



Universidade do Estado do Rio Grande do Norte
Faculdade de Ciências Exatas e Naturais - FANAT
Departamento de Física
Programa de Pós-Graduação em Física

Claudivan Moreira de Souza

Descrição das fases magnéticas de Nanocilindros
Ferromagnéticos (Fe e Py) acoplados a um
polarizador de Cobalto

Mossoró

2015

Claudivan Moreira de Souza

**Descrição das fases magnéticas de Nanocilindros
Ferromagnéticos (Fe e Py) acoplados a um polarizador de
Cobalto**

Dissertação apresentada ao programa de Pós-
Graduação em Física da Universidade do Estado
do Rio Grande do Norte como parte dos requisitos
para obtenção do título de MESTRE EM FÍSICA

Orientadora: Profa. Dra. Ana Lúcia Dantas

Mossoró

2015

Catálogo da Publicação na Fonte.
Universidade do Estado do Rio Grande do Norte.

Souza, Claudivan Moreira de

Descrição das fases magnéticas de Nanocilindros Ferromagnéticos (Fe e Py)
acoplados a um polarizador de Cobalto. / Claudivan Moreira de Souza. – Mossoró, RN, 2015.

50 f.

Orientador(a): Profa. Dra. Ana Lúcia Dantas.

Dissertação (Mestrado em Física). Universidade do Estado do Rio Grande do Norte. Faculdade
de Ciências Exatas e Naturais. Departamento de Física. Programa de Pós-Graduação em Física.

1. Nanocilindros Ferromagnéticos. 2. Interação Dipolar. 3. Fases magnéticas. 4. Spintrônica.
I. Dantas, Ana Lúcia . II. Universidade do Estado do Rio Grande do Norte. III. Título.

UERN/BC

CDD 530

Claudivan Moreira de Souza

**Descrição das fases magnéticas de Nanocilindros
Ferromagnéticos (Fe e Py) acoplados a um polarizador de
Cobalto**

Dissertação apresentada ao programa de Pós-Graduação em Física da Universidade do Estado do Rio Grande do Norte como parte dos requisitos para obtenção do título de MESTRE EM FÍSICA

Aprovada em 6 de Março de 2015

Banca Examinadora

Profa. Dra. Ana Lúcia Dantas

Orientador

UERN

Prof. Dr. Gustavo de Oliveira Gurgel Rebouças

Examinador externo

UFERSA

Prof. Dr. Vamberto Dias de Melo

Examinador interno

UERN

Dedicado a
Amanda de Sousa Batista e Cauã de Sousa Moreira

Agradecimentos

À **Deus** por me proporcionar saúde e força para desempenhar minhas atividades.

À toda **minha família** especialmente, minha **esposa** Amanda e meu **filho** Cauã que além de estarem do meu lado, representam um estímulo a mais para buscar meus objetivos.

À professora **Ana Lúcia Dantas**, pela orientação e pela contribuição profissional e científica que me proporcionou.

Aos professores **Artur da Silva Carriço**, **Vamberto Dias de Melo** e **Idalmir de Souza Quiroz Júnior** pela colaboração no trabalho, assim como pelos valiosos ensinamentos.

À **todos os professores** do departamento de física da UERN que participaram da minha formação na graduação e no mestrado.

Aos **amigos** discentes da pós-graduação em física pela produtiva convivência.

Ao **professor** e **amigo** Marco Antônio Simas Alvetti pela leitura de revisão e as pertinentes sugestões.

A **UERN** por me proporcionar a oportunidade de formação acadêmica.

A **Fapern**, **UERN** e **Capes** pelos auxílios financeiros concedidos durante o curso.

Resumo

Sistemas magnéticos de tamanhos nanométricos são atualmente foco de grande interesse científico. Do ponto de vista do magnetismo fundamental, há interesse em novas fases magnéticas que podem surgir a partir de constrições de tamanhos finitos e as interações magnéticas dos materiais em contato ou próximo. Do ponto de vista de aplicações tecnológicas, uma motivação é a possibilidade de adaptar as fases magnéticas para otimizar a eficiência de novos dispositivos. O perfil magnético do núcleo vórtice em nanoelements magnéticos confinados é uma questão fundamental para aplicações com base na dinâmica do núcleo de vórtice, bem como para transferência de torque de uma corrente elétrica polarizada em spin com frequência na faixa de micro-ondas. Nesse trabalho relatamos uma investigação teórica das fases magnéticas de nano-cilindros, com 45 nm até diâmetros de 105 nm, composto por um polarizador magnético cilindro com alta anisotropia perpendicular e um nanodisco ferromagnético separados por um nanodisco de material não magnético (NM). Consideramos nanocilindros de Cobalto (Co) com 60 nm de espessura e anisotropia perpendicular, acoplado por efeito do campo dipolar a nanodiscos de ferro (Fe) ou permalloy (Py) com 6 nm de espessura, separados por nanodiscos de um material não magnético com espessuras que variam de 1,5 a 30 nm. O estado de remanência é preparado após redução a zero da intensidade do campo externo, a partir da saturação ao longo da direção da anisotropia uniaxial do cilindro Co. Nossos resultados mostram que as fases magnéticas dos nanodiscos Fe e Py são fortemente afetados pela interação dipolar com o cilindro de Co. O campo dipolar do cilindro de Co favorece o estado vórtice nos nanodiscos de Fe e de Py, e leva a uma redução considerável das dimensões críticas para a formação de vórtices. Além disso, mostramos que o diâmetro do núcleo de vórtice é controlável pela espessura da camada não-magnética e diâmetros dos cilindros.

Palavras-chave: Nanocilindros Ferromagnéticos. Interação Dipolar. Fases magnéticas. Spintrônica.

Abstract

Nanometer sized magnetic systems are currently the focus of a great deal of research effort. From the standpoint of fundamental magnetism, there is interest on new magnetic phases that might emerge from finite size constrictions and the magnetic interactions of materials in close contact. From the applications viewpoint, the motivation is the chance of tailoring the magnetic phases to optimize the efficiency of new devices. The magnetic profile of the vortex core in confined magnetic nanoelements is a key issue for applications based on vortex core dynamics, such as spin-transfer torque micro-wave nano-oscillators. We report a theoretical investigation of the magnetic phases of nano-cylinders, with 45 nm up to 105 nm diameters, composed of a large anisotropy perpendicular magnetic polarizer cylinder, and a ferromagnetic nanodisk separated by a nonmagnetic material (NM) nanodisk. We consider 60 nm thick Cobalt perpendicular anisotropy (Co) nanocylinders, dipolar coupled to 6 nm thick iron (Fe) or Permalloy (Py) nanodisks, for NM nanodisk thicknesses ranging from 1.5 nm to 30 nm. The remanent state is prepared after reducing to zero the strength of the external field, starting from saturation along the direction of the uniaxial anisotropy of the Co cylinder. Our results show that the magnetic phases of the Fe and Py nanodisks are strongly affected by the dipolar interaction with the Co cylinder. The Co of cylinder dipolar field favors the vortex state in the Fe and Py nanodisks, and leads to considerable reduction of the critical dimensions for vortex formation. Furthermore, we show that the vortex core diameter is tunable by the thickness of the non-magnetic layer and diameters of the cylinders.

Keywords: Nanocilindros Ferromagnetic. Dipolar interaction. Magnetic phases. Spintronics.

Sumário

Lista de Tabelas	i
Lista de Figuras	ii
1 Introdução	1
1.1 Justificativa	3
1.2 Motivação e Objetivos	4
1.3 Organização do Trabalho	5
2 Teoria Micromagnética	6
2.1 Introdução	6
2.2 Magnetização	6
2.3 Ferromagnetos	9
2.4 Energia Magnética	10
2.4.1 Energias magnéticas por célula	12
2.5 Campo Médio Local	19
2.6 O Método Autoconsistente	21
3 Fases Magnéticas de Nanocilindros Ferromagnéticos	23
3.1 Sistemas de Interesse: Co/NM/Py e Co/NM/Fe	24
3.1.1 Fases Magnéticas de Nanocilindros de Fe e Py	25
3.2 Nanocilindros de Co/NM/Py	27
3.3 Diagrama de fases magnéticas em remanência dos Nanocilindros de Co/NM/Fe e Co/NM/Py	35

4	Conclusões e Perspectivas	41
A	Artigo publicado	43
	Bibliografia	47

Lista de Tabelas

2.1	Parâmetros magnéticos do ferro, cobalto e do permalloy.	21
3.1	Co(60 nm)-Py(6 nm)	31
3.2	Co(60 nm)-Fe(6 nm)	38

Lista de Figuras

2.1	Exemplo de uma curva de magnetização de um material ferromagnético, mostrando os principais parâmetros presentes na histerese magnética: a magnetização de saturação (M_S), a magnetização remanente (M_r) e o campo coercivo (H_c).	8
2.2	Esquema da estrutura de domínios magnéticos em um material ferromagnético. As linhas azuis representam as paredes de domínios	9
2.3	Esquema da célula de simulação composta por um conjunto de células cristalinas	11
2.4	Esquema das interações das células unitárias	12
3.1	Nanocilindro de ferromagnético acoplado via o campo de dipolar ao Co(perpendicular) . .	24
3.2	Diagrama de fases magnéticas de nanoelementos ferromagnéticos no estado de remanência, com altura de $6nm$ e diâmetro variando de 45 a 105 nm. No lado esquerdo o nanoelemento de Fe e no lado direito o nanoelemento de Py	26
3.3	Co(60 nm)/15 nm/Py (6 nm). A parte esquerda inferior mostra o perfil da magnetização no polarizador e, no topo, o perfil do campo dipolar na região em que será inserido o nano-disco. A curva à direita mostra como a força do campo disperso do Co varia com a distância ao longo do eixo z , começando na superfície do polarizador de Co, desde $z = 0$ até $z = 35$ nm.	28
3.4	Componente z da magnetização no nanoelemento de Py (6 nm) acoplado ao polarizador de Co (60 nm). Em (a) com $D = 75nm$, em (b) $D = 93$ nm sendo que a curva inferior refere-se ao nanoelemento de Py (6 nm) isolado, em (c) $D = 105$ nm sendo que a curva inferior também se refere ao nanoelemento de Py (6 nm) isolado. Os números da legenda indicam a distância para a superfície do polarizador de Co	28

3.5	Curva de magnetização do nanocilindro de Fe de 6 nm de altura com um diâmetro de 63 nm separado do polarizador por uma distância de 18 nm. Em (a) a magnetização encontra-se saturada, com o campo magnético na direção de z , em (b) a fase é vórtice-espiral, em (c) no estado de remanência e a fase é vórtice. A barra em cores indica o ângulo da magnetização com o eixo z	29
3.6	Curva do ângulo do campo dipolar gerada pelo polarizador em um nanocilindro de Py de 6 nm de altura com 81 nm de diâmetro versos a coordenada x no plano do nanocilindro. A legenda mostra a separação entre os nanocilindros e suas respectivas curvas	30
3.7	O painel mostra a configuração magnética de nanocilindros Co(60 nm), parte inferior e Py(6 nm), parte superior, ambas com diâmetro de $D = 75$ nm. Para a separação $\epsilon = 1.5$ nm o estado é tipo flor, para $\epsilon = 6$ nm o estado também é tipo flor, para $\epsilon = 15$ nm o estado é vórtice-espiral, para $\epsilon = 30$ nm o estado é vórtice. A barra em cores mostra o ângulo com o eixo z (normal à superfície)	31
3.8	Fase magnética uniforme para Co(60 nm)/NM(30 nm)/Py(6 nm) e $D = 45$ nm. Em (i) o mapa dos momentos dos dois nanocilindros em três dimensões, as setas representam a direção do momento magnético de cada célula de simulação, a barra em cores mostra a projeção da componente z do momento magnético. Em (ii) a vista superior da magnetização do nanocilindro de Py. Em (iii) a vista superior da magnetização do nanocilindro de Co, a barra em cores de (ii) e (iii) mostra o ângulo da magnetização com o eixo z	32
3.9	Fase magnética tipo C para Co(60 nm)/NM(30 nm)/Fe(6 nm) e $D = 93$ nm. Em (i) o mapa dos momentos dos dois nanocilindros em três dimensões, as setas representam a direção do momento magnético de cada célula de simulação, a barra em cores mostra a projeção da componente z do momento magnético. Em (ii) a vista superior da magnetização do nanocilindro de Py. Em (iii) a vista superior da magnetização do nanocilindro de Co, a barra em cores de (ii) e (iii) mostra o ângulo da magnetização com o eixo z	33

3.10	Fase magnética tipo flor para Co(60 nm)/NM(3 nm)/Py(6 nm) e $D = 81$ nm. Em (i) o mapa dos momentos dos dois nanocilindros em três dimensões, as setas representam a direção do momento magnético de cada célula de simulação, a barra em cores mostra a projeção da componente z do momento magnético. Em (ii) a vista superior da magnetização do nanocilindro de Py. Em (iii) a vista superior da magnetização do nanocilindro de Co, a barra em cores de (ii) e (iii) mostra o ângulo da magnetização com o eixo z	34
3.11	Fase magnética tipo vórtice-espiral para Co(60 nm)/NM(15 nm)/Py(6 nm) e $D = 81$ nm. Em (i) o mapa dos momentos dos dois nanocilindros em três dimensões, as setas representam a direção do momento magnético de cada célula de simulação, a barra em cores mostra a projeção da componente z do momento magnético. Em (ii) a vista superior da magnetização do nanocilindro de Py. Em (iii) a vista superior da magnetização do nanocilindro de Co, a barra em cores de (ii) e (iii) mostra o ângulo da magnetização com o eixo z	35
3.12	Fase magnética tipo vórtice para Co(60 nm)/NM(30 nm)/Py(6 nm) e $D = 105$ nm. Em (i) o mapa dos momentos dos dois nanocilindros em três dimensões, as setas representam a direção do momento magnético de cada célula de simulação, a barra em cores mostra a projeção da componente z do momento magnético. Em (ii) a vista superior da magnetização do nanocilindro de Py. Em (iii) a vista superior da magnetização do nanocilindro de Co, a barra em cores de (ii) e (iii) mostra o ângulo da magnetização com o eixo z	36
3.13	Curvas de magnetização das respectivas fases magnéticas mostradas nas figuras 3.8, 3.10, 3.11 e 3.12. Os pontos azuis destacados em cada curva representam os estados de magnetização remanente a campo nulo de acordo com cada fase magnética	37
3.14	Diagrama de fases magnéticas para o nanocilindro de Fe de 6 nm de altura acoplado a um polarizador perpendicular de Co de 60 nm de altura	38
3.15	Diagrama de fases magnéticas para o nanocilindro de Py de 6 nm de altura acoplado a um polarizador perpendicular de Co de 60 nm de altura	39

Capítulo 1

Introdução

Durante as últimas décadas os materiais magnéticos tornaram-se um domínio de interesse de pesquisa, principalmente devido suas aplicações em dispositivos tecnológicos modernos [1]. Atualmente há grande interesse da comunidade científica acerca do assunto magnetismo e spintrônica, sobretudo devido as aplicações tecnológicas, que vão desde cabeças de leitura de discos rígidos e memórias de acesso aleatório magnéticas (MRAM), até a possibilidade futura de realização da computação quântica. Spintrônica é a eletrônica baseada no momento magnético intrínseco dos elétrons individuais, além da carga elétrica. Um dos grandes desafios tecnológicos é conseguir melhorar a capacidade de armazenamento de informações, bem como a sua velocidade de processamento. Os novos dispositivos almejados pela tecnologia spintrônica visam combinar as propriedades de carga e spin eletrônicos por meio do acoplamento de materiais ferromagnéticos, semi e não-condutores. Dessa forma, o objetivo da spintrônica é a integração processamento/armazenamento em um único dispositivo. Um fato importante que impulsionou a revolução de estruturas magnéticas foi a descoberta do fenômeno da magnetoresistência gigante (MGR) [2] originando o dispositivo denominado válvula de spin [3]. Este dispositivo é formado por uma camada ferromagnética fixa acoplada a um substrato antiferromagnético de alta anisotropia, fracamente acoplada a uma segunda camada também ferromagnética (camada livre), através de um espaçador não-magnético (NM). O funcionamento da válvula de spin consiste em passar uma corrente elétrica através do dispositivo em que quando as magnetizações estão alinhados em paralelo (anti-paralelo) a resistência elétrica é baixa (alta) e a informação destes dois estados é associada aos bits "0" ou "1" compondo o sistema binário de armazenamento de dados.

Outro dispositivo produzido por nanoestruturas magnéticas é a Junção Magnética de Tunelamento (MTJ), que é formada por duas camadas ferromagnéticas separadas por um material não-magnético. Sua característica principal é a mudança abrupta na resistência elétrica quando a orientação magnética relativa das duas camadas muda de paralelo para anti-paralelo. As principais técnicas utilizadas para fabricação de nanoestruturas MTJ são a litografia e nanoimpressão [4]. O enorme progresso das MTJ desde, 1995 tornou realista a concepção e implementação de uma nova classe de memórias magnéticas não voláteis (MRAM) [5]. Na MTJ usada em MRAM a magnetização de uma camada magnética é definida em uma direção fixa e a magnetização da outra camada oscila entre dois estados com direções de suas magnetizações opostas. Estes dois estados são associados ao sistema binário de armazenamento de dados na MRAM. Cada célula desta memória consiste de uma MTJ ligada em série com um transistor que funciona como um interruptor permitindo que a corrente flua ou não através da MTJ [6]. Dispositivos como nanoosciladores magnéticos e circuitos lógicos magnéticos são baseados no fenômeno de transferência de torque do spin através de uma corrente de spin polarizada em estruturas com arquitetura semelhante a MTJ [7]. Nanoosciladores de transferência de spin (STNO) são geradores de microondas em nano escala a partir da oscilação dos momentos magnéticos que podem ser potencializados pela presença do vórtice magnético que podem apresentar altas frequências e intensidades [8, 9]. Desse modo o controle da magnetização destas estruturas ocorrem de duas formas: aplicação de um campo externo variável ou injeção de uma corrente elétrica. Nanopartículas, filmes finos e multicamadas magnéticas podem ter propriedades magnéticas diferentes das propriedades intrínsecas dos materiais. A adaptação de métodos tradicionalmente usados na análise de sistemas com magnetização uniforme aos novos sistemas, inclusive com magnetização do tipo vórtice [10], é uma etapa essencial para o entendimento das propriedades dos novos sistemas com grande potencial tecnológico. Nestes dispositivos acima citados, por exemplo, a manipulação local da ordem magnética, assim como a miniaturização de seus componentes é de fundamental importância para a indústria eletrônica [11, 12], e possibilitou nos últimos anos, um grande desenvolvimento de técnicas de produção e caracterização de novos materiais e novas estruturas magnéticas.

