



Universidade Federal de Pernambuco
Centro de Ciências Exatas e da Natureza
Programa de Pós-Graduação em Física

CARLOS JOSÉ SABINO MACHADO FILHO

**Cálculo do campo de ressonância
ferromagnética e da coercividade para arranjo
de nanofios compostos por cadeias de elipsóides**

Recife
2020

CARLOS JOSÉ SABINO MACHADO FILHO

**Cálculo do campo de ressonância ferromagnética e da
coercividade para arranjo de nanofios compostos por
cadeias de elipsóides**

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física da Universidade Federal de Pernambuco como parte dos requisitos necessários para a obtenção do título de Mestre em Física.

Área de concentração: Física da matéria condensada e de materiais

Orientador: Prof. Dr. Eduardo Padrón Hernández

Recife

2020

Catálogo na fonte
Bibliotecária Mariana de Souza Alves CRB4-2105

M149c Machado Filho, Carlos José Sabino.
Cálculo do campo de ressonância ferromagnética e da coercividade para arranjo de nanofios compostos por cadeias de elipsóides / Carlos José Sabino Machado Filho. – 2020.
67 f.: il., fig., tab.

Orientador: Eduardo Padrón Hernández.
Dissertação (Mestrado) – Universidade Federal de Pernambuco. CCEN, Física. Recife, 2020.
Inclui referências e anexo.

1. Física da matéria condensada e de materiais. 2. Arranjos de nanofios. 3. Cadeia de elipsóides. 4. Anisotropia. I. Padrón Hernández, Eduardo. (orientador) II. Título.

530.41

CDD (22. ed.)

UFPE-CCEN 2020-168

CARLOS JOSÉ SABINO MACHADO FILHO

**CÁLCULO DO CAMPO DE RESSONÂNCIA FERROMAGNÉTICA E DA
COERCIVIDADE PARA ARRANJO DE NANOFIOS COMPOSTOS POR
CADEIAS DE ELIPSÓIDES**

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física da Universidade Federal de Pernambuco como parte dos requisitos necessários para a obtenção do título de Mestre em Física.

Aprovada em: 29/06/2020.

BANCA EXAMINADORA

Prof. Dr. Eduardo Padrón Hernández
Orientador
Universidade Federal de Pernambuco

Prof. Dr. Fernando Luis de Araujo Machado
Examinador Interno
Universidade Federal de Pernambuco

Prof. Dr. Adolfo Franco Júnior
Examinador Externo
Universidade Federal de Pernambuco

À minha filha, razão da minha vida.

AGRADECIMENTOS

Agradeço a Deus primeiro, por me dar oportunidade de chegar aqui, e me amar tanto, porque nada disso seria possível sem a presença dele.

Agradeço imensamente à minha mãe, Josefa Marly de Carvalho, por ser uma pessoa tão maravilhosa na minha vida, sempre me apoiando e me dando suporte em toda essa grande trajetória. Aos familiares que sempre me incentivaram, principalmente à minha avó, Dona Maria de Lourdes, por tudo que fez por mim até hoje. À minha amada esposa, Katharine de Cássia Vieira de Souza, por ser uma pessoa tão maravilhosa, sempre me incentivando e me apoiando, por tudo o que passamos até agora e por ser mãe da minha filha. À minha amada filha, Natália Sophia, pelos carinhos dado nas longas noites de trabalho e estresses, com lindo sorriso e sua companhia.

Especialmente agradeço ao Prof. Dr. Eduardo Padrón Hernández por ter sido tão paciente comigo ao longo deste mestrado. Pela contribuição na minha formação através de críticas e sugestões. Professor de coração, muito obrigado pela sua forma sincera de mentor, é ótimo ser seu amigo. Seu apoio, reflexões e discussões foram essenciais.

Mostro meus votos de respeito pelos Professores, Dr. Márcio Heráclito Miranda, Dr. Clécio Clemente, Dr. Fernando Parisio, Dr. Ernesto Carneiro Pessoa Raposo e ao Dr. Giovani Lopes Vasconcelos por terem me proporcionado as melhores intuições físicas em suas aulas. Fazendo o meu encanto pela física crescer exponencialmente.

Agradeço de forma geral, aos professores do Departamento de Física da Universidade Federal de Pernambuco, pela contribuição na minha formação acadêmica.

Cito com dedicatórias meus grandes amigos que fiz durante meu bacharelado em física e meu mestrado em física: William Ramos, Álvaro Domingues, Victor José, Antonio Carlos de Lorena, Jean Ricardo colação, Filipe Rogerio, José Damastor, Diego, Júlio Cristovam, Thiago Silva, Victor Rogério e Pedro. As muitas noites de estudos no departamento de física, as longas discussões fervorosas e as resolução de listas contribuíram muito para o meu avanço como físico e pesquisador.

Agradeço aos meus companheiros de laboratório de magnetismo, especialmente a Wemerson, Jean e Matheus Fairbancks, pelas boas relação de trabalho, companheirismo e momentos de descontração durante o mestrado.

Agradeço também aos funcionários do Departamento de Física pela contribuição da instituição como um todo, especialmente aos secretários do programa: Alexsandra Melo e Ailton Francisco, que sempre foram prestativos nos problemas burocráticos ao longo dos anos.

Agradeço a instituição de fomento à pesquisa CNPq, pela assistência financeira durante o mestrado. Por fim à (FINEP, CAPES, FACEPE) que fazem a ciência acontecer.

Por fim agradeço aos membros da banca, Prof. Fernando Machado e Prof. Adolfo Franco, pelos comentários que ajudaram a melhorar a dissertação.

RESUMO

A relação entre as propriedades microestruturais e magnéticas dos arranjos de nanofios magnéticos tem sido amplamente discutida na literatura, em particular a influência da microestrutura nos modos de reversão da magnetização. No presente trabalho foi feita uma análise das propriedades magnéticas de arranjos ordenados de nanofios de níquel, especificamente os fios são constituídos por cadeias de elipsoides. Com isso, calculou-se, a dependência angular do campo de ressonância, anisotropia e coercividade, considerando os elipsoides sendo de revolução com semi-eixo transversal $a = 15$ nm e semi-eixo longitudinal $c = \varepsilon a$, sendo $\varepsilon = 1, 4, 8, 16, 32$, as cadeias de elipsoides são paralelas. As contribuições para energia foram: dipolar e Zeeman, com interação de troca constante. Para o cálculo das quantidades mencionadas aqui, utilizamos o modelo de Stoner-Wohlfarth combinado com o critério de Encinas. A interação dipolar entre as cadeias foi obtida com base em resultados experimentais para arranjos de nanofios com a mesma distribuição espacial. Foram utilizados três valores diferentes para as distâncias entre os fios, $d = 55$ nm, 60 nm, 65 nm. A distância centro a centro do elipsoide no fio foi $r = 2c$, portanto, para os diferentes valores do fator de empacotamento (P), e da relação de aspecto, foram obtidas alterações nas expressões dos campos de coercividade, anisotropia e ressonância. Dessa forma, mostramos que a geometria e a microestrutura são de grande importância nas propriedades magnéticas destes arranjos.

Palavras-chave: Arranjos de nanofios. Cadeia de elipsóides. Anisotropia. Interações magnéticas. Propriedades magnéticas.

ABSTRACT

The relationship between the microstructural and magnetic properties of the nanowire arrays has been widely discussed in the literature, in particular the influence of the microstructure on the magnetization reversal modes. In the present work, an analysis of the magnetic properties of ordered arrangements of nickel nanowires was made, specifically the wires are constituted by ellipsoid chains. With that, it was calculated, angular dependence of the resonance field, anisotropy and coercivity, considering the ellipsoids being of revolution with transverse semi-axis $a = 15$ nm and longitudinal semi-axis $c = \varepsilon a$, with different values: $\varepsilon = 1, 4, 8, 16, 32$, the ellipsoid chains are parallel. The contributions to energy were: dipolar and Zeeman, with constant exchange interaction. For the calculation of the quantities mentioned here, we use the Stoner-Wohlfarth model combined with the Encinas criterion. The dipolar interaction between the chains was obtained based on experimental results for nanowire arrays with the same spatial distribution. Three different values were used for the distances between the wires, $d = 55$ nm, 60 nm, 65 nm. The center-to-center distance of the ellipsoid in the wire was $r = 2c$, therefore, for the different values of the packing factor (P), and the aspect ratio, changes were obtained in the expressions of the coercivity, anisotropy and resonance fields. Thus, we show that geometry and microstructure are of great importance in the magnetic properties of these arrangements

Keywords: Nanowire arrays. Ellipsoid chain. Anisotropy. Magnetic interactions. Magnetic properties.

LISTA DE ILUSTRAÇÕES

Figura 1 – (A), (B) Membrana de óxido de alumínio ânodico; (C) Secção transversal de um filme poroso.	14
Figura 2 – (A) Nanofio de níquel produzido por eletrodeposição em membranas de AAO. ; (B) Nanofio de níquel produzido por eletrodeposição em membranas de AAO; (C) Geometria de uma cadeia de cuboctaedros criada por simulação no Nmag.	15
Figura 3 – Curvas de histerese para nanofios de níquel com o campo aplicado paralelo e perpendicular aos nanofios.	17
Figura 4 – Curvas de histerese obtidas do modelo de Stoner-Wohlfarth, para diferentes ângulos do campo magnético aplicado.	18
Figura 5 – Estrutura típica de uma curva de histerese ilustrando grandezas importantes nas propriedades magnéticas.	18
Figura 6 – Esquema da magnetização e do campo desmagnetizante no interior do material na presença do campo externo.	21
Figura 7 – Formato geral de um elipsoide com os semi-eixos a , b e c	22
Figura 8 – Curvas de magnetização de uma amostra ferromagnética, com campo aplicado na direção fácil e difícil, respectivamente.	24
Figura 9 – Direções de magnetização fácil, média e difícil para cristais de ferro, níquel e cobalto.	25
Figura 10 – Cadeia de elipsóides simulando fio do arranjo.	26
Figura 11 – Comportamento de K_n , em função do número de elipsóides.	26
Figura 12 – Representação esquemática de uma membrana de alumina.	28
Figura 13 – Modos de Reversão da magnetização em nanofios: modo coerente e modo transversal.	30
Figura 14 – Esquemas dos modos de reversão: coerente, buckling e curling.	30
Figura 15 – Mecanismo de reversão da nucleação e propagação feito por simulação micromagnética.	31
Figura 16 – Coercividade para diferentes ângulos do campo externo aplicado em relação ao eixo do fio.	32
Figura 17 – Dependência angular da coercividade medido experimentalmente e calculado analiticamente para nanofios de níquel com diâmetro de 50 nm.	33
Figura 18 – Partícula elipsoidal de domínio único em um campo magnético H , mostrando ângulos e eixos definidos.	34
Figura 19 – Variação de energia para diferentes valores dos ângulos θ e diferentes valores do campo magnético normalizado h	35

Figura 20 – (a) Imagem de microscopia eletrônica mostrando elipticidade de grãos; (b) Imagem de campo claro demonstrando a policristanilidade e aleatoriedade no fio; (c) Imagem de campo escuro mostrando a policristanilidade no fio.	39
Figura 21 – Imagem de TEM mostrando os grãos cristalinos de nanofios de níquel.	42
Figura 22 – a) Duas cadeias de elipsoides, b) Corte transversal mostrando a visão superior de nanofios 2D com ordenação hexagonal, feita pelo autor. . .	43
Figura 23 – Dependência do campo de anisotropia em função de ε , para diferentes distâncias entre os fios, $d = 55$ nm, 60 nm, 65 nm, Figura feita pelo autor.	46
Figura 24 – Dependência angular da coercividade para $\varepsilon = 2$, e diferentes distâncias entre os fios, $d = 55$ nm, 60 nm, 65 nm, Figura feita pelo autor.	48
Figura 25 – Dependência angular da coercividade para $\varepsilon = 4$, e diferentes distâncias entre os fios, $d = 55$ nm, 60 nm, 65 nm, Figura feita pelo autor.	48
Figura 26 – Dependência angular da coercividade para $\varepsilon = 16$, e diferentes distâncias entre os fios, $d = 55$ nm, 60 nm, 65 nm, Figura feita pelo autor.	49
Figura 27 – Dependência angular para o campo de ressonância para diferentes situações geométricas, isto é, $\varepsilon = 2, 4, 16$ e distância entre os fios, $d = 65$ nm, Figura feita pelo autor.	50
Figura 28 – Dependência angular para o campo de ressonância para diferentes situações geométricas, isto é, $\varepsilon = 2, 4, 16$ e distância entre os fios, $d = 60$ nm, Figura feita pelo autor.	51
Figura 29 – Dependência angular para o campo de ressonância para diferentes situações geométricas, isto é, $\varepsilon = 2, 4, 16$ e distância entre os fios, $d = 55$ nm, Figura feita pelo autor.	52
Figura 30 – Dependência angular para campo coercitivo calculado por simulação micromagnética, utilizando Nmag. Para a distância de 65 nm, a dependência está de acordo com o modo coerente para a reversão em nanofios.	53
Figura 31 – Dependência angular da coercividade para $\varepsilon = 4$, e diferentes distâncias entre os fios, $d = 55$ nm, 60 nm, 65 nm, Figura feita pelo autor.	54
Figura 32 – Configuração de eixos em relação à amostra para cálculo de frequência de FMR.	55
Figura 33 – Medida de FMR de arranjo de nanofios de níquel (amostra Ni20cTT5).	56
Figura 34 – Dependência angular de H_R para arranjo de nanofios de níquel (círculos cheios, amostra Sem tratamento Ni20cST e círculos vazios, amostra tratada termicamente Ni20cTT5)	57
Figura 35 – Dependência angular para o campo de ressonância para diferentes situações geométricas, isto é, $\varepsilon = 2, 4, 16$ e distância entre os fios, $d = 65$ nm e $P = 0.193186$, Figura feita pelo autor.	58

Figura 36 – Dependência angular do campo de ressonância para arranjo de fios de níquel amostra Ni20b com diâmetro de fios de 25 nm e $P = 0.20$ 58

LISTA DE TABELAS

Tabela 1	–	Valores obtidos para P , com a variação da distância entre os fios utilizando o modelo experimental de Encinas-Oropesa.	45
Tabela 2	–	Valores do campo de anisotropia, para diferentes valores do fator de empacotamento P , com o raio de aspecto fixo, $\varepsilon = 2$	45
Tabela 3	–	Valores do campo de anisotropia, para diferentes valores do raio de aspecto, para o fator de empacotamento fixo, $P = 0.193186$	46
Tabela 4	–	Valores do campo coercitivo, para diferentes valores do fator de empacotamento, com o raio de aspecto fixo, $\varepsilon = 2$, e $\theta_H = 0$	47

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	14
2	FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA	17
2.1	Curvas de Histerese	17
2.2	Anisotropia magnética	19
2.3	Energias magnéticas em arranjos de nanofios ferromagnéticos . . .	19
2.3.1	Energia Zeeman	19
2.3.2	Energia de troca	20
2.3.3	Energia Desmagnetizante	21
2.3.4	Energia magnetocristalina	24
2.3.5	Energia de interação dipolar entre grãos	25
2.3.6	Energia de interação dipolar entre nanofios	27
2.4	Modos de reversão da magnetização em nanofios ferromagnéticos .	29
2.4.1	Modelo De Stoner-Wohlfarth	34
2.4.2	Modo de reversão coerente para nanofios formados por cadeias de elipsoides	37
3	RESULTADOS	42
3.1	Descrição do modelo	43
3.2	Cálculo do campo de anisotropia	45
3.2.1	Resultados para o campo de anisotropia	45
3.3	Cálculo do campo de coercividade	46
3.3.1	Resultado do campo de coercividade	47
3.4	Cálculo do campo de ressonância ferromagnética	49
3.4.1	Resultado do campo de ressonância ferromagnética	50
4	DISCUSSÃO	53
4.1	Dependência angular da coercividade	53
4.2	Dependência angular do campo de ressonância ferromagnética . . .	55
5	CONCLUSÃO E PERSPECTIVAS	59
	REFERÊNCIAS	60
	ANEXO A – ARTIGOS CIENTÍFICOS SUBMETIDOS, AGUAR-	
	DANDO ANALISE POR REVISTAS E JORNAIS . . .	67

1 INTRODUÇÃO

Nos últimos anos, é visível o estímulo na investigação de nanomateriais, devido ao seu uso em grandes áreas, como: óptica, magnetismo e armazenamento de informações de alta densidade [1, 2, 3, 4]. O avanço na fabricação de nanomateriais permite que nanoestruturas magnéticas sejam objeto de estudos para fins de aplicação acadêmica e tecnológica [5]. Existem inúmeras maneiras de produzir nanofios, para preparar arranjos em grande extensão, são utilizadas membranas porosas para depositar os fios em seu interior, as mais utilizadas são as de polycarbonato e as de alumina [6, 7].

As membranas ordenadas de alumina atraem muita atenção porque possuem poros bem empacotados arranjados hexagonalmente, eles têm um diâmetro típico variando, entre $5nm$ e $300nm$, a espessura dessas membranas pode ser de cerca μm . Na fabricação de nanofios, os poros das membranas podem ser preenchidos por eletrodeposição, polimerização, sol-gel, dependendo da natureza do material que será depositado [5]. Podemos ver na Figura 1 membranas de óxido de alumínio anódico (AAO) que podem servir como modelo na produção de nanofios.

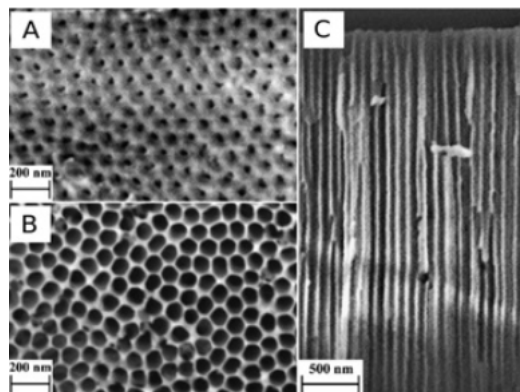


Figura 1 – (A), (B) Membrana de óxido de alumínio ânodico; (C) Secção transversal de um filme poroso.

Fonte: Napolskii, 2007. (1)

Diferentes grupos investigaram o papel das interações magnetostáticas e a influência do tamanho dos nanofios nas propriedades magnéticas desses arranjos [1, 8]. Recentemente, Escrig et al. [1], investigaram a dependência da coercividade dos arranjos de nanofios de níquel, quando o campo magnético externo é aplicado paralelamente ao eixo dos fios.

Entre os diversos trabalhos reportados na literatura sobre arranjos de nanofios magnéticos, existem estudos experimentais [9, 10], e teóricos analíticos e computacionais, veja a Figura 2. Na maioria dos estudos computacionais a simulação micromagnética é usada em plataformas como OOMMF, Nmag [11, 12, 13, 14]. O que se observou nos trabalhos anteriores sobre arranjos de nanofios é que as propriedades microestruturais

e macroscópicas são de imensa importância na obtenção de resultados, e mudanças nessas estruturas e geometrias começam a produzir grandes mudanças nas propriedades magnéticas [15].

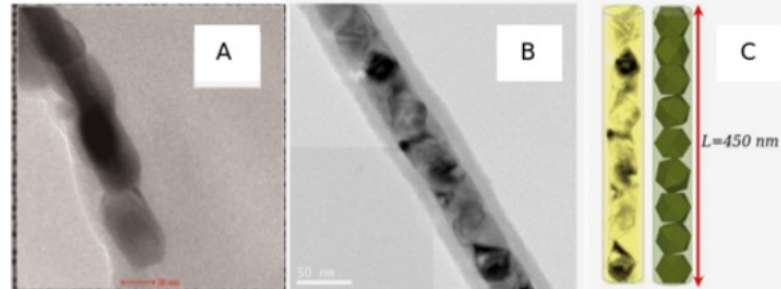


Figura 2 – (A) Nanofio de níquel produzido por eletrodeposição em membranas de AAO. ; (B) Nanofio de níquel produzido por eletrodeposição em membranas de AAO; (C) Geometria de uma cadeia de cuboctaedros criada por simulação no Nmag.

Fonte: Napolskii, 2007. (1) Fonte: França, 2017. (2)

Padrón et al. [5] em seu trabalho experimental mostrou imagens de microscopia eletrônica e mapas de energia dispersiva, características morfológicas e microestruturais de nanofios, através de curvas de magnetização e de ressonância ferromagnética em função do ângulo de aplicação do campo externo. Também mostraram o caráter uniaxial da anisotropia magnética desses sistemas, com predomínio das interações desmagnetizantes.

Holanda [16] propôs um estudo experimental, baseado em três tipos de materiais: níquel, ferro e cobalto. Essas amostras foram produzidas por processos eletroquímicos e os nanofios foram depositados por eletrodeposição AC, onde foi realizada inicialmente uma caracterização topológica das amostras por microscopia eletrônica de varredura (MEV) e um estudo morfológico estrutural por Microscopia Eletrônica de Transmissão (convencional e alta resolução), onde posteriormente com análise teórica, baseada neste experimento, foi possível encontrar uma expressão para o campo de anisotropia dos arranjos de acordo com parâmetros microestruturais, usando o modelo de Stoner-Wohlfarth, por rotação coerente.

Nos vários trabalhos teóricos sobre arranjos de nanofios magnéticos encontrados na literatura, existem algumas abordagens nas quais os nanofios com geometria na forma cilíndrica e elipsoidal são considerados [5, 16, 1, 17], isso se deve ao fato de que os cilindros nanométricos são protótipos para estudar baixa dimensionalidade e propriedades de sistema físico [18].

