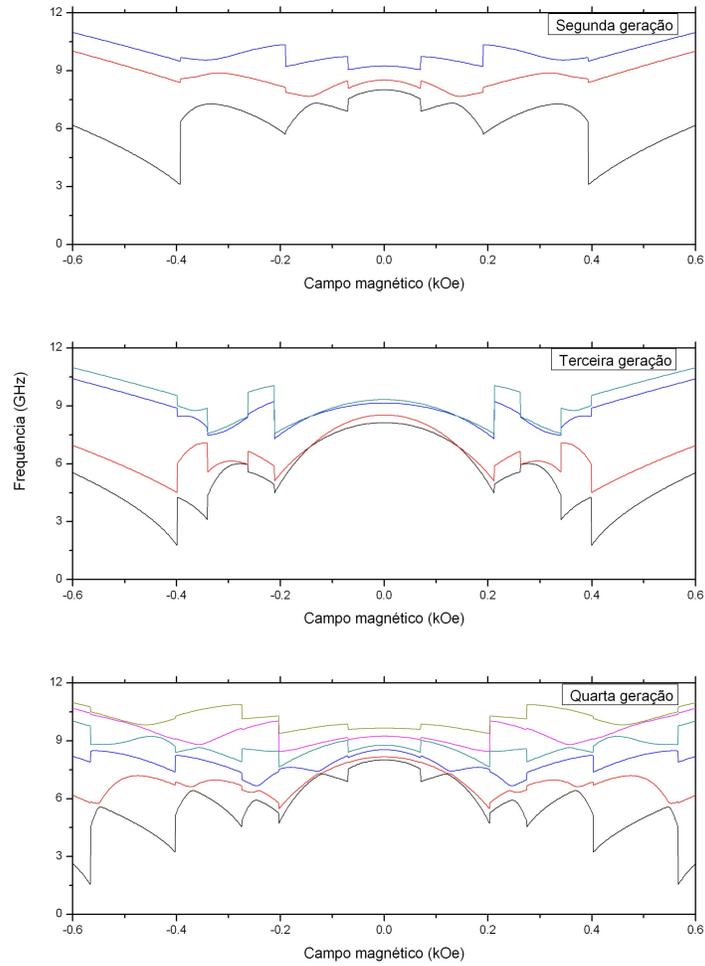


Figura 4.34: Relações de dispersão da segunda, terceira e quarta geração de Fibonacci para a direção de crescimento $[110]$, utilizando o conjunto de parâmetros (v).

(v) para construir estruturas na direção $[110]$, aparece um comportamento diferenciado entre estruturas construídas a partir de gerações pares e a partir de gerações ímpares, assim como acontecia nas propriedades estáticas. De uma maneira geral, os resultados indicam que comportamentos observados