1.1 Justificativa

O sistema tri-camadas (pilares) é parte integrante de alguns dispositivos nanométricos [6]. O uso destas estruturas na indústria podem ser diversos, tais como: cabeça de leitura magnética, MRAM, circuitos lógicos magnéticos, nanoosciladores magnéticos dentre outros. As junções magnéticas de tunelamento com um mecanismo de comutação de corrente podem ser utilizados para desenvolver os nano-osciladores [5, 13]. Uma vantagem dos chips MRAM reside no fato dessas memórias não serem voláteis, ou seja, a informação não é perdida quando o sistema é desligado da rede de alimentação elétrica, diferente das memórias RAM convencionais. Dispositivos MRAM são menores, rápidos e de baixo custo usando uma menor potência e seriam também muito mais confiáveis em condições extremas tais como: altas temperaturas, altos níveis de radiação ou mesmo interferências [14]. Estruturas ferromagnéticas nanométricas podem apresentar um certo número de estados magnéticos que vão desde o monodomínio ao estado de vórtice. O monodomínio apresenta todos os momentos magnéticos apontados em uma mesma direção enquanto que o vórtice apresenta os momentos magnéticos no plano com direção ortoradial e no centro da estrutura os momentos magnéticos saem do plano na direção perpendicular. Estes estados influenciam na forma da curva de magnetização e estão associados ao tamanho da estrutura, a geometria, parâmetros intrínsecos do material, interação com outros materiais, etc [15]. A caracterização e controle dos estados magnéticos é de grande relevância para as aplicações tecnológicas, assim como, o desenvolvimento de técnicas de nanofabricação tornam necessário o seu estudo teórico. Materiais ferromagnéticos usuais, por exemplo Ferro (Fe), Cobalto (Co), Permalloy (Py), possuem alta temperatura de Curie, como mostra a tabela 2.1. Isso possibilita o estudo de nanoestruturas formadas por estes materiais em temperatura ambiente, sem preocupações de primeira ordem, com transições de fases magnéticas por meio da temperatura. O perfil magnético do núcleo do vórtice é importante para muitos fenômenos [16]. Segundo Wu 2011 [17] a polaridade e quiralidade do vórtice em um nanoelemento ferromagnético na forma de disco influenciam fundamentalmente propriedades dinâmicas do vórtice como: rotação giroscópica, reversão da polaridade, movimento do núcleo e excitação de pares de vórtices. Do ponto de vista de aplicações o controle do núcleo do vórtice é um problema fundamental

para dispositivos baseados na dinâmica do vórtice [18] como por exemplo, nanoosciladores magnéticos controlados por transferência de torque de spin [19, 20]. A transferência de torque por meio da interação do spin de uma corrente polarizada com os momentos da estrutura magnética foi prevista teoricamente em 1989. As primeiras medidas experimentais do efeito de transferência de spin em multicamadas magnéticas foram realizadas em 1998 [21].

Pesquisas recentes [22, 23] sobre transferência de spin em nanoosciladores baseiam-se em componenets MTJ que contém uma corrente de spin perpendicular combinado com um plano magnetizado de camada livre. Esta célula MTJ traz a camada livre e o polarizador dentro do alcance do campo dipolar do outro. Assim o perfil do núcleo do vórtice na camada livre é afetada pelo campo dipolar do polarizador. Além disso, a ordem magnética do polarizador é afetada pelo campo dipolar da camada livre. Dessa forma as diversas fases magnéticas de nanocilindros ferromagnéticos com anisotropia perpendicular pode sofrer a influência do nanoelemento via campo dipolar. Experiências também recentes nesta área [3, 5, 6, 24, 25, 26, 27] corroboram com as expectativas promissoras de produção e desenvolvimento dos dispositivos já citados para uso em equipamentos tecnológicos.

1.2 Motivação e Objetivos

Sistemas compostos de nanopartículas magnéticas são tidos, como uma alternativa vigente, para meios de gravação magnética de alta densidade, seja na forma de matrizes com arranjo periódico de partículas ou em meios granulares em que grãos magnéticos estão distribuídos em um metal não magnético [28]. A maioria dos equipamentos eletrônicos que envolve a transmissão e/ou recepção de dados por meio de ondas eletromagnéticas exige um dispositivo de oscilação que emite uma frequência específica e esta é captada por receptores sincronizados com tal frequência. Alguns osciladores tradicionais utilizados em equipamentos eletrônicos são compostos por um circuito LC ressonante, ou seja, um circuito que responde a sinais de determinadas frequências de um modo peculiar. Este dispositivo gera uma corrente alternada que emite uma frequência oscilatória de microondas da ordem de Megahertz [29]. Uma válvula ou um transistor repõem a energia consumida no processo, fazendo com que a amplitude do sinal de oscilação se mantenha constante com o tempo. Esses são os osciladores eletrônicos. O nanooscilador magnético baseado no spin do elétron (STNO), funcionaria a

partir da interação de uma corrente polarizada sobre uma estrutura MTJ onde, na camada livre teria o estado magnético tipo vórtice. A precessão no núcleo do vórtice produz uma emissão de microondas [25] com frequência típica da ordem de Gigahertz e apresenta uma maior potência de saída [8, 30, 31]. Portanto, a vantagem do STNO é que este opera em frequências superiores aos eletrônicos, possui dimensões menores e assim o consumo de energia é reduzido.

Além das potenciais aplicações das MTJ com Py e Fe o estudo das propriedades magnéticas destas nanoestruturas é de interesse acadêmico fundamental. O objetivo deste trabalho é investigar as propriedades magnéticas de um sistema de dois nanocilindros ferromagnéticos acoplados por meio da interação dipolar, separados por uma camada não-magnética. Este sistema representa a arquitetura básica de uma MTJ. Dentre as propriedades investigadas, o estudo será focado nas fases magnéticas, especificamente o estado de vórtice, com vistas em aplicações tecnológicas inovadoras.

1.3 Organização do Trabalho

O conteúdo desta dissertação foi organizado da seguinte forma. No capítulo 2 é apresentada a teoria micromagnética, que descreve o comportamento magnético do sistema estudado. São apresentadas as energias que compõem o Hamiltoniano do sistema assim como, a descrição do formalismo de transição da abordagem da interação das energias para a abordagem da densidade de energia magnética. No capítulo 3 são apresentados os resultados numéricos obtidos no trabalho. É apresentado a estrutura do sistema estudado, composto por um nanocilindro polarizador de Co, um separador não-magnético e um nanocilindro que fica sobre efeito do campo dipolar do polarizador, este, foi analisado para dois materiais: o ferro (Fe) e o permalloy (Py). É mostrado um diagrama de fases magnéticas para o Fe e Py isolados com altura fixa em 6 nm e o diâmetro variando de 45 a 105 nm. São descritas, de forma detalhada, as diversas fases magnéticas que se formam no estado de remanência para o sistema formado pelo polarizador de Co, o separador não-magnético e o nanocilindro de Py e por fim, são apresentados diagramas de fases para os sistemas Co/NM/Py e Co/NM/Fe confeccionados a partir da variação da separação entre os nanocilindros versus o diâmetro dos mesmos. E no capítulo 4 são apresentados as conclusões e perspectivas do trabalho realizado.

Capítulo 2

Teoria Micromagnética

2.1 Introdução

O magnetismo é um fenômeno quântico resultado da combinação entre o princípio da exclusão de Pauli e do termo Coulombiano da interação elétron-elétron do potencial eletrônico [32]. Nanoestruturas magnéticas é objeto de estudo com interesse de aplicabilidade tecnológica. Uma grande variedade de nanoestruturas com diferentes propriedades físicas, proporcionam a efetiva produção de nanomateriais utilizados na indústria. Com isso, o desenvolvimento de técnicas de produção e manipulação, bem como a caracterização e descrição das propriedades magnéticas se tornam evidentes e fundamentais para o avanço da pesquisa e produção na área.

A descrição de materiais magnéticos na escala nanométrica requer cuidados específicos. Esses sistemas possui uma fração significativa de sua composição nas superfícies. E, portanto, parte fundamental de sua descrição está associada a energia dipolar que, as vezes por simplicidade, é conhecida como energia de forma.

Apresentaremos o estudo de grandezas macroscópicas, como magnetização por exemplo, a partir de uma descrição nanométrica, conhecida na literatura como teoria micromagnética [33].

2.2 Magnetização

A primeira característica de um material magnético é a sua magnetização, que mede o ordenamento de momentos magnéticos. A medida de magnetização em um processo cíclico

de campo magnético aplicado pode dar origem a um fenômeno que chamamos de histerese magnética.

O processo histerético ocorre quando a inversão dos momentos magnéticos de uma amostra ferromagnética do estado saturado positivo para o negativo e do negativo para o positivo devido a aplicação de um campo magnético, se dá por caminhos diferentes, ou seja, a magnetização apresenta valores diferentes para um mesmo valor de campo magnético aplicado dependendo do estado magnético anterior da estrutura. A magnetização que surge na amostra na direção do campo externo aplicado (H) é definida por:

$$M = \chi H \quad (2.1)$$

onde χ é a susceptibilidade magnética, que mede a resposta magnética do sistema a um campo magnético aplicado, e H é o campo magnético externo aplicado. Se a magnitude do campo magnético for gradualmente aumentado o momento magnético aumentará de forma proporcional até atingir um estado onde todos os momentos magnéticos estão alinhados na direção do campo conhecido como magnetização de saturação (M_S). Partindo de M_S se o campo magnético for reduzido até $H = 0$, a amostra continuará magnetizada com um momento magnético resultante conhecido por magnetização remanente (M_r). Se a direção do campo for revertida e sua magnitude aumentada, a curva interceptará o eixo (H) em um valor não nulo conhecido como campo coercivo (H_c) que é o campo necessário para reverter a magnetização de positivo para negativo. Conforme o campo aumenta o sistema atingirá um outro estado de saturação com magnetização negativa, segue-se o processo até o valor máximo de campo aplicado definido assim o ciclo de histerese.

Um ciclo de histerese magnética mostra o quanto um material se magnetiza sob a influência de um campo magnético e o quanto de magnetização permanece nele na ausência de campo externo. A diferença ou a largura da magnetização depende de diversos fatores como os parâmetros do material, o formato, o acoplamento e a interação com outros elementos. Materiais ferromagnéticos exibem uma complexa relação entre magnetização $\vec{M}$ e a intensidade do campo aplicado $\vec{H}$ a estes materiais. Muitas vezes a relação entre $\vec{M}$ e $\vec{H}$ conforme a equação 2.1 não é linear e se faz necessário considerar pequenos campos estáticos para definir $\chi = \partial M / \partial H$ localmente.

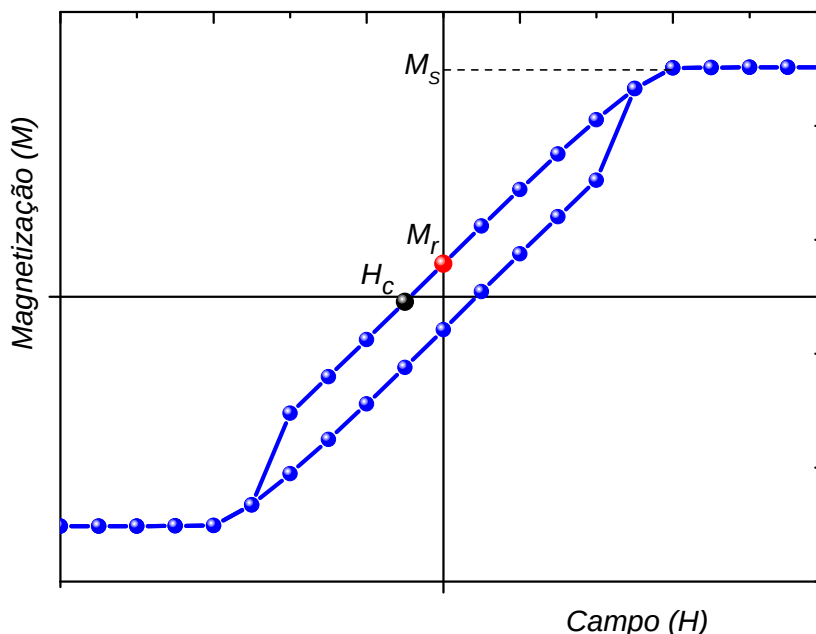


Figura 2.1: Exemplo de uma curva de magnetização de um material ferromagnético, mostrando os principais parâmetros presentes na histerese magnética: a magnetização de saturação (M_S), a magnetização remanente (M_r) e o campo coercivo (H_c).

Dois parâmetros na curva de magnetização merecem destaque: a **remanência** que é a magnetização do material quando removido o campo externo a partir da saturação. Para a gravação magnética, neste ponto da histerese temos a indicação se um bit é gravado ou não, pois, para produzir sinal a cabeça de leitura magnética deve estar com momento magnético líquido de uma certa intensidade para produzir campo de fuga suficiente para ser lido pelo sensor. Este campo é proporcional a magnetização do elemento. E a **coercividade** que indica o campo magnético onde ocorre a reversão da magnetização. Nanoelementos podem ter curvas onde a coercividade não é identificada claramente por apresentar estados magnéticos intermediários durante a reversão bem como a assimetria nos ramos da histerese. A magnetização remanente e o campo coercivo estão associados a existência dos domínios magnéticos, um importante conceito no micromagnetismo. A forma da histerese muito informa sobre a ordem magnética do material estudado. A curva de histerese apresentada na figura 2.1 caracteriza, esquematicamente, um material ferromagnético.

Domínios magnéticos são pequenas regiões que pode compor um material ferromagnético em que todos os momentos magnéticos em seu interior estão alinhados, dando um momento magnético total naquela região. No entanto, fazendo-se a soma sobre todos os

domínios contidos na amostra o momento magnético líquido é próximo de zero. O processo de magnetização envolve mudanças na estrutura dos domínios, movimento nas paredes de domínios que são as regiões que separam os domínios magnéticos e na direção da magnetização de cada domínio, rotação dos domínios.

2.3 Ferromagnetos

Os materiais ferromagnéticos apresentam alta interação de troca que favorece o alinhamento dos momentos magnéticos na mesma direção, com isso, podem apresentar em sua estrutura magnética *domínios magnéticos*, já definido na Seção 2.2 e esquematizado na figura 2.2. A interação de troca é considerada de curto alcance e é a principal responsável pelo aparecimento do ferromagnetismo. Já a interação entre os dipolos magnéticos é considerada uma interação de longo alcance, então para pequenas regiões a interação de troca prevalece sobre a dipolar. Neste caso, a configuração em que todos os dipolos magnéticos estejam alinhados paralelamente é energeticamente desfavorável pois apresenta uma entropia baixa. Assim, para minimizar o potencial de Helmholtz, o material se divide em vários domínios magnéticos o que diminui a energia dipolar magnética e conseqüentemente, aumenta a entropia atingindo naturalmente uma situação de equilíbrio.

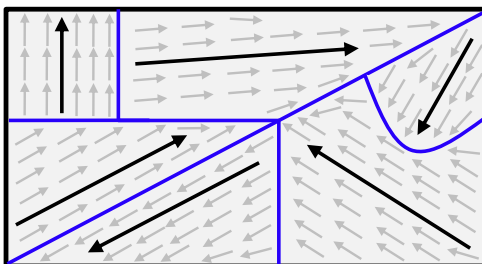


Figura 2.2: Esquema da estrutura de domínios magnéticos em um material ferromagnético. As linhas azuis representam as paredes de domínios

Quando um campo magnético externo é aplicado, os dipolos magnéticos sofrerão um torque e tenderão a se alinhar na direção do campo. Os dipolos que estão no interior dos domínios estão sob uma interação quântica muito forte, por isso é difícil girar os dipolos. No entanto, nas fronteiras entre os domínios, denominadas paredes de domínio, a interação é menor já que os domínios a priori estão dispostos de forma aleatória. Assim, a medida

que o campo é aumentado o número de domínios orientados na direção do campo cresce até que a maioria dos momentos magnéticos se alinhe com o campo e a amostra torna aproximadamente um monodomínio. Quando o campo magnético externo é diminuído até se anular, alguns domínios retornam a sua posição inicial no processo, outros não. Com isso pode haver uma magnetização remanente e assim a amostra apresentar outras configurações magnéticas, caracterizadas por sua estabilidade [34]. Uma dessas possíveis configurações é o estado de *vórtice* que é objeto de interesse na nossa investigação.

Neste trabalho estudaremos nanoelementos ferromagnéticos cilíndricos de Cobalto, Ferro e Permalloy que é uma liga formada de 20% de ferro e 80% de níquel. Estes materiais são amplamente utilizados na fabricação de dispositivos tecnológicos.

Para descrever a ordem de um sistema é preciso identificar as energias magnéticas que o compõe.

2.4 Energia Magnética

Considerando que os sistemas de estudo são constituídos por nanoelementos ferromagnéticos acoplados a polarizadores perpendiculares, as energias magnéticas relevantes são: Energia de troca, Energia de anisotropia, Energia Dipolar e Energia Zeemann.

Nesse caso, se considerarmos um certo volume, d^3 de um material cristalino bcc (*body-centred-cubic*) que, por exemplo, é a estrutura cristalina do Fe, o número N desse volume é dado por:

$$N = 2 \left(\frac{d^3}{a_0^3} \right) \quad (2.2)$$

onde a_0 é o parâmetro de rede do material magnético. A fração indica o número de células unitárias do tipo bcc e o 2 vem do fato de cada célula bcc conter dois átomos. Para um cubo de Fe de lado $d = 8$ nm onde seu parâmetro de rede é $a_0 = 0,287$ nm, o número total de átomos é aproximadamente 21658 átomos.

Nesse caso, concluímos que a descrição magnética átomo a átomo do material é inviável numericamente, pois se esta dimensão do nanoelemento for aumentada, o número

de átomos aumenta exponencialmente. Dessa forma, para realizarmos os cálculos da configuração magnética de elementos da ordem de nanômetros usamos o conceito de **célula de simulação**. A célula de simulação representa um volume do material magnético no qual não há mudanças consideráveis nos vetores momentos magnéticos (ver figura 2.3). O parâmetro que controla o tamanho da célula de simulação e o comprimento de troca (l_{EXC}).

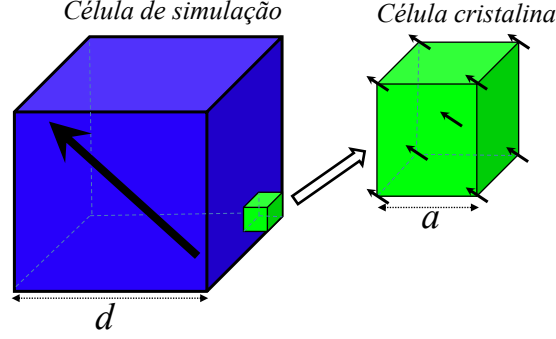


Figura 2.3: Esquema da célula de simulação composta por um conjunto de células cristalinas

O comprimento de troca (l_{EXC}) indica o comprimento abaixo do qual a interação de troca sobressai sobre a interação magnetostática, não havendo mudanças consideráveis da magnetização neste volume [35]. Logo as dimensões da célula de simulação devem ser inferiores ao comprimento de troca do material.

$$l_{EXCH} = \sqrt{\frac{2A}{4\pi M_s^2}} \quad (CGS) \quad (2.3)$$

onde A é a rigidez de troca do material magnético estudado, e M_s é magnetização de saturação do material. Os valores destas constantes assim como, dos comprimentos de troca dos materiais usados neste trabalho, estão definidos na tabela 2.1. Para um sistema de N átomos, discretizado conforme figura 2.4, o momento magnético local i é representado pelo vetor $\vec{S}_i$ e a energia por unidade de volume é dado por:

$$E_V = -J_e \sum_i \sum_j (\vec{S}_i \cdot \vec{S}_j) - \vec{H} \cdot M_s V \sum_i (\vec{S}_i) - \frac{KV}{2} \sum_i (S_i^z)^2 + \quad (2.4)$$

$$\frac{M_s^2 V}{2} \sum_i \sum_k \left\{ \frac{\vec{S}_i \cdot \vec{S}_k}{r_{ik}^3} - \frac{3(\vec{S}_i \cdot \vec{r}_{ik})(\vec{S}_k \cdot \vec{r}_{ik})}{r_{ik}^5} \right\}$$

onde o primeiro termo representa a energia de troca sendo J_e a integral de troca entre os átomos i e j . O segundo termo é a energia Zeeman: H , M_S é a magnetização de saturação ou densidade de energia magnetostática e $V(cm^3)$ o volume do sistema. O terceiro termo é a energia de anisotropia, ou densidade de energia cristalina e o quarto e último termo, é a energia dipolar ou magnetostática onde r_{ik} é a distância entre o i -ésimo e o k -ésimo átomo.