Hertel [19], investigou processos de reversões de magnetização em nanofios de níquel com geometrias cilíndricas. Hongjian [20], investigou as propriedades magnéticas e processos desmagnetizantes para nanofios com estruturas de elipsoides e cilindro, e mostrou que a morfologia dos nanofios como: o raio e as interações dipolares afetam diretamente as propriedades magnéticas.

Padrón et al. [21] propuseram um modelo de cadeias de elipsoides para descrever

a reversão da magnetização em arranjos de nanofios. Um dos efeitos mais estudados em materiais ferromagnéticos, e que será abordado nesse trabalho, com grande ênfase, é o mecanismo de reversão da magnetização. Entre os mecanismos de reversão da magnetização mais conhecidos e relatados na literatura estão: modo coerente e curling [22, 15], tais mecanismos ocorrem dependendo da geometria das partículas [19, 23]. Para investigar a reversão magnética em nanopartículas, vários modelos foram propostos. Em particular, um modelo amplamente utilizado e simples é o de Stoner-Wohlfarth [24], que consiste no cálculo da dependência angular da coercividade, quando a reversão da magnetização é acionada por rotação coerente.

Landeros et al. [23] comprovaram que a rotação coerente está presente em partículas curtas, ou seja, quando o comprimento das partículas é semelhante à largura da parede do domínio. Escrig et al. [25] calcularam a dependência angular do campo de nucleação, usando modo curling para nanotubos magnéticos. Lavin et al. [26] apresentaram uma adaptação ao modelo de Stoner-Wohlfarth, para estudar diferentes modos de reversão da magnetização em arranjos de nanofios de níquel com base na geometria dos fios. É encontrado na literatura, alguns trabalhos que consideram arranjos hexagonal de nanofios de níquel policristalinos como cadeias de elipsoides [16, 5].

Portanto, para entender melhor como a geometria e a microestrutura dos fios podem influenciar no processo de reversão da magnetização, e nas propriedades magnéticas do sistema, tais como: coercividade, remanência, campo de anisotropia. Neste trabalho usamos e adaptamos um modelo teórico analítico que nos levou a investigar a dependência angular da coercividade, assim como a dependência angular do campo de ressonância ferromagnética e também permitiu determinar uma expressão para a anisotropia do arranjo. Aqui consideramos estes fios como cadeias de elipsoides formados com um semi-eixo transversal $a = 15$ nm e semi-eixo longitudinal $c = \varepsilon a$, com valores diferentes. Podemos ver que as alterações nos parâmetros geométricos implicam diretamente a alterações dos valores assumidos para a coercividade, anisotropia e o campo de ressonância.

Esta dissertação está organizada de tal maneira que: no segundo capítulo foi feito uma breve fundamentação teórica, reportando os principais conceitos sobre materiais ferromagnéticos e arranjos de nanofios para melhor entendimento do assunto e posterior suporte no trabalho aqui desenvolvido. No terceiro capítulo expomos de forma sucinta a metodologia do nosso problema, que considera arranjos hexagonais de nanofios, formados por conjuntos de elipsoides de revolução com diferentes relações de aspectos, e apresentamos nossos resultados, relatando como mudanças na geometria do problema afetam o comportamento magnético do sistema. Por fim no capítulo quatro apresentamos nossas conclusões, perspectivas e artigos submetidos em revistas científicas para futuros trabalhos.

2 FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA

Os materiais ferromagnéticos têm sido objeto de intensa pesquisa científica, possibilitando as mais diversas aplicações. Entre os sistemas mais estudados estão os formados por nanofios, que merecem análise. [22]. Neste capítulo, é feita uma breve revisão bibliográfica sobre as propriedades fundamentais dos nanofios ferromagnéticos para uma melhor compreensão desta dissertação. Os nanofios ferromagnéticos mais estudados são aqueles formados por níquel, ferro, cobalto e suas ligas [27, 28, 29, 30, 19, 31, 21].

Uma das maneiras mais comuns de caracterizar arranjos de nanofios ferromagnéticos é obtendo suas curvas de histerese, que podem ser obtidas experimentalmente, através de medições de magnetização usando o magnetômetro de amostra vibratória ou analiticamente, veja as Figuras: 3, 4. Uma curva de histerese representa uma resposta de um material

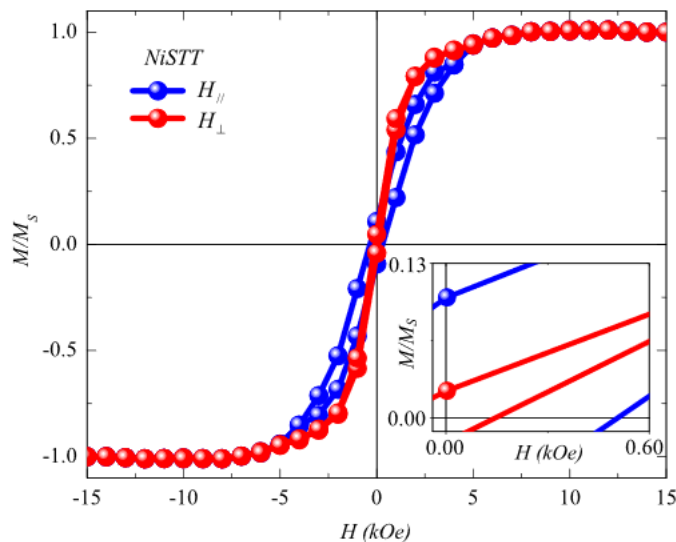


Figura 3 – Curvas de histerese para nanofios de níquel com o campo aplicado paralelo e perpendicular aos nanofios.

Fonte: Holanda, 2014 (3)

quando exposto a um campo magnético, e sua magnetização é alterada. Nos materiais ferromagnéticos, a magnetização não varia linearmente com a aplicação do campo, e seus valores dependem da história magnética do material. [32, 22, 16]. Podendo ser alterada de diversas maneiras tais como: impurezas locais, defeitos e contornos de grãos [33, 34].

2.1 Curvas de Histerese

Curvas de histerese são curvas de magnetização que apresentam um conjunto de possíveis estados termodinâmicos do material [5], que podem ser determinadas analiticamente minimizando a energia livre do sistema [16]. Em geral, um material magnético tem

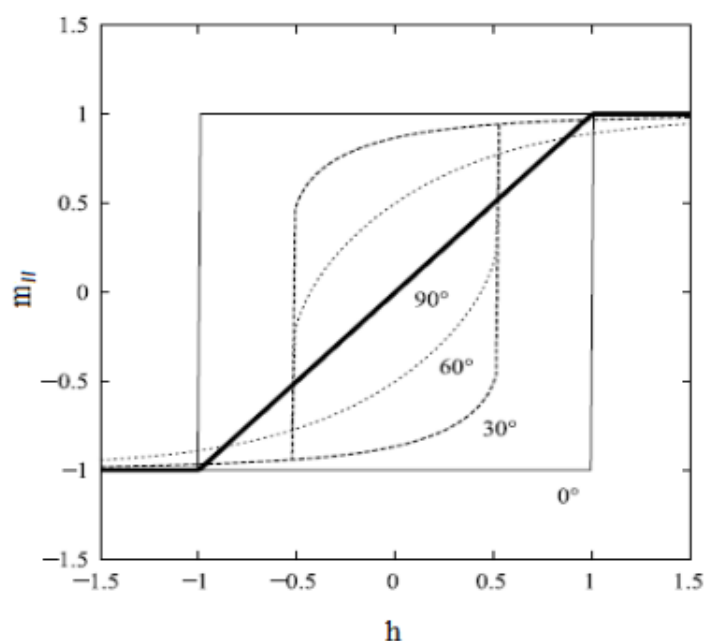


Figura 4 – Curvas de histerese obtidas do modelo de Stoner-Wohlfarth, para diferentes ângulos do campo magnético aplicado.

Fonte: Tannous, 2009. (4)

sua composição formada por regiões de domínios magnéticos, de modo que, quando são influenciados por um campo magnético externo, eles podem mudar de tamanho ou girar a magnetização, afastando-se de direções fáceis.

Através das curvas de histerese, podemos obter grandezas importantes para o estudo das propriedades magnéticas, tais como: magnetização de Saturação (M_s), Remanência (M_r), coercividade (H_c), campo de saturação (H_s), campo de nucleação (H_n), veja a Figura 5.

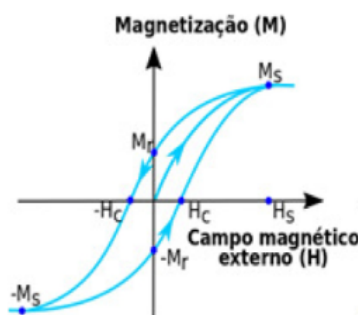


Figura 5 – Estrutura típica de uma curva de histerese ilustrando grandezas importantes nas propriedades magnéticas.

Fonte: Martins, 2019. (5)

A obtenção de uma curva típica de histerese para um material segue as seguintes etapas:

1 - Um campo externo (H) é aplicado, iniciando o processo de magnetização com campos fracos, até atingir a magnetização de saturação por processos reversíveis, quando o campo externo é máximo ($H = H_S$). 2 - Depois de reduzir este campo (H) a zero, surge uma magnetização de remanência (M_r), característica de materiais ferromagnéticos. 3 - A magnetização remanente torna-se nula, para $H = (-H_c)$ e finalmente, para $M = (-M_s)$, concluímos o ramo superior do laço. Para processo análogo o ramo inferior é concluído [16]. A variação da magnetização com o campo magnético aplicado provém de vários processos diferentes no material.

2.2 Anisotropia magnética

Anisotropia é definida como uma tendência direcional de uma propriedade física de um material. Se uma propriedade intrínseca é medida ao longo dos três eixos perpendiculares entre si e não sofre variação, este material é considerado isotrópico, caso contrário pode-se dizer que o material é anisotrópico [35, 36]. As propriedades magnéticas dos materiais ferromagnéticos são dependentes da direção, existem três tipos principais de anisotropia: anisotropia magnetocristalina, magnetostática e magnetoelástica [35]

Foi observado experimentalmente que a magnetização de materiais ferromagnéticos tende a se alinhar em algumas direções preferidas [33, 37, 38]. Isso se deve ao fato de a contribuição energética favorecer tais direções [39, 40, 33].

2.3 Energias magnéticas em arranjos de nanofios ferromagnéticos

Existem vários tipos de energias magnéticas que compõem o sistema de nanofios magnéticos, pode-se escrever expressão matemática da contribuição energética total em arranjos de nanofios ferromagnéticos, como [5, 16, 15, 22]:

$$E = E_{Zee} + E_{Tr} + E_{Des} + E_{MC} + E_{IDG} + E_{IDF}. \quad (2.1)$$

Onde E_{Zee} é a energia Zeeman, E_{Tr} é a energia de troca, E_{Des} é a energia desmagnetizante, E_{MC} é a energia magnetocristalina, E_{IDG} é a energia de interação dipolar entre grãos, E_{IDF} é a energia de interação dipolar entre fios [16]. Aqui nesse tópico essas energias serão discutidas, pois serão essenciais para o desenvolvimento de nossa dissertação. Para o nosso modelo de cadeia de elipsóide, a contribuição energética é dada pelas seguintes energias: Zeeman, desmagnetizante, interação dipolar entre grãos e entre fios.

2.3.1 Energia Zeeman

A energia Zeeman descreve a interação dos momentos magnéticos do material com o campo magnético externo, e é importante no problema de reversão da magnetização

quando acionado por modo coerente [24]. Esta energia é definida como [5, 16]:

$$E_{Zee} = - \int \vec{M} \cdot \vec{H} dV. \quad (2.2)$$

Onde $\vec{M}$ é a magnetização da amostra, V é o volume da amostra, e $\vec{H}$ é o campo magnético externo. Para a magnetização $\vec{M}$ uniforme, ou seja, quando temos todos os momentos orientados paralelos, a equação 2.2 pode ser reescrita como [5]:

$$E_{Zee} = - (\vec{M} \cdot \vec{H}) V. \quad (2.3)$$

2.3.2 Energia de troca

Essa energia é consequência direta da interação entre os spins vizinhos, e surge devido à indistinguibilidade dos elétrons [34, 41]. Landau et al. [42] mostraram que essa energia é isotrópica, e em escala mesoscópica, pode ser representada numa expansão em série uniforme de potência dos gradientes das componentes da magnetização, que para o primeiro termo é escrita como:

$$E_{Tr} = A [(\nabla m_x)^2 + (\nabla m_y)^2 + (\nabla m_z)^2]. \quad (2.4)$$

A é a constante de troca do material que pode ser determinada experimentalmente ou com a teoria da mecânica quântica usando o modelo de Heisenberg. É extremamente importante para o nosso trabalho perceber que a energia de troca descrita pela equação 2.4 por ser isotrópica, e no caso de rotação coerente, tem valor constante durante o processo de magnetização. Por isso não desempenha um papel importante no cálculo das curvas de histerese em muitas situações [5, 16, 43]. De outro modo a energia de troca pode ser obtida a partir da mecânica quântica através do Hamiltoniano de Heisenberg, que é oriundo das interações coulombianas entre elétrons no material com o princípio de exclusão de Pauli [44] [45]. Este Hamiltoniano é dado pela seguinte expressão [45, 22]:

$$E_{Tr} = -2 \sum_{ij} J_{ij} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j. \quad (2.5)$$

Onde $\vec{S}_i$ e $\vec{S}_j$ são respectivamente os operadores de spin de dois átomos vizinhos, respectivamente, e J_{ij} é a integral de troca entre spins vizinhos. Quando o ângulo entre os spins vizinhos é pequeno e os operadores de spin têm a mesma magnitude, podemos definir $\vec{S}_i = S\hat{n}_i$ e $\vec{S}_j = S\hat{n}_j$ [45] e a equação 2.5 pode ser reescrita como:

$$E_{Tr} = -2JS^2 \sum_{ij} \left[1 - \frac{(n_i - n_j)^2}{2} \right]. \quad (2.6)$$

Para sistemas macroscópicos, é possível aproximar a equação 2.6 a uma integral sobre todo o volume da amostra, e como a constante de troca independe da direção, finalmente temos a seguinte expressão para essa energia:

$$E_{Tr} = \int_V A [(\nabla m_x)^2 + (\nabla m_y)^2 + (\nabla m_z)^2] dV. \quad (2.7)$$

$$A = \frac{JS^2z}{a}. \quad (2.8)$$

2.3.3 Energia Desmagnetizante

Anisotropia de Forma é uma consequência direta da geometria da amostra e dos efeitos dipolares. Ela tem sua origem nos dipolos magnéticos descompensados na superfície de um material magnético, ou seja, quando um campo magnético externo $\vec{H}$ é aplicado a um determinado material até a sua saturação, surge um campo denominado desmagnetizante $\vec{H}_d$ na superfície da amostra oposto a magnetização $\vec{M}$ e ao campo magnético aplicado $\vec{H}$ [40, 44], resultado da solução da equação de Poisson para a magnetostática, veja a Figura 6.

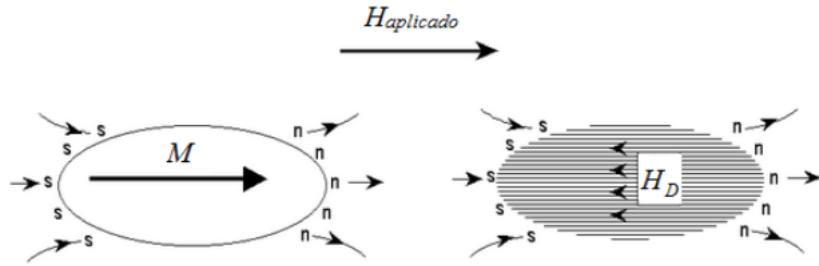


Figura 6 – Esquema da magnetização e do campo desmagnetizante no interior do material na presença do campo externo.

Fonte: Rahman, 2003. (6)

O campo desmagnetizante para objetos altamente simétrico, pode ser escrito da seguinte maneira [5]:

$$\vec{H}_d = -\bar{N}_d \vec{M}. \quad (2.9)$$

Sendo $\bar{N}_d$ o tensor de forma, $\vec{M}$ a magnetização da amostra. O tensor de forma depende da geometria do material e é representado na forma de uma matriz 3x3. Para amostras com elevadas simetria, como: (*cilíndrica, cúbica, elipsoidal*), é possível diagonalizar esse tensor em seus respectivos eixos de simetria, com o traço da matriz associada a este tensor no (SI) é igual a 1, e no (CGS) é igual a 4π [46, 5, 22]. Então, podemos obter o tensor desmagnetizante para várias geometrias com magnetização uniforme [16], pode-se simplificar as componentes do tensor com sua simetria, por exemplo: uma esfera possui valores iguais em cada componente que é: $\frac{4\pi}{3}$ no CGS e $\frac{1}{3}$ no SI [22, 16]. Para um cilindro infinito observa-se que a componente do tensor ao longo do eixo de simetria é nula e as demais são iguais 2π no CGS e $\frac{1}{2}$ no SI [33].

Em particular, a geometria elipsoidal é muito relevante para as propriedades magnéticas de arranjos de nanofios [16], vários grupos têm trabalhado considerando arranjos de nanofios compostos por elipsóides, para o entender a microestrutura dos fios e suas relações com as grandezas macroscópicas [5, 21, 47, 48]. Stoner [24] e Osborn [49]

calcularam as componentes dos tensores para os seguinte elipsoides, que são: prolato, oblato, slender.

Para um elipsoide com $c > b > a$, onde a , b e c são os semi-eixos do elipsoides, veja a Figura 7, definem-se as componentes de tensor desmagnetizante ao longo de cada semi-eixo como sendo: N_a , N_b e N_c [24].

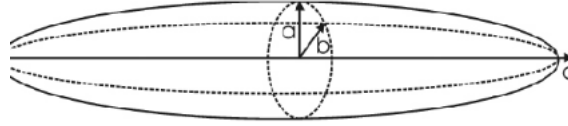


Figura 7 – Formato geral de um elipsoide com os semi-eixos a , b e c .

Fonte: Cullity, 2011. (7)

1- Elipsoide prolato

Tendo em mente que o elipsoide prolato é de suma importância para estudar nanofios eletrodepositados em nanoporos de alumina, e que a seguinte relação é válida $a = b < c$ e considerando $q = \left(\frac{c}{a}\right)$. Temos que as componentes do tensor de forma são [24, 49]:

$$N_a = N_b = \frac{q}{2(q^2 - 1)} \left[q - \frac{1}{2(\sqrt[3]{q^2 - 1})} \ln \left(\frac{q + \sqrt[3]{q^2 - 1}}{q - \sqrt[3]{q^2 - 1}} \right) \right], \quad (2.10)$$

$$N_c = \frac{1}{2(q^2 - 1)} \left[\frac{q}{2(\sqrt[3]{q^2 - 1})} \ln \left(\frac{q + \sqrt[3]{q^2 - 1}}{q - \sqrt[3]{q^2 - 1}} \right) - 1 \right]. \quad (2.11)$$

2- Elipsoide Slender

Para o elipsoide slender a seguinte relação é válida $a \leq b < c$ e considerando $q = \left(\frac{c}{a}\right)$, $m = \left(\frac{a}{b}\right)$, e $mq = \left(\frac{c}{b}\right)$, as componentes do tensor de forma são [24, 49]:

$$N_a = \left[\frac{1}{m + 1} - \frac{1}{2mq^2} \left(\ln \left(\frac{4mq}{m + 1} \right) - \frac{1}{2} \left(\frac{3m + 1}{m + 1} \right) \right) \right], \quad (2.12)$$

$$N_b = \left[\frac{m}{m + 1} - \frac{1}{2mq^2} \left(\ln \left(\frac{4mq}{m + 1} \right) - \frac{1}{2} \left(\frac{m + 3}{m + 1} \right) \right) \right], \quad (2.13)$$

$$N_c = \frac{1}{mq^2} \left[\ln \left(\frac{4mq}{m + 1} \right) - 1 \right]. \quad (2.14)$$

3-Elipsoide oblato

Para o elipsoide oblato é válida a seguinte relação $a < b = c$ e considerando $m = \left(\frac{a}{b}\right)$, temos que as componentes do tensor de forma são [24, 49]:

$$N_a = \frac{m^2}{(m^2 - 1)} \left[1 - \frac{1}{\sqrt[2]{(m^2 - 1)}} \arcsin \left(\frac{\sqrt[2]{(m^2 - 1)}}{m} \right) \right], \quad (2.15)$$

$$N_b = N_c = \frac{1}{2(m^2 - 1)} \left[\frac{m^2}{\sqrt[2]{(m^2 - 1)}} \arcsin \left(\frac{\sqrt[2]{(m^2 - 1)}}{m} \right) - 1 \right]. \quad (2.16)$$

É importante saber que a energia de forma pode ser definida como magnetostática quando o material está completamente saturado. [44]. Para uma magnetização com dependência espacial, essa energia pode ser escrita como [33] :

$$E_{Des} = \frac{1}{2} \int_V \vec{M} \bar{N}_d \vec{M} dV. \quad (2.17)$$

Usando a equação 2.9 que define o campo desmagnetizante e considerando a magnetização uniforme, reescrevemos a expressão 2.17 como [33]:

$$E_{Des} = \frac{1}{2} \vec{M} \bar{N}_d \vec{M} V. \quad (2.18)$$

Com $\vec{M}$ o vetor magnetização da amostra, V o volume da amostra e $\bar{N}_d$ o tensor de forma.