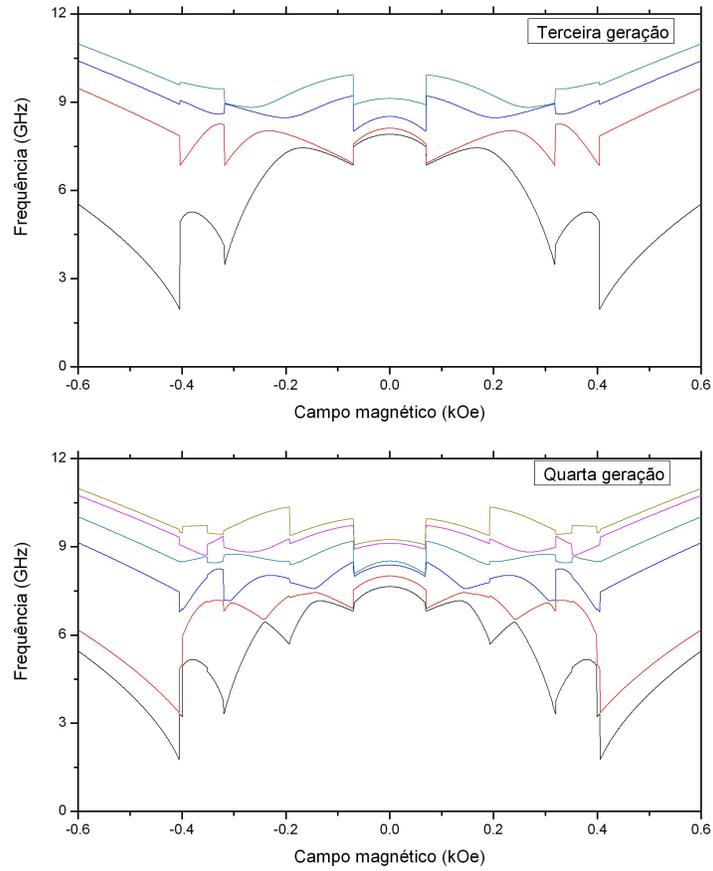


Figura 4.35: Relações de dispersão da terceira e da quarta geração de Fibonacci para a direção de crescimento $[110]$, utilizando o conjunto de parâmetros (vi).

nas propriedades estáticas também podem ser observados nas relações de dispersão.

Capítulo 5

Conclusões e perspectivas

Nesta dissertação estudamos multicamadas de filmes nanométricos metálicos magnéticos. O sistema tratado foi um em que filmes não-magnéticos (conhecidos como espaçadores) foram crescidos de maneira quasiperiódica utilizando a sequência de Fibonacci, com filmes ferromagnéticos entre cada filme não-magnético e nas extremidades da multicamada. Este sistema é interessante por apresentar espaçadores cuja espessura pode variar de um par de filmes para o outro. O modelo utilizado para tratar este sistema foi uma teoria fenomenológica que descreve as propriedades do sistema usando a energia magnética. Foram consideradas neste trabalho a energia Zeeman, a energia de anisotropia magnética cúbica e a energia dos acoplamentos bilinear e biquadrático. Calculada a energia magnética total, esta foi minimizada numericamente para obtermos os ângulos de equilíbrio das magnetizações nos diversos filmes. Estes ângulos foram então utilizados na obtenção de curvas de magnetização paralela ao campo externo e de magnetoresistência até a

sexta geração de Fibonacci. Também foram calculadas analiticamente as relações de dispersão para as multicamadas até a quarta geração de Fibonacci e, usando métodos numéricos para encontrar os zeros destas relações, foram obtidas curvas de dispersão.

Uma vez que temos três regimes de espessura de interesse para os espaçadores (um em que $H_{bq} = 0.1|H_{bl}|$, um em que $H_{bq} = 0.3|H_{bl}|$ e outro em que $H_{bq} = |H_{bl}|$) e como, de maneira geral, as multicamadas construídas pelo método descrito no parágrafo anterior não são simétricas com relação à troca dos blocos de construção A pelos blocos de construção B , as curvas citadas acima foram obtidas para um total de seis conjuntos de parâmetros. Os resultados em que o acoplamento biquadrático é comparativamente forte se mostraram mais interessantes, de modo que escolhemos estes para incluir nesta dissertação. Alguns resultados interessantes que aparecem nestes casos incluem: para alguns conjuntos de parâmetros pode ser observado um comportamento distinto entre gerações pares e gerações ímpares, algo previamente observado apenas para multicamadas crescidas periodicamente; e para alguns conjuntos na direção de crescimento $[010]$, é observada a presença de um patamar de baixa resistência para valores do campo externo próximos de zero. A análise dos resultados utilizando os ângulos das magnetizações nos diversos filmes indica que há uma grande competição entre os diversos termos da energia, em especial para as gerações superiores. Para estas gerações, quando várias configurações possuem energia similar, foram observadas regiões em que ocorrem diversas variações abruptas das propriedades estáticas com uma pequena variação do campo externo.