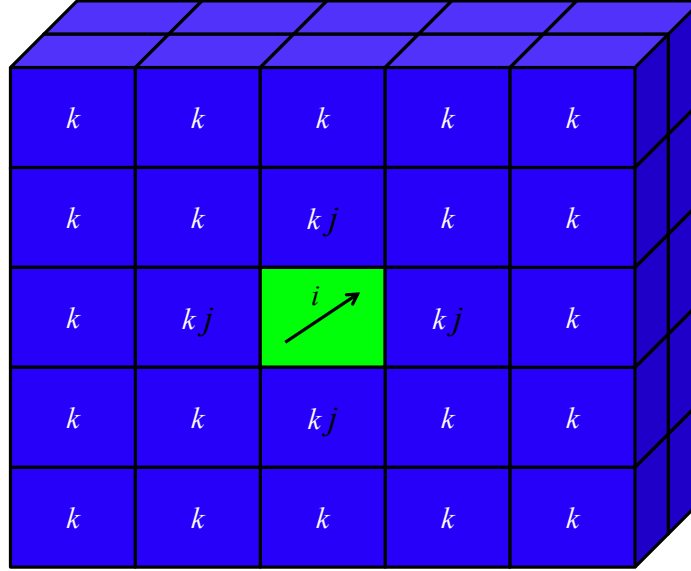


Figura 2.4: Esquema das interações das células unitárias

2.4.1 Energias magnéticas por célula

Reescreveremos a equação da energia em termos do volume magnético, de forma que a energia do sistema seja a energia de um sistema de células cúbicas de lado d . A célula constituída por N átomos terá um momento magnético efetivo, onde estará envolvidas todas as energias magnéticas.

Energia de troca

A interação entre os spins atômicos que resulta no ordenamento magnético é definido por interação de troca ou intercâmbio, onde esta, é de natureza elétrica. A interação de troca entre um dado átomo i e os seus vizinhos é dado pelo termo conhecido por Hamiltoniano de Heisenberg,

$$H_\epsilon = - \sum_j J_{ij} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j \quad (2.5)$$

Se a integral de troca é isotrópica e igual a J_e , temos:

$$H_\epsilon = -J_e \sum_j \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j \quad (2.6)$$

A energia de todos os átomos da rede cristalina que forma o elemento é encontrado pela soma da equação anterior sobre todos os átomos, assim:

$$H_\epsilon = -J_e \sum_{j,i} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j \quad (2.7)$$

Em certos problemas, particularmente na teoria de domínios magnéticos é apropriado considerar o operador de spin da equação acima como um vetor clássico. A equação pode ser redefinida como:

$$H_\epsilon = -J_e S^2 \sum_j \cos \phi_{i,j} \quad (2.8)$$

sendo

$$\cos \phi_{i,j} = \hat{u}_i \cdot \hat{u}_j = \alpha_{1i}\alpha_{1j} + \alpha_{2i}\alpha_{2j} + \alpha_{3i}\alpha_{3j} \quad (2.9)$$

onde α_1 , α_2 e α_3 , são os cossenos diretores de um vetor unitário em relação aos eixos x, y e z, respectivamente. Um ângulo diretor é definido como sendo o ângulo formado por um vetor $\vec{a}$ e as suas direções ortogonais da base $\hat{i}$, $\hat{j}$, $\hat{k}$. O cosseno diretor é o cosseno de cada um desses ângulos.

Se considerarmos um ângulo pequeno entre os vetores unitários $\hat{u}_i$ e $\hat{u}_j$ os cossenos diretores de $\hat{u}_i$ podem ser expandidos por série de Taylor no cosseno diretor $\hat{u}_j$. A série de Taylor é definida por:

$$f(x) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(x-a)^n}{n!} f^{(n)}(a) \quad (2.10)$$

Assim, o primeiro termo da equação 2.9 é:

$$\alpha_{1i}\alpha_{1j} = \alpha_{1i} \left(\alpha_{1i} + \vec{r}_{i,j} \cdot \nabla \alpha_{1i} + \frac{1}{2} (\vec{r}_{i,j} \cdot \nabla \alpha_{1i})^2 \alpha_{1i} + \dots \right) \quad (2.11)$$

Depois somamos esta expressão sobre todos os vizinhos j . Para um cristal cúbico, os termos $\sum_j \vec{r}_{i,j} \cdot \nabla \alpha_{1i}$ e termos cruzados como $\sum_j 1/2 (\vec{r}_{i,j} \cdot \nabla \alpha_{1i})^2$ e $\sum x_{i,j} y_{i,j} (\partial^2 \alpha_{i,j} / \partial x_{i,j} \partial y_{i,j})$ são iguais a zero devido a simetria, assim temos:

$$\begin{aligned} \sum_j \cos \phi_{i,j} = z + \frac{1}{2} \alpha_{1i} \frac{\partial^2 \alpha_{1i}}{\partial x_{ij}^2} \sum_j x_{i,j}^2 + \frac{1}{2} \alpha_{1i} \frac{\partial^2 \alpha_{1i}}{\partial y_{ij}^2} \sum_j y_{i,j}^2 + \frac{1}{2} \alpha_{1i} \frac{\partial^2 \alpha_{1i}}{\partial z_{ij}^2} \sum_j z_{i,j}^2 \\ + \frac{1}{2} \alpha_{2i} \frac{\partial^2 \alpha_{2i}}{\partial x_{ij}^2} \sum_j x_{i,j}^2 + \dots \end{aligned} \quad (2.12)$$

sendo $z = \alpha_{1i}^2 + \alpha_{2i}^2 + \alpha_{3i}^2$. e $\sum_j x_{i,j}^2 = \sum_j y_{i,j}^2 = \sum_j z_{i,j}^2 = \frac{1}{3} \sum_j r_{i,j}^2$, daí obtemos:

$$\sum_j \cos \phi_{i,j} = z + \frac{1}{6} \sum_j r_{i,j}^2 \hat{u} \cdot \nabla^2 \hat{u} \quad (2.13)$$

Ao considerarmos somente a parte variável da equação acima, temos:

$$E_\epsilon = -\frac{J_e S^2}{6} \sum_j r_{i,j}^2 \hat{u} \cdot \nabla^2 \hat{u} \quad (2.14)$$

usando a relação,

$$\nabla^2 (\hat{u} \cdot \hat{u}) = 2 [(\nabla \alpha_1)^2 + (\nabla \alpha_2)^2 + (\nabla \alpha_3)^2] + 2 (\hat{u} \cdot \nabla^2 \hat{u}) = 0 \quad (2.15)$$

A equação 2.14 pode ser escrita como

$$E_\epsilon = \frac{J_e S^2}{6} \sum_j r_{i,j}^2 [(\nabla \alpha_1)^2 + (\nabla \alpha_2)^2 + (\nabla \alpha_3)^2] \quad (2.16)$$

Para estruturas cúbicas a expressão $\sum_j r_{ij}^2$ é igual a $6a^2$, onde a é o parâmetro de rede do material. Daí temos:

$$E_\epsilon = J_e S^2 a^2 [(\nabla \alpha_1)^2 + (\nabla \alpha_2)^2 + (\nabla \alpha_3)^2] \quad (2.17)$$

essa é a energia de troca de uma célula unitária com parâmetro de rede a .

- Energia de troca em termos de células de simulação

A partir de agora a energia de troca será escrita em um novo formalismo visando a otimização das simulações numéricas. A energia será descrita por um processo de discretização em células interagentes, onde a magnetização dentro de cada célula, com lado d , é constante mas, pode variar de direção entre células vizinhas.

Consideramos uma pequena partícula cúbica de lado $\delta = d$, esta contém N partículas menores com lado a , em cada lado $N = \delta^3/a^3$ Neste caso a energia de troca é dada por:

$$E_\epsilon = N J_e S^2 a^2 \sum_{mnk} \left[\begin{aligned} & \left(\frac{d\alpha_1(m, n, k)}{dx} \right)^2 + \left(\frac{d\alpha_2(m, n, k)}{dx} \right)^2 + \left(\frac{d\alpha_3(m, n, k)}{dx} \right)^2 + \\ & \left(\frac{d\alpha_1(m, n, k)}{dy} \right)^2 + \left(\frac{d\alpha_2(m, n, k)}{dy} \right)^2 + \left(\frac{d\alpha_3(m, n, k)}{dy} \right)^2 + \\ & \left(\frac{d\alpha_1(m, n, k)}{dz} \right)^2 + \left(\frac{d\alpha_2(m, n, k)}{dz} \right)^2 + \left(\frac{d\alpha_3(m, n, k)}{dz} \right)^2 \end{aligned} \right]$$

Inserindo o parâmetro δ temos:

$$\begin{aligned} \frac{E_\epsilon}{\delta^3} = \frac{A}{2\delta^2} \sum_{mnk} & \left[(\alpha_1^2(m+1, n, k) + \alpha_1^2(m, n, k) - 2\alpha_1(m+1, n, k)\alpha_1(m, n, k)) \right. \\ & + (\alpha_2^2(m+1, n, k) + \alpha_2^2(m, n, k) - 2\alpha_2(m+1, n, k)\alpha_2(m, n, k)) \\ & + (\alpha_3^2(m+1, n, k) + \alpha_3^2(m, n, k) - 2\alpha_3(m+1, n, k)\alpha_3(m, n, k)) \\ & + (\alpha_1^2(m, n+1, k) + \alpha_1^2(m, n, k) - 2\alpha_1(m, n+1, k)\alpha_1(m, n, k)) \\ & + (\alpha_2^2(m, n+1, k) + \alpha_2^2(m, n, k) - 2\alpha_2(m, n+1, k)\alpha_2(m, n, k)) \\ & \left. + (\alpha_3^2(m, n+1, k) + \alpha_3^2(m, n, k) - 2\alpha_3(m, n+1, k)\alpha_3(m, n, k)) \right] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + (\alpha_1^2(m, n, k+1) + \alpha_1^2(m, n, k) - 2\alpha_1(m, n, k+1)\alpha_1(m, n, k)) \\
& + (\alpha_2^2(m, n, k+1) + \alpha_2^2(m, n, k) - 2\alpha_2(m, n, k+1)\alpha_2(m, n, k)) \\
& + (\alpha_3^2(m, n, k+1) + \alpha_3^2(m, n, k) - 2\alpha_3(m, n, k+1)\alpha_3(m, n, k)) \Big]
\end{aligned}$$

O parâmetro A é conhecido na literatura como *exchange stiffness*, rigidez de troca,

$$A = \frac{2JS^2}{a} \quad (2.18)$$

A somatória dos termos positivos é igual a 6, logo

$$\begin{aligned}
\frac{E_\epsilon}{\delta^3} &= \frac{A}{2\delta^2} \sum_{mnk} \left[6 + \right. \\
& - 2 \left(\alpha_1(m+1, n, k)\alpha_1(m, n, k) + \alpha_2(m+1, n, k)\alpha_2(m, n, k) + \alpha_3(m+1, n, k)\alpha_3(m, n, k) \right) \\
& - 2 \left(\alpha_1(m, n+1, k)\alpha_1(m, n, k) + \alpha_2(m, n+1, k)\alpha_2(m, n, k) + \alpha_3(m, n+1, k)\alpha_3(m, n, k) \right) \\
& \left. - 2 \left(\alpha_1(m, n, k+1)\alpha_1(m, n, k) + \alpha_2(m, n, k+1)\alpha_2(m, n, k) + \alpha_3(m, n, k+1)\alpha_3(m, n, k) \right) \right]
\end{aligned}$$

Temos na expressão acima a densidade de energia para uma célula cúbica, onde descremos os cossenos diretores para cada face desta. O próximo passo será descrever a densidade de energia em termos dos versos da célula.

$$\begin{aligned}
\frac{E_\epsilon}{\delta^3} &= \frac{A}{2\delta^2} \sum_{mnk} \left[6 - 2\hat{\mu}(m+1, n, k) \cdot \hat{\mu}(m, n, k) \right. \\
& \quad - 2\hat{\mu}(m, n+1, k) \cdot \hat{\mu}(m, n, k) \\
& \quad \left. - 2\hat{\mu}(m, n, k+1) \cdot \hat{\mu}(m, n, k) \right] \\
&= \frac{A}{2\delta^2} \sum_{mnk} \left[2 - 2\hat{\mu}(m+1, n, k) \cdot \hat{\mu}(m, n, k) \right. \\
& \quad + 2 - 2\hat{\mu}(m, n+1, k) \cdot \hat{\mu}(m, n, k) \\
& \quad \left. + 2 - 2\hat{\mu}(m, n, k+1) \cdot \hat{\mu}(m, n, k) \right]
\end{aligned}$$

A energia de troca por unidade de volume entre duas células cúbicas de lado $\delta = d$ fica:

$$\frac{E_{Exch}}{d^3} = \frac{A}{d^2} \sum_{i,j} \left[1 - \hat{\mu}_i \cdot \hat{\mu}_j \right] \quad (2.19)$$

onde a soma em i representa a soma da energia por unidade de volume de todas as células cúbicas que compõe o sistema e que interage com os seus primeiros vizinhos j . $\hat{\mu}$ representa o versor que aponta na direção dos momentos da célula unitária.

Energia Zeeman

A energia Zeeman é a energia entre o momento magnético e o campo magnético externo, e apresenta seu mínimo quando estas duas grandezas vetoriais tem mesma direção e sentido, ou seja, estão alinhados paralelamente. A energia por unidade de volume da célula de simulação é uniforme e independe de sua dimensão lateral d . Em todo o sistema será a soma célula á célula desta energia, assim:

$$\frac{E_{Zeeman}}{d^3} = \vec{H} \cdot M_s \sum_i (\hat{m}_i) \quad (2.20)$$

Energia de Anisotropia Uniaxial

A anisotropia magnética é uma tendência direcional da sua magnetização com relação aos eixos do cristal. Devido a presença desta energia, observa-se por exemplo, que o campo necessário para magnetizar até a saturação um cristal, depende da direção em que este é aplicado. Esta direção preferencial é o que se define como energia de anisotropia magnética, a qual possui mínimo valor quando os momentos magnéticos estão orientados ao longo desses eixos preferenciais denominados eixos de fáceis magnetização. No nosso sistema a anisotropia é uniaxial e definida por $E_{Anis} = KV \sin^2 \theta$ onde θ é o ângulo entre M e o eixo de simetria do cristal e K é a constante de anisotropia ou densidade de energia cristalina. Dessa forma, a energia por unidade de volume de célula cúbica de lado d é:

$$\frac{E_{Anis}}{d^3} = K \sin^2 \theta \quad (2.21)$$

Energia Magnetostática

A energia magnetostática é a energia associada a interação entre os dipolos atômicos magnéticos e é definida por:

$$E_{Dip} = \frac{M_s^2 V^2}{2} \sum_i \sum_k \left\{ \frac{\vec{S}_i \cdot \vec{S}_k}{r_{ik}^3} - \frac{3(\vec{S}_i \cdot \vec{r}_{ik})(\vec{S}_k \cdot \vec{r}_{ik})}{r_{ik}^5} \right\} \quad (2.22)$$

onde $\vec{r}_{ik}$ é o vetor que representa a distância entre os momentos magnéticos i e k . No cálculo por células, esta distância será escrita em função da aresta da célula (d). Reescrevendo $\vec{r} = d\vec{n}$, onde $\vec{n}$, é um vetor adimensional que representa a distância entre células de simulação em função das suas arestas, logo a equação anterior pode ser reescrita em função de $\vec{n}$ da seguinte forma:

$$E_{Dip} = \frac{M_s^2 V^2}{2d^3} \sum_i \sum_k \left\{ \frac{\hat{m}_i \cdot \hat{m}_k}{n_{ik}^3} - \frac{3(\hat{m}_i \cdot \vec{n}_{ik})(\hat{m}_k \cdot \vec{n}_{ik})}{n_{ik}^5} \right\} \quad (2.23)$$

onde i , representa agora a localização das células unitárias na rede do sistema e admite todas as posições, e k são seus vizinhos dipolares, ou seja, todo o sistema. O número dois na fração evita que ocorra a contagem dupla das energias do sistema.

A energia dipolar da célula de simulação por unidade de volume dada por:

$$\frac{E_{Dip}}{d^3} = \frac{M_s^2}{2} \sum_i \sum_k \left\{ \frac{\hat{m}_i \cdot \hat{m}_k}{n_{ik}^3} - \frac{3(\hat{m}_i \cdot \vec{n}_{ik})(\hat{m}_k \cdot \vec{n}_{ik})}{n_{ik}^5} \right\} \quad (2.24)$$

Com isso, após definirmos todas as energias por unidade de volume das células de simulação, podemos escrever a densidade de energia total do sistema por unidade de volume como:

$$E_V = \frac{A}{d^2} \sum_i \sum_k (1 - \hat{m}_i \cdot \hat{m}_k) - \vec{H} \cdot M_S \sum_i (\vec{m}_i) - K \sum_i (m_i^z)^2 + \frac{M_s^2}{2} \sum_i \sum_k \left\{ \frac{\hat{m}_i \cdot \hat{m}_k}{n_{ik}^3} - \frac{3(\hat{m}_i \cdot \vec{n}_{ik})(\hat{m}_k \cdot \vec{n}_{ik})}{n_{ik}^5} \right\} \quad (2.25)$$

onde o primeiro termo é a energia de troca, o segundo termo é a energia zeeman, o terceiro termo a energia de anisotropia e o último termo a energia dipolar. A figura 2.4 mostra a representação esquemática dos tipos de interação entre as células de simulação como também do sistema magnético com a abordagem escolhida para representação das energias mostrada na equação acima.

2.5 Campo Médio Local

Após definir a energia, o campo local sobre uma célula de simulação é dado pelo divergente da energia de cada célula com respeito a seu momento magnético,

$$\vec{H}_i^p = -\frac{1}{M_s} \frac{\partial E_V}{\partial \hat{m}_i^p} \quad (2.26)$$

onde p indica a direção x , y e z do campo local. Aplicando a equação acima a todas as energias descritas anteriormente, obteremos o campo médio efetivo,

$$\vec{H}_{eff} = \vec{H}_{Exch}^p + \vec{H} + \vec{H}_{Anis}^p + \vec{H}_{Dip}^p \quad (2.27)$$

onde o primeiro termo é associado ao campo de troca entre primeiros vizinhos, o segundo é o campo externo aplicado, o terceiro termo se refere à anisotropia do material e por fim, o quarto termo se refere ao campo de interação dipolar.

Campo de Troca

O campo de troca sobre uma célula i na direção p será dado por:

$$\vec{H}_{iExch}^p = -\frac{1}{M_s} \frac{\partial E_{Exch}}{\partial \hat{m}_i^p} \quad (2.28)$$

$$\vec{H}_{i,Exch}^p = \frac{1}{M_s} \frac{\partial}{\partial \hat{m}_i^p} \left[\frac{A}{d^2} \sum_j (1 - \hat{m}_i^p \cdot \hat{m}_j) \right] \implies \vec{H}_{i,Exch}^p = \frac{A}{M_s d^2} \sum_j \hat{m}_j^p \quad (2.29)$$

onde j indica as células vizinhas a i .