Como já foi mencionado neste trabalho, vários grupos de pesquisas utilizam modelos de cadeias de elipsoides para o estudar as propriedades magnéticas de nanofios magnéticos [5, 16, 50]. Em virtude disso, vamos calcular a energia de forma para um material em formato de elipsoide. Considerando o vetor $\vec{M}$ em coordenadas esféricas, temos a seguinte expressão: $\vec{M} = (M \cos \phi \sin \theta, M \sin \phi \sin \theta, M \cos \theta)$ [16] e lembrando que para o elipsóide prolato $N_a = N_b$ [49, 24], e que o traço do tensor de forma no CGS é igual a 4π [21] [46], obtemos a seguinte relação: $N_c = 4\pi - 2N_a$. Substituindo essas informações na equação 2.18, temos:

$$E_{Des} = \frac{1}{2} V M^2 \begin{pmatrix} \sin \theta \cos \phi & \sin \theta \sin \phi & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} N_a & 0 & 0 \\ 0 & N_a & 0 \\ 0 & 0 & 4\pi - 2N_a \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \sin \theta \cos \phi \\ \sin \theta \sin \phi \\ \cos \theta \end{pmatrix}. \quad (2.19)$$

Resolvendo os produtos matriciais da equação 2.19 e usando a relação fundamental da trigonometria [51]: $\sin^2 \theta + \cos^2 \theta = 1$ e desconsiderando os termos independentes da variável angular, podemos escrever a equação 2.20.

$$E_{Des} = \frac{1}{2} V M^2 \left[(4\pi - 3N_a) \cos^2 \theta \right]. \quad (2.20)$$

É possível observar que na equação 2.20, a energia de forma possui apenas dependência angular, reforçando seu caráter uniaxial para tais geometrias [22]. É importante

perceber que a energia desmagnetizante pode ser derivada do eletromagnetismo clássico e, no caso de um corpo magnético ideal, a magnetização é definida apenas numa região finita e tem um valor igual a $M = M_S$, e fora dela é nula. [50].

2.3.4 Energia magnetocristalina

Cristais ferromagnéticos são facilmente magnetizados ao longo de certas direções cristalográficas, ou seja, existem eixos de fácil magnetização em que a amostra é mais facilmente saturada com a aplicação de um campo externo [22], veja a Figura 8, sendo essas orientações conhecida como anisotropia cristalina. [16]. A magnetização ao longo dos eixos preferidos está relacionada à energia cristalina mínima [33].

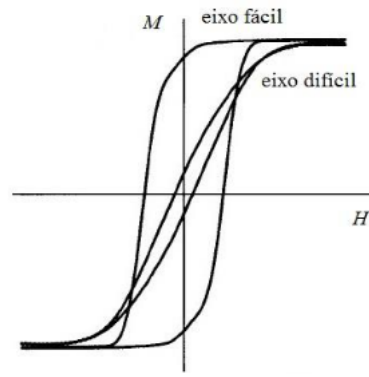


Figura 8 – Curvas de magnetização de uma amostra ferromagnética, com campo aplicado na direção fácil e difícil, respectivamente.

Fonte: Campos, 2016. (8)

A origem da energia magnetocristalina está associada ao acoplamento spin-órbita, entre os spins dos elétrons desemparelhados e o campo gerado pelo movimento orbital dos elétrons [33]. Normalmente, a energia magnetocristalina é descrita por expressões fenomenológicas, usando a expansão em série de potências de cossenos diretores da magnetização em relação aos eixos cristalinos [22, 45]. Para materiais como o ferro e o níquel com simetria cristalina cúbica [33, 5, 16], a expressão fenomenológica em termos dos cossenos diretores pode ser escrita até sexta ordem como [33]:

$$E_{MC} = K_0 V + K_1 V (\alpha_1^2 \alpha_2^2 + \alpha_1^2 \alpha_3^2 + \alpha_2^2 \alpha_3^2) + K_2 V (\alpha_1^2 + \alpha_2^2 + \alpha_3^2). \quad (2.21)$$

Sendo α_i os cossenos diretores da magnetização em relação aos eixos cristalinos, K_i as constantes de anisotropia magnetocristalina, e dependem do material, costumam ser determinadas experimentalmente e V é o volume da amostra [33]. Para o níquel os eixos de fácil magnetização são os eixos diagonais [33], veja a Figura 9.

Para materiais que possuem apenas um eixo fácil de magnetização, temos anisotropia uniaxial [45], como um sistema com estruturas cristalinas hexagonais, como cobalto [45, 33, 16]. A expressão fenomenológica para energia magnetocristalina é [22]:

$$E_{MC} = (K_0 + K_1 \sin^2 \theta + K_2 \sin^4 \theta + K_3 \sin^6 \theta) V. \quad (2.22)$$

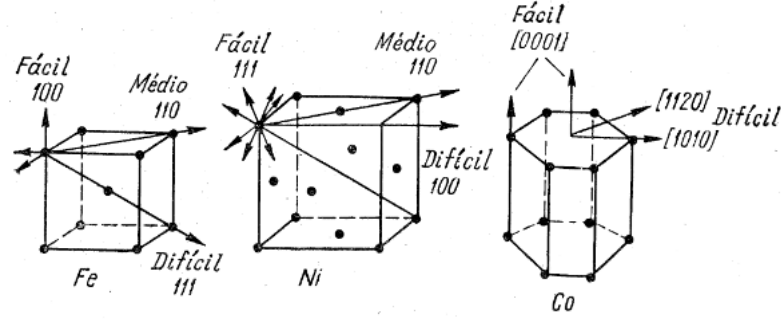


Figura 9 – Direções de magnetização fácil, média e difícil para cristais de ferro, níquel e cobalto.

Fonte: Holanda, 2014. (3)

Onde K_0 , K_1 , K_2 , K_3 são constante de anisotropia magnetocristalina uniaxial e dependem do material [33] e θ é o ângulo entre a magnetização e o eixo fácil.

Em muitos trabalhos encontrados na literatura sobre o estudo de arranjos de nanofios ferromagnéticos, como níquel, a energia magnetocristalina pode ser desconsiderada quando comparada com outros tipos de contribuição energética no material [21, 26, 43]. Já para nanofios de cobalto, esta energia é de suma importância [52].

2.3.5 Energia de interação dipolar entre grãos

Em certos trabalhos encontrados na literatura, os nanofios policristalinos são formados por cadeias de grãos cristalinos, e esses grãos apresentam formato de elipsoides prolatos [5, 16, 53].

Para determinar, a energia de interação dipolar entre dois grãos, iniciaremos a partir da interação, E_{ij} ente dois dipolos magnéticos $\vec{m}_i$, e $\vec{m}_j$, definidos pela distância entre eles $\vec{r}_{ij}$ e pelas orientações θ_i e θ_j dos momentos, sendo escrita como [5]:

$$E_{ij} = \frac{m_i m_j}{r_{ij}^3} [\cos(\theta_i - \theta_j) - 3 \cos(\theta_i) \cos(\theta_j)]. \quad (2.23)$$

Uma abordagem é encontrada na literatura para escrever a energia de interação de grãos usando a equação 2.23, que está nos modelos de Jacob et al. [53], e Padrón et al. [21], veja a Figura 10.

Nesses dois modelos a magnetização é considerada homogênea, de modo que, dentro de cada grão, é paralela, sendo $m_i = m_j$ e também $r_{ij} = r$ e $\theta_i = \theta_j = \theta$, e os grãos iguais [5, 16]. Dessa maneira a equação 2.23, para um nanofio com n , grãos em formato de elipsoides, pode ser reescrita da seguinte maneira [5]:

$$E_{IDG} = \frac{n V_g^2 M_s^2 K_n (1 - 3 \cos^2 \theta)}{r^3}. \quad (2.24)$$

Sendo M_s a magnetização de saturação de cada elipsoide, V_g o volume de um grão, n o número de elipsoides que formam a cadeia, θ é o ângulo da magnetização, em relação

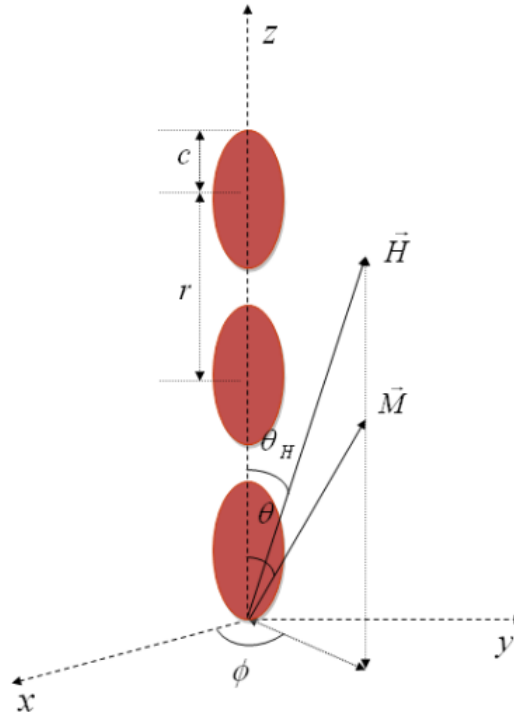


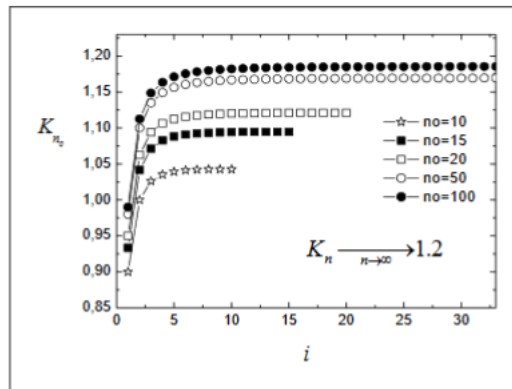
Figura 10 – Cadeia de elipsóides simulando fio do arranjo.

Fonte: Holanda, 2014. (3)

ao eixo do fio. Com K_n uma constante que depende do número de elipsóide, devido à interação entre dipolo na cadeia, tem a seguinte expressão [5]:

$$K_n = \sum_i^n \frac{(n-i)}{ni^3}. \quad (2.25)$$

Sendo n o número de elipsóides que formam o fio, i um número que quantifica as interações, onde esta soma para cadeias com números grandes de elipsóides será convergente para $K_n \rightarrow 1.2$, veja a Figura 11.

Figura 11 – Comportamento de K_n , em função do número de elipsóides.

Fonte: Padrón, 2009. (9)

Usando a relação fundamental da trigonometria [51]: $\sin^2 \theta + \cos^2 \theta = 1$ e desconsiderando termos sem dependência angular a equação 2.24 pode ser reescrita como [16]:

$$E_{IDG} = \frac{3nV_g^2 M_s^2 K_n \sin^2 \theta}{r^3}. \quad (2.26)$$

Para dipolos magnéticos com dependência espacial na magnetização, podemos escrever a energia de interação da seguinte maneira [16]:

$$E_{ij} = \int_{V_i} \int_{V_j} \frac{M_i M_j}{r_{ij}^3} [\cos(\theta_i - \theta_j) - 3 \cos(\theta_i) \cos(\theta_j)] dV_i dV_j. \quad (2.27)$$

Como mostraram Padrón et al. [21] esse tipo de abordagem para fios policristalinos formados por grãos é de suma importância para trabalhos de nanofios ferromagnéticos.

2.3.6 Energia de interação dipolar entre nanofios

Em arranjos de nanofios magnéticos, a energia de interação dipolar entre os fios é muito relevante no cálculo da contribuição energética total do sistema. A interação dipolar depende da distância [16, 22], além disso, é de longo alcance quando comparada com a interação de troca [22]. Devido à complexidade que existe no cálculo de interações entre fios, principalmente na simulação computacional, para obter uma expressão analítica para a energia de interação [5, 22]. A obtenção da energia de interação dipolar entre nanofios ferromagnéticos na literatura, foi baseada em modelos fenomenológicos.

Netzelmann [54] em seus estudos sobre campo de anisotropia em fitas magnética de gravação, propôs um modelo baseado em aproximação de campo médio para interações dipolares entre as partículas que as compõem. Dessa maneira, mostrou que a energia dipolar entre as partículas na fita pode ser escrita como:

$$E^I = \frac{1}{2} V p (\vec{M} \bar{N}_d^t \vec{M} - \vec{M} \bar{N}_d \vec{M}). \quad (2.28)$$

Sendo V o volume da amostra, p o empacotamento volumétrico das partículas nas fitas de gravação, $\bar{N}_d$ o tensor de forma das partículas, $\bar{N}_d^t$ o tensor de forma da amostra [16, 5].

Encinas et al. [55], publicaram um trabalho usando aproximação de campo médio para arranjos de nanofios de níquel, usando ressonância ferromagnética, observaram experimentalmente que o campo de interação podia ser escrito como uma função linear do empacotamento (P) do arranjo. Para o caso de uma amostra composta por nanofios ferromagnéticos (P) é o fator de empacotamento volumétrico do fios que coincide com o fator de empacotamento dos poros nas membranas [55, 56]. Para nanofios depositados em membranas de alumina, o ordenamento do arranjo é hexagonal e o fator de empacotamento pode ser escrito como: $P = \frac{2\pi R^2}{\sqrt{3}d^2}$, em que R é o raio dos fios, d a distância entre os fios, centro a centro. [16, 5], veja a Figura 12.

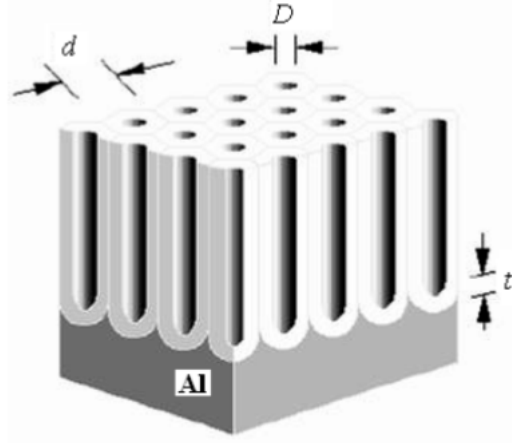


Figura 12 – Representação esquemática de uma membrana de alumina.

Fonte: Li, 1998. (10)

Segundo essa abordagem a energia de interação dipolar, pode ser escrita como [55]:

$$E_{IDF} = \frac{1}{2}VP \left(\vec{M} \bar{N}_d^t \vec{M} - \vec{M} \bar{N}_d \vec{M} \right). \quad (2.29)$$

Na equação 2.29 a magnetização é homogênea. De maneira geral podemos escrever, a energia de interação dipolar para um arranjo de nanofios como [16]:

$$E_{IDF} = \frac{1}{2}PV \int \left(\vec{M} \bar{N}_d^t \vec{M} - \vec{M} \bar{N}_d \vec{M} \right) dV. \quad (2.30)$$

Considerando os fios cilíndricos e longos o suficiente para que o diâmetro seja muito menor que o comprimento dos fios (protótipo de nanofios) e tomando o eixo de simetria na direção z , dessa forma a componente do eixo de simetria dos fios, $N_{33} \rightarrow 0$ [5] [22]. Em seguida podemos escrever os seguintes tensores de desmagnetização da seguinte maneira:

$$\bar{N}_d = \begin{pmatrix} 2\pi & 0 & 0 \\ 0 & 2\pi & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (2.31)$$

$$\bar{N}_d^t = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 4\pi \end{pmatrix}. \quad (2.32)$$

Considerando o vetor $\vec{M}$ em coordenadas esféricas, temos a seguinte expressão [16]:

$$\vec{M} = M_S (\cos \phi \sin \theta, \sin \phi \sin \theta, \cos \theta). \quad (2.33)$$

Para obter o valor a expressão da energia de interação descrita pela 2.29, será calculado o primeiro produto matricial da equação 2.29, que é: $\vec{M}\vec{N}_d^t\vec{M}$, portanto, temos:

$$\vec{M}\vec{N}_d^t\vec{M} = M_S^2 \begin{pmatrix} \sin \theta \cos \phi & \sin \theta \sin \phi & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 4\pi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \sin \theta \cos \phi \\ \sin \theta \sin \phi \\ \cos \theta \end{pmatrix}. \quad (2.34)$$

A equação 2.34, tem um valor igual a: $(4\pi M_S^2 \cos^2 \theta)$, da mesma forma calculemos o segundo produto matricial da equação 2.29, que é: $\vec{M}\vec{N}_d\vec{M}$, então temos:

$$\vec{M}\vec{N}_d\vec{M} = M_S^2 \begin{pmatrix} \sin \theta \cos \phi & \sin \theta \sin \phi & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 2\pi & 0 & 0 \\ 0 & 2\pi & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \sin \theta \cos \phi \\ \sin \theta \sin \phi \\ \cos \theta \end{pmatrix}. \quad (2.35)$$

A equação 2.35, tem valor igual a: $(2\pi M_S^2 \sin^2 \theta)$

Substituindo as equações: 2.34 e 2.35 na equação 2.29, temos:

$$E_{IDF} = \frac{1}{2} V P M_S^2 (4\pi \cos^2 \theta - 2\pi \sin^2 \theta), \quad (2.36)$$

usando a relação fundamental da trigonometria [51]: $\sin^2 \theta + \cos^2 \theta = 1$, e desconsiderando os termos que não apresentam dependência angular, a equação 2.29 fica:

$$E_{IDF} = -3\pi M_S^2 V P \sin^2 \theta. \quad (2.37)$$

A dependência angular da equação 2.37 evidência o caráter anisotrópico uniaxial do sistema, que a interação dipolar impõe sobre os fios [22], reescrevendo finalmente a equação 2.29 em função do campo de anisotropia, temos:

$$E_{IDF} = \frac{H_A M_S \sin^2 \theta}{2}, \quad (2.38)$$

sendo $H_A = 2\pi M_S (1 - 3P)$.

2.4 Modos de reversão da magnetização em nanofios ferromagnéticos

Na literatura, três modos principais de reversão da magnetização são encontrados e acionados dependendo da geometria dos nanofios ferromagnéticos [19, 23, 57]. Esses modos são conhecidos como: modo coerente, transversal e curling, veja as seguintes Figuras: 13 e 14.

Se um fio de níquel é fino o suficiente, a interação de troca força a magnetização a ser homogênea através de qualquer secção transversal radial da partícula [1]. Para nanofios finos, com diâmetro menor que 60 nm, o modo transversal é preferido nos fios

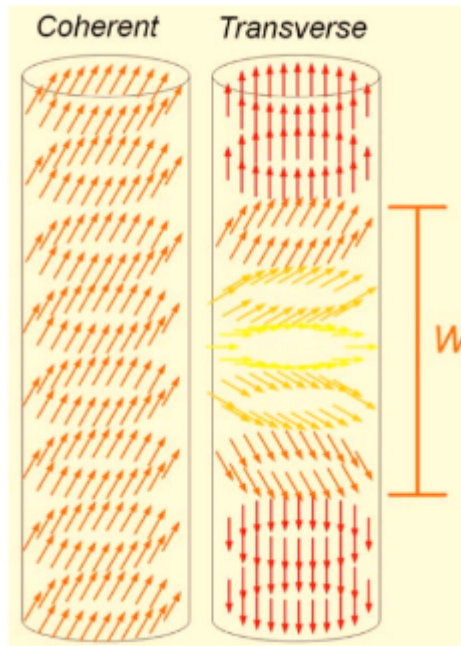


Figura 13 – Modos de Reversão da magnetização em nanofios: modo coerente e modo transversal.

Fonte: Lavin, 2009. (11)

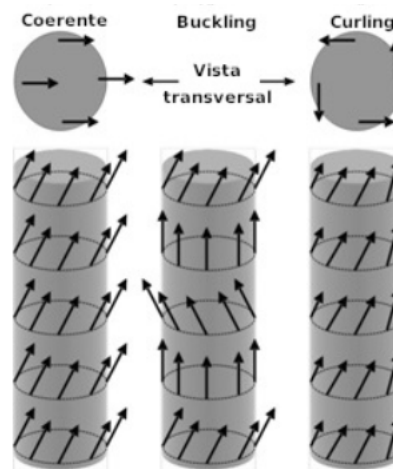


Figura 14 – Esquemas dos modos de reversão: coerente, buckling e curling.

Fonte: Lebecki, 2008. (12)

ferromagnéticos, nos quais os momentos são progressivamente invertidos pela propagação do domínio transversal [26], veja a Figura 15.

Para investigar modos de reversão da magnetização em nanofios ferromagnéticos vários modelos foram propostos. Em particular o modelo de Stoner-Wohlfarth é usado para o cálculo da dependência angular da coercividade quando a reversão da magnetização é acionada por rotação coerente [24]. A dependência angular do campo de nucleação para reversão de magnetização coerente foi calculada por Stoner-Wohlfarth [24], que é dada

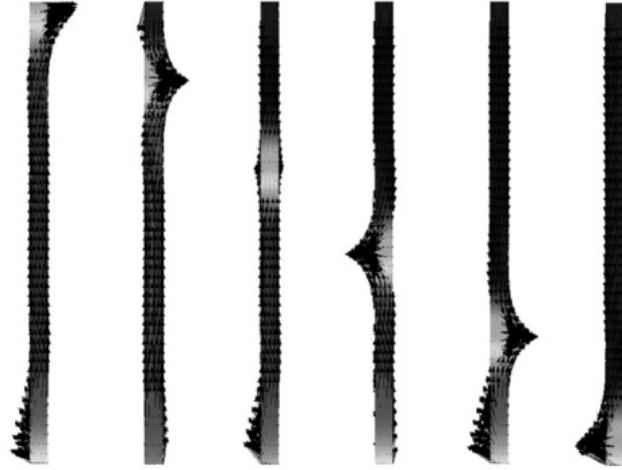


Figura 15 – Mecanismo de reversão da nucleação e propagação feito por simulação micro-magnética.