Dentre as perspectivas de extensão deste trabalho podemos citar:

- Crescer espaçadores de maneira quasiperiódica utilizando outras sequências, como as de período duplo e de Thue-Morse;
- Obter resultados para a direção de crescimento $[111]$;
- Obter resultados aplicando o campo externo em outros eixos. Poderia-se por exemplo, aplicá-lo no eixo duro para a direção de crescimento $[010]$ e nos eixos fácil e duro para a direção de crescimento $[110]$;
- Obter resultados para sistemas em que a anisotropia uniaxial se encontra presente.

Encerramos esta dissertação esperando que os resultados presentes nela ajudem a mostrar a grande variedade de comportamentos que multicamadas magnéticas podem apresentar.

Apêndice A

Métodos numéricos

Os métodos numéricos utilizados nesta dissertação foram o método do gradiente, que conforme citado na seção 1.3 foi utilizado para minimizar a energia magnética, e o método da bissecção, que conforme citado na seção 4.3.1 foi utilizado para encontrar as raízes das relações de dispersão. Fornecemos abaixo uma breve descrição destes dois métodos.

A.1 Método do gradiente

Antes de explicarmos o algoritmo por nós utilizado para minimizar a energia magnética, que é função de diversas variáveis, vamos explicar rapidamente como funcionaria um análogo unidimensional.

A figura A.1 ilustra o procedimento para este caso. Seja x_1 o ponto inicial, escolhido randomicamente; a partir deste, sigamos para o ponto x_2

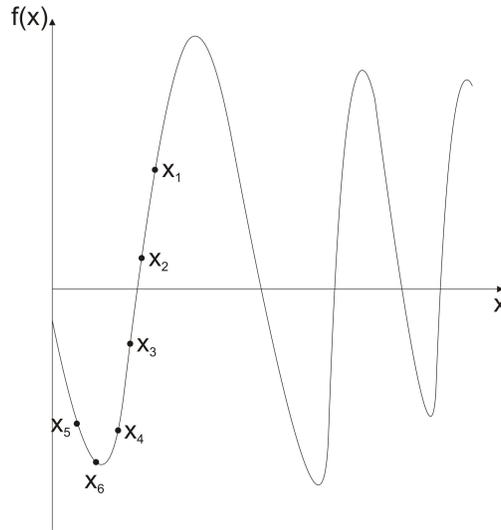


Figura A.1: Ilustração do procedimento utilizado para minimizar uma função, no caso unidimensional.

utilizando a equação

$$x_{i+1} = x_i - a \frac{df(x)}{dx}, \quad (\text{A.1})$$

em que neste caso $x_{i+1} = x_2$ e $x_i = x_1$. O parâmetro a tem um comprimento arbitrário, e um propósito que será mostrado mais adiante. No caso multidimensional, teríamos

$$\vec{x}_{i+1} = \vec{x}_i - a \nabla f(\{x\}), \quad (\text{A.2})$$

em que $\{x\}$ representa o conjunto de variáveis das quais f é função. Como $\nabla f(\{x\})$ é a direção de crescimento máximo de uma função qualquer, na direção do vetor $-\nabla f(\{x\})$ teríamos o decréscimo máximo desta função.

Utilizando a equação A.1 repetidamente com os x_{i+1} e x_i apropriados, passamos por x_3 e chegamos em x_4 . Como se pode observar pela figura A.1,

$f(x_5) > f(x_4)$; logo, ao invés de seguirmos para o ponto x_5 , permanecemos no ponto x_4 e reduzimos o valor de a pela metade. Apenas para diferenciar, usaremos $a' = a/2$. Então,

$$x_6 = x_4 - a' \frac{df(x)}{dx},$$

e novamente chegamos mais perto do mínimo da função. A função de a , portanto, é regular o tamanho do passo entre x_i e x_{i+1} a medida que nos aproximamos do mínimo: um passo grande é conveniente longe do mínimo e um passo pequeno perto deste. Continuando este procedimento, podemos chegar arbitrariamente próximos de um mínimo, de acordo com a tolerância dada.