Campo de Anisotropia Uniaxial

O campo de anisotropia apresenta valores máximos quando a magnetização da célula estiver ao longo do eixo de fácil magnetização. Pois esta é a situação de mínimo de energia de anisotropia. O campo sobre cada célula é dado por:

$$\vec{H}_{iAnis}^p = -\frac{1}{M_s} \frac{\partial E_{Anis}}{\partial \hat{m}_i^p} \quad (2.30)$$

$$\vec{H}_{iAnis}^p = -\frac{1}{M_s} \frac{\partial}{\partial \hat{m}_i^p} \left[-K \sum_i (\hat{m}_i^z)^2 \right] \Rightarrow \vec{H}_{iAnis}^p = \frac{2K}{M_s} \hat{m}_i^z \quad (2.31)$$

Este campo indica o campo de reversão de um filme com valor K elevado comparado com a densidade de energia manetostática que é proporcional ao parâmetro M_s . Neste caso o campo de anisotropia é uma boa aproximação do campo coercivo, no caso de filmes ultrafinos. Para materiais com K de baixa intensidade, como o Permalloy, os efeitos dipolares representados pelo parâmetro M_s dominam a conformação magnética dos elementos deste material. Assim para estes materiais a energia de anisotropia é considerada nula.

Campo Dipolar

O campo dipolar é de longo alcance. Cada célula i atua sobre todas as outras do sistema. Escreveremos todas as componentes espaciais do campo definidas por p . Como nos casos anteriores o campo dipolar por célula será definido por:

$$\vec{H}_{iDip}^p = -\frac{1}{M_s} \frac{\partial E_{Dip}}{\partial \hat{m}_i^p} \quad (2.32)$$

para a componente x , temos

$$H_{i,Dip}^x = -M_s \frac{\partial}{\partial \hat{m}_i^x} \sum_k \left\{ \frac{\hat{m}_i \cdot \hat{m}_k}{n_{ik}^3} - \frac{3(\hat{m}_i \cdot \vec{n}_{ik})(\hat{m}_k \cdot \vec{n}_{ik})}{n_{ik}^5} \right\}$$

$$H_{i,Dip}^x = M_s \frac{\partial}{\partial \hat{m}_i^x} \sum_k \left\{ \frac{3(m_i^x n_{ik}^x + m_i^y n_{ik}^y + m_i^z n_{ik}^z)(m_k^x n_{ik}^x + m_k^y n_{ik}^y + m_k^z n_{ik}^z)}{n_{ik}^5} - \frac{(m_i^x n_k^x + m_i^y n_k^y + m_i^z n_k^z)}{n_{ik}^3} \right\}$$

Tabela 2.1: Parâmetros magnéticos do ferro, cobalto e do permalloy.

	Fe	Co	Py
$M_S(A/m)$	$1,7 \times 10^6$	$1,4 \times 10^6$	$0,8 \times 10^6$
$A(J/m)$	$2,5 \times 10^{-11}$	$3,0 \times 10^{-11}$	$1,3 \times 10^{-11}$
$H_{EXC}(T) = A/M_S d^2$	$14,7/d_{nm}^2$	$21,4/d_{nm}^2$	$16,25/d_{nm}^2$
$K(J/m^3)$	$4,7 \times 10^4$	$5,2 \times 10^5$	<i>zero</i>
$H_{anis} = 2K/M_S(T)$	0,055	0,743	<i>zero</i>
$l = \pi \sqrt{\frac{2A}{\mu_0 M_S^2}}$	11,65nm	15,5nm	17,86nm
<i>Estrutura</i>	<i>bcc</i>	<i>Hexagonal</i>	<i>fcc</i>
$T_c(K)$	1044	1398	1723

n_{ik} é a distância entre a célula de simulação i e a célula de simulação k . Assim, o campo dipolar na direção x será dado por:

$$H_{iDip}^x = M_s \sum_k \left\{ \frac{3n_{ik}^x(m_k^x n_{ik}^x + m_k^y n_{ik}^y + m_k^z n_{ik}^z)}{n_{ik}^5} - \frac{m_k^x}{n_{ik}^3} \right\} \quad (2.33)$$

De maneira análoga, para as direções y e z temos:

$$H_{iDip}^y = M_s \sum_k \left\{ \frac{3n_{ik}^y(m_k^x n_{ik}^x + m_k^y n_{ik}^y + m_k^z n_{ik}^z)}{n_{ik}^5} - \frac{m_k^y}{n_{ik}^3} \right\} \quad (2.34)$$

$$H_{iDip}^z = M_s \sum_k \left\{ \frac{3n_{ik}^z(m_k^x n_{ik}^x + m_k^y n_{ik}^y + m_k^z n_{ik}^z)}{n_{ik}^5} - \frac{m_k^z}{n_{ik}^3} \right\} \quad (2.35)$$

O arranjo magnético da estrutura que leva a situação de equilíbrio, ocorre quando todos os momentos magnéticos locais se alinham com o campo efetivo local para cada célula. Daí a importância de se compreender a ação sobre a célula de simulação de cada um desses campos, que foram descritos. Os parâmetros apresentados na tabela 2.1 foram retirados das seguintes referências [36, 37, 38, 39, 40].

2.6 O Método Autoconsistente

O cálculo numérico utilizado neste trabalho tem como objetivo, apresentar as possíveis situações de equilíbrio para as nanoestruturas consideradas a partir das energias e do campo

efetivo, que foram apresentados nas seções anteriores, de cada célula de simulação. A relação matemática entre o momento magnético e o campo efetivo local é dada pela equação do torque definida por:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma\vec{M} \times \vec{H}_{eff} \quad (2.36)$$

a configuração de equilíbrio ocorre quando o torque é menor ou igual a um valor próximo de zero denominado tolerância. Nesta situação, o vetor momento magnético e o vetor campo médio local de cada célula de simulação estão aproximadamente alinhados paralelamente. O cálculo numérico foi realizado com um código, em linguagem de programação Fortran. Este código foi desenvolvido pelo grupo de pesquisa de magnetismo e materiais magnético (GMMM) centrado na UFRN. A minimização do torque é determinada por um procedimento auto-consistente. De forma resumida, este método pode ser descrito nos seguintes passos para cada valor de campo magnético aplicado:

1. O sistema está em uma configuração magnética inicial.
2. Calcula-se o campo efetivo local sobre cada célula.
3. Compare-se o valor calculado para a configuração magnética obtida pela equação do torque em relação a uma tolerância previamente definida.
4. Se o torque for menor ou igual à tolerância, então, a configuração é aceita como sendo o equilíbrio do sistema.
5. Se o torque for maior do que a tolerância, então, os momentos são alinhados com o campo efetivo local, e retorna ao passo 2.
6. O cálculo é repetido até que o torque seja inferior à tolerância ou até que o número de interações, também previamente definida, atinja seu limite.

Capítulo 3

Fases Magnéticas de Nanocilindros Ferromagnéticos

A nanofabricação de elementos ferromagnéticos e o controle da geometria associada as propriedades magnéticas tem sido objetivo de pesquisas e da indústria por todo o mundo. Diversos trabalhos buscam o controle sobre as propriedades magnéticas de nanomateriais com geometrias variadas, como por exemplo: cilíndricos [41, 42], discos [43, 17], anéis [44], retangulares [45], etc.

Considerando que uma das perspectivas para aumentar a densidade de gravação magnética é o arranjo de matrizes de nanoelementos magnéticos, as dimensões e a periodicidade com que são distribuídos são parâmetros de grande relevância [46], tanto do ponto de vista acadêmico como tecnológico. Pesquisa-se nanoestruturas magnéticas que apresentem um confinamento magnético, que reduzindo a interação inter-nanodots que compõem a matriz de gravação magnética. A indústria tem interesse em memórias magnéticas de acesso aleatório (MRAM). Esse dispositivo pode manter a informação mesmo quando há falta de energia elétrica.

Nanoelementos ferromagnéticos cilíndricos são componentes de dispositivos de magnetoresistência gigante e junções magnéticas de tunelamento (MJT). Estes dispositivos são exemplos de geradores de micro-ondas, que compõem os nanoosciladores magnéticos. As propriedades magnéticas são influenciadas pelo diâmetro dos nanocilindros assim como pelo espaçador não magnético que separa as duas camadas ferromagnéticas. O estudo das propriedades magnéticas dessas estruturas que compõem os dispositivos citados acima é de notável interesse atual devido ao seu elevado potencial tecnológico.

Baseados na teoria micromagnética e usando o método de campo local autoconsistente apresentaremos o estudo das fases magnéticas de nanocilindros ferromagnéticos com magnetização perpendicular acoplados a nanocilindros com magnetização no plano separados por um material não magnético. Esse tipo de sistema tem sido proposto para dispositivos de nano osciladores magnéticos que fazem uso de polarizador perpendicular [5, 23, 47, 24].

3.1 Sistemas de Interesse: Co/NM/Py e Co/NM/Fe

O sistema constituído de dois cilindros ferromagnéticos, um com magnetização perpendicular, o polarizador e o outro com magnetização livre, o qual estamos interessados em estudar, separados por um material não magnético (ver figura 3.1) apresenta uma grande variedade de fases magnéticas.

Descreveremos as fases magnéticas, no estado de remanência, do sistema constituído por um nanocilindro de cobalto (Co), com magnetização perpendicular com altura de $h_1 = 60$ nm, e um outro cilindro de Fe ou permalloy (Py) com altura $h_2 = 6$ nm separados por um material não magnético (NM) de espessuras (ϵ) e diâmetros variados.

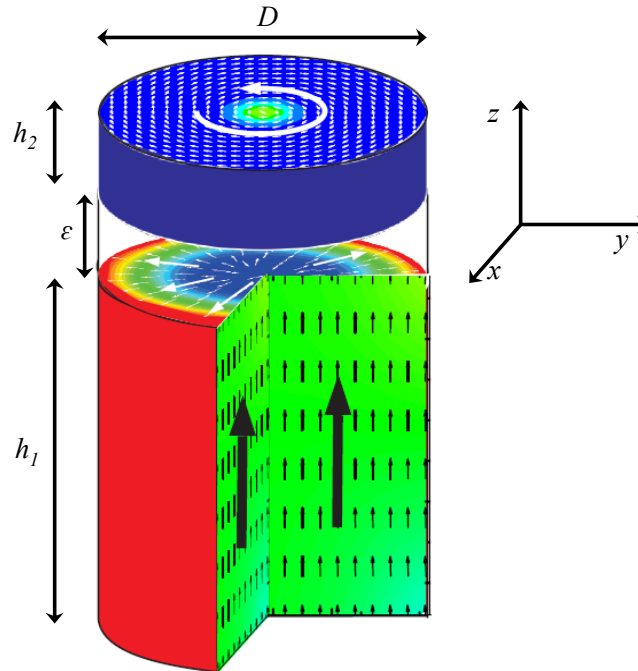


Figura 3.1: Nanocilindro de ferromagnético acoplado via o campo de dipolar ao Co(perpendicular)

Considerando o interesse no estado de remanência, um intenso campo magnético externo é aplicado na direção de eixo z de modo a garantir a saturação do sistema. Em seguida o campo é retirado gradualmente, o Co, que possui anisotropia perpendicular, permaneça em estado de magnetização na direção z enquanto que o a fase magnética do outro nanocilindro é função do material e dos parâmetros geométricos.

Nessas condições, o segundo cilindro, também considerado como camada livre [48], pois está separado do polarizador por um material não magnético e com isso, está sobre o efeito do campo dipolar, considerado de longo alcance, gerado pelo polarizador de Co. A separação ϵ e o diâmetro D são parâmetros de controle do sistema conforme a figura 3.1. A espessura do material não magnético, parâmetro ϵ , é variada de 1.5 nm a 30 nm, enquanto o diâmetro do sistema, parâmetro D , é variado de 45 nm a 105 nm. O campo magnético externo aplicado no polarizador foi de 10 KOe para que o sistema atingisse o estado de saturação.

No cálculo numérico foram consideradas células cúbicas (ver figura 2.3) de aresta $d = 3$ nm. Para cada valor de campo externo, a partir do valor máximo onde o sistema se encontra magneticamente saturado, é calculado a configuração de equilíbrio, de acordo com a equação 2.36, sobre todas as células de simulação, que estão representadas por um momento magnético, até se atingir o valor de $H = 0$, onde o sistema se encontra no estado de remanência.

3.1.1 Fases Magnéticas de Nanocilindros de Fe e Py

Antes de apresentarmos resultados dos nanocilindros de Co(60 nm)/Py(6 nm) e Co(60 nm)/ Fe(6 nm) é importante registrar que as fases magnéticas, no estado de remanência, são funções de parâmetros magnéticos dos materiais constitutivos, bem como dos parâmetros de tratamento das amostras. Nesse contexto, considerando que a amostra não é submetida a temperaturas acima da temperatura de Curie, no caso de ferromagnetos, um parâmetro de tratamento importante é a direção do campo aplicado.

Nossos resultados, mostram que quando o campo de saturação é aplicado paralelo ao plano da amostra nanodiscos muito finos de Py(6 nm) e Fe(6 nm) não apresentam vórtices em seu estado de remanência, mesmo que o diâmetro seja da ordem de 100 nm.

Todavia, quando o campo de saturação é aplicado perpendicular ao plano dos discos

finos de Py(6 nm) e Fe(6 nm) podem nuclear vórtices, dependendo do diâmetro dos discos (ver figura 3.2).

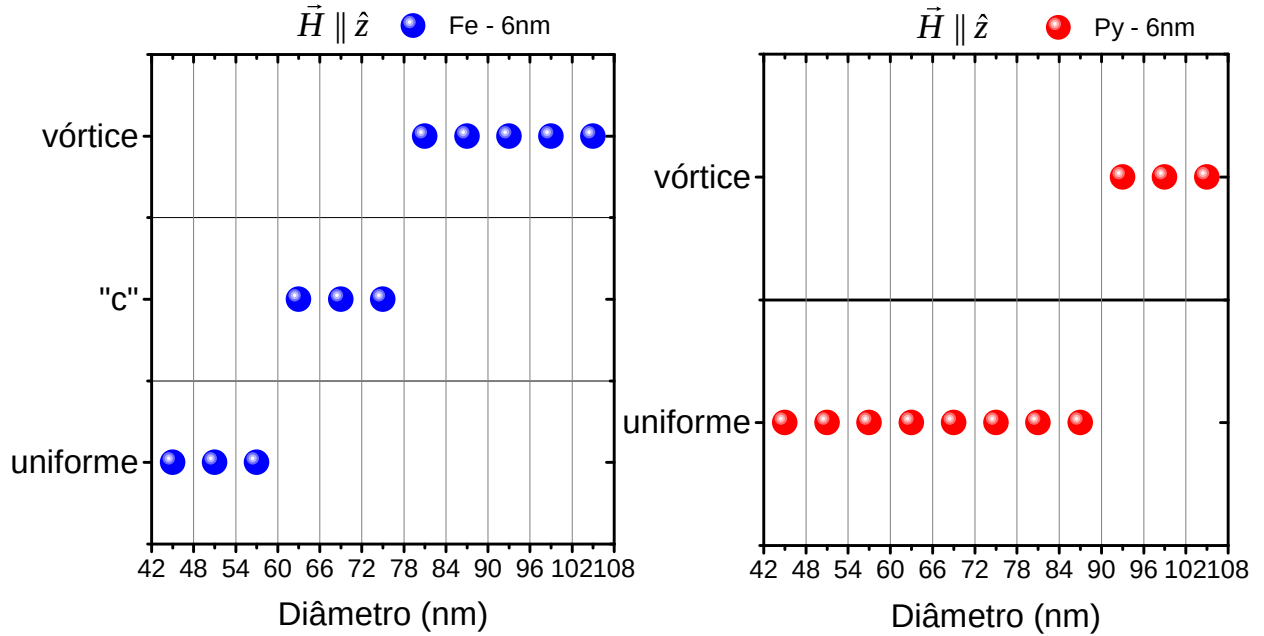


Figura 3.2: Diagrama de fases magnéticas de nanoelementos ferromagnéticos no estado de remanência, com altura de 6nm e diâmetro variando de 45 a 105 nm. No lado esquerdo o nanoelemento de Fe e no lado direito o nanoelemento de Py

Mostramos conforme a figura 3.2 que o disco de Py(6 nm) quando saturado em campo perpendicular, exhibe em seu estado de remanência as seguintes fases:

- uniforme, de 45 nm a 81 nm de diâmetro; e
- vórtice, de 93 nm a 105 nm de diâmetro.

Nossos resultados indicam também que a riqueza de fases e favorecimento da nucleação de vórtices no disco de Fe(6 nm) é diferente. Sendo assim, nas mesmas condições o disco de Fe(6 nm) exhibe as seguintes fases:

- uniforme, de 45 nm a 57 nm de diâmetro;
- "c", de 63 nm a 75 nm de diâmetro; e
- vórtice, de 81 nm a 105 nm de diâmetro

A diferença entre o Py e o Fe se justifica pelo fato de que a magnetização específica do Fe ($M_S = 1.7$ KOe), parâmetro que mede o efeito dipolar, é mais que o dobro da magnetização específica do Py ($M_S = 0.8$ KOe). Logo como o vórtice surge do fechamento das linhas de campo no nanoelemento e este efeito é uma característica do efeito dipolar o Fe apresenta a fase vórtice para diâmetros menores que o Py.

3.2 Nanocilindros de Co/NM/Py

Apresentaremos aqui um estudo das fases magnéticas de nanocilindros de Co(60 nm)/NM(ϵ)/Py(6 nm), variando a espessura do material não magnético ϵ de 1.5 nm a 30 nm, e o diâmetro do sistema D de 45 nm a 105 nm.

Verificamos que a interação dipolar pode levar a alterações relevantes no perfil magnético do Co, bem como no perfil magnético do Py (ver figura 3.7). Um nanocilindro isolado de Co com diâmetro variando entre 75 nm a 105 nm requer uma altura de pelo menos 60 nm para magnetizar num monodomínio aproximadamente uniforme, ao longo do eixo de fácil magnetização. Por esse motivo, fixamos a altura de nanocilindro de Co em 60 nm para todos os exemplos discutidos.

A interação dipolar com o polarizador de Co desloca o limiar de diâmetro para a formação de vórtices em nanodiscos de Py(6 nm) e Fe(6 nm) para valores bem menores. Há uma redução considerável do diâmetro crítico para condições de nucleação de um vórtice ou um estado vórtice-espiral no cilindro de Py(6 nm), conforme a tabela 3.1.

Na figura 3.4 identificamos mudanças consideráveis no perfil da magnetização e do diâmetro do núcleo do vórtice. O diâmetro do núcleo do vórtice do cilindro de Py cobre de 50% a 100% da área do nanoelemento para distâncias na faixa de 1.5 nm a 15 nm da superfície do polarizador de Co. Para um diâmetro de 105 nm do nanocilindro de Py os valores do diâmetro do núcleo corresponde de 25% a 30% da área do nanoelemento. Para ambos os valores de diâmetro do vórtice de Py com separação de 15 nm do polarizador de Co o estado é vórtice-espiral enquanto que o estado do polarizador uniforme ao longo do eixo z transforma-se em estado flor com pequeno ângulo com o eixo z .