Fonte: Hertel, 2008. (13)

pela seguinte expressão:

$$\frac{H_n^C(\theta)}{M_s} = \frac{1 - 3N_z(L)}{2} \frac{\sqrt{1 - t^2 + t^4}}{1 + t^2}. \quad (2.39)$$

Onde $t = \sqrt[3]{\tan \theta}$, M_s é a magnetização de saturação, H_n^C é o campo de nucleação para modo coerente e N_z é o tensor desmagnetizante ao longo do eixo z, e é dado pela seguinte expressão [58, 59]:

$$N_z(l) = 1 - F_{21} \left[\frac{4R^2}{l^2} \right] + \frac{8R}{3\pi l}.$$

Para um modo transversal a dependência angular da nucleação foi adaptado ao modelo de Stoner-Wohlfarth [60] onde é usado a largura de parede w_t como comprimento da região de rotação coerente, sendo dessa forma uma coercividade que quase não depende do comprimento [23], a expressão da nucleação é:

$$\frac{H_n^T(\theta)}{M_s} = \frac{1 - 3N_z(w_t)}{2} \frac{\sqrt{1 - t^2 + t^4}}{1 + t^2}. \quad (2.40)$$

Onde H_n^T é o campo de nucleação para modo transversal. Landeros et al. [23] em seu trabalho para modo transversal, mostraram que o coerente é válido para partículas curtas, sendo seu comprimento comparado a largura da parede de domínio.

No modelo de Stoner-Wohlfarth [24], o campo de nucleação não representa a coercividade em todos os casos [26], mas a coercividade para o modo coerente e transversal pode ser escrito da seguinte maneira [24]:

$$H_c^{C(T)} = \begin{cases} |H_n^{C(T)}| & , 0 \leq \theta < \frac{\pi}{4} \\ 2 \left| H_n^{C(T)}(\theta = \frac{\pi}{4}) \right| - |H_n^{C(T)}| & , \frac{\pi}{4} \leq \theta \leq \frac{\pi}{2} \end{cases} \quad (2.41)$$

Allende et.al[22] propôs uma expressão matemática para a dependência angular da coercividade em nanotubos magnéticos quando a reversão magnética é dada por modo transversal.

O modo curling foi proposto inicialmente por Frei et al [61], e tem sido usado em filmes e partículas de diferentes geometrias [62], como elipsoide prolato [63] e cilindros [62]. Aharoni [64] calculou a dependência angular do campo de nucleação para um elipsoide quando a reversão magnética é acionada por modo curling:

$$\frac{H_n^V(\theta)}{M_s} = \frac{\left(N_z - \frac{q^2 L_x}{R^2}\right) \left(N_x - \frac{q^2 L_x}{R^2}\right)}{\sqrt{\left(N_z - \frac{q^2 L_x}{R^2}\right)^2 \sin^2 \theta_0 + \left(N_x - \frac{q^2 L_x}{R^2}\right)^2 \cos^2 \theta_0}}. \quad (2.42)$$

Onde M_s é a magnetização de saturação, H_n^V é o campo de nucleação para modo curling, N_x é o fator desmagnetizante ao longo do eixo x, e é dado pela seguinte expressão [58, 59]:

$$N_x(l) = \frac{1}{2} F_{21} \left[\frac{4R^2}{l^2} \right] - \frac{4R}{3\pi l}.$$

Com base nas equações descritas para os modos coerentes, transversal e curling, Lavin et al. [26] estudaram a dependência angular da coercividade para arranjos de nanofios de níquel com diâmetro de 50 nm e comprimento de 12 μ , e obtiveram o seguinte resultado, veja Figura 16, nesta figura a linha pontilhada representa reversão coerente, a tracejada é por modo vórtex e a cheia é por modo transversal [26].

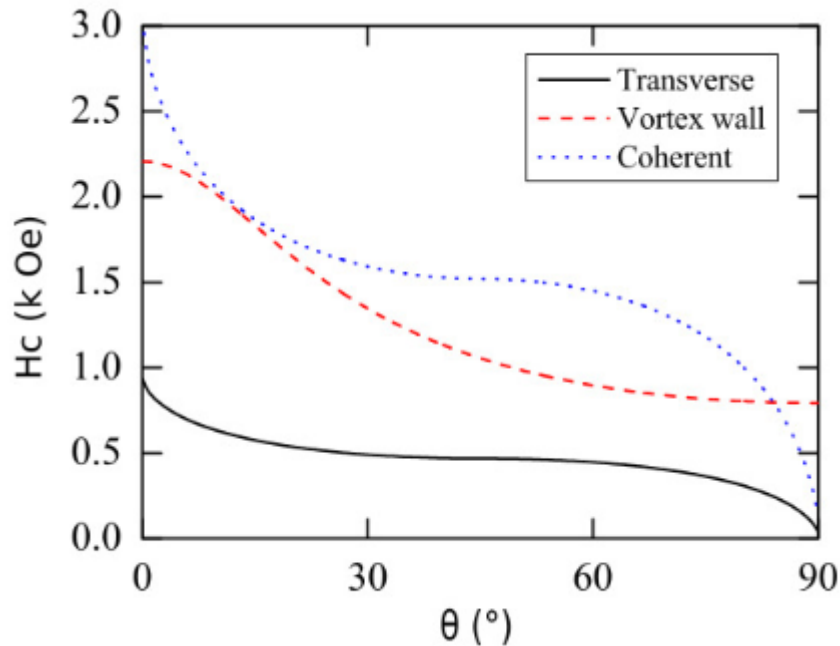


Figura 16 – Coercividade para diferentes ângulos do campo externo aplicado em relação ao eixo do fio.

Fonte: Lavin, 2009. (11)

Lavin et al. [26] mostraram em seu trabalho que os resultados experimentais, quando comparados analiticamente com o modo coerente de reversão da magnetização, mostraram certa divergência, essa diferença advém da distância de interação entre os fios no arranjo, que afeta diretamente a coercividade [65, 66]. Quando as distâncias entre os nanofios no arranjo são menores ou da ordem de seu diâmetro, as interações magnetostáticas são de fundamental importância nas propriedades magnéticas destes arranjos [26], a Figura 17, mostra a coercividade obtida experimentalmente e analiticamente:

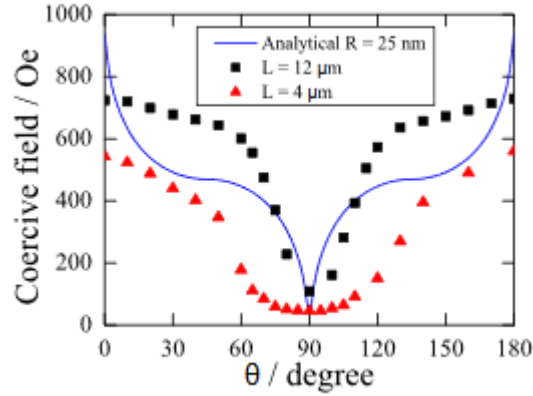


Figura 17 – Dependência angular da coercividade medido experimentalmente e calculado analiticamente para nanofios de níquel com diâmetro de 50 nm.

Fonte: Lavin, 2009. (11)

Com as linhas no formato de quadrados e triângulos representando a coercividade medida experimentalmente, já as cheias exibindo a coercividade calculada analiticamente.

O modo curling é solução possível quando consideramos fios como sendo cadeias de elipsoides, o modo de reversão é dado quando as projeções da magnetização no plano transversal ao eixo do fio são organizadas na forma de vórtice [22, 15]. Dessa forma, haverá um aumento na energia de troca, porque os momentos magnéticos deixarão de ser paralelos, conseqüentemente, haverá uma diminuição na contribuição magnetostática, a competição entre essas energias determina o modo de reversão da magnetização do sistema, de maneira que existe uma dimensão crítica denominada diâmetro de coerência (D_{coe}) que para fios perfeitos (cilindros infinitos), é dado pela seguinte expressão [22] [15]:

$$D_{coe} = 7.31 \sqrt{\frac{A}{4M_S^2}}. \quad (2.43)$$

Para o níquel $D_{coe} = 40$ nm [67], quando temos valores acima desse diâmetro a reversão acionada é do tipo curling, já para menores tem-se a coerente [15]. Quando temos amostras com valores próximos ao diâmetro de coerência, a direção da aplicação do campo é de suma importância no papel da reversão da magnetização, nesse caso o modo curling prevalece quando o campo forma pequenos ângulos com o eixo fácil, já quando configura, grandes ângulos o modo coerente domina [68].

De acordo com Han et al. [68] os nanofios com diâmetros menores que 30 nm apresentam modo de reversão coerente, e diâmetro variando entre 50 nm e 80 nm predomina curling. Geralmente os resultados experimentais encontrados na literatura para dependência angular da coercividade são interpretados usando o modelo de Stoner-Wohlfarth [24].

No presente trabalho, o diâmetro dos nanofios é de 30 nm e utilizamos e usamos o modelo de Stoner-Wohlfarth por rotação coerente para cálculo da dependência angular da coercividade, conforme proposto Han et al. [68] em seus estudos.

2.4.1 Modelo De Stoner-Wohlfarth

Os grãos de partículas, dependendo do seu tamanho, apresentam comportamentos magnéticos diferentes, em particular, exibem diferentes maneiras de reverter a magnetização com a presença de um campo magnético externo [33, 69, 70, 71]. Em grãos de domínio único, o campo externo gira a magnetização e essa rotação precisa deve a anisotropia magnética [69], o modelo físico mais elementar, e estudado nos processos de reversão da magnetização, é o de Stoner-Wohlfarth [24], veja a Figura 18.

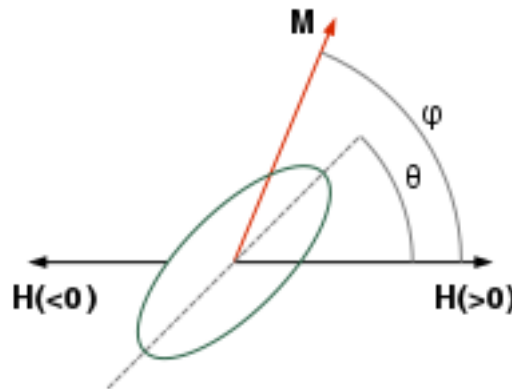


Figura 18 – Partícula elipsoidal de domínio único em um campo magnético H , mostrando ângulos e eixos definidos.

Fonte: Stoner, 1948. (14)

O modelo de Stoner-Wohlfarth [24] é usado para calcular a orientação de equilíbrio da magnetização de um sistema ferromagnético, minimizando sua energia livre. Neste modelo são feitas algumas considerações importantes que são: o material é formado por partículas de monodomínios que não interagem, a magnetização é uniforme em todo material, resultado de uma forte interação de troca, capaz de manter os momentos paralelos entre si, resultando em uma energia de troca inalterada durante o processo de reversão [22]. Nesta descrição, apenas termos de energia relacionados com anisotropia magnética e à interação com o campo externo são relevantes para o problema.

Nesse modelo, a energia da partícula será dada pela competição entre a contribuição

Zeeman e a anisotropia magnética, sendo escrita matematicamente da seguinte forma [72]:

$$E_T = K \sin^2 \theta - M_S H \cos(\theta - \phi) + 2\pi M_S^2 (N_{\perp} - N_{\parallel}) \sin^2 \theta. \quad (2.44)$$

Onde θ , é o ângulo que a magnetização faz com o eixo de simetria da amostra, ϕ é o ângulo que o campo magnético externo faz com o respectivo eixo e K é a constante de anisotropia. $N_{\perp}$ é a componente do tensor desmagnetizante na direção perpendicular ao eixo e $N_{\parallel}$ paralela ao eixo, é importante perceber na equação que para $\theta = 0^\circ$ a energia anisotrópica é mínima, para $K > 0$, dessa forma a magnetização selecionará uma orientação para minimizar a energia do sistema [72].

Podemos reescrever a equação 2.4.1 [72], da seguinte maneira:

$$E_T = K_{eff} \sin^2 \theta - M_S H \cos(\theta - \phi). \quad (2.45)$$

Com K_{eff} a constante de anisotropia efetiva, dada pela seguinte expressão [72]:

$$K_{eff} = [K + 2\pi M_S^2 (N_{\perp} - N_{\parallel})] \sin^2 \theta. \quad (2.46)$$

Tannous et al. [72] mostraram o comportamento da energia usando o modelo de Stoner-Wohlfarth [24] em função do ângulo θ , para o ângulo de aplicação do campo magnético constante, de valor $\phi = 30^\circ$ e para vários valores do campo magnético, veja a Figura 19.

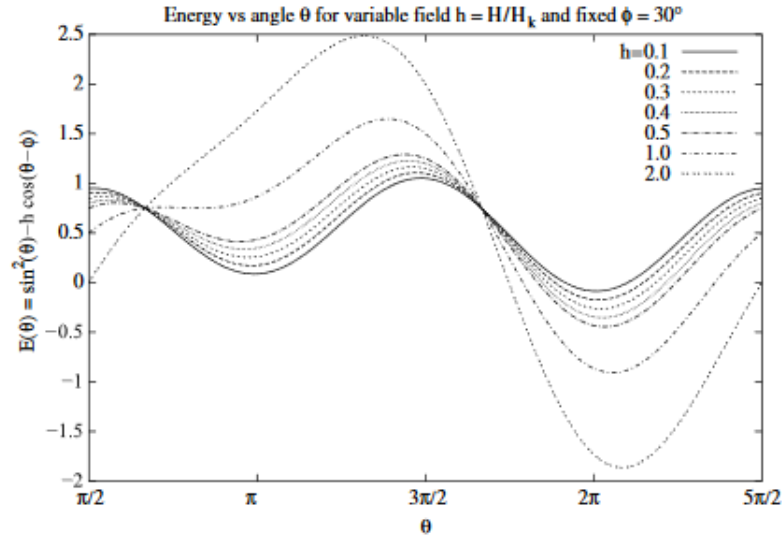


Figura 19 – Variação de energia para diferentes valores dos ângulos θ e diferentes valores do campo magnético normalizado h .

Fonte: Tannous, 2008. (15)

Para obter a curva de histerese para este modelo, é necessário encontrar os mínimos para a energia do sistema descrito pela equação 2.45, pois, em equilíbrio a magnetização apontará na direção de minimização da energia [22]. Ou seja, precisamos obter a primeira

e segunda derivada da energia em relação ao ângulo θ , aplicando essa condição temos as seguintes expressões:

$$\left(\frac{\partial E}{\partial \theta}\right)_{\theta=\theta_0} = [2K_{eff} \sin \theta_0 \cos \theta_0 + HM_S \sin(\theta_0 - \phi)] = 0. \quad (2.47)$$

$$\left(\frac{\partial^2 E}{\partial \theta^2}\right)_{\theta=\theta_0} = [2K_{eff} \cos 2\theta_0 + HM_S \cos(\theta_0 - \phi)] > 0. \quad (2.48)$$

Para rescrever a equação 2.45 de forma adimensional, é definido: $H_K = \frac{2K_{eff}}{M_S}$ e $h = \frac{H}{H_K}$, em que H_K é o campo de anisotropia e h o campo magnético reduzido [72].

Assim, as equações 2.47 e 2.48 ficam:

$$\left(\frac{\partial E}{\partial \theta}\right)_{\theta=\theta_0} = [\sin \theta_0 \cos \theta_0 + h \sin(\theta_0 - \phi)] = 0. \quad (2.49)$$

$$\left(\frac{\partial^2 E}{\partial \theta^2}\right)_{\theta=\theta_0} = [\cos 2\theta_0 + h \cos(\theta_0 - \phi)] > 0. \quad (2.50)$$

As equações 2.47 e 2.48 não têm solução analítica para valores arbitrários de ϕ , exigindo o uso de métodos computacionais [15, 16], mas para os valores de ϕ igual a 0° , 45° e 90° esse sistema possui uma solução analítica [72]:

Para o caso $\phi = 0$, temos:

$$\sin \theta_0 (\cos \theta_0 + h) = 0. \quad (2.51)$$

$$\cos 2\theta_0 + h \cos \theta_0 > 0. \quad (2.52)$$

Concluimos da equação 2.51, que $\theta_0 = 0^\circ$, $\theta_0 = 180^\circ$, $\theta_0 = \arccos(-h)$, substituindo esses valores na equação 2.52 temos: Para $\theta_0 = 0^\circ$, temos: $1 + h > 0$, logo: $h > -1$. Para $\theta_0 = 180^\circ$, temos: $1 - h > 0$, logo: $h < 1$. Para $\theta_0 = \arccos(-h)$, e lembrando a relação trigonométrica: $\cos(2\theta_0) = 2\cos^2 \theta_0 - 1$ [51], temos: $2h^2 - h^2 - 1 > 0$, logo $h^2 > 1$, não condizendo ao limite da função cosseno, portanto $\theta_0 = \arccos(-h)$ não é ponto de mínimo. Concluimos que $\theta_0 = 0^\circ$ e $\theta_0 = 180^\circ$ são pontos mínimos, portanto a solução não é unívoca, mostrando a histerese magnética, nesse caso, o laço é quadrado, veja a Figura 4.

Após encontrar os valores de θ que minimizam a energia, podemos observar o comportamento da projeção da magnetização ao longo do campo magnético [73], veja equação 2.54.

$$m_{\parallel} = \frac{M_{\parallel}}{M_S} = \cos(\phi - \theta). \quad (2.53)$$

$$\theta = 0^\circ : h > -1, m_{\parallel} = 1; \theta = 180^\circ : h < 1, m_{\parallel} = -1. \quad (2.54)$$

Para valores arbitrários, a simulação micromagnética é usada para obter as curvas de histerese [15, 74, 47], veja a Figura 4:

O modelo físico proposto por Stoner-Wohlfarth é uma aproximação simples para partículas de monodomínio com fraca interação [24]. Nesse cenário, surgem mais teorias que tentam solucionar o problema de reversão da magnetização e dos estados do equilíbrio do sistema, sendo de grande destaque a teoria micromagnética proposta por Brown. Onde a magnetização é definida como uma função da posição em materiais ferromagnéticos, a minimização da energia ocorre através do cálculo variacional, o que leva a um sistema de equações não lineares, chamadas expressões de Brown [39, 22].

2.4.2 Modo de reversão coerente para nanofios formados por cadeias de elipsoides

Ao estudar arranjos de nanofios magnéticos, uma grande questão que aparece na literatura é sobre a importância da microestrutura dos fios nas propriedades magnéticas do sistema [5, 16]. Quando arranjos de nanofios são estudados, as interpretações se tornam mais complicadas devido às interações entre os fios que surgem, estudos por simulações computacionais não mostram expressões analíticas que mostrem a dependência do campo de anisotropia e de outras grandezas importantes com propriedades microestruturais [75, 76, 77, 78].

Sellmyer et al. [79], mostraram a possibilidade da inversão da magnetização a partir de modos localizados que surgem nas regiões onde existem defeitos estruturais e impurezas. Wein chen et al. [80], propuseram que os fios do arranjo são considerados como cadeias de elipsóides, para explicar propriedades magnéticas de nanofios da liga $Fe_xCo_{(1-x)}$. O maior problema desse modelo é a exclusão do fator de empacotamento P , ou seja, ele não considera as interações entre os fios, que desempenham um papel fundamental nas propriedades magnéticas [81, 82].

Han et al. em seus estudos sobre campo coercitivo, com a aplicação do campo magnético externo, por meio da reversão por modo curling, propuseram a seguinte expressão para o campo anisotropia:

$$H_A = 2\pi M_S - 6, 3\pi M_S \frac{R^2 L}{d^3}. \quad (2.55)$$

Onde M_s é a magnetização de saturação, R é o raio dos fios, L é o comprimento dos fios e d a menor distância entre os fios no arranjo. Lembrando que o fator de empacotamento no arranjo hexagonal, é: $P = \frac{2\pi R^2}{\sqrt{3}d^2}$ [5], o campo de anisotropia da equação 2.55 pode ser reescrito como [5]:

$$H_A = 2\pi M_S [1 - X_0 P]. \quad (2.56)$$

Sendo $X_0 = \frac{L}{d}$, o grande problema da equação 2.56 é que, para fios longos, o valor do campo de anisotropia é negativo, contradizendo medidas feitas em experimentos [5]. Dessa

forma, vários grupos tentaram explicar a dependência do campo de anisotropia com as propriedades microestruturais dos fios [83, 84].

Para estudar o fator de empacotamento P nas propriedades magnéticas, Encinas-Oropesa [17] comprovaram experimentalmente a seguinte expressão para o campo de anisotropia em uma abordagem de campo médio [5]:

$$H_A = 2\pi M_S [1 - 3P]. \quad (2.57)$$

A equação 2.57 sugere que, para empacotamento $P < \frac{1}{3}$ a magnetização é paralela ao eixo dos fio, enquanto que para $P > \frac{1}{3}$ a magnetização é perpendicular ao eixo dos fio e para $P = \frac{1}{3}$, temos um valor crítico para o qual a anisotropia é eliminada [17] [5] [15].

Neste trabalho, buscamos estudar as propriedades magnéticas de nanofios de níquel composto por elipsoides. Assim, partindo de alternativas para uma expressão que relacione as características estruturais e morfológicas de arranjos de nanofios com suas propriedades magnéticas, a fim de enfatizar este trabalho, nesta seção será reportado alguns trabalhos importantes sobre nanofios magnéticos compostos por cadeias de elipsoides que estudem sua microestrutura [22, 15, 5, 16, 21, 56].

Padrón [5], baseando-se no trabalho experimental de Encinas et al. [17], que mostra que a dependência do campo de anisotropia para nanofios ferromagnéticos é linear com o fator P de empacotamento. Propôs um modelo onde os fios são policristalinos, e finos, para garantir que a estrutura interna esteja composta por arranjos de cristais alinhados ao longo do eixo do fio, e esteja perto da configuração monodomínio e o fato de serem nanométricos, modificarem as propriedades destes nanofios [85, 86]. veja a Figura 20.