Observando novamente a figura A.1, notamos que o mínimo que estamos encontrando no exemplo não é o mínimo global. Esta é uma limitação do método usado, uma vez que este não distingue um mínimo local de um global. Para resolver esta dificuldade, escolhemos randomicamente muitos pontos iniciais, e comparamos o valor da função em cada mínimo encontrado para identificar o mínimo global.

Retornando ao algoritmo por nós utilizado, ele segue os seguintes passos:

1. Um valor inicial para a é definido. No nosso caso, escolhemos o valor de a igual à unidade.
2. Um conjunto de ângulos iniciais é randomicamente escolhido, $\{\theta_i\}_0$. A partir destes uma energia inicial E_0 é calculada.

3. Estes valores iniciais da energia e dos ângulos são armazenados, $E_{min} = E_0$ e $\{\theta_i\}_{min} = \{\theta_i\}_0$, onde E_{min} é a energia de um mínimo da energia magnética e o conjunto $\{\theta_i\}_{min}$ corresponde aos ângulos associados a esta energia.
4. Um *loop* é iniciado, terminando apenas quando a for menor que a tolerância dada.
5. O gradiente da energia magnética é calculado, ∇E_T , e o conjunto $\{\theta_i\}_0$ é utilizado para encontrar seu valor numérico $\nabla E_T(\{\theta_i\}_0)$.
6. O conjunto de ângulos $\{\theta_i\}_1$ é obtido. Para cada variável θ_i vamos utilizar a equação $(\theta_i)_1 = (\theta_i)_0 - \nabla_i E_T(\{\theta_i\}_0)$.
7. A energia E_1 é calculada utilizando o conjunto de ângulos $\{\theta_i\}_1$.
8. Se $E_1 < E_0$, E_1 passa a ser o novo mínimo ($E_{min} = E_1$) e o conjunto $\{\theta_i\}_1$ o conjunto de ângulos associados a esta energia ($\{\theta_i\}_{min} = \{\theta_i\}_1$).
9. Em caso contrário, o valor de a é reduzido pela metade ($a = a/2$) e retorna-se ao ponto anterior ($\{\theta_i\}_1 = \{\theta_i\}_{min}$).
10. O procedimento continua até que a condição de encerramento do *loop* seja cumprida (no nosso caso, quando a grandeza a definida anteriormente for menor que 10^{-10}). Quando isto ocorre, é armazenado o valor da energia do mínimo encontrado, que pode ser tanto local como global, para comparação com a energia dos outros mínimos ($E_{MinGlobal} = E_{min}$). Os ângulos associados a esta energia também são armazenados ($\{\theta_i\}_{MG} = \{\theta_i\}_{min}$).

11. O procedimento acima é repetido para diversos conjuntos de ângulos iniciais. Se o mínimo da energia encontrado a partir de um destes conjuntos for menor do que a menor energia encontrada até o momento, armazenamos esta energia e o conjunto de ângulos associados a esta.

Mais informações a respeito do método do gradiente, variações mais eficientes do método utilizado bem como métodos alternativos de minimização de uma função que depende de diversas variáveis podem ser encontrados na referência [44].

A.2 Método da bissecção

O método utilizado para encontrar as raízes da relação de dispersão é composto por três etapas. Inicialmente, devemos definir o intervalo em que desejamos encontrar raízes. Este intervalo deve ser grande o suficiente para que todas as raízes de uma dada função estejam contidas nele, embora não excessivamente grande, uma vez que quanto maior for o intervalo a ser procurado maior será o custo computacional. Como sabemos quantas raízes devemos encontrar, de acordo com 4.3.1, caso o programa encontre menos raízes do que deveria podemos aumentar o intervalo de procura.