Na figura 3.3 mostramos os detalhes da estrutura magnética e a distribuição do campo dipolar para um diâmetro de 75 nm, com o nanocilindro de Py posicionado a uma distância

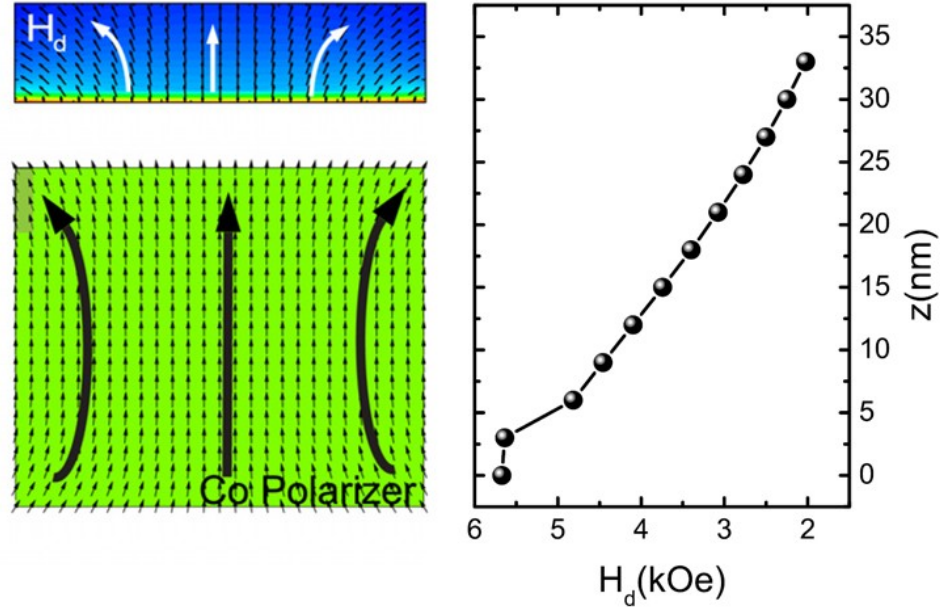


Figura 3.3: Co(60 nm)/15 nm/Py (6 nm). A parte esquerda inferior mostra o perfil da magnetização no polarizador e, no topo, o perfil do campo dipolar na região em que será inserido o nano-disco. A curva à direita mostra como a força do campo disperso do Co varia com a distância ao longo do eixo z , começando na superfície do polarizador de Co, desde $z = 0$ até $z = 35$ nm.

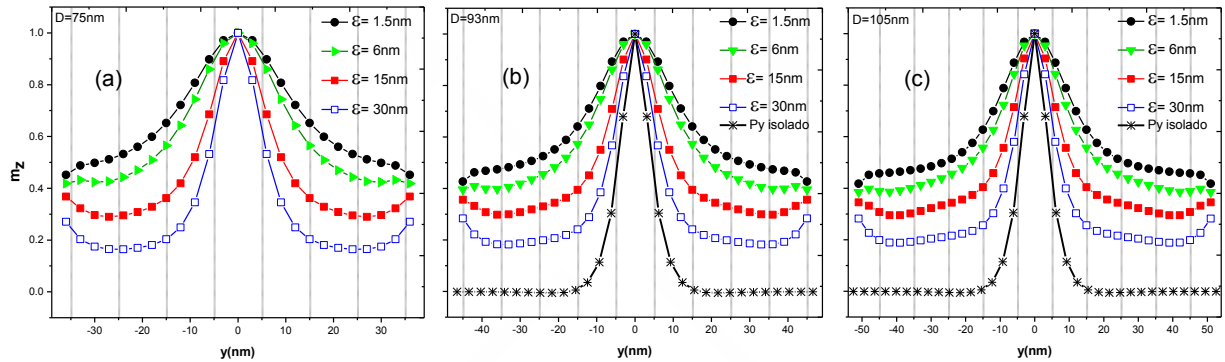


Figura 3.4: Componente z da magnetização no nanoelemento de Py (6 nm) acoplado ao polarizador de Co (60 nm). Em (a) com $D = 75$ nm, em (b) $D = 93$ nm sendo que a curva inferior refere-se ao nanoelemento de Py (6 nm) isolado, em (c) $D = 105$ nm sendo que a curva inferior também se refere ao nanoelemento de Py (6 nm) isolado. Os números da legenda indicam a distância para a superfície do polarizador de Co

de 15 nm da superfície do Co.

Ao longo do eixo do cilindro de Co a intensidade do campo dipolar do Co varia de 5.5 KOe na superfície do Co, até 2 kOe a uma distância de 33 nm. Dentro do nanocilindro de Py o campo de dipolar do Co é da mesma ordem de grandeza que o campo dipolar intrínseco

do nanocilindro de Py.

A fase magnética do nanocilindro de Py isolado de 6 nm de altura e diâmetro de 75 nm é um estado uniforme no plano. O campo dipolar do Co rompe o equilíbrio com o campo de troca e dipolar intrínsecos do nanocilindro de Py, e leva à formação de um vórtice ou estado vórtice-espiral.

Em todos os casos descritos neste estudo, a fase do nanocilindro de Co é um estado de domínio único aproximadamente uniforme com os momentos magnéticos alinhados em ângulos pequenos com o eixo z . De acordo com a figura 3.7, na região central do nanocilindro de Co a magnetização é quase alinhada com o eixo z . O ângulo de alinhamento é maior na região das superfícies laterais, atingindo valores em torno de até $\pi/6$.

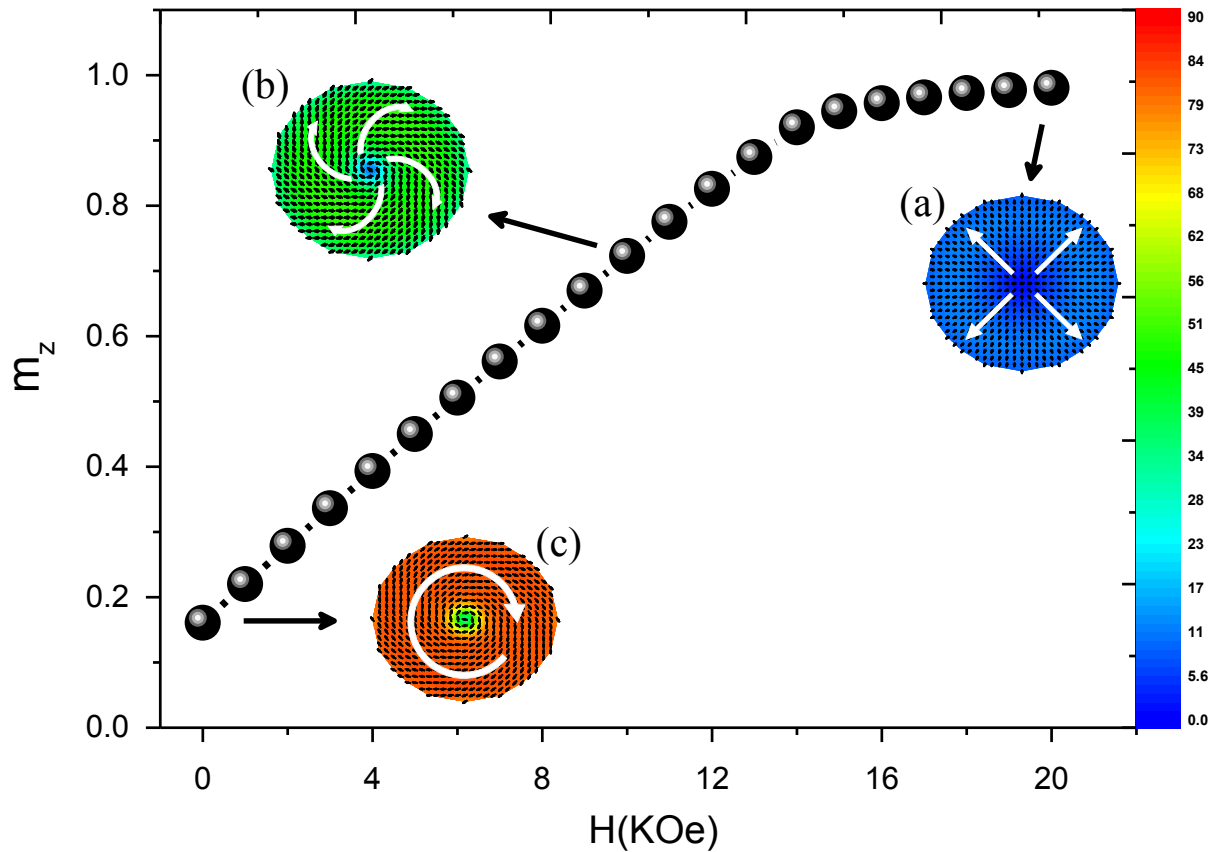


Figura 3.5: Curva de magnetização do nanocilindro de Fe de 6 nm de altura com um diâmetro de 63 nm separado do polarizador por uma distância de 18 nm. Em (a) a magnetização encontra-se saturada, com o campo magnético na direção de z , em (b) a fase é vórtice-espiral, em (c) no estado de remanência e a fase é vórtice. A barra em cores indica o ângulo da magnetização com o eixo z

A figura 3.5, mostra que ao diminuir o campo externo, partindo do valor de campo que satura magneticamente o sistema, a magnetização se aproxima do plano do nanocilindro. Para um valor de campo externo de 10 kOe a magnetização normalizada na direção do campo aplicado no ponto em que apresenta o estado vórtice-espiral é (m_z) é 0,7. No estado de remanência, ou seja, para um valor de campo externo nulo, m_z é igual a 0.18. A figura 3.4 e a tabela 3.1 mostra que o nanoelemento de Py com 6 nm de altura isolado, apresenta vórtice para diâmetros entre 93 e 105 nm. Para estes diâmetros do nanoelemento de Py os diâmetros dos núcleos dos vórtices são de aproximadamente 36 nm, como mostram as figuras 3.4(b) e 3.4(c), respectivamente.

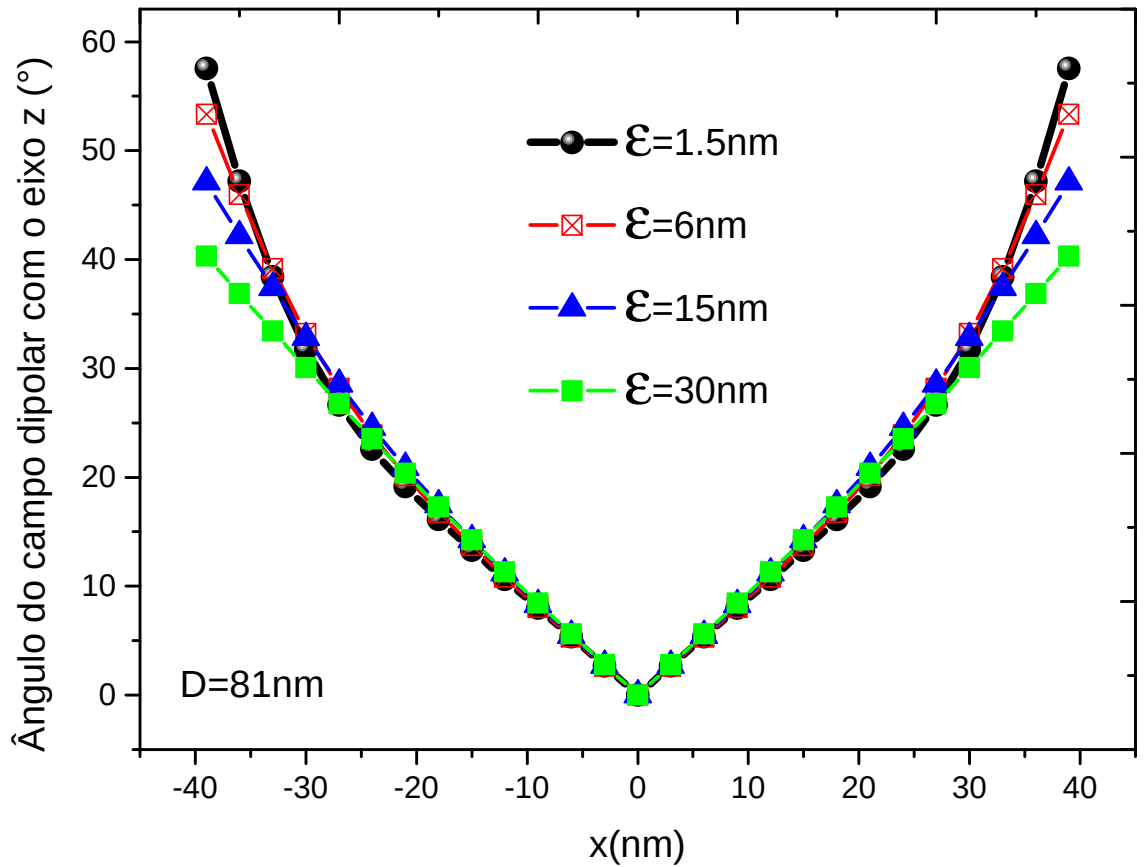


Figura 3.6: Curva do ângulo do campo dipolar gerada pelo polarizador em um nanocilindro de Py de 6 nm de altura com 81 nm de diâmetro versus a coordenada x no plano do nanocilindro. A legenda mostra a separação entre os nanocilindros e suas respectivas curvas

As fases magnéticas observadas nos nanocilindros de Py e Fe incluem os tipos uniforme, fase C, flor, vórtice-espiral e vórtice. **Uniforme** é a fase na qual a magnetização é

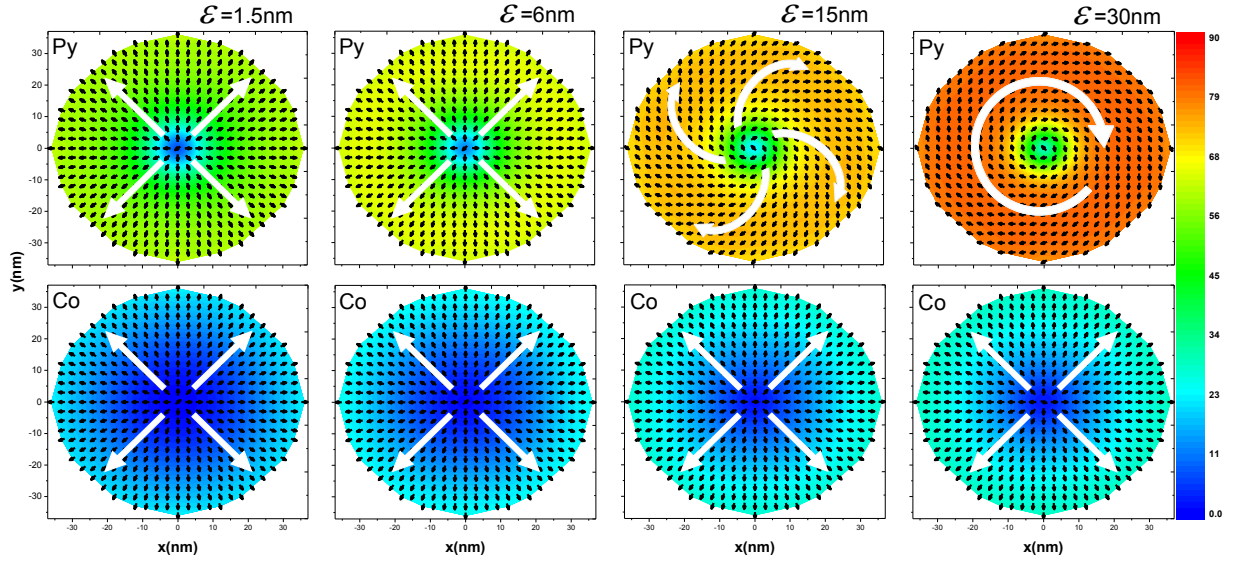


Figura 3.7: O painel mostra a configuração magnética de nanocilindros Co(60 nm), parte inferior e Py(6 nm), parte superior, ambas com diâmetro de $D = 75$ nm. Para a separação $\epsilon = 1.5$ nm o estado é tipo flor, para $\epsilon = 6$ nm o estado também é tipo flor, para $\epsilon = 15$ nm o estado é vórtice-espiral, para $\epsilon = 30$ nm o estado é vórtice. A barra em cores mostra o ângulo com o eixo z (normal à superfície)

Tabela 3.1: Co(60 nm)-Py(6 nm)

D(nm)	Py isolado	$\epsilon = 1, 5$ nm	$\epsilon = 6$ nm	$\epsilon = 15$ nm	$\epsilon = 30$ nm
45	Uniforme	Flor	V-espiral ^{cw}	Uniforme	Uniforme
63	Uniforme	Flor	V-espiral ^{cw}	V-espiral ^{cw}	Vórtice ^{cw}
75	Uniforme	Flor	Flor	V-espiral ^{cw}	Vórtice ^{cw}
81	Uniforme	Flor	Flor	V-espiral ^{cw}	Vórtice ^{cw}
93	Vórtice ^{cw}	Flor	Flor	V-espiral ^{cw}	Vórtice ^{cw}
105	Vórtice ^{cw}	Flor	Flor	V-espiral ^{cw}	Vórtice ^{cw}

V-espiral: Vórtice-espiral / cw: sentido horário / ccw: sentido anti-horário

uniforme e está praticamente no plano do nanocilindro de Py. Foi escolhido para representar esta fase o sistema com $D = 45$ nm e $\epsilon = 30$ nm que apresenta uma magnetização remanente próximo de 0.2 como mostra a figura 3.13. De acordo com a figura 3.8 a magnetização concentra-se praticamente no plano, com direção diagonal entre os eixos x e y , e formando um ângulo próximo de $\pi/2$ com o eixo z . Neste caso o caráter linear da magnetização está associado ao diâmetro do nanocilindro que é de 45 nm, assim como, a distância do polarizador que é de 30 nm. Dessa forma, o efeito do campo dipolar é reduzido e prevalece o efeito de bordas do nanoelemento.

Fase C é um estado magnético no qual os momentos magnéticos se arranjam de modo

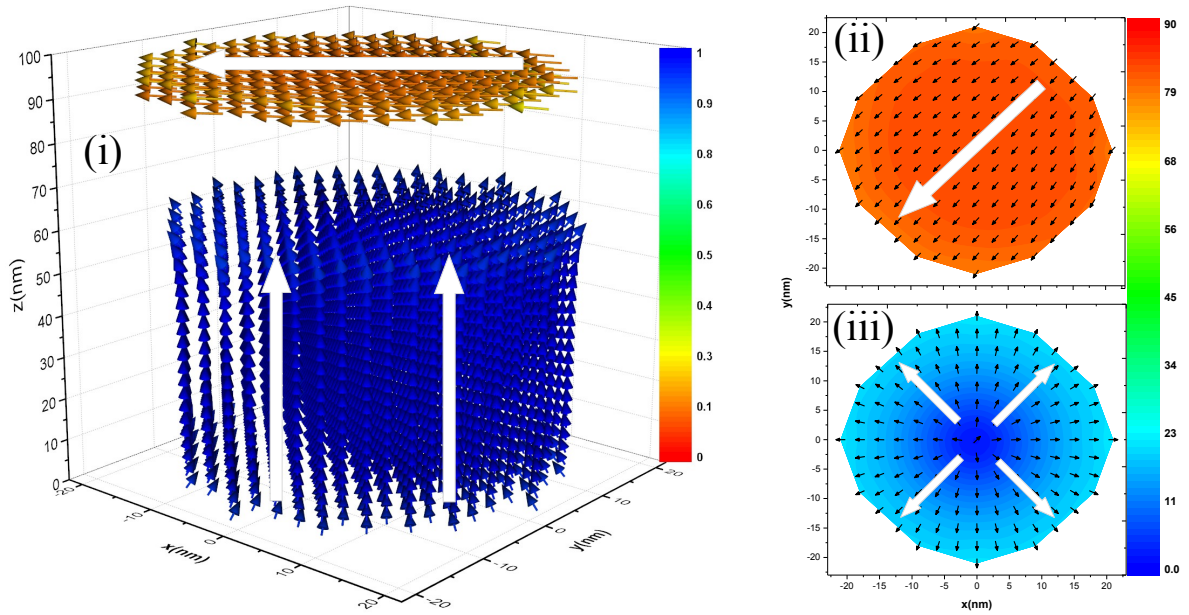


Figura 3.8: Fase magnética uniforme para Co(60 nm)/NM(30 nm)/Py(6 nm) e $D = 45$ nm. Em (i) o mapa dos momentos dos dois nanocilindros em três dimensões, as setas representam a direção do momento magnético de cada célula de simulação, a barra em cores mostra a projeção da componente z do momento magnético. Em (ii) a vista superior da magnetização do nanocilindro de Py. Em (iii) a vista superior da magnetização do nanocilindro de Co, a barra em cores de (ii) e (iii) mostra o ângulo da magnetização com o eixo z

a formar um C em metade da nanoestrutura e na outra metade a magnetização é uniforme, como pode ser visto na figura 3.9. Foi escolhido para representar esta fase o sistema formado pelo nanocilindro de Fe com $D = 93$ nm e $\epsilon = 30$ nm que apresenta uma magnetização remanente próximo de 0.1 como mostra a figura 3.13.