Nesse modelo Padrón [5], propôs para o campo de anisotropia, a seguinte expressão matemática:

$$H_A = 2\pi M_s [\alpha - \beta P]. \quad (2.58)$$

Sendo α , e β , parâmetros obtidos a partir da microestrutura dos fios. Para determinar a forma do parâmetro α , foi assumido que cada fio é uma cadeia de elipsoides ferromagnéticos moles (anisotropia magnetocristalina desprezível), com volume V , encontrando-se distanciados por uma distância r de centro a centro.

Nesse modelo as energias predominantes foram: Zeeman, desmagnetizante, energia de interação dipolar entre grãos. Dessa forma matematicamente sendo escrita como [5]:

$$E_{Total} = E_{zee} + E_{Des} + E_{IDG}. \quad (2.59)$$

Na equação 2.59, E_{zee} é a energia zeeman, E_{Des} é desmagnetizante e E_{IDG} é a energia de interação entre elipsoides.

A Figura 10, faz uma boa representação do modelo de cadeia de elipsóides, que conformam um arranjo de nanofios.

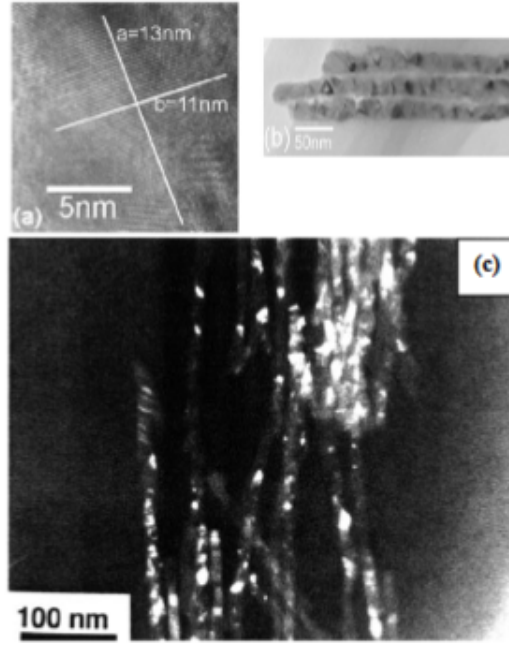


Figura 20 – (a) Imagem de microscopia eletrônica mostrando elipticidade de grãos; (b) Imagem de campo claro demonstrando a policristanilidade e aleatoriedade no fio; (c) Imagem de campo escuro mostrando a policristanilidade no fio.

Fonte: Meng, 2005. (16) Fonte: Sellmyer, 2001. (17)

Sendo $\vec{H}$ o campo magnético aplicado, $\vec{M}$ a magnetização, r a distância de centro a centro dos elipsoides, θ_H e θ , respectivamente os ângulos de aplicação do campo, e da magnetização.

Nesse modelo, para uma cadeia de n elipsoides a expressão matemática para a energia, pode ser escrita como:

$$U_{Total} = n \frac{m^2}{r^3} K_n [1 - 3 \cos^2 \theta] + 2\pi n m M_s [N_{\perp} - N_{\parallel}] \sin^2 \theta - n m H \cos(\theta - \theta_H). \quad (2.60)$$

Sendo $N_{\perp}$, $N_{\parallel}$, respectivamente as componentes perpendiculares e paralelas do tensor desmagnetizante, n é o numero de elipsoides no fio, K_n é um termo de soma, que surge da interação de elipsoides na cadeia e pode ser escrito como na equação 2.25, veja Figura.

Então com o objetivo de determinar o parâmetro β da equação, foi usado o critério de Encinas-Oropesa [17] que considera que para o fator de empacotamento $P = \frac{1}{3}$, o campo de anisotropia nulo. Ou seja, $H_A = 0$, dessa forma a anisotropia eliminada, então Padrón [5] chegou as seguintes equações:

$$U_{Total} = \frac{H_A M_s \sin^2 \theta}{2} - M_s H \cos(\theta - \theta_H). \quad (2.61)$$

$$H_A = 2\pi M_s \mu_s [1 - 3P]. \quad (2.62)$$

$$\mu_s = \frac{3V K_n}{\pi r^3} [1 - 3N_{\parallel}]. \quad (2.63)$$

As equações: 2.61, 2.62, 2.63 são uma tentativa de relacionar propriedades microestruturais com as magnéticas de arranjos de nanofios [5].

Padrón [5] para comprovar as equações: 2.61, 2.62, 2.63, fez a análise de alguns limites, como: o caso de cilindros contínuos e infinitos, a cadeia contém apenas um elipsoide ($n = 1$), e $K_n = 0$, donde $\mu_s = 1$, sendo dessa forma o campo de anisotropia correspondente a proposta do modelo de Encinas-Oropesa [17], dado na equação 2.57.

Para um arranjo de nanofios empacotados hexagonalmente com distância d entre os fios, e diâmetro D , Padron [5] para analisar a veracidade de seu modelo com parâmetros reais dos fios calculou o valor de P , e obteve a seguinte expressão:

$$P = \frac{1}{3} \left[1 - \frac{H_A}{2\pi\mu_s M_S} \right]. \quad (2.64)$$

Ramos et al. [87], estudaram medidas de microscopia eletrônica de varredura em arranjos de nanofios de níquel, com magnetização de saturação $M_s = 485 \left(\frac{emu}{cm^3} \right)$, e obtiveram para diâmetro dos fios, os seguintes valores: 35 nm, 55 nm e distância entre fios $d = 110$ nm. Usando a expressão experimental para o fator de empacotamento: $P = \frac{2\pi R^2}{\sqrt{3}d^2}$, onde R é o raio do poro, e d é a distância entre poro, centro a centro. Chegaram aos seguintes valores: para $D = 35$ nm ; $P = 0.09$ e $D = 55$ nm ; $P = 0.22$. Se usarmos a equação 2.64, proposta por Padrón [5], chegamos aos seguintes valores: $P = 0.08$; $D = 35$ nm e $P = 0.24$; $D = 55$ nm, valores bem próximos dos medidos experimentalmente.

Holanda [16] Em seu estudo sobre modo coerente de reversão da magnetização em arranjos de nanofios metálicos, considerando nanofios policristalinos como cadeias de elipsoides, obteve o campo de anisotropia através da variação angular da coercividade e remanência. Também propôs uma expressão analítica para a constante de anisotropia de superfície através de parâmetros microestruturais.

No modelo proposto por Holanda [16] a energia total do sistema para um nanofio é dada pelas contribuições individuais das energias de: Zeeman, desmagnetizante, interação dipolar entre grãos e entre fios, sendo a expressão matemática escrita:

$$E_T = \left[\pi M_S^2 \left(\frac{3V_e K_n}{\pi r^3} + (1 - 3N_{\parallel}) + \frac{K_1}{\pi M_S^2} \right) \sin^2(\phi + \theta_H) - M_S H \cos \phi \right] V_{fio}. \quad (2.65)$$

A equação 2.65, em termos da densidade de energia, fica escrita como: [16]:

$$U_{Tfio} = \pi M_S^2 \left(\frac{3V_e K_n}{\pi r^3} + (1 - 3N_{\parallel}) + \frac{K_1}{\pi M_S^2} \right) \sin^2(\phi + \theta_H) - M_S H \cos \phi. \quad (2.66)$$

Onde M_S é a magnetização de saturação, r é a distância entre centro a centro, $N_{\parallel}$ é o fator desmagnetizante da amostra ao longo do eixo da cadeia dos elipsoides.

Considerando a amostra como um arranjo de nanofios, a densidade de energia pode ser escrita pela seguinte expressão: [16]:

$$U_T = \pi M_S^2 \left(\frac{3V_e K_n}{\pi r^3} + (1 - 3N_{\parallel}) + \frac{K_1}{\pi M_S^2} - 3P \right) \sin^2(\phi + \theta_H) - M_S H \cos \phi. \quad (2.67)$$

Reescrevendo a equação ?? de forma adimensional, temos [16]:

$$\varsigma = \frac{1}{2} \sin^2(\phi + \theta) - \zeta \cos \phi. \quad (2.68)$$

Com $\varsigma = \frac{U}{K_{efe}}$, $\zeta = \frac{H}{H_A}$, e $H_A = \frac{K_{efe}}{M_S}$ [24].

Com isso o campo de anisotropia da amostra é dado por [16]:

$$H_A = 2\pi M_S^2 \left[1 + \frac{K_1}{\pi M_S^2} + 3 \left(\frac{3V_e K_n}{\pi r^3} - N_{\parallel} - P \right) \right]. \quad (2.69)$$

Por fim usando o modelo de Stoner- Wohlfart [24], Holanda [16] sugeriu a seguinte expressão para o campo de anisotropia em termos da nucleação [16]:

$$H_A = -H_n \left(\cos^{2/3} \theta_H + \sin^{2/3} \theta_H \right). \quad (2.70)$$

3 RESULTADOS

Vários trabalhos teóricos e experimentais mostram resultados sobre propriedades magnéticas em arranjos de nanofios para diferentes geometrias [81]. A maioria dos estudos magnéticos são dedicados a obtenção de curvas de histerese para diferentes temperaturas e campos [88, 89]. Alguns trabalhos usando simulação micromagnética mostram que as formas dos cristais nos fios são decisivas na obtenção de curvas de coercividade para diferentes ângulos aplicado [47, 90]. Oropesa et al. usando deduções experimentais e analíticas mostraram efeitos de interações dipolares em matrizes cilíndricas de nanofios em membrana de alumina com ordenação hexagonal [17], diversos trabalhos mostram que nanofios depositados dentro dos poros de Al_2O_3 são policristalinos [5, 16, 21], veja Figura 21. Com tantos trabalhos relatados na literatura, ainda não há uma expressão analítica para descrever o comportamento magnético desses arranjos [85, 47, 85, 47].

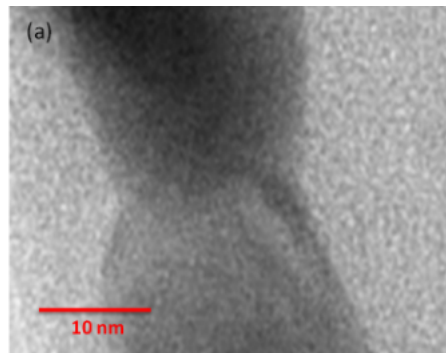


Figura 21 – Imagem de TEM mostrando os grãos cristalinos de nanofios de níquel.
Fonte: Holanda, 2014. (3)

Neste capítulo descreveremos de forma sucinta o estudo de arranjos extensos de nanofios de níquel em ordenamento hexagonal. Para tanto, foi proposto um modelo analítico, que permitiu calcular através de expressões matemáticas grandezas como: coercividade, campo de ressonância, assim como um tratamento estabelecido do campo de anisotropia do sistema, através de parâmetros microestruturais.

Assim como este capítulo apresenta resultados e discussões sobre o comportamento do campo de anisotropia, dependência angular da coercividade, e campo de ressonância, com cálculos feitos a partir de equações envolvendo a microestrutura e a geometria dos fios de níquel.

Neste modelo, entendemos os nanofios de níquel como um conjunto de cadeias de elipsoides de revolução com um semi-eixo menor de valor $a = 15$ nm e um semi-eixo longitudinal $c = \varepsilon a$ com diferentes proporções: $\varepsilon = 1, 2, 4, 8, 16, 32$. Três valores foram considerados para a distâncias entre os fios nas cadeias que são $d = 55$ nm, 60 nm e 65

nm. Com o uso do modelo de Stoner-Wohlfarth e do critério de Encinas-Oropesa obtemos os nossos resultados.

3.1 Descrição do modelo

Para o estudo, assume arranjos extensos de nanofios de níquel dispostos hexagonalmente com distância entre os fios: $d = 55$ nm, 60 nm e 65 nm, conforme mostra a figura 22. Os fios são formados por elipsoides alinhados com um semi-eixo transversal com

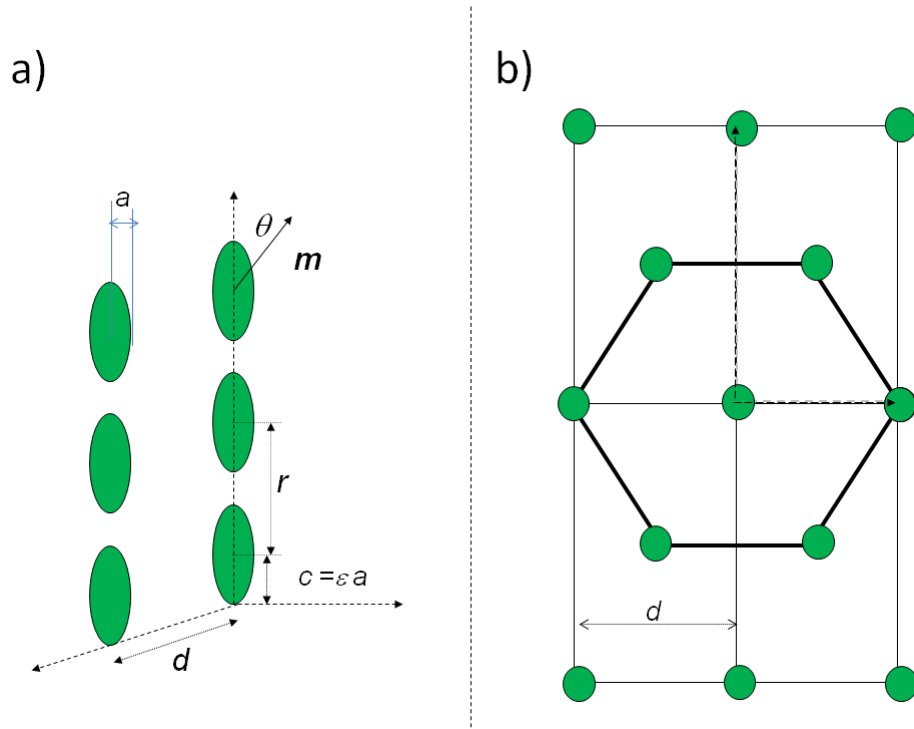


Figura 22 – a) Duas cadeias de elipsoides, b) Corte transversal mostrando a visão superior de nanofios 2D com ordenação hexagonal, feita pelo autor.

valor $a = 15$ nm e um semi-eixo paralelo aos elipsoides $c = \varepsilon a$ com diferentes proporções: $\varepsilon = 1, 2, 4, 8, 16, 32$, assumindo assim os seguintes valores: 15 nm, 30 nm, 60 nm, 120 nm, 240 nm e 480 nm, com distância centro a centro entre elipsoides sendo: $r = 2c = 2\varepsilon a$.

Neste modelo, a energia magnética do sistema pode ser escrita como [5]:

$$E = n \frac{m^2}{r^3} K_n [1 - 3 \cos^2 \theta] + 2\pi n m M_s [N_{\perp} - N_{\parallel}] \sin^2 \theta - n m H \cos(\theta - \theta_H) + E_{dip}. \quad (3.1)$$

Sendo K_n um termo de soma que surge devido as interações entre dipolos, descrito pela equação 2.25, com convergência uniforme para: $K_n \rightarrow 1.2$, com $M_s = 485 \left(\frac{emu}{cm^3} \right)$ a magnetização de saturação para o níquel. Com $N_{\perp}$, $N_{\parallel}$, respectivamente, as componentes perpendiculares e paralelas do tensor de desmagnetização, satisfazendo a seguinte relação $N_{\parallel} + 2N_{\perp} = 4\pi$, [5] e E_{dip} a contribuição energética devido à interação entre os fios [21].

A componente $N_{\parallel}$ do tensor de forma pode ser escrita como função da relação de aspecto da seguinte forma, conforme mostra as equações 3.2, 3.3 [24]

$$N_{\parallel} = \frac{4\pi}{\varepsilon^2} \left[\frac{\varepsilon}{\sqrt{\varepsilon^2 - 1}} \arccos \varepsilon - 1 \right], \varepsilon > 1. \quad (3.2)$$

$$N_{\parallel} = \frac{4\pi}{\varepsilon^2} \left[1 - \frac{\varepsilon}{\sqrt{1 - \varepsilon^2}} \arccos \varepsilon \right], \varepsilon < 1. \quad (3.3)$$

Após algumas manipulações podemos escrever a densidade de energia magnética, conforme mostra a equação 3.4.

$$f = 2\pi M_s^2 \left[\frac{3VK_n}{2\pi r^3} + \frac{1}{2} (1 - 3N_{\parallel}) \right] \sin^2 \theta - M_s H \cos(\theta - \theta_H) + f_{dip}. \quad (3.4)$$

Uma tentativa neste trabalho é usar a proposta por Padrón [5], que descreve o campo de anisotropia da seguinte forma $H_A = 2\pi M_s [\alpha - \beta P]$, para a interação entre os fios no arranjo. Lembrando que no modelo de Encinas-Oropesa [17], $f_{dip} = \frac{H_A M_s \sin^2(\theta)}{2}$ e $H_A = 2\pi M_s [1 - 3P]$, dessa forma podemos reescrever a equação 3.4 da seguinte maneira [5]:

$$f = 2\pi M_s^2 \left[\frac{3VK_n}{2\pi r^3} + \frac{1}{2} (1 - 3N_{\parallel}) - \frac{\beta}{2} P \right] \sin^2 \theta - M_s H \cos(\theta - \theta_H). \quad (3.5)$$

Sendo P o fator de empacotamento volumétrico fornecido pela seguinte expressão: $P = \frac{2\pi a^2}{\sqrt{3}d^2}$, em que a é o raio dos elipsoides, e d a distância centro a centro [16], e β um parâmetro que está relacionado com as interações entre os fios no arranjo. Para determinar o parâmetro β , usamos o critério de aproximação proposto por Encinas-Oropesa [17]. Quando $P = \frac{1}{3}$, o campo de anisotropia $H_A = 0$. Usando essa abordagem, chegamos as seguintes expressões:

$$f = \frac{H_A M_s \sin^2 \theta}{2} - M_s H \cos(\theta - \theta_H). \quad (3.6)$$

$$H_A = 2\pi M_s \mu_s [1 - 3P]. \quad (3.7)$$

$$\mu_s = \frac{3VK_n}{\pi r^3} [1 - 3N_{\parallel}]. \quad (3.8)$$

Essas equações são uma maneira de relacionar a microestrutura do arranjo com suas propriedades magnéticas, como veremos neste trabalho, na equação 3.8 o parâmetro μ_s representa a contribuição microestrutural das cadeias de elipsoides para a densidade de energia magnética.

Todos os cálculos realizados foram obtidos a partir das propriedades microestruturais do sistema, bem como de sua geometria, para isso, foi utilizado o uso das equações: 3.6, 3.7, 3.8.

3.2 Cálculo do campo de anisotropia

Para o cálculo do campo de anisotropia, usaremos a equação 3.7, que é uma expressão que depende da geometria e microestrutura dos fios, ou seja, está equação tem dependência com o fator de empacotamento, bem como da relação de aspecto do elipsoide. Para calcular o fator de empacotamento (P) que aparece na expressão 3.8, usaremos a expressão proposta experimentalmente por Encinas-Oropesa [17]: $P = \frac{2\pi a^2}{\sqrt{3}d^2}$.

3.2.1 Resultados para o campo de anisotropia

Com isso montamos a tabela 1, com os respectivos valores de P , para diferentes distâncias entre os fios, com o valor do raio constante.

d (nm)	P
55	0.269821
60	0.226725
65	0.193186

Tabela 1 – Valores obtidos para P , com a variação da distância entre os fios utilizando o modelo experimental de Encinas-Oropesa.

O problema que surge e, como já foi dito anteriormente, é que o campo de anisotropia descrito matematicamente pela equação 3.7, tem dependência com a relação de aspecto, que é descrita pela equação 3.8. Portanto, temos dois parâmetros dos quais a anisotropia depende, e para o raio de aspecto, $\varepsilon = 2$, com base na equação 3.7, construímos a tabela a seguir 2, para entender melhor o comportamento da anisotropia com o fator de empacotamento.

H_A (Oe)	P
806	0.193186
613	0.226725
365	0.269821

Tabela 2 – Valores do campo de anisotropia, para diferentes valores do fator de empacotamento P , com o raio de aspecto fixo, $\varepsilon = 2$.

A partir da tabela 2, vemos que nossa proposta está de acordo com o modelo experimental de Encinas-Oropesa [17], o campo de anisotropia é linear com o fator de empacotamento.

O que podemos observar nesse estudo é que o campo de anisotropia cresce com o aumento do raio de aspecto do elipsoide, como mostra as equações: 3.7, 3.8, no entanto, a partir do valor $\varepsilon > 16$, o tensor de forma descrito conforme a equação 3.3 é da ordem de 10^{-2} . Assim, o fator de empacotamento para esses valores tem mais importância

para o cálculo do campo de anisotropia. Conforme mostrado na tabela 3, para o valor de $P = 0.193186$, temos a relação da anisotropia e o raio de aspecto. Nosso estudo do

H_A (Oe)	ε
806	2
1039	4
1247	16

Tabela 3 – Valores do campo de anisotropia, para diferentes valores do raio de aspecto, para o fator de empacotamento fixo, $P = 0.193186$.

campo de anisotropia com as relações microestruturais esta de acordo com os resultados experimentais e teóricos, que mostram grande sensibilidade dos valores da anisotropia com as diferentes microestruturas dos fios e a forma de seus cristais [5].

Finalmente, construímos três gráficos do comportamento da anisotropia em função de ε , para a distância entre os fios fixa, em cada gráfico, veja a Figura 23.