Definido o intervalo, vamos dividi-lo em partes, conforme ilustrado na figura A.2, e verificar se existe uma raiz em cada subintervalo. Para isto prosseguimos da seguinte forma: seja x_i o ponto em que se encontra o início de um destes subintervalos e x_{i+1} o ponto em que se encontra o fim deste subintervalo; se existir um número ímpar de raízes nesta região o sinal da

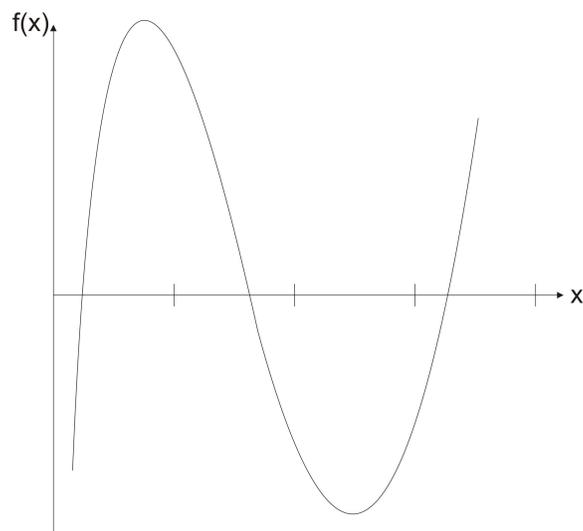


Figura A.2: Ilustração da divisão do intervalo, no qual se deseja encontrar a raiz, em subintervalos.

função será modificado, logo $f(x_i)f(x_{i+1}) < 0$. O que se deseja é que ou uma ou nenhuma raiz se encontre em cada subintervalo, e para isto dividimos o intervalo em muitos subintervalos pequenos. Este método tem limitações e não funciona, por exemplo, para encontrar raízes duplas (este método não funciona para uma função simples como $f(x) = x^2$) e se o subintervalo não for pequeno o suficiente, duas raízes muito próximas podem não ser encontradas. Novamente, como conhecemos o número total de raízes a serem encontradas, poderíamos detectar erros se ocorressem; felizmente, este método mostrou ser suficiente para nossos propósitos.

Definidos os subintervalos em que as raízes se encontram, utilizamos o método da bissecção para chegarmos tão perto da raiz quanto desejado, de acordo com uma tolerância dada. A figura A.3 ilustra como procedemos.

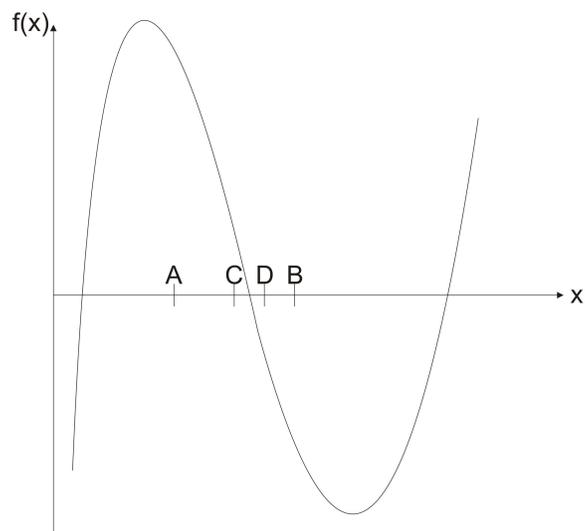


Figura A.3: Ilustração da bissecção de um subintervalo no qual se encontra uma raiz.

Sejam A e B os limites de um subintervalo, em que determinamos que há uma raiz. Bisseccionamos o intervalo em dois, no ponto assinalado como C , e checamos se a raiz se encontra no subintervalo $[A, C]$ ou no subintervalo $[C, B]$. No caso em questão a raiz se encontra no subintervalo $[C, B]$, que é novamente bissecionado, no ponto D . O procedimento continua quantas vezes for desejado, ao final do qual escolhemos utilizar o ponto inicial do subintervalo como a raiz procurada.

Mais informações, algoritmos do método utilizado, bem como outros métodos numéricos que podem ser utilizados para encontrar raízes de funções podem ser encontrados na referência [44].