O estado tipo **Flor** mostrado na figura 3.10 possui grandes ângulos de alinhamento com o eixo z . Para uma distância de 1.5 nm em todos os diâmetros considerados, o ângulo dos momentos magnéticos atingem um valor próximo de $\pi/3$. A ausência de anisotropia uniaxial transforma o ângulo de alinhamento do nanocilindro de Py maior do que o valor correspondente no nanocilindro de Co, como visto na figura 3.10. Foi escolhido para representar esta fase o sistema com $D = 81$ nm e $\epsilon = 3$ nm cuja magnetização remanente é aproximadamente 0.12 como pode ser visto na figura 3.13.

No estado **vórtice-espiral** como mostra a figura 3.11 o lado externo do núcleo da magnetização não está no plano e a circulação dos momentos magnéticos assemelham-se ao formato espiral. Na figura 3.11 a magnetização no nanocilindro de Py apresenta um

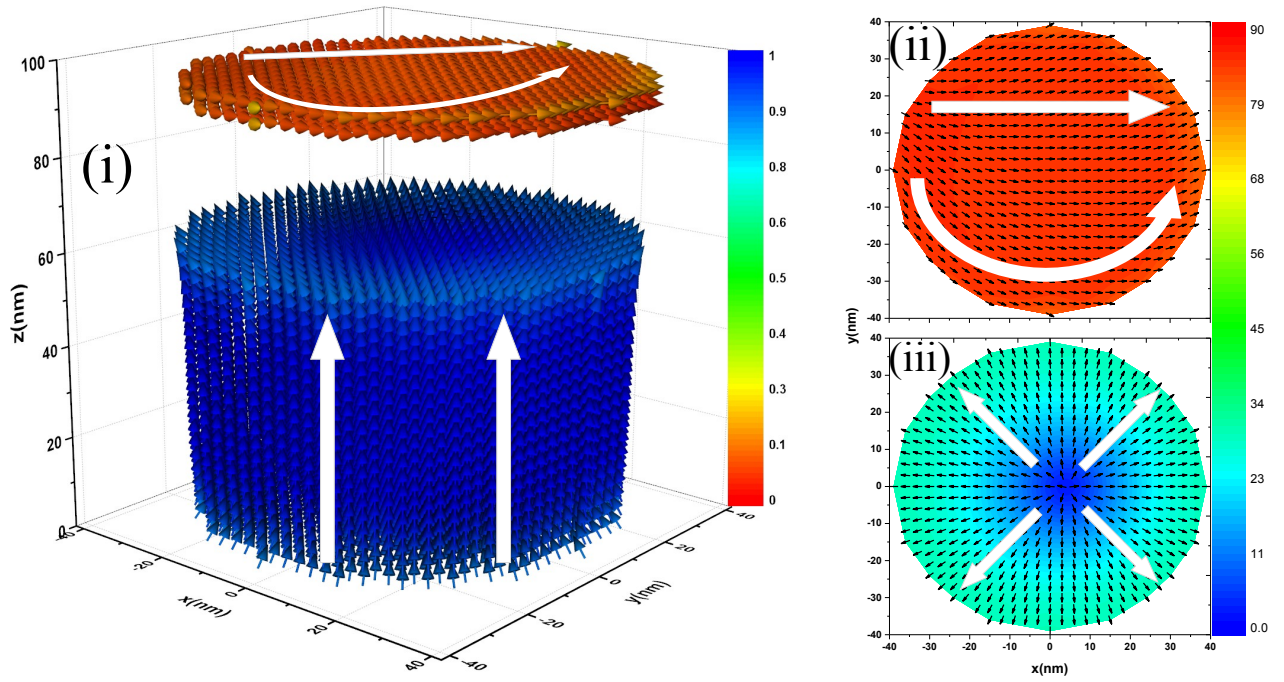


Figura 3.9: Fase magnética tipo C para Co(60 nm)/NM(30 nm)/Fe(6 nm) e $D = 93$ nm. Em (i) o mapa dos momentos dos dois nanocilindros em três dimensões, as setas representam a direção do momento magnético de cada célula de simulação, a barra em cores mostra a projeção da componente z do momento magnético. Em (ii) a vista superior da magnetização do nanocilindro de Py. Em (iii) a vista superior da magnetização do nanocilindro de Co, a barra em cores de (ii) e (iii) mostra o ângulo da magnetização com o eixo z

ângulo com o eixo z próximo de $\pi/3$ e no núcleo um ângulo próximo de $\pi/6$. Esta fase está representada pelo sistema com $D = 81$ nm e $\epsilon = 15$ nm cuja magnetização remanente é próximo de 0.34 de acordo com a figura 3.13. Este é um estado intermediário dos estados tipo flor e vórtice.

O estado de **vórtice** mostrado na figura 3.12 consiste em uma ondulação padrão no plano de magnetização em torno do núcleo, onde no centro deste, há uma componente perpendicular da magnetização [10]. Ao longo da curva de magnetização o vórtice ocorre quando as energias se tornam baixa comparadas com a interação dipolar e dependendo da dimensão da partícula, a magnetização se curva ao longo de suas bordas minimizando a energia magnetostática. Na curva de magnetização com o campo magnético na direção do plano do nanocilindro, que não é o caso do nosso sistema estudado, o estado vórtice geralmente é caracterizado por uma variação brusca da magnetização. No núcleo do vórtice a magnetização tem direção perpendicular ao plano que o comporta. O vórtice é caracterizado fundamentalmente por dois aspectos: **quiralidade** ou circulação que pode ser horária (cw)

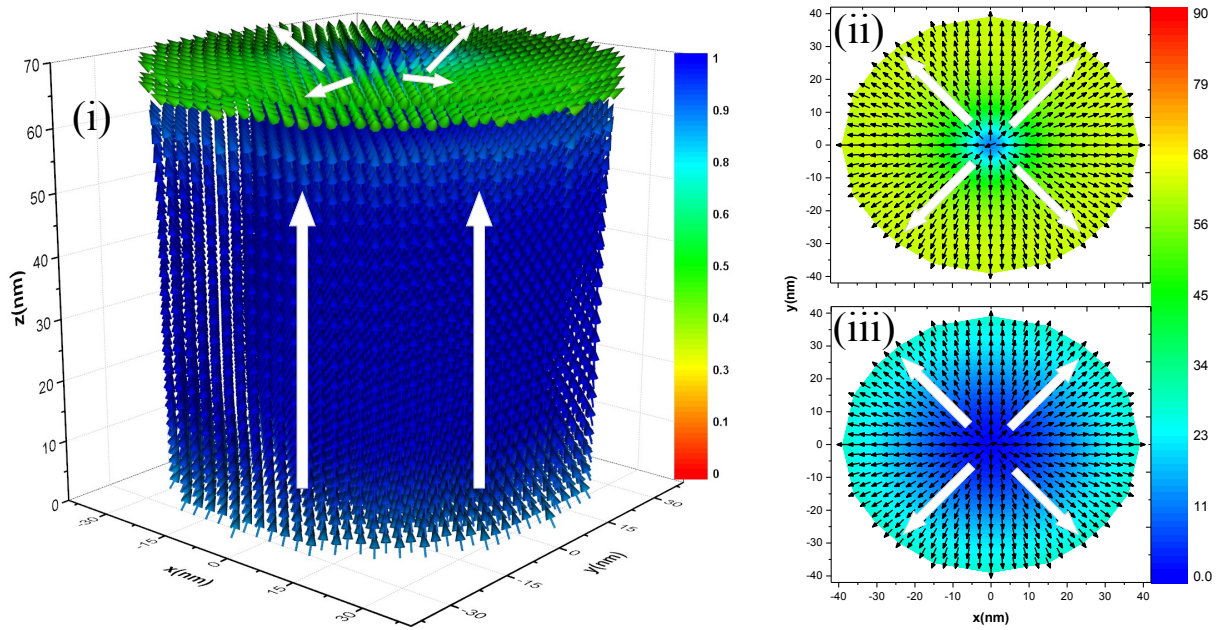


Figura 3.10: Fase magnética tipo flor para Co(60 nm)/NM(3 nm)/Py(6 nm) e $D = 81$ nm. Em (i) o mapa dos momentos dos dois nanocilindros em três dimensões, as setas representam a direção do momento magnético de cada célula de simulação, a barra em cores mostra a projeção da componente z do momento magnético. Em (ii) a vista superior da magnetização do nanocilindro de Py. Em (iii) a vista superior da magnetização do nanocilindro de Co, a barra em cores de (ii) e (iii) mostra o ângulo da magnetização com o eixo z

ou anti-horária (ccw) e magnetização do núcleo do vórtice ou **polaridade** que pode ser na direção do eixo z com sentido positivo ou negativo. O estado do vórtice é influenciado pela geometria do nanoelemento. Na figura 3.12 a magnetização na área ao redor do núcleo não está totalmente no plano, apresentando ângulo de inclinação próximo de $2\pi/5$ com o eixo z . Esta fase está representada pelo sistema com $D = 105$ nm e $\epsilon = 30$ nm, sua magnetização remanente é aproximadamente 0.58 de acordo com a figura 3.13. A ação do campo dipolar do polarizador de Co que se mantém próximo da direção do eixo z impede que a magnetização ao redor do núcleo do vórtice concentre-se totalmente no plano do nanocilindro de Py.

De acordo com a figura 3.6, as linhas de campo dipolar que passam pelo nanoelemento de Py, geradas pelo polarizador de Co formam um ângulo com o eixo z . Este ângulo é inversamente proporcional a distância que separa os nanocilindros. Entre as distâncias de 1.5 nm e 30 nm existe uma diferença desse ângulo com o eixo z de aproximadamente $\pi/9$. A configuração das linhas de campo dipolar segue a forma de um dipolo magnético com geometria cilíndrica, embora, com uma pequena interferência do campo dipolar gerado pelo

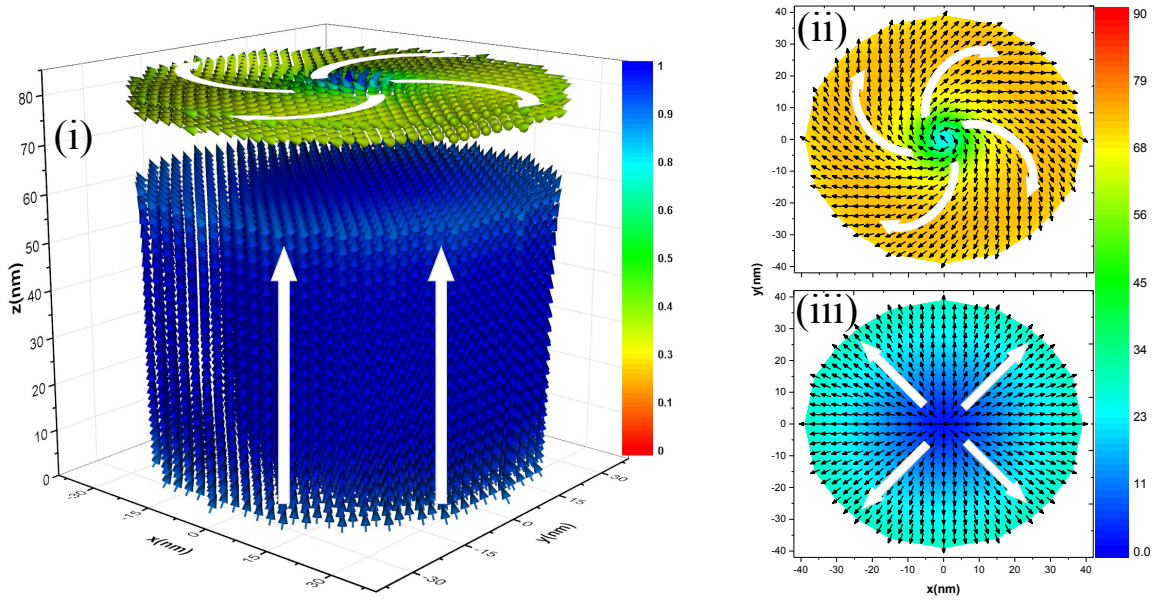


Figura 3.11: Fase magnética tipo vórtice-espiral para Co(60 nm)/NM(15 nm)/Py(6 nm)0 e $D = 81$ nm. Em (i) o mapa dos momentos dos dois nanocilindros em três dimensões, as setas representam a direção do momento magnético de cada célula de simulação, a barra em cores mostra a projeção da componente z do momento magnético. Em (ii) a vista superior da magnetização do nanocilindro de Py. Em (iii) a vista superior da magnetização do nanocilindro de Co, a barra em cores de (ii) e (iii) mostra o ângulo da magnetização com o eixo z .

nanoelemento de Py sobre o polarizador de Co.

3.3 Diagrama de fases magnéticas em remanência dos Nanocilindros de Co/NM/Fe e Co/NM/Py

Os diagramas de fases mostrados nas figuras 3.14 e 3.15 mostram cinco fases magnéticas: Uniforme, Fase C, Flor, Vórtice-espiral e Vórtice. Esses diagramas, assim como todos os resultados apresentados neste trabalho, foram obtidos com o campo magnético externo aplicado na direção z , perpendicular ao plano do nanocilindro. Materiais magnéticos nanoestruturados como nanopilares, nanocontatos, junção de tunelamento e etc. podem ser utilizados em dispositivos que são controlados por campo magnético ou corrente de spin polarizados [13, 16, 25, 49, 3, 24]. Um dos pontos que merece destaque no estudo destas nanoestruturas é a reversão da magnetização que ocorre através de campo externo aplicado ou corrente elétrica, ou seja, fatores referentes a estabilidade da magnetização. Dessa forma, o

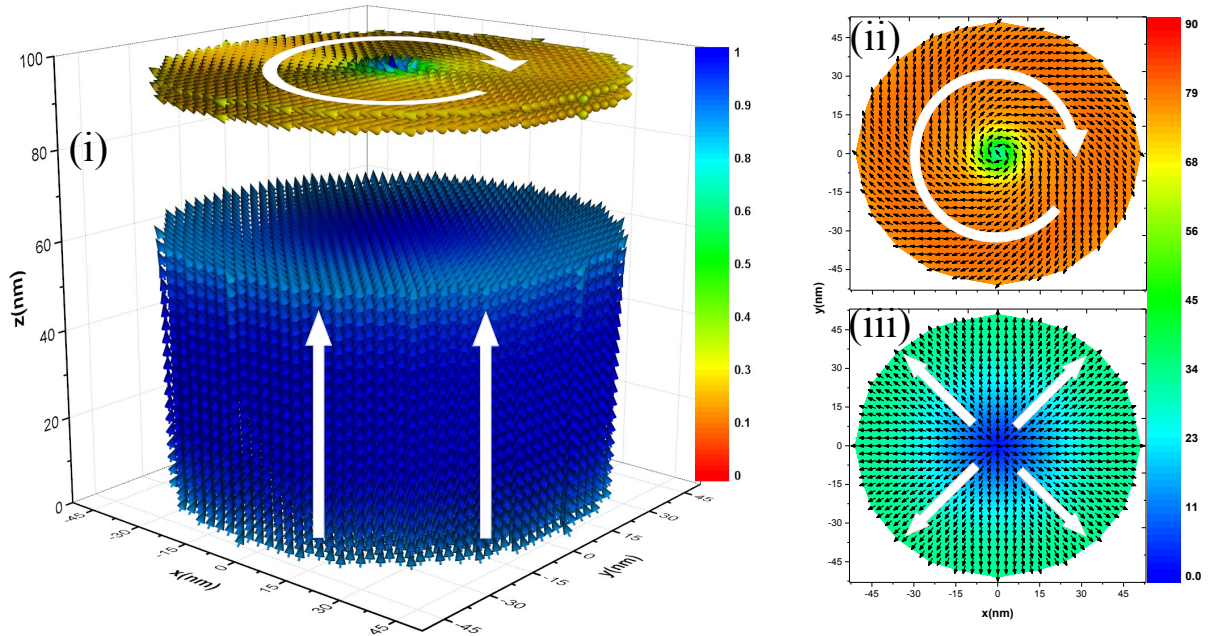


Figura 3.12: Fase magnética tipo vórtice para Co(60 nm)/NM(30 nm)/Py(6 nm) e $D = 105$ nm. Em (i) o mapa dos momentos dos dois nanocilindros em três dimensões, as setas representam a direção do momento magnético de cada célula de simulação, a barra em cores mostra a projeção da componente z do momento magnético. Em (ii) a vista superior da magnetização do nanocilindro de Py. Em (iii) a vista superior da magnetização do nanocilindro de Co, a barra em cores de (ii) e (iii) mostra o ângulo da magnetização com o eixo z

estudo da dinâmica da magnetização é primordial para a concretização das aplicações tecnológicas dos dispositivos citados acima. A dinâmica da magnetização no nanoelemento é determinada principalmente pelo estado espontâneo, que é o estado de mínima energia. Neste estado, a configuração magnética do sistema depende de vários parâmetros, tais como: tamanho, forma, magnetização de saturação, rigidez de troca, interface e etc. [15]. Dentre estes parâmetros o tamanho e a forma definidos como diâmetro D e altura h dos nanocilindros assim como a distância ϵ que os separa são abordados nessa seção como parâmetros controladores das diferentes fases magnéticas apresentadas nos diagramas de fases das figuras 3.14 e 3.15. A variável ϵ controla a intensidade da interação magnetostática entre os dois nanocilindros. A variável D influencia a anisotropia de forma, assim como os efeitos de borda dos nanocilindros através do número de coordenações que os momentos magnéticos superficiais apresentam.