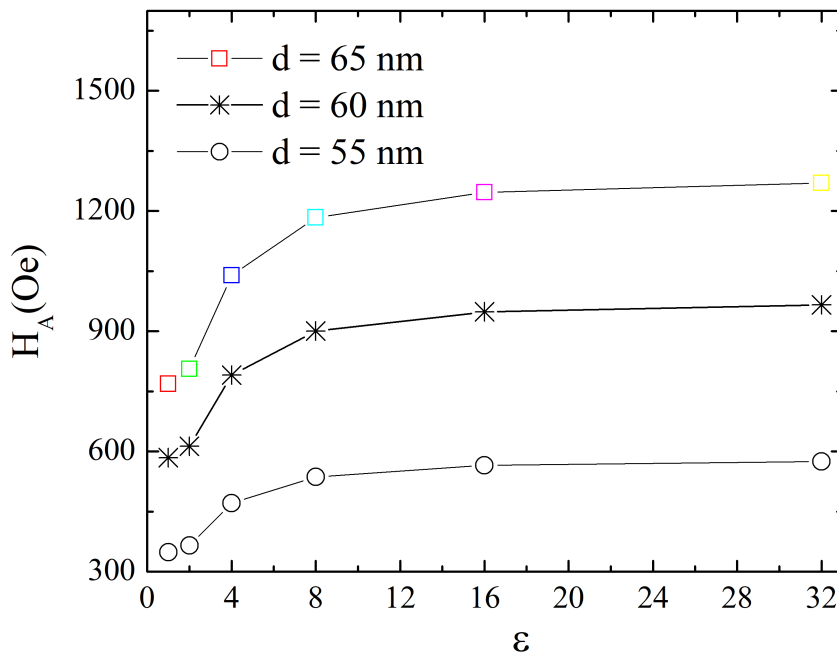


Figura 23 – Dependência do campo de anisotropia em função de ε , para diferentes distâncias entre os fios, $d = 55$ nm, 60 nm, 65 nm, Figura feita pelo autor.

3.3 Cálculo do campo de coercividade

Para o cálculo do campo coercitivo (H_C), consideramos o numero de elipsoides $n = 500$, de modo que $K_n \rightarrow 1.2$. Procedemos da seguinte forma: usando a equação 3.7, calculamos o campo de anisotropia (H_A), para diferentes distâncias entre os fios, $d = 55$

nm, 60 nm, 65 nm, e para diferentes relações de aspecto através da equação 3.8. Com os respectivos valores de anisotropia, podemos calcular o campo coercitivo (H_C), de acordo com o modelo de Stoner-Wohlfarth, usando a seguinte equação:

$$H_N(\theta_H) = \frac{H_A}{2} \frac{\sqrt{1 - t^2 + t^4}}{1 + t^2}. \quad (3.9)$$

Sendo $t = \sqrt[3]{\tan \theta}$, H_N o campo de nucleação e H_A o campo de anisotropia. Para calcular a coercividade entre $0^\circ \leq \theta < 90^\circ$, usando o modo coerente, temos a seguinte expressão:

$$H_C(\theta_H) = \begin{cases} |H_N(\theta_H)| & , 0 \leq \theta < \frac{\pi}{4} \\ 2 \left| H_N(\theta_H = \frac{\pi}{4}) \right| - |H_N(\theta_H)| & , \frac{\pi}{4} \leq \theta < \frac{\pi}{2} \end{cases} \quad (3.10)$$

Usando as equações: 3.9, 3.10, com os valores encontrados para H_A , podemos estudar a dependência angular da coercividade.

3.3.1 Resultado do campo de coercividade

Para o cálculo da coercividade usaremos as equações 3.9, 3.10, que é uma expressão que depende do valor do campo de anisotropia, portanto depende dos parâmetros microestruturais. Para $\varepsilon = 2$, $\theta_H = 0$, podemos calcular o campo coercitivo para diferentes fatores de empacotamento (P), conforme mostrado na tabela 4. A partir da tabela 4, podemos

H_C (Oe)	P
403	0.193186
306.5	0.226725
182.5	0.269821

Tabela 4 – Valores do campo coercitivo, para diferentes valores do fator de empacotamento, com o raio de aspecto fixo, $\varepsilon = 2$, e $\theta_H = 0$.

concluir que nossos resultados são típicos de reversão coerente de momentos magnéticos. Onde para $\theta_H = 0$ temos os máximos de H_C , que são respectivamente: 403 (Oe), 306.5 (Oe) e 182.5 (Oe). Com fatores de empacotamento próximos a $\frac{1}{3}$, o campo de anisotropia é zero e, de acordo com o modelo de Stoner-Wohlfarth [91], $H_C = 0$, veja figura 24.

Para $\varepsilon = 4$, $\varepsilon = 16$, para valores diferentes do fator de empacotamento. Pode-se estudar a dependência angular da coercividade, e sua dependência com a geometria e a microestrutura dos fios, e obter resultados significativos, quando comparados com a literatura, veja as figuras: 31 e 26

Analisando os gráficos 24, 31 e 26, obtidos com o nosso estudo para o campo de anisotropia. Podemos observar que, à medida que ε cresce, os valores obtidos para o campo em $\theta_H = 0$ são mais altos devido aos efeitos de auto-desmagnetização. Para $0^\circ < \theta_H < 45^\circ$, vemos uma variação maior para H_C à medida que ε cresce.

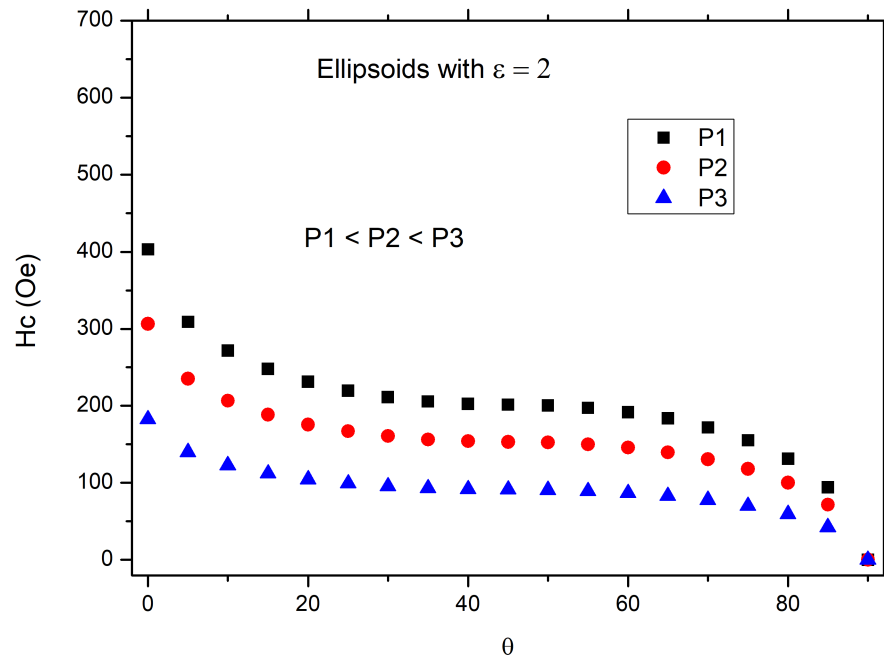


Figura 24 – Dependência angular da coercividade para $\varepsilon = 2$, e diferentes distâncias entre os fios, $d = 55$ nm, 60 nm, 65 nm, Figura feita pelo autor.

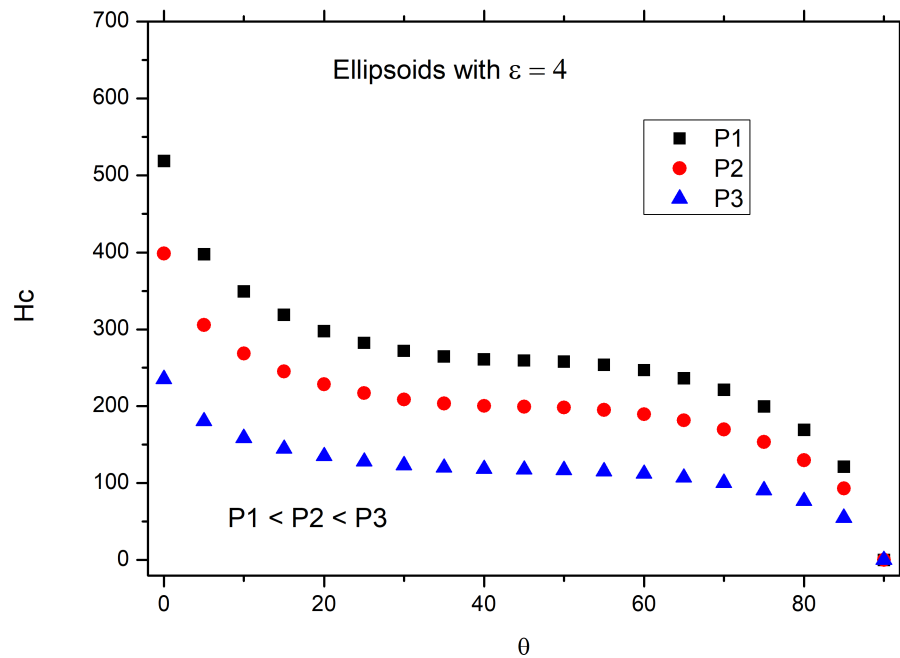


Figura 25 – Dependência angular da coercividade para $\varepsilon = 4$, e diferentes distâncias entre os fios, $d = 55$ nm, 60 nm, 65 nm, Figura feita pelo autor.

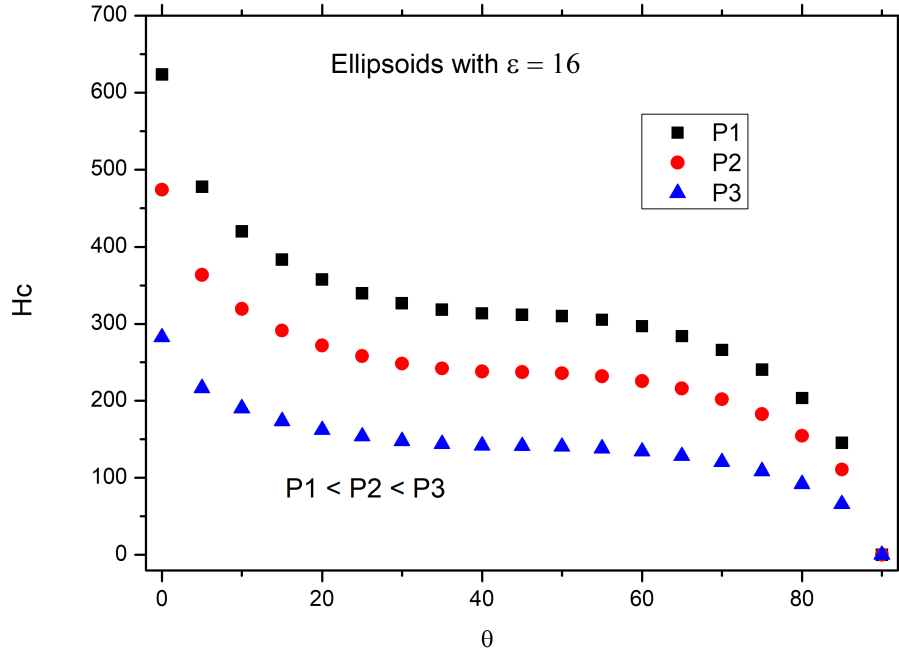


Figura 26 – Dependência angular da coercividade para $\varepsilon = 16$, e diferentes distâncias entre os fios, $d = 55$ nm, 60 nm, 65 nm, Figura feita pelo autor.

Para $\varepsilon = 16$, as diferenças no campo de coercividade são mais evidentes, para respectivos fatores de empacotamento (P). Resultados usando simulação micromagnética [92], em arranjos hexagonais, apresentam boa correspondência com os nossos valores.

Finalmente, é importante dizer que arranjos compostos por cadeias de elipsoides não exibem o mesmo comportamento que nanofios. Os resultados presentes aqui são muito importante para o modo de reversão coerente.

3.4 Cálculo do campo de ressonância ferromagnética

Para o cálculo do campo de ressonância (H_R), consideramos o número de elipsoides $n = 500$, de modo que $K_n \rightarrow 1.2$. Procedemos da seguinte forma, usando a equação 3.7, calculamos o campo de anisotropia (H_A), para diferentes distâncias entre os fios, $d = 55$ nm, 60 nm, 65 nm, e para diferentes relações de aspecto através da equação 3.8. Com os respectivos valores de anisotropia, podemos calcular o campo de ressonância (H_R), a partir da solução das equações de Landau e Lifshitz sem amortecimento magnético, ou seja, um sistema em ressonância, veja a equação 4.6, [93, 94]:

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = \left(H_A \cos^2(\theta) + H_R \cos(\theta - \theta_H)\right) \left(H_A \cos(2\theta) + H_R \cos(\theta - \theta_H)\right). \quad (3.11)$$

$$H_A \sin(2\theta) + 2H_R \sin(\theta - \theta_H) = 0. \quad (3.12)$$

Usando as equações: 4.6, 4.5 combinadas, com os resultados encontrados para H_A , podemos calcular a dependência angular do campo de ressonância.

3.4.1 Resultado do campo de ressonância ferromagnética

Usando os valores obtidos para o campo de anisotropia anteriormente, podemos calcular o campo de ressonância (H_R), através das equações: 4.6 e 4.5. Para o estudo de sua dependência angular, variando os respectivos parâmetros microestruturais, com isso obtemos três curvas, que mostram como a distância entre os fios, e a relação de aspecto foram importantes neste trabalho.

A curva 35, mostra a dependência angular do campo (H_R). Seu perfil é semelhante aos resultados experimentais reportados por Encinas- Oropesa [17], para arranjos de nanofios, e mostra o eixo difícil na direção perpendicular. Também mostra dois mínimos, para $\theta_H = 0^\circ$, $\theta_H = 180^\circ$, consequência do eixo fácil nestas direções. Comparando $\varepsilon = 2, 4, 16$, há uma redução na diferença entre máximos e mínimos, uma consequência direta da diminuição do campo de anisotropia com ε .

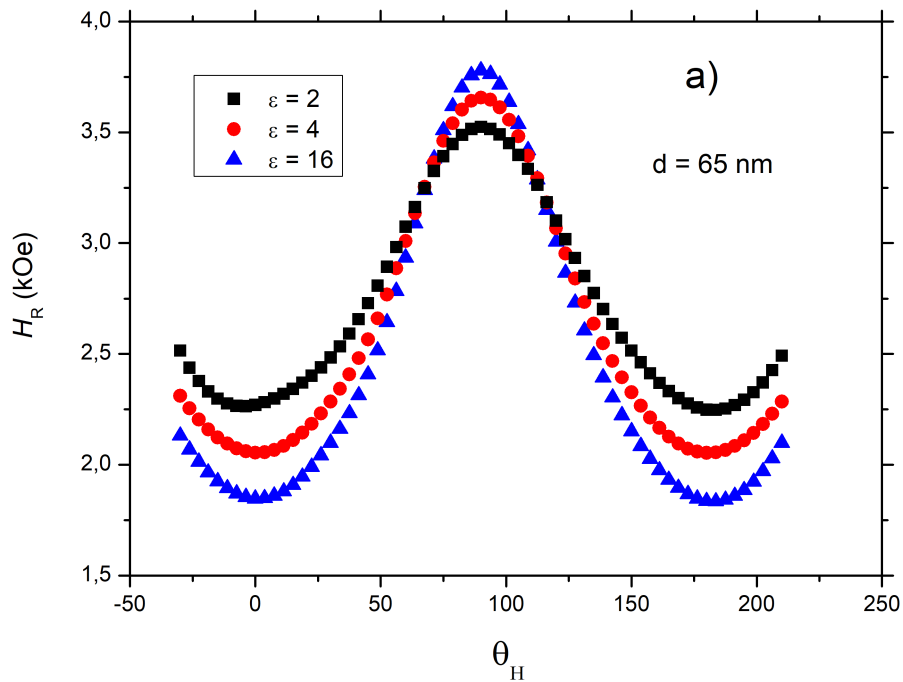


Figura 27 – Dependência angular para o campo de ressonância para diferentes situações geométricas, isto é, $\varepsilon = 2, 4, 16$ e distância entre os fios, $d = 65$ nm, Figura feita pelo autor.

A curva 28, mostra a dependência angular do campo (H_R), para diferentes valores de $\varepsilon = 2, 4, 16$ e $d = 60$ nm. Comparando $\varepsilon = 2, 4, 16$, há uma redução na diferença entre máximos e mínimos, consequência direta da diminuição do campo de anisotropia com ε .

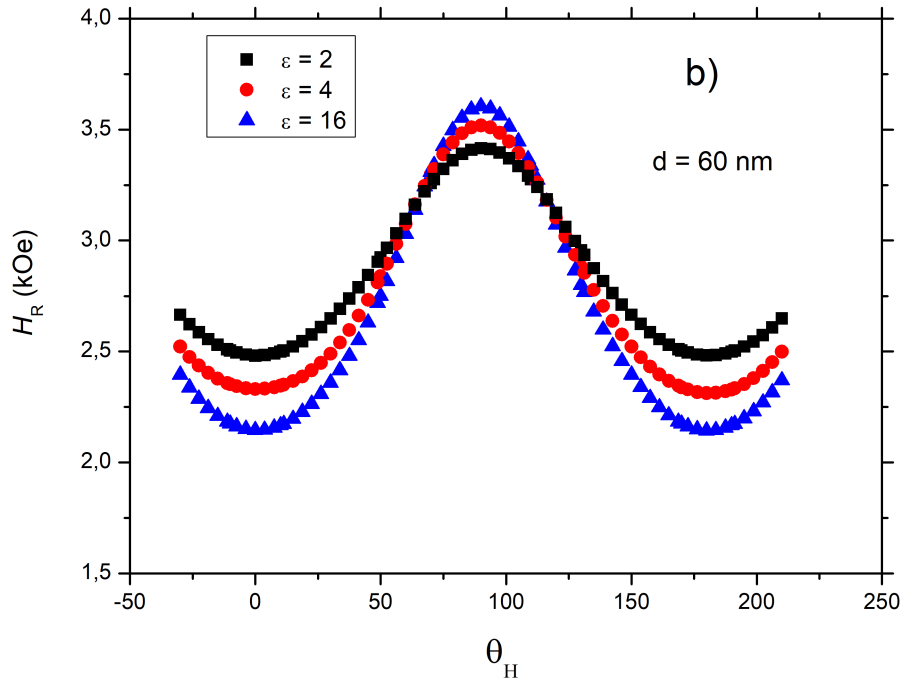


Figura 28 – Dependência angular para o campo de ressonância para diferentes situações geométricas, isto é, $\epsilon = 2, 4, 16$ e distância entre os fios, $d = 60$ nm, Figura feita pelo autor.

A curva 29, mostra a dependência angular do campo (H_R), para diferentes valores de $\epsilon = 2, 4, 16$ e $d = 55$ nm. Comparando $\epsilon = 2, 4, 16$, há uma redução na diferença entre máximos e mínimos, consequência direta da diminuição.

Podemos ver, que de acordo com as figuras: 35, 28, 29, é que a medida que a distância diminui, as curvas são menores, para $\epsilon = 2, 4, 16$, isto é, o fator de empacotamento (P) influencia na interação dipolar entre as cadeias.

Os resultados aqui apresentados são um cálculo direto do campo de ressonância para um arranjo hexagonal de cadeias paralelas constituídas por elipsoides. O cálculo direto foi baseado no pressuposto de que o modelo Encinas Oropesas [17] é preservado para essa situação. A proposta é importante para calcular o campo de ressonância em arranjos estendidas de objetos nanométricos ferromagnéticos.

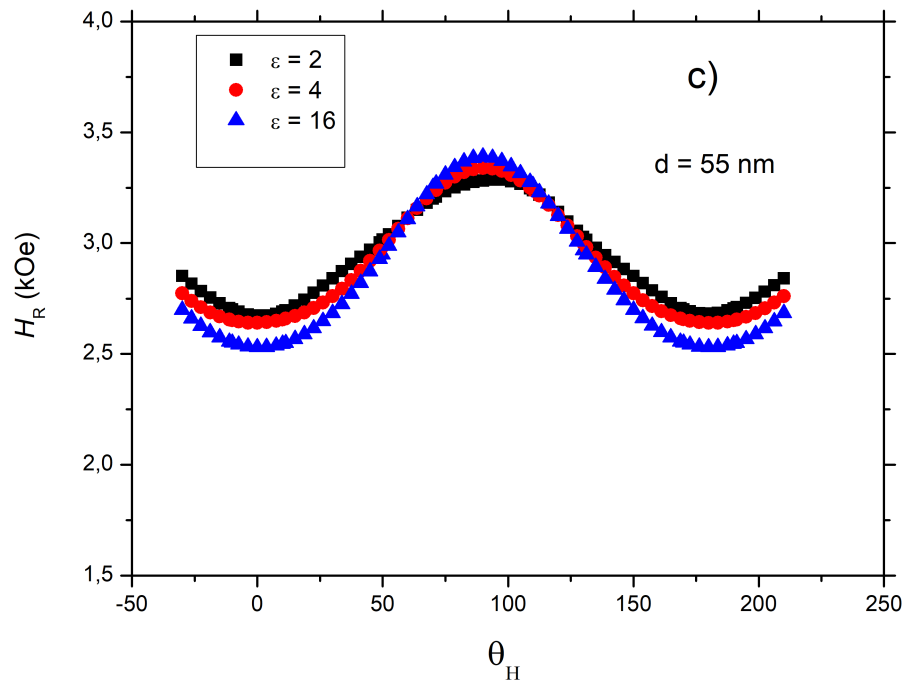


Figura 29 – Dependência angular para o campo de ressonância para diferentes situações geométricas, isto é, $\epsilon = 2, 4, 16$ e distância entre os fios, $d = 55$ nm, Figura feita pelo autor.