Apêndice B

Coeficientes da relação de dispersão para a terceira geração de Fibonacci

Conforme citado na seção 4.3.1, neste apêndice forneceremos os coeficientes da relação de dispersão para a terceira geração de Fibonacci. São eles,

$$\alpha_0 = B_4A_3 + B_1A_6 + C_4B_3 - A_2A_5 - D_2D_5 + D_1C_6 - C_5C_2 + C_1B_6 - B_5B_2 + D_4C_3,$$

$$\begin{aligned} \alpha_1 = & B_1A_6D_4C_3 - C_4B_3D_2D_5 + C_4D_4B_3C_3 + C_4C_1B_6B_3 - B_1A_6D_2D_5 + \\ & B_1A_6C_1B_6 + B_1A_6D_1C_6 - B_1A_6C_5C_2 - C_1B_6D_2D_5 + C_1B_6D_1C_6 + A_5A_2C_5C_2 - \\ & A_5A_2D_4C_3 + B_4A_3D_1C_6 + C_5C_2D_2D_5 - C_5D_1C_3D_5 - D_4C_2C_6D_2 + D_4D_1C_3C_6 - \\ & B_4A_3D_2D_5 + B_4B_1A_6A_3 - B_4A_2A_6B_2 - A_5B_1B_5A_3 + A_5A_2B_5B_2 + A_5A_2D_2D_5 - \\ & A_5A_2C_4B_3 - A_5A_2C_1B_6 - A_5A_2D_1C_6 - C_4B_2B_6C_2 - B_5C_1C_5B_3 - B_5B_2D_4C_3 - \end{aligned}$$

$$B_5B_2D_1C_6 + B_5B_2C_5C_2 + B_5B_2D_2D_5 + B_4C_4A_3B_3 + B_4A_3D_4C_3 - B_4A_3C_5C_2,$$

$$\begin{aligned} \alpha_2 = & -B_1A_6D_4C_2C_6D_2 + B_1A_6D_4D_1C_3C_6 - B_1A_6C_5D_1C_3D_5 - \\ & B_1A_6C_1B_6D_2D_5 + B_1A_6C_1B_6D_1C_6 + B_1A_6C_5C_2D_2D_5 - A_5A_2D_4D_1C_3C_6 + \\ & A_5A_2C_1B_6D_2D_5 + B_4B_1A_6A_3D_4C_3 + B_4A_2A_6B_2D_2D_5 + B_4B_1A_6A_3D_1C_6 - \\ & B_4B_1A_6A_3D_2D_5 - B_4A_2A_6C_1C_5B_3 - B_4A_2A_6B_2D_4C_3 + B_4A_2A_6B_2C_5C_2 - \\ & B_4A_2A_6B_2D_1C_6 - A_5B_1B_5A_3D_4C_3 - A_5B_1C_4A_3B_6C_2 + A_5B_1B_5A_3C_5C_2 - \\ & A_5B_1B_5A_3D_1C_6 + A_5B_1B_5A_3D_2D_5 - A_5A_2C_1B_6D_1C_6 + A_5A_2D_4C_2C_6D_2 + \\ & A_5A_2C_5D_1C_3D_5 - A_5A_2C_5C_2D_2D_5 - B_5B_2C_5C_2D_2D_5 + B_5B_2C_5D_1C_3D_5 + \\ & B_5B_2D_4C_2C_6D_2 - B_5C_1D_4B_3C_6D_2 + C_4B_2B_6C_2D_2D_5 - C_4B_2B_6D_1C_3D_5 - \\ & C_4C_1B_6B_3D_2D_5 - A_5A_2C_4D_4B_3C_3 - A_5A_2C_4C_1B_6B_3 + A_5A_2B_5C_1C_5B_3 + \\ & A_5A_2C_4B_3D_2D_5 + A_5A_2C_4B_2B_6C_2 - A_5A_2B_5B_2D_2D_5 + A_5A_2B_5B_2D_4C_3 - \\ & A_5A_2B_5B_2C_5C_2 + A_5A_2B_5B_2D_1C_6 - B_4A_3C_5D_1C_3D_5 + B_4C_4A_3D_4B_3C_3 - \\ & B_4C_4A_3B_3D_2D_5 + B_4A_3D_4D_1C_3C_6 - B_4A_3D_4C_2C_6D_2 - B_4B_1A_6A_3C_5C_2 + \\ & B_4A_3C_5C_2D_2D_5 - B_5B_2D_4D_1C_6C_3 + B_5C_1B_3C_5D_2D_5 \end{aligned}$$