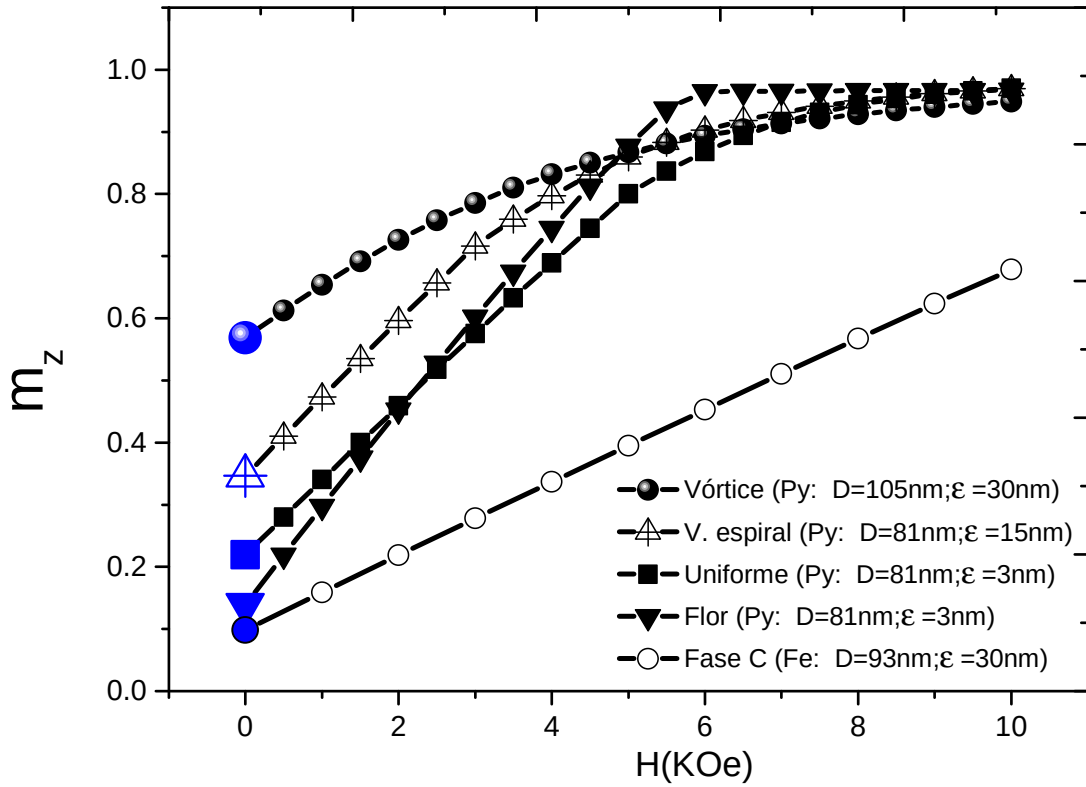


Figura 3.13: Curvas de magnetização das respectivas fases magnéticas mostradas nas figuras 3.8, 3.10, 3.11 e 3.12. Os pontos azuis destacados em cada curva representam os estados de magnetização remanente a campo nulo de acordo com cada fase magnética

As tabelas 3.1 e 3.2 referentes aos sistemas Co/NM/Py e Co/NM/Fe respectivamente, mostram uma variedade de fases magnéticas para diversas dimensões dos sistemas descritos, com ênfase para a caracterização da quiralidade do vórtice nos estados magnéticos definidos como vórtice e vórtice-espiral. Para o sistema Co/NM/Py todas as fases tipo vórtice e tipo vórtice-espiral apresentam quiralidade no sentido horário. Enquanto que no sistema Co/NM/Fe, as fases tipo vórtice-espiral das seguintes dimensões: $D = 45 \text{ nm} / \epsilon = 6 \text{ nm}$; $D = 63 \text{ nm} / \epsilon = 6 \text{ nm}$; $D = 63 \text{ nm} / \epsilon = 15 \text{ nm}$ e $D = 75 \text{ nm} / \epsilon = 15 \text{ nm}$ apresentam circulação da magnetização no sentido anti-horário.

A altura do nanocilindro de Co foi fixada em 60 nm e a altura dos nanocilindros de Py e Fe em 6 nm por motivos já discutidos na seção 3.1. No diagrama de fases do nanocilindro de Fe isolado, existe a nucleação de vórtice a partir do diâmetro de 81 nm. Enquanto que no diagrama de fases do nanocilindro de Py isolado também para altura de 6 nm existe a nucleação de vórtice somente a partir do diâmetro de 93 nm como pode ser visto na figura

Tabela 3.2: Co(60 nm)-Fe(6 nm)

D(nm)	Fe isolado	$\epsilon = 1, 5$ nm	$\epsilon = 6$ nm	$\epsilon = 15$ nm	$\epsilon = 30$ nm
45	Uniforme	V-espiral ^{cw}	V-espiral ^{ccw}	Uniforme	Uniforme
63	Uniforme	V-espiral ^{cw}	V-espiral ^{ccw}	V-espiral ^{ccw}	Fase C
75	C-Plano	V-espiral ^{cw}	V-espiral ^{cw}	V-espiral ^{ccw}	Fase C
81	Vortice ^{cw}	V-espiral ^{cw}	V-espiral ^{cw}	V-espiral ^{cw}	Fase C
93	Vortice ^{cw}	V-espiral ^{cw}	V-espiral ^{cw}	V-espiral ^{cw}	Fase C
105	Vortice ^{cw}	V-espiral ^{cw}	V-espiral ^{cw}	V-espiral ^{cw}	Fase C

V-espiral: Vórtice-espiral / cw: sentido horário / ccw: sentido anti-horário

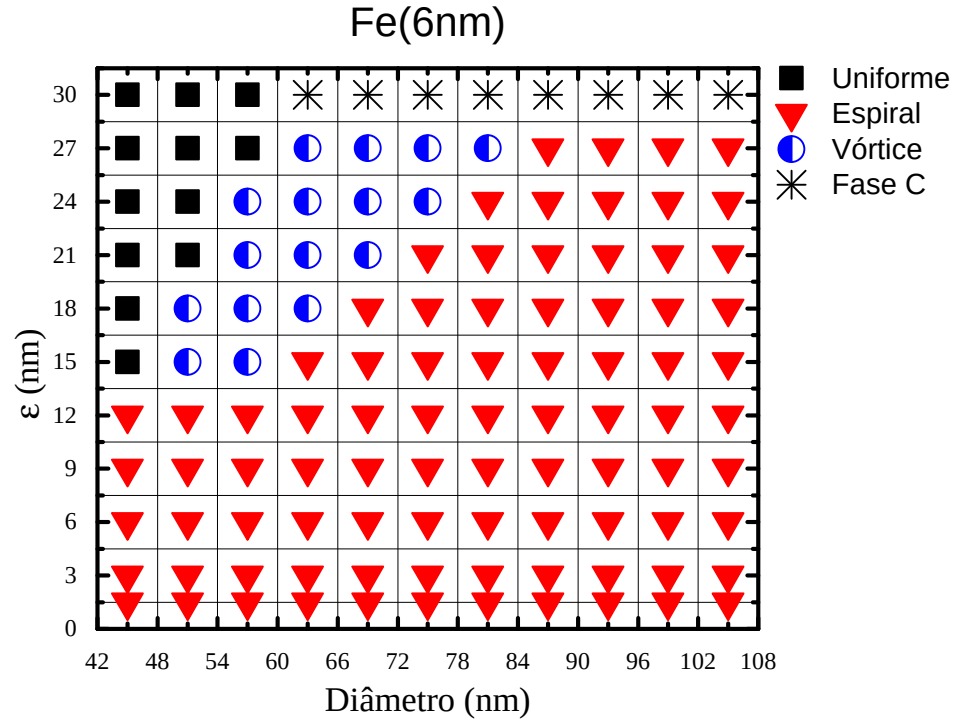


Figura 3.14: Diagrama de fases magnéticas para o nanocilindro de Fe de 6 nm de altura acoplado a um polarizador perpendicular de Co de 60 nm de altura

3.2. Nos diagramas das figuras 3.14 e 3.15, para todo espectro de ϵ o nanocilindro superior do sistema está sobre o efeito do campo dipolar gerado pelo polarizador onde, a intensidade desse campo é inversamente proporcional a distância ϵ como mostra a figura 3.3. A diferença nas fases magnéticas observada nos nanocilindros de Fe e Py também está relacionada com o fato de que para o nanocilindro de Fe a saturação ocorre na direção perpendicular ao seu eixo de anisotropia, já que o Fe apresenta anisotropia no plano. Enquanto que no Py a energia de anisotropia cristalina é desprezível. O diagrama de fase mostrado na figura 3.14, corresponde

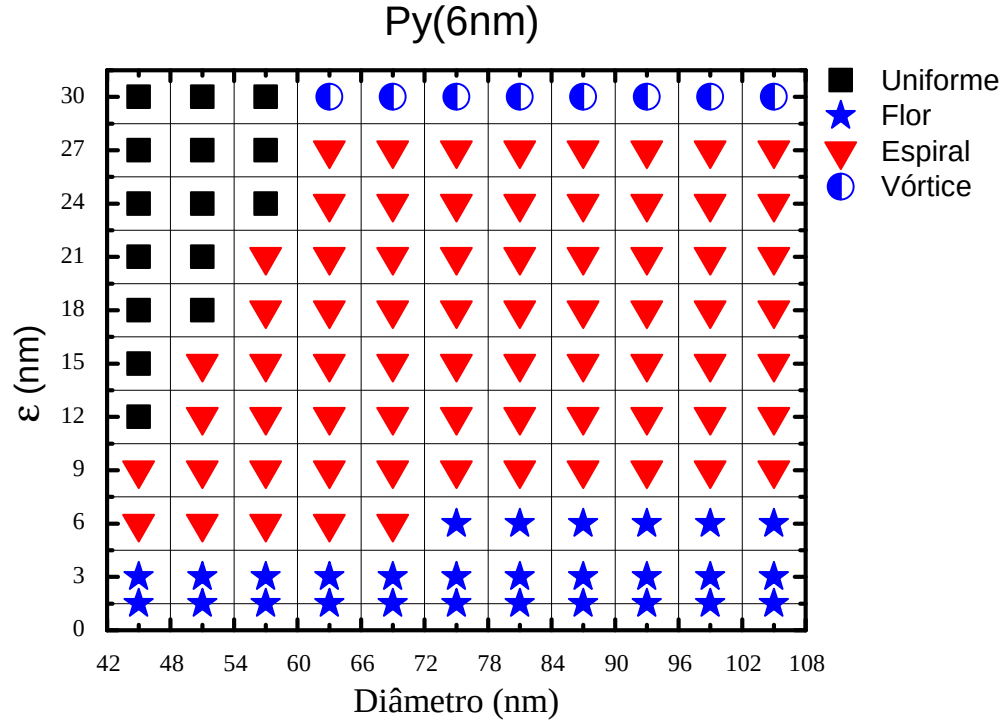


Figura 3.15: Diagrama de fases magnéticas para o nanocilindro de Py de 6 nm de altura acoplado a um polarizador perpendicular de Co de 60 nm de altura

ao sistema (Co/NM/Fe). Percebe-se que, para este sistema, a região em que se tem o estado de vórtice é maior do que para o sistema (Co/NM/Py) mostrado na figura 3.15. Isso ocorre devido a magnetização de saturação (M_S) do Fe ser maior do que a M_S do Py de acordo com a tabela 2.1. Portanto, como a energia dipolar é diretamente proporcional a M_S como pode ser visto na equação 2.25, os efeitos dipolares são mais intensos, facilitando a formação do estado de vórtice.

A região de nucleação de vórtice no diagrama de fase da figura 3.15 é caracterizada por grandes valores de ϵ onde o efeito do campo dipolar gerado pelo polarizador é moderado, próximo de 2.2 kOe. Na região em que se tem a fase vórtice-espiral ocorre a competição entre o campo dipolar que é razoavelmente forte e os campos de anisotropia, assim como a interação de troca entre os momentos magnéticos. A medida que o diâmetro do nanocilindro é aumentado começa a surgir uma anisotropia de forma pois o nanocilindro passa a se comportar como um nanodisco, com isso a ação do campo dipolar do polarizador no nanocilindro, superior, é mais efetiva. No diagrama de fase do Py mostrado na figura 3.15, uma grande

região do diagrama é preenchida pelo estado tipo flor que segue a configuração do campo dipolar do nanocilindro polarizador. Esta fase ocorre para valores de ϵ entre 1.5 e 6 nm. Este estado é caracterizado pela forte influência do campo dipolar já que para essas distâncias, a intensidade do campo dipolar é alta variando de 5.7 nm a 4.7 KOe, de acordo com a figura 3.3. Diferentemente, para os mesmos valores de ϵ no diagrama de fase do Fe mostrado na figura 3.14, a fase é vórtice-espiral. Este fato está associado com o campo de anisotropia do Fe, no plano, como também com o campo auto-dipolar do Fe que é maior do que o campo auto-dipolar do Py. Com isso, os momentos magnéticos no nanocilindro de Py estão mais susceptíveis a ação do campo dipolar do polarizador.

Capítulo 4

Conclusões e Perspectivas

Neste trabalho, foi tratado de nanocilindros de materiais diferentes Ferro (Fe) e Permalloy (Py) acoplados por meio do campo dipolar a um polarizador de Cobalto com magnetização perpendicular fixa. Para os dois materiais acoplados ao polarizador foi feito um diagrama de fase magnética com as variáveis de controle do sistema, a separação (ϵ) entre os nanocilindros e o diâmetro (D). Foi feito diagramas de fases no estado de remanência, para o Fe e o Py isolados com altura fixa em 6 nm e variando o diâmetro. Para o Fe isolado foi observado que até o diâmetro de 57 nm a fase magnética é uniforme. No intervalo entre 63 nm e 75 nm a fase é tipo C e de 81 nm a 105 nm a magnetização é do tipo vórtice. Para o Py isolado foi observado a fase uniforme no intervalo de diâmetro entre 45 nm e 87 nm e a fase vórtice de 93 nm a 105 nm. As regiões entre os valores descritos acima representam a transição entre as fases magnéticas. Foi observado que o polarizador de cobalto gera um campo dipolar com alcance superior a 30 nm partindo da superfície superior do nanocilindro. Observou-se também que ao aumentar a distância entre os nanocilindros, as linhas de campo dipolar geradas pelo polarizador se tornam mais perpendiculares a superfície do nanocilindro superior. Para distâncias da superfície do polarizador de Co menores do que 6 nm, e diâmetro que varia de 45 nm a 105 nm, o nanocilindro de Py exibe um estado padrão tipo flor, ou uma fase de vórtice-espiral com grande ângulo ($\pi/3$) do lado de fora do núcleo. Como mostra na tabela 3.1 são formados estados tipo vórtice a uma distância de 30 nm. Para uma separação entre os nanocilindros de 15 nm tem-se fases vórtice-espiral com diâmetros centrais maiores do que o tamanho do núcleo de Py com distâncias maiores. Mesmo um diâmetro grande ($D = 93$ nm) do nanocilindro de Py o qual existe uma fase vórtice se isolado, tem uma

fase fortemente modificada (vórtice-espiral) na presença do campo de dispersão do Co em distâncias curtas ($\epsilon = 6nm$). Com isso, pode-se definir as seguintes conclusões:

- A interação Co-Fe e Co-Py afeta o perfil do vórtice e leva a novas fases. Estas fases originam-se da interação dipolar e pode ser de interesse para o desenvolvimento de dispositivos de junção magnética de tunelamento.
- A energia dipolar é fundamental na formação das diversas fases magnéticas, uma vez que ela tenta diminuir a carga de superfície que se faz presente no nanoelemento com estado uniforme, ou seja, os efeitos dipolares são dominantes.
- A configuração da magnetização no estado de remanência em nanocilindros depende diretamente da sua forma e de suas dimensões.
- O acoplamento destes nanoelementos a um polarizador aumenta os parâmetros de controle do sistema.

Como perspectiva, abrimos espaço para a investigação de alguns pontos, como por exemplo:

- As fases magnéticas do sistema para diferentes espessuras dos nanocilindros de Fe e Py;
- As fases magnéticas do CoFe_2 , na configuração Co/ CoFe_2 , que é considerado um material mole com um alto valor de magnetização de saturação [50]; e
- As frequências de excitação dessas estruturas.

Apêndice A

Artigo publicado



Controlling the vortex core of thin Permalloy nano-cylinders dipolar coupled to Co polarizers

C. M. Souza,¹ Ana L. Dantas,¹ I. S. Queiroz, Jr.,² and A. S. Carriço^{3,a)}

¹*Departamento de Física, Universidade do Estado do Rio Grande do Norte, 59610-210, Mossoró, RN, Brasil*

²*Departamento de Ciências Ambientais e Tecnológica, Universidade Federal Rural do Semi-Árido, 59.625-900, Mossoró, RN, Brasil*

³*Departamento de Física, Universidade Federal do Rio Grande do Norte, 59072-970, Natal, RN, Brasil*

(Presented 6 November 2013; received 23 September 2013; accepted 14 October 2013; published online 13 January 2014)

We report a theoretical study of the vortex profile of in-plane magnetized PyTM nano-cylinders subjected to the stray field of perpendicular anisotropy Co nano-cylinders. We consider 6 nm thick PyTM cylinders dipolar coupled to 60 nm thick Co cylinders, at distances from 1.5 nm to 30 nm, with diameters (D) ranging from 45 nm to 105 nm. We find considerable reduction of critical diameter for stable PyTM magnetic vortices and spiral-vortex phases, as well as vortex core diameters twice as large as the bulk value. © 2014 AIP Publishing LLC.

[<http://dx.doi.org/10.1063/1.4860056>]

The pioneering proposal^{1,2} of a new mechanism to locally manipulate the magnetic order of nano-sized magnetic systems, triggered an ever increasing interest in the small-scale architecture of the magnetic order of nanoelements.

The magnetic profile of the vortex core in submicron sized nanoelements is relevant for a number of phenomena of current interest.³

From the viewpoint of applications, tailoring the vortex core is a primary issue for devices based on vortex core dynamics,⁴ such as spin-transfer torque nano-oscillators.^{5,6}

The recent development of high efficacy^{7,8} and external field-free spin-transfer nano-oscillators is based on magnetic tunnel junctions (MTJ) which contains a perpendicular spin current polarizer combined with an in-plane magnetized free layer.

This MTJ cell brings the free layer and the polarizer within the reach of the dipolar field of each other. Thus the vortex core profile at the free layer is affected by the dipolar field of the polarizer.

Also, the magnetic order of the polarizer is affected by the dipolar field of the free layer. Therefore the phase diagram of perpendicular anisotropy ferromagnetic cylinders⁹ may change.

In this paper, we report a theoretical study of the vortex structure of thin PyTM nano-cylinders dipolar coupled to perpendicular anisotropy Co nano-cylinders, separated by distances ranging from 1.5 nm to 30 nm, with diameters (D) ranging from 45 nm to 105 nm.

We have found that the dipolar interaction may lead to relevant changes in the Co magnetic order as well as in the PyTM vortex profile.

We have found that a single Co nano-cylinder with diameter ranging from 75 nm to 105 nm requires a height of at least 60 nm in order to magnetize in a quasiuniform single domain small angle flower state⁹ along the axis. For this

reason we have fixed the Co cylinder height in 60 nm for all examples discussed. There are variations in the angle with the axis according to the distance of the PyTM nano-cylinder to the Co surface.

Also, we have found that a minimum diameter of 93 nm is required to fit a vortex in a 6 nm single PyTM nano-cylinder. The dipolar interaction with the Co polarizer shifts this threshold to much smaller diameter values.

There is a considerable reduction of the critical dimensions for the nucleation of a stable magnetic vortex-like state on the PyTM cylinder.

At a distance of 15 nm from the polarizer surface, a 6 nm thick small diameter (75 nm) PyTM cylinder displays a vortex-like (spiral-vortex) state at remanence. At the same distance from the polarizer surface, a vortex state is formed in a 6 nm thick, 81 nm diameter, PyTM cylinder.

There are also considerable changes in the vortex core diameter. The vortex core diameter of a 60 nm diameter PyTM cylinder covers from 50% to 100% of nano-element area for distances in the 15 nm–1.5 nm range from the surface of the Co polarizer.

For a 105 nm diameter PyTM nano-cylinder the corresponding values are 25% to 30%. For both diameter values the vortex at small PyTM–Co separation has a spiral shape, while the uniform Co state along the z -axis turns into a flower state with small angle with the z -axis.

In Fig. 1 we show details of the magnetic structure and stray field of a 75 nm diameter, 60 nm thick, Co nano-cylinder coupled to a 6 nm thick PyTM nano-cylinder located at a 15 nm distance from the Co surface.

Along the Co cylinder axis, the strength of the Co stray field varies from 5.5 kOe at the Co surface, down to 2 kOe at a distance of 33 nm.

Within the PyTM nano-cylinder the Co stray field is of the same order of magnitude as the self-dipolar field of the PyTM nano-cylinder.

The magnetic phase of a single 75 nm diameter, 6 nm thick PyTM nano-cylinder is an in-plane quasiuniform state.

^{a)}Electronic mail: ascarrico@gmail.com.