4 DISCUSSÃO

Tendo em conta que parâmetros geométricos dos nanofios, sejam eles a distância que os separa, o diâmetro e a forma afetam as propriedades magnéticas dos arranjos. O objetivo desse capítulo é expor as propriedades magnéticas obtidas neste trabalho tais, como: coercividade e campo de ressonância ferromagnética e comparar com trabalhos em situações físicas semelhantes, reportados na literatura.

4.1 Dependência angular da coercividade

Holanda et.al [47] mostraram curvas para a coercividade usando simulação micromagnética, baseando-se em resultados experimentais para a estrutura dos nanofios policristalinos, veja figura 30.

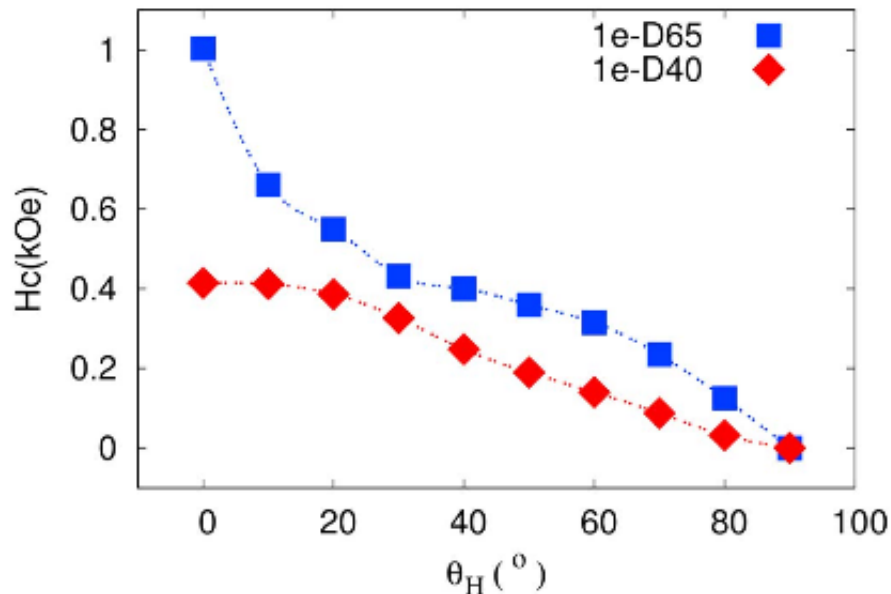


Figura 30 – Dependência angular para campo coercitivo calculado por simulação micromagnética, utilizando Nmag. Para a distância de 65 nm, a dependência está de acordo com o modo coerente para a reversão em nanofios.

Fonte: Fuentes, 2017. (18)

No presente trabalho, assumimos em nossos modelos a reversão dos momentos ocorrendo de forma coerente e os efeitos dipolares são de acordo com o número de elipsóides formando uma cadeia de nanofios. Além disso, a distância fio a fio é um parâmetro muito importante, porque para alguns nanômetros é fundamental para os efeitos dipolares. A proposta mencionada teve uma expressão analítica que descreve o comportamento angular da energia livre para arranjo hexagonal de nanofios.

Embora nossas curvas, calculadas a partir desta alternativa, se aproximem do modelo de rotação coerente. As curvas obtidas aqui reproduzem apenas parcialmente os dados experimentais, portanto, questiona-se qual a real importância da microestrutura no processo de reversão. Uma alternativa para melhor compreender os nanofios fabricados é utilizar a simulação micromagnética como ferramenta para resolver as equações LLG que governam este sistema magnético, e então verificar as soluções.

O que podemos observar na figura 30 é que para a curva com a distância de 65 nm entre os fios, temos um grande salto com relação a curva com a distância de 40 nm e pequenos ângulos diminuindo a distância entre os fios. E a curva com distância de 65 nm entre os fios mostra o formato semelhante ao de reversão coerente.

Dessa forma podemos comparar o nosso resultado das curvas que obtemos, veja figura 31.

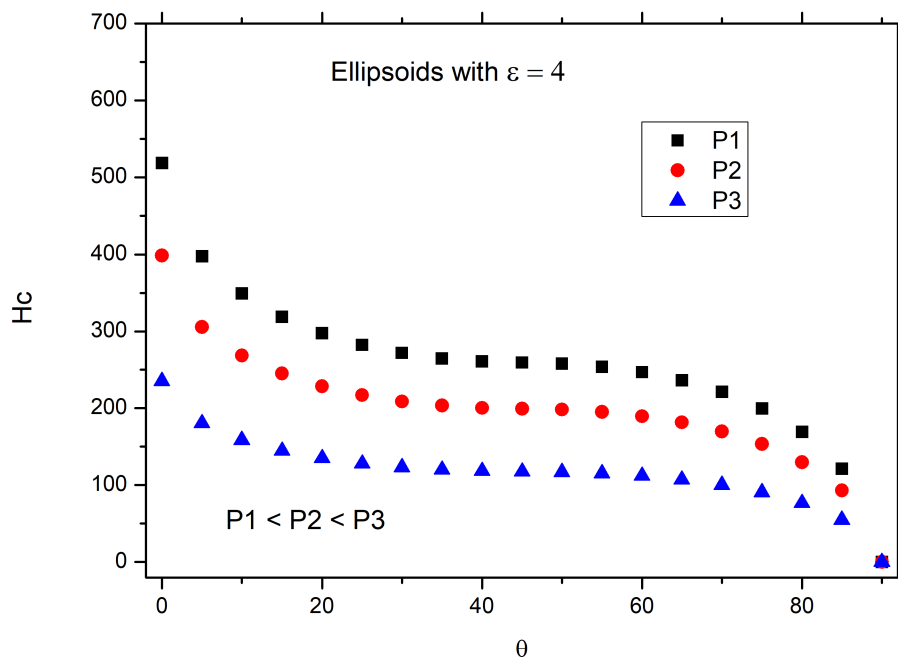


Figura 31 – Dependência angular da coercividade para $\varepsilon = 4$, e diferentes distâncias entre os fios, $d = 55$ nm, 60 nm, 65 nm, Figura feita pelo autor.

Observando as curvas para a dependência angular da coercividade feitas usando simulação micromagnética [47], e as curvas feitas no presente trabalho, concluímos que a microestrutura real é um aspecto fundamental a ser incluído nos modelos de propriedades magnéticas. Assim, a microestrutura desempenha um papel fundamental na resposta dos nanofios magnéticos.

4.2 Dependência angular do campo de ressonância ferromagnética

Medidas de ressonância ferromagnética têm sido usadas para investigar a anisotropia em arranjos de nanofios [5]. Para melhor introduzir este assunto façamos uma breve análise do tratamento normalmente seguido. A equação de movimento que determina o comportamento da magnetização sem amortecimento é:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma \vec{M} \times \vec{H}, \quad (4.1)$$

Sendo γ o fator giromagnético.

Como já previsto, arranjos de nanofios ferromagnéticos mostram anisotropia magnética uniaxial, com campo efetivo H_A , desta forma com o campo externo aplicado em $\theta_H = \frac{\pi}{2}$ e com os fios orientados como representado na Figura 32, teremos para a energia a seguinte expressão:

$$E = \frac{MH_A}{2} [\sin^2 \theta \sin^2(\phi) + \cos^2 \theta] - MH \sin \theta \cos(\phi - \phi_H). \quad (4.2)$$

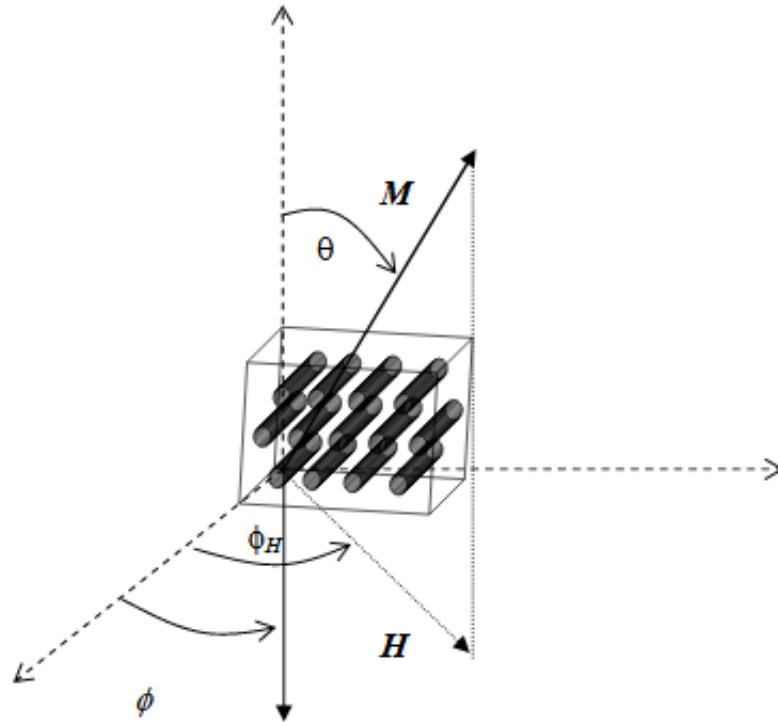


Figura 32 – Configuração de eixos em relação à amostra para cálculo de frequência de FMR.

Fonte: Padrón, 2009 (9)

O equilíbrio do sistema em relação às coordenadas angulares implica a condição necessária:

$$E_\theta = -\frac{MH_A}{2} \cos^2(\phi) \sin(2\theta) - MH \cos \theta \cos(\phi - \phi_H). \quad (4.3)$$

$$E_\phi = \frac{MH_A}{2} \sin^2(\theta) \sin(2\phi) + MH \sin \theta \sin(\phi - \phi_H). \quad (4.4)$$

e a partir destas expressões e para $\theta_0 = \frac{\pi}{2}$, obtemos para o equilíbrio:

$$H_A \sin(2\theta) + 2H_R \sin(\theta - \theta_H) = 0. \quad (4.5)$$

Utilizando as equações 4.2, 4.3, 4.4 a frequência de FMR para arranjos de nanofios será dada pela seguinte expressão:

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = \left(H_A \cos^2(\theta) + H_R \cos(\theta - \theta_H)\right) \left(H_A \cos(2\theta) + H_R \cos(\theta - \theta_H)\right). \quad (4.6)$$

O maior problema é determinar experimentalmente o campo de anisotropia, H_A para arranjos de nanofios ferromagnéticos e relacioná-lo com a microestrutura destes sistemas, aqui determinamos a anisotropia a partir de equações, em função de parâmetros microestruturais, e depois calculamos o campo de ressonância ferromagnética. A maioria dos trabalhos [5], determinam experimentalmente o campo de ressonância ferromagnética, e depois calculam o campo de anisotropia. Como foi visto neste trabalho H_A é linear com o fator de empacotamento P dos fios no arranjo.

A Figura 33 mostra as curvas de FMR típicas para um arranjo de nanofios. Neste caso mostramos as medidas realizadas em um arranjo de fios de níquel com o campo magnético aplicado paralelo e perpendicular aos fios. Observa-se nesta figura que, quando o campo externo é paralelo ao fio, o campo de ressonância é menor do que no caso em que o campo externo é perpendicular aos fios.

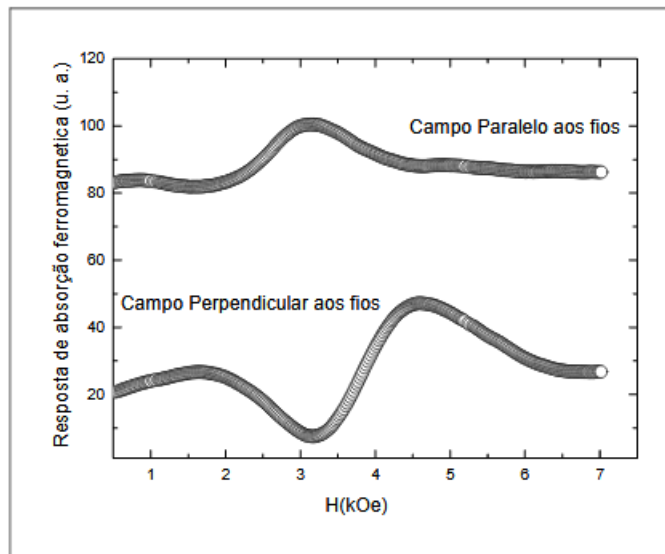


Figura 3-15 Medida de FMR de arranjo de nanofios de níquel (amostra Ni20cTT5).

Figura 33 – Medida de FMR de arranjo de nanofios de níquel (amostra Ni20cTT5).

Fonte: Padrón, 2009. (9)

Padrón [5] em seu trabalho mostrou experimentalmente curvas de ressonância ferromagnética, veja Figura 34.

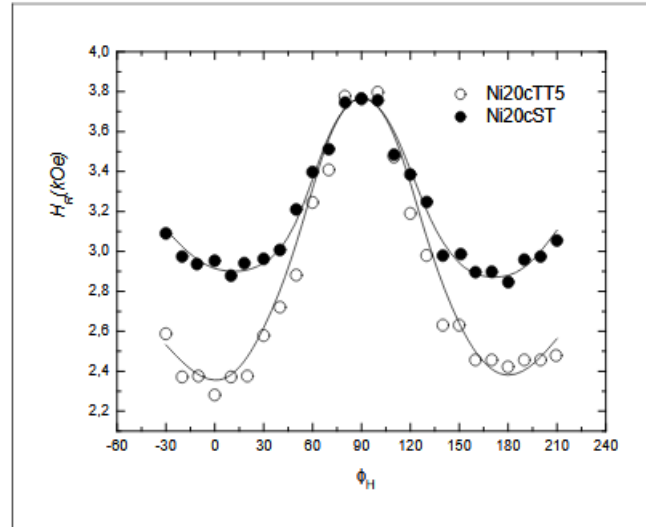


Figura 34 – Dependência angular de H_R para arranjo de nanofios de níquel (círculos cheios, amostra Sem tratamento Ni20cST e círculos vazios, amostra tratada termicamente Ni20cTT5) .

Fonte: Padrón, 2009. (9)

Na Figura 34 observa a dependência do campo de ressonância, H_R com o ângulo de aplicação do campo externo (em relação ao eixo de simetria dos fios).

As análises realizadas por difração de Raios-X em arranjos de nanofios se torna complicada por dois aspectos. O primeiro é a pouca quantidade de material, resultando num sinal muito fraco no padrão de difração. O segundo é que, os picos característicos da alumina são muito pronunciados e se encontram em posições próximas aos do níquel. Desta forma o nosso modelo aqui descrito, pode ser utilizado nas medidas de microscopia eletrônica de transmissão para a obtenção do tamanho dos grãos em nanofios ferromagnéticos. Isto se resume a medir a dependência angular do campo de ressonância ferromagnética e determinar por microscopia de varredura as características das membranas utilizadas na fabricação dos fios.

Dessa forma, ao comparar nossas curvas de ressonância ferromagnética feita através do modelo de cadeia de elipsoide com as curvas feitas experimentalmente, vemos que as curvas mostram características bastantes peculiares de sistema de anisotropia uniaxial, veja Figuras, 35 e 36.

É claro que é sempre bom utilizar primeiros princípios para descrever as interações entre os fios no arranjo substituindo a aproximação de campo médio, utilizada no presente trabalho.

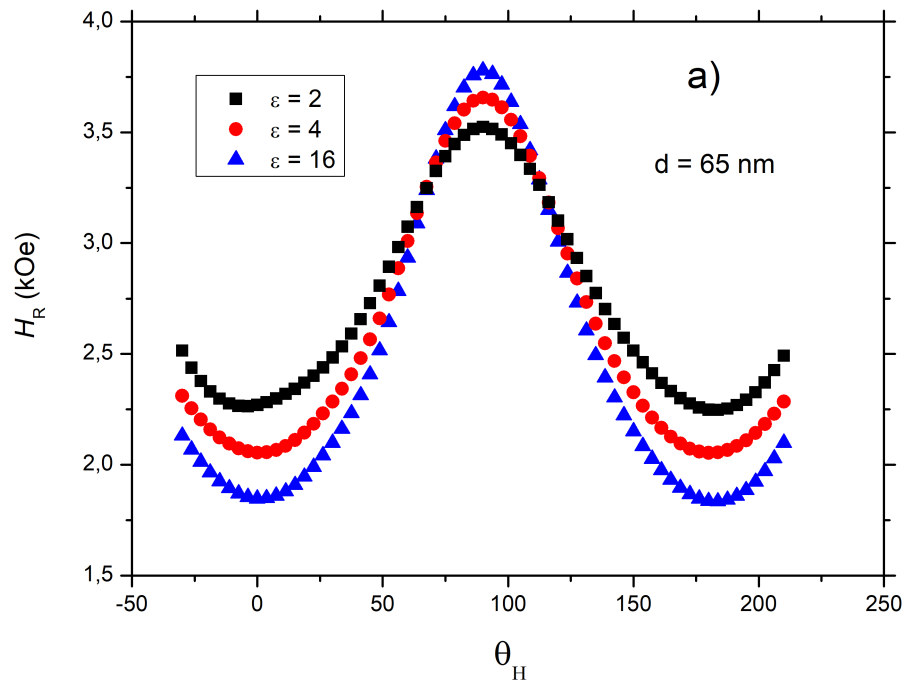


Figura 35 – Dependência angular para o campo de ressonância para diferentes situações geométricas, isto é, $\varepsilon = 2, 4, 16$ e distância entre os fios, $d = 65$ nm e $P = 0.193186$, Figura feita pelo autor.

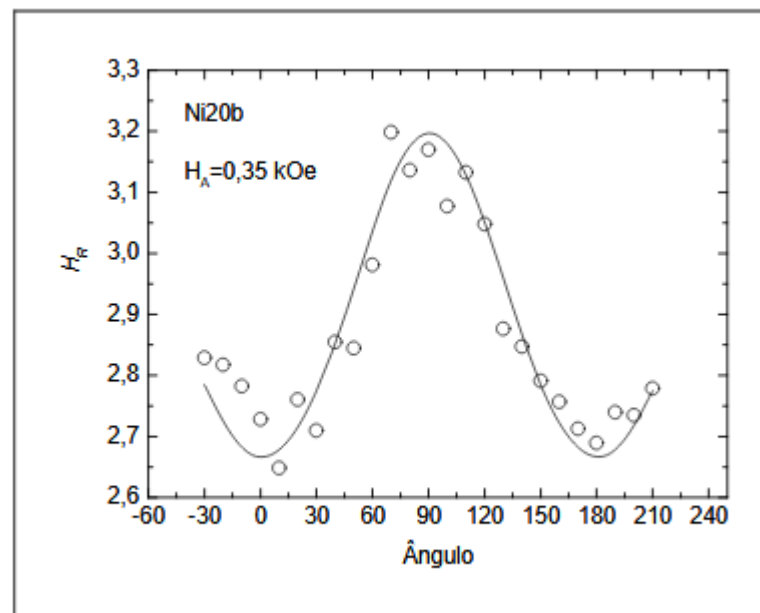


Figura 36 – Dependência angular do campo de ressonância para arranjo de fios de níquel amostra Ni20b com diâmetro de fios de 25 nm e $P = 0.20$.

Fonte: Padrón, 2009. (9)

5 CONCLUSÃO E PERSPECTIVAS

O trabalho realizado objetivou estudar a influência da geometria e da microestrutura, nas propriedades magnéticas de arranjos de nanofios de níquel, entendidos como cadeias de elipsoides. Para isso, estudamos o campo de anisotropia em função de sua microestrutura e geometria, que no estudo aqui foram as relações de aspecto e as distâncias entre os fios, utilizando o critério de Encinas-Oropesa para aproximação de campo médio, e a partir disto encontramos diversos valores para a anisotropia do arranjo. Após calcular e analisar o campo de anisotropia, podemos estudar os campos de ressonância ferromagnética e coercitivo. Podemos ver que as combinações dos parâmetros geométricos estudados aqui influenciaram bastante os respectivos campos.

Em conclusão, o Modelo de Stoner-Wohlfart foi usado combinado com resultados analíticos e experimentais, afim de determinar a dependência angular da coercividade. A importância da relação de aspecto nos valores da coercividade é evidente nos valores obtidos, nos gráficos podemos ver isso. Onde o nosso maior desafio são as interações entre fios que surge no trabalho, e os resultados aqui são uma alternativa.

Para o campo de ressonância ferromagnética, usaremos a condição proposta por Encinas-Oropesa, os resultados estão de acordo com a previsão física para a geometria adequada. Os resultados deste trabalho são de suma importância para o cálculo em outros arranjos baseados em resultados experimentais.

Para trabalhos futuros, podemos analisar nanofios de níquel para outras geometrias e outros modos de reversão magnética, além da coerente. Como outros nanofios ferromagnéticos.