e

$$\begin{aligned} \alpha_3 = & A_5A_2B_5B_2C_5C_2D_2D_5 - A_5A_2B_5B_2C_5D_1C_3D_5 - \\ & A_5A_2B_5B_2D_4C_2C_6D_2 + A_5A_2B_5B_2D_4D_1C_3C_6 - A_5A_2B_5C_1C_5B_3D_2D_5 + \\ & A_5A_2B_5C_1D_4B_3C_6D_2 - A_5A_2C_4B_2B_6C_2D_2D_5 + A_5A_2C_4B_2B_6D_1C_3D_5 + \\ & A_5A_2C_4C_1B_6B_3D_2D_5 - A_5B_1B_5A_3C_5C_2D_2D_5 + A_5B_1B_5A_3C_5D_1C_3D_5 + \\ & A_5B_1B_5A_3D_4C_2C_6D_2 - A_5B_1B_5A_3D_4D_1C_3C_6 + A_5B_1C_4A_3B_6C_2D_2D_5 - \\ & A_5B_1C_4A_3B_6D_1C_3D_5 - B_4A_2A_6B_2C_5C_2D_2D_5 + B_4A_2A_6B_2C_5D_1C_3D_5 + \\ & B_4A_2A_6B_2D_4C_2C_6D_2 - B_4A_2A_6B_2D_4D_1C_3C_6 + B_4A_2A_6C_1C_5B_3D_2D_5 - \\ & B_4A_2A_6C_1D_4B_3C_6D_2 + B_4B_1A_6A_3C_5C_2D_2D_5 - B_4B_1A_6A_3C_5D_1C_3D_5 - \\ & B_4B_1A_6A_3D_4C_2C_6D_2 + B_4B_1A_6A_3D_4D_1C_3C_6. \end{aligned}$$

Referências Bibliográficas

- [1] P. Grünberg, R. Schreiber, Y. Pang, M. B. Brodsky e H. Sowers, Phys. Rev. Lett. **57**, 2442 (1986).
- [2] M. N. Baibich, J.M. Broto, A. Fert, F. Nguyen van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friederich e J. Chazelas, Phys. Rev. Lett. **61**, 2472 (1988).
- [3] S. S. P. Parkin, N. More e K. P. Roche, Phys. Rev. Lett. **64**, 2304 (1990).
- [4] M. Rühlig, R. Schäfer, A. Hubert, R. Mosler, J. A. Wolf, S. Demokritov e P. Grünberg, Phys. Stat. Sol. (a) **125**, 635 (1991).
- [5] D. Shechtman, I. Blech, D. Gratias e J. W. Cahn, Phys. Rev. Lett. **53**, 1951 (1984).
- [6] R. Merlin, K. Bajema, R. Clarke, F. Y. Juang e P. K. Bhattacharya, Phys. Rev. Lett. **55**, 1768 (1985).
- [7] D. Levine e P. J. Steinhardt, Phys. Rev. Lett. **53**, 2477 (1984).
- [8] C. G. Bezerra, J. M. de Araújo, C. Chesman, and E. L. Albuquerque, Phys. Rev. B **60**, 9264 (1999).