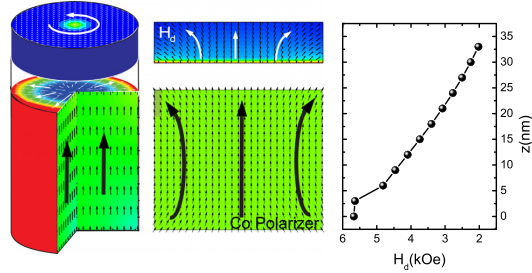


FIG. 1. PyTM (6 nm)/15 nm/Co(60 nm). The panel in the center shows the magnetization profile of the polarizer and, on the top, the stray field from the polarizer on the nano-disk region. The curve shows how the strength of the Co stray field varies with the distance along the axis, starting at the surface of the Co polarizer.

The Co stray field breaks the balance between the intrinsic exchange and self-dipolar field of the PyTM nano-cylinder, leading to the formation of a vortex (or vortex-like) state.

In the theoretical model we use cubic cells of edge $d = 3$ nm. For each value of the external field strength, the equilibrium configuration is found by seeking a set of directions of the moments in all cells ($\hat{m}_i$, $i = 1, \dots, N$) which makes the torque in each one of them smaller than 10^{-14} Am²/s.^{10–12}

The z -axis is chosen perpendicular to the surface of the nanoelement and the uniaxial anisotropy easy axis of the Co polarizer is out of plane and along the z -axis. The effective field is given by $\vec{H}_{eff} = -(\partial E / \partial \vec{M})$ and the energy density is given by

$$E = \frac{A}{d^2} \sum_j \sum_k (1 - \hat{m}_j \cdot \hat{m}_k) - M_s \vec{H} \cdot \sum_j \hat{m}_j - K \sum_j (m_j^z)^2 + \frac{M_s^2}{2} \sum_j \sum_k \left(\frac{\hat{m}_j \cdot \hat{m}_k}{n_{jk}^3} - \frac{3(\hat{m}_j \cdot \hat{n}_{jk})(\hat{m}_k \cdot \hat{n}_{jk})}{n_{jk}^5} \right), \quad (1)$$

where the first term is the intrinsic exchange energy, coupling magnetic moments of nearest-neighbor cells and A is the ferromagnetic exchange stiffness. The second and third terms are the Zeeman and anisotropy energies. The last term is the magnetostatic energy. It involves an unrestricted sum

TABLE I. PyTM vortex and vortex-like states.

D (nm)	Py TM = 6 nm			
	Py TM isolated	d = 6 nm	d = 15 nm	d = 30 nm
45	Uniform	45 nm ^a	Uniform	Uniform
63	Uniform	Flower	42 nm ^a	Uniform
75	Uniform	Flower	60 nm ^a	45 nm ^b
81	Uniform	Flower	66 nm ^a	60 nm ^b
93	36 nm ^b	72 nm ^a	66 nm ^a	66 nm ^b
105	36 nm ^b	78 nm ^a	78 nm ^a	78 nm ^b

^aSpiral vortex core diameter.

^bVortex core diameter.

of the dipolar energy, coupling all pairs of cells, either in the same material, or in different materials. $\hat{m}_i$ is the direction of the magnetic moment of the i -th cell, and n_{ij} is the distance between the cells i and j in units of cell size d .

We obtain the equilibrium pattern at remanence by starting from saturation at large external field values (H) along the z -axis direction (10 kOe was enough to achieve saturation for all examples in this study).

Then we followed the sequence of equilibrium states using a fine grid of values of H , all the way down to $H = 0$. The equilibrium profile for each value of the external field strength was used as the initialization pattern for the next value of the external field strength.

In all cases discussed in this study, as shown in Table I and in Fig. 2(a), the phase of the Co cylinder is a quasiuniform single-domain flower state⁹ with the magnetization aligned at small angles with the z -axis.

As shown in Fig. 2(a), in the near axis region the magnetization is nearly aligned with the z -axis. The misalignment angle is larger near the lateral surfaces, reaching values around $\pi/6$, as for example in the case of the 75 nm diameter Co(60 nm)/15 nm/PyTM (6 nm) system.

The phases of the PyTM nano-cylinder include: (i) a flower state with large misalignment angles. For a distance of 1.5 nm, and all diameters in this case, the flower angle reaches a value near $\pi/3$. The absence of uniaxial anisotropy turns the misalignment angle of the PyTM nano-cylinder larger than the corresponding value in the Co nano-cylinder; (ii) the vortex state, which consists in an in-plane curling magnetization pattern around the core at the center, where there is a perpendicular component of the magnetization;¹³

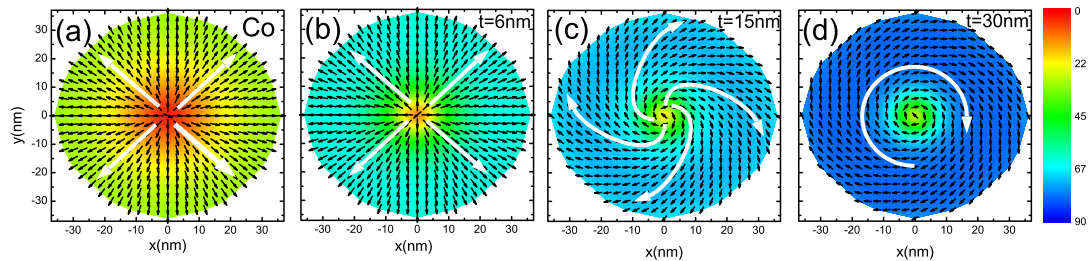


FIG. 2. The panels show the (a) the magnetic structure of the flower state of a 60 nm thick, 75 nm diameter Co cylinder, and the magnetic phases of 6 nm thick PyTM nanoelements with diameter of 75 nm at a distance from the Co surface of (b) $d = 6$ nm, flower state; (c) $d = 15$ nm, vortex-like state (spiral-vortex state); and (d) $d = 30$ nm, vortex state. The color bar code shows the angle with z -axis (normal to the surface).

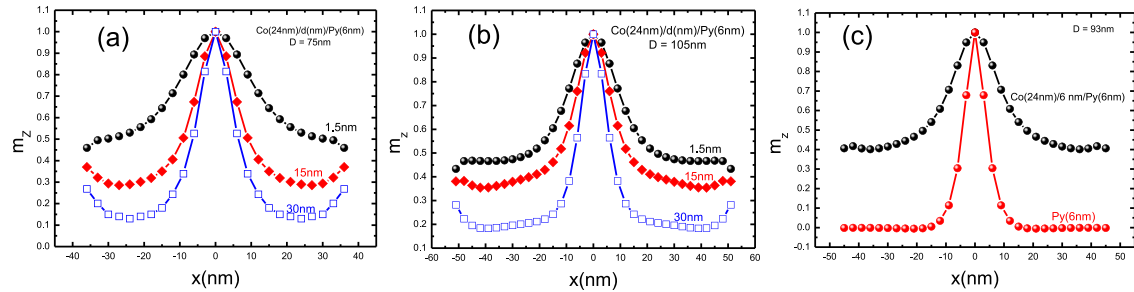


FIG. 3. The panels show (a) the magnetic structure of the flower state of a 60 nm thick, 75 nm diameter Co cylinder, and the magnetic phases of 6 nm thick Py^{TM} nanoelements with diameter of 75 nm at a distance from the Co surface of (b) $d = 6$ nm, flower state; (c) $d = 15$ nm, vortex-like state (spiral-vortex state); and (d) $d = 30$ nm, vortex state. The color bar code shows the angle with z-axis (normal to the surface).

and (iii) and a spiral-vortex phase in which outside the core the magnetization is not in-plane.

We have found that for distances to the Co polarizer surface smaller than 6 nm, and diameter ranging from 45 nm to 105 nm, the Py^{TM} nano-cylinder display a flower state pattern, or a spiral-vortex phase with large angle ($\pi/3$) outside the core.

As shown in Table I and in Fig. 3, vortex states are formed at a distance of $d = 30$ nm. For $d = 15$ nm we have found spiral-vortex phases with core diameters larger than the bulk Py^{TM} core size. Even a large diameter ($D = 93$ nm) Py^{TM} nano-cylinder, which displays a vortex phase if isolated, has a strongly modified phase (spiral-vortex) in the presence of the Co stray field at short distances ($d = 6$ nm).

We have shown that the Co- Py^{TM} interaction affects the vortex profile and leads to new phases. These phases emerge from the dipolar interaction and may be of interest for the safe design of magnetic tunnel junction devices.

The authors acknowledge financial support from FAPERN. The work of A.S.C. and A.L.D. was supported by CNPq Grants Nos. 350773 and No. 309676.

¹J. C. Slonczewski, *J. Magn. Magn. Mater.* **159**, L1 (1996).

²L. Berger, *Phys. Rev. B* **54**, 9353 (1996).

³G. Shimon, A. O. Adeyeye, and C. A. Ross, *Phys. Rev. B* **87**, 214422 (2013).

⁴S.-B. Choe, Y. Acremann, A. Scholl, A. Bauer, A. Doran, J. Stohr, and H. A. Padmore, *Science* **304**, 420 (2004).

⁵A. Dussaux, B. Georges, J. Grollier, V. Cros, A. V. Khvalkovskiy, A. Fukushima, M. Konoto, H. Kubota, K. Yakushiji, S. Yuasa, K. A. Zvezdin, K. Ando, and A. Fert, *Nat. Commun.* **1**, 8 (2010).

⁶A. Dussaux *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **98**, 132506 (2011).

⁷D. Houssameddine, U. Ebels, B. Delaet, B. Rodmacq, I. Firastrau, F. Ponthenier, M. Brunet, C. Thirion, J. P. Michel, L. Prejbeanu-Buda, M. C. Cyrille, O. Redon, and B. Dieny, *Nature Mater.* **6**, 447 (2007).

⁸B. Lacoste, L. D. Buda-Prejbeanu, U. Ebels, and B. Dieny, *Phys. Rev. B* **88**, 054425 (2013).

⁹N. Vukadinovic and F. Boust, *Phys. Rev. B* **75**, 014420 (2007).

¹⁰A. S. M. Silva, A. L. Dantas, G. O. G. Rebouças, and A. S. Carriço, *J. Appl. Phys.* **109**, 07D314 (2011).

¹¹G. O. G. Rebouças, A. S. W. T. Silva, A. L. Dantas, R. E. Camley, and A. S. Carriço, *Phys. Rev. B* **79**, 104402 (2009).

¹²A. L. Dantas, G. O. G. Rebouças, A. S. W. T. Silva, and A. S. Carriço, *J. Appl. Phys.* **97**, 10K105 (2005).

¹³T. Shinjo, T. Okuno, R. Hassdorf, K. Shigeto, and T. Ono, *Science* **289**, 930 (2000).

Bibliografia

- [1] BIRSAN, E. Magnetic properties of multilayer thin film with ising-like ordering. *Acta Physica Polonica A*, v. 117, 2010.
- [2] DIENY, B. et al. Giant magnetoresistence in soft ferromagnetic multilayers. *Physical Review B*, v. 43, p. 1297, 1991.
- [3] BERNSTEIN, D. P. et al. Nonuniform switching of the perpendicular magnetization in a spin-torque-driven magnetic nanopillar. *Physical Review B*, v. 83, p. 180410(R), 2011.
- [4] MAFFITT, T. M. et al. Design considerations for mram. *IBM Journal of Research and Development*, v. 50, p. 25–39, 2006.
- [5] HAN, X. F. et al. Nano-scale patterned magnetic tunnel junction and its device applications. *AAPPS Bulletin*, v. 18, p. N 6, 2008.
- [6] DIENY, B. et al. Spin-transfer effect and its use in spintronic components. *Int. J. Nanotechnol.*, v. 7, p. 591, 2010.
- [7] RAVELOSONA, D. et al. Domain wall creation in nanostructures driven by a spin-polarized current. *Physical Review Letters*, v. 96, p. 186604, 2006.
- [8] HAMADEH, A. et al. Perfect and robust phase-locking of a spin transfer vortex nano-oscillator to an external microwave source. *Cond-mat.mes-hall*, v. 41, p. 1311.7096, 2013.
- [9] MOHANTY, P. Nanotechnology: Nano-oscillators get it together. *Nature*, v. 437, p. 325–326, 2005.
- [10] SHINJO, T. et al. Magnetic vortex core obsrvation in circular dots of permalloy. *Science*, v. 289, p. 930, 2000.
- [11] SLONCZEWSKI, J. C. Current-driven excitation of magnetic multilayers. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, v. 159, p. L1, 1996.
- [12] BERGER, L. Emission of spin waves by a magnetic multilayers traversed by a current. *Physical Review B*, v. 54, p. 9353, 1996.
- [13] BADER, S. D. Colloquium: Opportunities in nanomagnetism. *Rev. Mod. Phys.*, v. 78, p. 1, 2006.

- [14] SOUTO, E. de S. *Propriedades de Spintrônica do gás de Elétrons e Dinâmica do íon Mr em Nano Estruturas Semicondutoras Magnéticas*. Tese (Doutorado) — Universidade de Brasília, 2003.
- [15] GARCIA, F. et al. Tailoring magnetic vortices in nanostructures. *Applied Physics Letters*, v. 97, p. 022501, 2010.
- [16] SHIMON, G.; ADEYEYE, A. O.; ROSS, C. A. Magnetic vortex dynamics in thickness-modulated ni80fe20 disks. *Physical Review B*, v. 87, p. 214422, 2013.
- [17] WU, J. et al. Direct observation of imprinted antiferromagnetic vortex states in *coo/fe/ag*(001) discs. *Nature Physics*, v. 7, p. 307, 2011.
- [18] CHOE, S. B. et al. Vortex core-driven magnetization dynamics. *Science*, v. 304, p. 420, 2004.
- [19] DUSSAUX, A. et al. Phase locking of vortex based spin transfer oscillators to a microwave current. *Applied Physics Letters*, v. 98, p. 132506, 2011.
- [20] DUSSAUX, A. et al. Large microwave generation from current-driven magnetic vortex oscillators in magnetic tunnel junctions. *Nature Communication*, v. 1, p. 8, 2010.
- [21] TSOI, M. et al. Excitation of a magnetic multilayer by an electric current. *Physical Review Letters*, v. 81, p. 493, 1998.
- [22] HOUSSAMEDDINE, D. et al. Spin-torque oscillator using a perpendicular polarizer and a planar free layer. *Nature Materials*, v. 6, p. 447, 2007.
- [23] LACOSTE, B. et al. Out-of-plane precession of an in-plane magnetized free layer submitted to the spin-transfer torque of a perpendicular polarizer: An analytical perturbative approach. *Physical Review B*, v. 88, p. 054425, 2013.
- [24] FIRASTRAU, I. et al. State diagram of a perpendicular polarizer-saf free-layer spintorque oscillator. *Digest Journal of Nanomaterials and Biostructures*, v. 6, p. 13–19, 2011.
- [25] YU, X. W. et al. Images of a spin-torque-driven magnetic nano-oscillator. *Physical Review Letters*, v. 106, p. 167202, 2011.
- [26] KATINE, J. A. et al. Current-driven magnetization reversal and spin-wave excitations in Co /Cu /Co pillars. *Physical Review Letters*, v. 84, p. 3149, 2000.
- [27] HERON, J. T. et al. Deterministic switching of ferromagnetism at room temperature using an electric field. *Nature*, v. 516, p. 370–373, 2014.
- [28] DARQUES, M. et al. Bottom-up approach for the fabrication of spin torque nano-oscillators. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, v. 44, p. 105003, 2011.
- [29] BORGES, N. M. et al. Oscilador pwm de alta frequência em ressonância magnética nuclear. *Revista de Física Aplicada e Instrumentação*, v. 17, 2004.

- [30] GUSLIENKO, K. Y. Magnetic vortex state stability, reversal and dynamics in restricted geometries. *Journal of Nanoscience and Nanotechnology*, v. 8, p. 27452760, 2008.
- [31] PRIBIAG, V. S. et al. Magnetic vortex oscillator driven by d.c spin-polarized current. *Nature Physics*, v. 3, p. 498, 2007.
- [32] VAZ, C. A. F.; BLAND, J. A. C.; LAUHOFF, G. Magnetism in ultrathin film structures. *Reports on Progress in Physics*, v. 71, p. 056501, 2008.
- [33] REBOUÇAS, G. de O. G. *Nucleação de Vórtices e Paredes de Domínio em Nanoestruturas Magnéticas*. Tese (Doutorado) — UFRN, 2010.
- [34] ASHCROFT, N. W.; MERMIN, N. D. *Física do Estado Sólido. Tradução: Maria Lúcia Godinho de Oliveira*. São Paulo: Cengage Learning, 2011.
- [35] SKOMSKI, R. Nanomagnetism. *J. Physical: Condens. Matter*, v. 15, 2003.
- [36] CHEN, W.; HAN, M. Microwave susceptibility dispersion spectra of nanodot arrays with perpendicular anisotropy. *Piers Online*, v. 6, p. 101, 2010.
- [37] GRIMSDITCH, M. et al. Normal modes of spin excitations in magnetic nanoparticles. *Physical Review B*, v. 69, p. 174428, 2004.
- [38] PORRATI, F.; HUTH, M. Diagram of the states in fe nano-cylinders. *Applied Physical Letters*, v. 85, p. 3157, 2004.
- [39] PARK, M. H. et al. Vortex head-to-head domain walls and their formation in onion-state ring elements. *Physical Review B*, v. 73, p. 094424, 2006.
- [40] MACHADO, T. S.; RAPPOPORT, T. G.; SAMPAIO, L. C. Static and dynamic properties of vortices in anisotropic magnetic disks. *Applied Physics Letters*, v. 93, p. 112507, 2008.
- [41] SOUZA, C. M. et al. Controlling the vortex core of thin permalloy nano-cylinders dipolar coupled to co polarizers. *Journal of applied Physics*, v. 115, p. 17D110, 2014.
- [42] VUKADINOVIC, N. Three-dimensional micromagnetic simulations of magnetic excitations in cylindrical nanodots with perpendicular anisotropy. *Physical Review B*, v. 75, p. 014420, 2007.
- [43] KIRSCHNER, J. K. H. R. H. J. Micromagnetic study of magnetic configurations in submicron permalloy disks. *Phys. Rev. B*, v. 67, p. 224432, 2003.
- [44] SAUTNER, J.; JAHEDI, N.; METLEESKO, V. Vórtices in magnetic nano-rings. *In: Electromagnetic, Magnetostatic, Exchange-Interaction and Vórtices in Confined Magnetic Structures*, ISBN:978-81-7895-373, p. 427–457, 2008.
- [45] DANTAS, A. L.; REBOUÇAS, G. O. G.; CARRIÇO, A. S. Vortex nucleation in exchange biased magnetic nanoelements. *IEEE Transactions on magnetics*, v. 46, 2010.

- [46] DOBISZ, E. A. et al. Patterned media: Nanofabrication challenges of future disk drives. *Proceedings of the IEEE*, v. 96, p. 1836–1846, 1999.
- [47] VAYSSET, A. et al. Improved coherence of ultrafast spin-transfer-driven precessionnal switching with synthetic antiferromagnet perpendicular polarizer. *Applied Physics Letters*, v. 98, p. 242511, 2011.
- [48] OGNEV, A. et al. The remagnetization process feature of trilayer nanodisks. *Solid State Phenomena Vols.*, v. 168-169, p. 249–252, 2011.
- [49] DAUGHTON, J. M. Magnetic tunneling applied to memory (invited). *Journal of Applied Physics*, v. 81, p. 3758, 1997.
- [50] LEITE, G. et al. Exchange coupling behavior in bimagnetic $\text{coFe}_2\text{O}_4/\text{coFe}_2$ nanocomposite. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, v. 324, p. 27112716, 2012.