REFERÊNCIAS

- 1 ESCRIG, J. et al. Geometry dependence of coercivity in ni nanowire arrays. *Nanotechnology*, IOP Publishing, v. 19, n. 7, p. 075713, 2008. Citado 3 vezes nas páginas 14, 15 e 29.
- 2 COWBURN, R. P. et al. Single-domain circular nanomagnets. *Physical Review Letters*, APS, v. 83, n. 5, p. 1042, 1999. Citado na página 14.
- 3 WOLF, S. et al. Spintronics: a spin-based electronics vision for the future. *science*, American Association for the Advancement of Science, v. 294, n. 5546, p. 1488–1495, 2001. Citado na página 14.
- 4 GERRITS, T. et al. Ultrafast precessional magnetization reversal by picosecond magnetic field pulse shaping. *Nature*, Nature Publishing Group, v. 418, n. 6897, p. 509–512, 2002. Citado na página 14.
- 5 HERNÁNDEZ, E. P. Características microestruturas e propriedades magnéticas de arranjos de nanofios magnéticos. Universidade Federal de Pernambuco, 2009. Citado 24 vezes nas páginas 14, 15, 16, 17, 19, 20, 21, 23, 24, 25, 26, 27, 28, 37, 38, 39, 40, 42, 43, 44, 46, 55, 56 e 57.
- 6 MOTOYAMA, M. et al. Initial stages of electrodeposition of metal nanowires in nanoporous templates. *Electrochimica Acta*, Elsevier, v. 53, n. 1, p. 205–212, 2007. Citado na página 14.
- 7 MASUDA, H.; FUKUDA, K. Ordered metal nanohole arrays made by a two-step replication of honeycomb structures of anodic alumina. *science*, American Association for the Advancement of Science, v. 268, n. 5216, p. 1466–1468, 1995. Citado na página 14.
- 8 LAVIN, R. et al. Magnetic characterization of nanowire arrays using first order reversal curves. *IEEE transactions on magnetics*, IEEE, v. 44, n. 11, p. 2808–2811, 2008. Citado na página 14.
- 9 KRÖLL, M. et al. Magnetic properties of ferromagnetic nanowires embedded in nanoporous alumina membranes. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, Elsevier, v. 249, n. 1-2, p. 241–245, 2002. Citado na página 14.
- 10 ZHENG, M. et al. Magnetic hysteresis of ni nanowires. *Journal of Physics: Condensed Matter*, IOP Publishing, v. 12, n. 30, p. L497, 2000. Citado na página 14.
- 11 HAN, X. et al. Influence of crystal orientation on magnetic properties of hcp co nanowire arrays. *Journal of Physics D: Applied Physics*, IOP Publishing, v. 42, n. 9, p. 095005, 2009. Citado na página 14.
- 12 SHARMA, S. et al. Structural and magnetic properties of electrodeposited cobalt nanowire arrays. *Solid state communications*, Elsevier, v. 149, n. 39-40, p. 1650–1653, 2009. Citado na página 14.

- 13 FERGUSON, C.; MACLAREN, D.; MCVITIE, S. Metastable magnetic domain walls in cylindrical nanowires. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, Elsevier, v. 381, p. 457–462, 2015. Citado na página 14.
- 14 DMYTRIIEV, O. et al. Static and dynamic magnetic properties of densely packed magnetic nanowire arrays. *Physical Review B*, APS, v. 87, n. 17, p. 174429, 2013. Citado na página 14.
- 15 MARTINS, I. F. G. *Dependência angular da coercividade para arranjos de nanofios de níquel: estudo por simulação micromagnética*. Dissertação (Mestrado) — Universidade Federal de Pernambuco, 2019. Citado 7 vezes nas páginas 15, 16, 19, 33, 36, 37 e 38.
- 16 HOLANDA, J. et al. Effective surface anisotropy in polycrystalline ferromagnetic nanowires. *Journal of alloys and compounds*, Elsevier, v. 617, p. 639–641, 2014. Citado 19 vezes nas páginas 15, 16, 17, 19, 20, 21, 23, 24, 25, 26, 27, 28, 36, 37, 38, 40, 41, 42 e 44.
- 17 ENCINAS-OROPESA, A. et al. Dipolar interactions in arrays of nickel nanowires studied by ferromagnetic resonance. *Physical Review B*, APS, v. 63, n. 10, p. 104415, 2001. Citado 9 vezes nas páginas 15, 38, 39, 40, 42, 44, 45, 50 e 51.
- 18 RAO, C. et al. Inorganic nanowires. *Progress in Solid State Chemistry*, Elsevier, v. 31, n. 1-2, p. 5–147, 2003. Citado na página 15.
- 19 HERTEL, R. Computational micromagnetism of magnetization processes in nickel nanowires. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, Elsevier, v. 249, n. 1-2, p. 251–256, 2002. Citado 4 vezes nas páginas 15, 16, 17 e 29.
- 20 LI, H. et al. Magnetic properties and magnetization reversal in co nanowires with different morphology. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, Elsevier, v. 469, p. 203–210, 2019. Citado na página 15.
- 21 HERNÁNDEZ, E. P.; REZENDE, S.; AZEVEDO, A. Effective field investigation in arrays of polycrystalline ferromagnetic nanowires. *Journal of Applied Physics*, American Institute of Physics, v. 103, n. 7, p. 07D506, 2008. Citado 9 vezes nas páginas 15, 17, 21, 23, 25, 27, 38, 42 e 43.
- 22 CAMPOS, C. L. d. A. V. *Propriedades magnéticas de arranjos de nanofios de níquel eletrodepositados em membranas porosas de óxido de alumínio*. Dissertação (Mestrado) — Universidade Federal de Pernambuco, 2016. Citado 15 vezes nas páginas 16, 17, 19, 20, 21, 23, 24, 27, 28, 29, 33, 34, 35, 37 e 38.
- 23 LANDEROS, P. et al. Reversal modes in magnetic nanotubes. *Applied Physics Letters*, American Institute of Physics, v. 90, n. 10, p. 102501, 2007. Citado 3 vezes nas páginas 16, 29 e 31.
- 24 STONER, E. C.; WOHLFARTH, E. A mechanism of magnetic hysteresis in heterogeneous alloys. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences*, The Royal Society London, v. 240, n. 826, p. 599–642, 1948. Citado 12 vezes nas páginas 16, 20, 21, 22, 23, 30, 31, 34, 35, 37, 41 e 44.
- 25 ESCRIG, J. et al. Angular dependence of coercivity in magnetic nanotubes. *Nanotechnology*, IOP Publishing, v. 18, n. 44, p. 445706, 2007. Citado na página 16.

- 26 LAVIN, R. et al. Angular dependence of magnetic properties in ni nanowire arrays. *Journal of Applied Physics*, American Institute of Physics, v. 106, n. 10, p. 103903, 2009. Citado 6 vezes nas páginas 16, 25, 30, 31, 32 e 33.
- 27 CHAURE, N. et al. Oriented cobalt nanowires prepared by electrodeposition in a porous membrane. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, Elsevier, v. 290, p. 1210–1213, 2005. Citado na página 17.
- 28 HAEHNEL, V. et al. Towards smooth and pure iron nanowires grown by electrodeposition in self-organized alumina membranes. *Acta Materialia*, Elsevier, v. 58, n. 7, p. 2330–2337, 2010. Citado na página 17.
- 29 CATTANEO, L. et al. Electrodeposition of hexagonal co nanowires with large magnetocrystalline anisotropy. *Electrochimica acta*, Elsevier, v. 85, p. 57–65, 2012. Citado na página 17.
- 30 KALSKA-SZOSTKO, B. et al. Stability of iron (fe) nanowires. *Colloids and Surfaces A: Physicochemical and Engineering Aspects*, Elsevier, v. 416, p. 66–72, 2013. Citado na página 17.
- 31 VÁZQUEZ, M. et al. Magnetic properties of densely packed arrays of ni nanowires as a function of their diameter and lattice parameter. *Journal of applied physics*, American Institute of Physics, v. 95, n. 11, p. 6642–6644, 2004. Citado na página 17.
- 32 RIBEIRO, G. A. P. As propriedades magnéticas da matéria: um primeiro contato. *Revista Brasileira de Ensino de Física*, v. 22, n. 3, 2000. Citado na página 17.
- 33 CULLITY, B. D.; GRAHAM, C. D. *Introduction to magnetic materials*. [S.l.]: John Wiley & Sons, 2011. Citado 7 vezes nas páginas 17, 19, 21, 23, 24, 25 e 34.
- 34 GUIMARÃES, A. P.; GUIMARAES, A. P. *Principles of nanomagnetism*. [S.l.]: Springer, 2009. v. 7. Citado 2 vezes nas páginas 17 e 20.
- 35 DUNLOP, D. J.; ÖZDEMİR, Ö. *Rock magnetism: fundamentals and frontiers*. [S.l.]: Cambridge university press, 2001. v. 3. Citado na página 19.
- 36 MARTINS, A. F. N. *Oscilação da magnetização magnetita/maghemita revestida com polianilina*. Dissertação (Mestrado) — Universidade Federal de Pernambuco, 2019. Citado na página 19.
- 37 KHALID, S.; SHARIF, R.; SHAH, Z. H. Tailoring of magnetic easy axis of nickel nanowires by varying diameter. *Surface Review and Letters*, World Scientific, v. 23, n. 04, p. 1650024, 2016. Citado na página 19.
- 38 KARTOPU, G. et al. Size effects and origin of easy-axis in nickel nanowire arrays. *Journal of Applied Physics*, American Institute of Physics, v. 109, n. 3, p. 033909, 2011. Citado na página 19.
- 39 AHARONI, A. et al. *Introduction to the Theory of Ferromagnetism*. [S.l.]: Clarendon Press, 2000. v. 109. Citado 2 vezes nas páginas 19 e 37.
- 40 COEY, J. M. *Magnetism and magnetic materials*. [S.l.]: Cambridge university press, 2010. Citado 2 vezes nas páginas 19 e 21.

- 41 WIGEN, P. Microwave properties of magnetic garnet thin films. *Thin Solid Films*, Elsevier, v. 114, n. 1-2, p. 135–186, 1984. Citado na página 20.
- 42 LANDAU, L. D.; LIFSHITZ, E. M. Electrodynamics of continuous media (in russian). Nauka, 1982. Citado na página 20.
- 43 TANG, S. et al. Nanostructure and magnetic properties of fe₆₉co₃₁ nanowire arrays. *Chemical physics letters*, Elsevier, v. 384, n. 1-3, p. 1–4, 2004. Citado 2 vezes nas páginas 20 e 25.
- 44 BERTOTTI, G. *Hysteresis in magnetism: for physicists, materials scientists, and engineers*. [S.l.]: Academic press, 1998. Citado 3 vezes nas páginas 20, 21 e 23.
- 45 MORRISH, A. H. The physical principles of magnetism. *The Physical Principles of Magnetism, by Allan H. Morrish, pp. 696. ISBN 0-7803-6029-X. Wiley-VCH, January 2001.*, p. 696, 2001. Citado 2 vezes nas páginas 20 e 24.
- 46 JÚNIOR, J. N. A. *Obtenção e caracterização de filmes de Ni e tricamadas de Ni/Cu/Ni produzidos por eletrodeposição*. Dissertação (Mestrado), 2015. Citado 2 vezes nas páginas 21 e 23.
- 47 FUENTES, G. et al. Micromagnetic simulation and the angular dependence of coercivity and remanence for array of polycrystalline nickel nanowires. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, Elsevier, v. 423, p. 262–266, 2017. Citado 5 vezes nas páginas 21, 37, 42, 53 e 54.
- 48 LU, X. et al. Chain of ellipsoids approach to the magnetic nanowire. *Journal of applied physics*, American Institute of Physics, v. 97, n. 8, p. 084304, 2005. Citado na página 21.
- 49 OSBORN, J. Demagnetizing factors of the general ellipsoid. *Physical review*, APS, v. 67, n. 11-12, p. 351, 1945. Citado 3 vezes nas páginas 21, 22 e 23.
- 50 MORALES, G. P. F. *Estudo por simulação micromagnética das interações dipolares em arranjos de nanofios policristalinos de níquel*. Dissertação (Mestrado) — Universidade Federal de Pernambuco, 2015. Citado 2 vezes nas páginas 23 e 24.
- 51 FARIA, J. E. S. et al. Demonstrações no ensino fundamental e médio. 2002. Citado 4 vezes nas páginas 23, 26, 29 e 36.
- 52 HUANG, X. et al. Orientation-controlled synthesis and ferromagnetism of single crystalline co nanowire arrays. *The Journal of Physical Chemistry C*, ACS Publications, v. 112, n. 5, p. 1468–1472, 2008. Citado na página 25.
- 53 JACOBS, I.; BEAN, C. An approach to elongated fine-particle magnets. *Physical Review*, APS, v. 100, n. 4, p. 1060, 1955. Citado na página 25.
- 54 NETZELMANN, U. Ferromagnetic resonance of particulate magnetic recording tapes. *Journal of applied physics*, American Institute of Physics, v. 68, n. 4, p. 1800–1807, 1990. Citado na página 27.
- 55 ENCINAS-OROPESA, A.; DEMAND, M.; PIRAUX, L. I. huynen, u. ebels. *Physical Review B*, v. 63, p. 105515, 2001. Citado 2 vezes nas páginas 27 e 28.

- 56 HOLANDA, J.; SILVA, D.; PADRÓN-HERNÁNDEZ, E. Angular dependence of the coercivity in arrays of ferromagnetic nanowires. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, Elsevier, v. 378, p. 228–231, 2015. Citado 2 vezes nas páginas 27 e 38.
- 57 FORSTER, H. et al. Micromagnetic simulation of domain wall motion in magnetic nano-wires. *Journal of magnetism and magnetic materials*, Elsevier, v. 249, n. 1-2, p. 181–186, 2002. Citado na página 29.
- 58 BELEGGA, M. et al. On the computation of the demagnetization tensor for particles of arbitrary shape. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, Elsevier, v. 272, p. E1197–E1199, 2004. Citado 2 vezes nas páginas 31 e 32.
- 59 LANDEROS, P. et al. Scaling relations for magnetic nanoparticles. *Physical Review B*, APS, v. 71, n. 9, p. 094435, 2005. Citado 2 vezes nas páginas 31 e 32.
- 60 ALLENDE, S. et al. Angular dependence of the transverse and vortex modes in magnetic nanotubes. *The European Physical Journal B*, Springer, v. 66, n. 1, p. 37–40, 2008. Citado na página 31.
- 61 FREI, E.; SHTRIKMAN, S.; TREVES, D. Critical size and nucleation field of ideal ferromagnetic particles. *Physical Review*, APS, v. 106, n. 3, p. 446, 1957. Citado na página 32.
- 62 ISHII, Y. et al. Magnetization curling in films used for perpendicular magnetic recording. *Journal of applied physics*, American Institute of Physics, v. 82, n. 7, p. 3593–3597, 1997. Citado na página 32.
- 63 SHTRIKMAN, S.; TREVES, D. *Magnetism*. [S.l.]: Academic Press Inc., New York, 1963. Citado na página 32.
- 64 AHARONI, A. Angular dependence of nucleation by curling in a prolate spheroid. *Journal of applied physics*, American Institute of Physics, v. 82, n. 3, p. 1281–1287, 1997. Citado na página 32.
- 65 ADEYEYE, A. et al. Magnetostatic interactions and magnetization reversal in ferromagnetic wires. *Physical Review B*, APS, v. 56, n. 6, p. 3265, 1997. Citado na página 33.
- 66 BAHIANA, M. et al. Reversal modes in arrays of interacting magnetic ni nanowires: Monte carlo simulations and scaling technique. *Physical Review B*, APS, v. 74, n. 17, p. 174412, 2006. Citado na página 33.
- 67 PIGNARD, S. et al. Study of the magnetization reversal in individual nickel nanowires. *Journal of Applied Physics*, American Institute of Physics, v. 87, n. 2, p. 824–829, 2000. Citado na página 33.
- 68 HAN, G. et al. Angular dependence of the coercivity and remanence of ferromagnetic nanowire arrays. *Journal of Applied Physics*, American Institute of Physics, v. 93, n. 11, p. 9202–9207, 2003. Citado 2 vezes nas páginas 33 e 34.
- 69 GRANULARES, I. S. Propriedades magnéticas de sistemas granulares. *Revista Brasileira de Ensino de Física*, v. 22, n. 3, 2000. Citado na página 34.

- 70 SCHMIDT, J. Magnetismo de pequenas partículas. *Notas de Aula, I Escola Brasileira de Magnetismo*, 1998. Citado na página 34.
- 71 KRONMÜLLER, H. Micromagnetic background of hard magnetic materials. In: *Supermagnets, hard magnetic materials*. [S.l.]: Springer, 1991. p. 461–498. Citado na página 34.
- 72 TANNOUS, C.; GIERALTOWSKI, J. The stoner–wohlfarth model of ferromagnetism. *European journal of physics*, IOP Publishing, v. 29, n. 3, p. 475, 2008. Citado 2 vezes nas páginas 35 e 36.
- 73 ZUFELATO, N. et al. Hipertermia magnética de nanopartículas à base de ferrita de manganês: efeito do recobrimento superficial de nanopartículas por moléculas de citrato. Universidade Federal de Goiás, 2012. Citado na página 36.
- 74 YUSET, G. D. *Simulação micromagnética de arranjos hexagonais de nanocascas de Ni e Co*. Dissertação (Mestrado) — Universidade Federal de Pernambuco, 2015. Citado na página 37.
- 75 FODOR, P. S.; TSOI, G. M.; WENGER, L. E. Modeling of hysteresis and magnetization curves for hexagonally ordered electrodeposited nanowires. *Journal of applied physics*, American Institute of Physics, v. 93, n. 10, p. 7438–7440, 2003. Citado na página 37.
- 76 LAROZE, D. et al. A detailed analysis of dipolar interactions in arrays of bi-stable magnetic nanowires. *Nanotechnology*, IOP Publishing, v. 18, n. 41, p. 415708, 2007. Citado na página 37.
- 77 NGUYEN, T.; COTTAM, M. A microscopic theory of the dipole-exchange spin waves in ferromagnetic nanowires. *Journal of magnetism and magnetic materials*, Elsevier, v. 272, p. 1672–1673, 2004. Citado na página 37.
- 78 XUE, D.; YAN, Z. Hysteresis of hexagonal arrays of magnetic nanodots. *Journal of applied physics*, American Institute of Physics, v. 100, n. 10, p. 103906, 2006. Citado na página 37.
- 79 SKOMSKI, R.; CHIPARA, M.; SELLMYER, D. J. Spin-wave modes in magnetic nanowires. *Journal of applied physics*, American Institute of Physics, v. 93, n. 10, p. 7604–7606, 2003. Citado na página 37.
- 80 CHEN, W. et al. The magnetic properties and reversal of Fe-Co nanowire arrays. *Journal of Physics: Condensed Matter*, IOP Publishing, v. 15, n. 26, p. 4623, 2003. Citado na página 37.
- 81 VÁZQUEZ, M. et al. Arrays of Ni nanowires in alumina membranes: magnetic properties and spatial ordering. *The European Physical Journal B-Condensed Matter and Complex Systems*, Springer, v. 40, n. 4, p. 489–497, 2004. Citado 2 vezes nas páginas 37 e 42.
- 82 TIAN, F. et al. Magnetism of thin polycrystalline nickel nanowires. *Journal of Applied Physics*, American Institute of Physics, v. 103, n. 1, p. 013901, 2008. Citado na página 37.

- 83 CLIME, L. et al. Characterization of individual ferromagnetic nanowires by in-plane magnetic measurements of arrays. *Journal of magnetism and magnetic materials*, Elsevier, v. 299, n. 2, p. 487–491, 2006. Citado na página 38.
- 84 LI, T. et al. Spin-configuration-related ferromagnetic resonance in nickel nanowire array. *Journal of Physics: Condensed Matter*, IOP Publishing, v. 17, n. 23, p. 3637, 2005. Citado na página 38.
- 85 SELLMYER, D. J.; ZHENG, M.; SKOMSKI, R. Magnetism of fe, co and ni nanowires in self-assembled arrays. *Journal of Physics: Condensed Matter*, IOP Publishing, v. 13, n. 25, p. R433, 2001. Citado 2 vezes nas páginas 38 e 42.
- 86 MENG, G. et al. Ordered ni nanowire tip arrays sticking out of the anodic aluminum oxide template. *Journal of applied physics*, American Institute of Physics, v. 97, n. 6, p. 064303, 2005. Citado na página 38.
- 87 RAMOS, C. et al. Variable-size ni magnetic nanowires as observed by magnetization and ferromagnetic resonance. *Physica B: Condensed Matter*, Elsevier, v. 384, n. 1-2, p. 19–21, 2006. Citado na página 40.
- 88 KUMAR, A. et al. Competition between shape anisotropy and magnetoelastic anisotropy in ni nanowires electrodeposited within alumina templates. *Physical Review B*, APS, v. 73, n. 6, p. 064421, 2006. Citado na página 42.
- 89 TADIC, M. et al. Magnetic properties of nio (nickel oxide) nanoparticles: blocking temperature and neel temperature. *Journal of Alloys and Compounds*, Elsevier, v. 647, p. 1061–1068, 2015. Citado na página 42.
- 90 HERTEL, R.; KIRSCHNER, J. Magnetization reversal dynamics in nickel nanowires. *Physica B: Condensed Matter*, Elsevier, v. 343, n. 1-4, p. 206–210, 2004. Citado na página 42.
- 91 STONER, E.; WOHLFARTH, E. A mechanism of magnetic hysteresis in heterogeneous alloys. *IEEE Transactions on Magnetism*, IEEE, v. 27, n. 4, p. 3475–3518, 1991. Citado na página 47.
- 92 EFEITOS, D. R. E. N. D.; NÍQUEL, D. Henry hodelin shombert. Citado na página 49.
- 93 VISINTIN, A. On landau-lifshitz'equations for ferromagnetism. *Japan journal of applied mathematics*, Springer, v. 2, n. 1, p. 69, 1985. Citado na página 49.
- 94 LAKSHMANAN, M.; NAKAMURA, K. Landau-lifshitz equation of ferromagnetism: Exact treatment of the gilbert damping. *Physical review letters*, APS, v. 53, n. 26, p. 2497, 1984. Citado na página 49.

**ANEXO A – ARTIGOS CIENTÍFICOS SUBMETIDOS, AGUARDANDO
ANALISE POR REVISTAS E JORNAIS**

Artigo científico relacionado com o trabalho:

1-R.PENÃ-GARCIA; **MACHADO-FILHO, C.J.S** ; PADRÓN-HERNANDÉZ; Coercive field calculation in an extensive hexagonal array of e ellipsoids chains

2-R.PENÃ-GARCIA; **C.SABINO** ; PADRÓN-HERNANDÉZ; Angular dependence of FMR resonance field for an infinite 2D-hexagonal array of ellipsoid chains