- [9] A. H. Morrish, *The Physical Principles of Magnetism*, John Wiley & Sons, New York, 1965.
- [10] J. A. C. Bland e B. Heinrich, *Ultrathin Magnetic Structures I*, Springer-Verlag, Berlin, 1994.
- [11] C. Kittel, *Introdução à Física do Estado Sólido*, LTC, Rio de Janeiro, 2006.
- [12] C. Vittoria, *Microwave Properties of Magnetic Films*, World Scientific, Singapore, 1993.
- [13] J. H. Van Vleck, Phys. Rev. **52**, 1178 (1937).
- [14] P. Bruno, J. Magn. Magn. Mater. **121**, 248 (1993).
- [15] P. Bruno, Phys. Rev. B **52**, 411 (1995).
- [16] M. D. Stiles, Phys. Rev. B **48**, 7238 (1993).
- [17] J. C. Slonczewski, Phys. Rev. Lett. **67**, 3172 (1991).
- [18] J. Barnás, J. Magn. Magn. Mater. **123**, L21 (1993).
- [19] J. C. Slonczewski, J. Appl. Phys. **73**, 5957, (1993).
- [20] J. Barnás e P. Grünberg, J. Magn. Magn. Mater. **121**, 326 (1993).
- [21] J. C. Slonczewski, J. Magn. Magn. Mater. **150**, 13 (1995).
- [22] N. M. Kreines, Low Temp. Phys., **28**, 581 (2002).

- [23] C. Chesman, Tese de Doutorado, Departamento de Física, UFPE, Recife (1997).
- [24] S. M. Rezende, C. Chesman, M. A. Lucena, A. Azevedo, F. M. de Aguiar e S. S. P. Parkin, *J. Appl. Phys.* **84**, 958 (1998).
- [25] C. G. Bezerra, J. M. de Araújo, C. Chesman e E. L. Albuquerque, *J. Appl. Phys.* **89**, 2286 (2001).
- [26] C. G. Bezerra, Tese de Doutorado, Departamento de Física, UFRN, Natal (1999).
- [27] A. Vedyayev, B. Dieny, N. Ryzhanova, J. B. Genin e C. Cowache, *Europhys. Lett.* **25**, 465 (1994).
- [28] B. Dieny, *J. Magn. Magn. Mater.* **136**, 335 (1994).
- [29] J. A. C. Bland e B. Heinrich, *Ultrathin Magnetic Structures II*, Springer-Verlag, Berlin, 1994.
- [30] A. Fert, *Rev. Mod. Phys.* **80**, 1517 (2008).
- [31] P. Grünberg, *Rev. Mod. Phys.* **80**, 1531 (2008).
- [32] L. M. Falicov, *Braz. Jour. Phys.* **23**, 153 (1990).
- [33] T. F. de Souza, Dissertação de Mestrado, Capítulo 4.1, Departamento de Física, UFRN, Natal (2007).
- [34] A. B. de Oliveira, Dissertação de Mestrado, Departamento de Física, UFPE, Recife (2005).

- [35] P. J. Steinhardt e S. Ostlund, *The Physics of Quasicrystals*, World Scientific, Singapore, 1987.
- [36] M. Senechal, *Quasicrystals and Geometry*, Cambridge University Press, Cambridge, 1995.
- [37] M. Queffélec, *Substitution Dynamical Systems*, Lecture Notes in Mathematics, Springer, Heidelberg, 1987.
- [38] J. M. Luck, Phys. Rev. B 39, 5834 (1989).
- [39] L. Turban, P. E. Berche e A. B. Berche, J. Phys. A: Math. Gen. **27**, 6349 (1994).
- [40] E. L. Albuquerque e M. G. Cottam, *Polaritons in Periodic and Quasiperiodic Structures*, Elsevier, Amsterdam, 2004.
- [41] E. L. Albuquerque, C. G. Bezerra e C. Chesman, Surface Science **532**, 47 (2003).
- [42] C. G. Bezerra, C. Chesman, E. L. Albuquerque e A. Azevedo, Eur. Phys. J. B **39**, 527 (2004).
- [43] P. W. Mauriz, E. L. Albuquerque e C. G. Bezerra, J. Phys.: Condens. Matter **14**, 1785 (2002).
- [44] W. H. Press, S. A. Teukolsky, W. T. Vetterling e B. P. Flannery, *Numerical Recipes in C*, Cambridge University Press, Cambridge, 1992.

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](#)