

PROPOSTA DE UM MANCAL MAGNÉTICO SUPERCONDUTOR COM FITA
DE YBCO DE SEGUNDA GERAÇÃO

Guilherme Gonçalves Sotelo

PROJETO SUBMETIDO AO CORPO DOCENTE DO DEPARTAMENTO DE
ENGENHARIA ELÉTRICA DA ESCOLA POLITÉCNICA DA UNIVERSIDADE
FEDERAL DO RIO DE JANEIRO, COMO PARTE DOS REQUISITOS NECES-
SÁRIOS PARA A OBTENÇÃO DO GRAU DE ENGENHEIRO ELETRICISTA

Aprovada por:

Prof. Rubens de Andrade Jr., D.Sc.
(Orientador)

Prof. Richard Magdalena Stephan, Dr.-Ing.

Alexander Polasek, D.Sc.

RIO DE JANEIRO, RJ - BRASIL
JUNHO DE 2008

SOTELO, GUILHERME GONÇALVES

PROPOSTA DE UM MANCAL MAGNÉTICO SUPERCONDUTOR COM FITA DE YBCO DE SEGUNDA GERAÇÃO [Rio de Janeiro] 2008

X, 55 p. 29,7cm (POLI/UFRJ, Projeto de Graduação, Engenharia Elétrica, 2008)

Projeto de Graduação - Universidade Federal do Rio de Janeiro, Escola Politécnica

1. Mancais Magnéticos Supercondutores
2. Simulação de Supercondutores
3. Fitas 2G

I. POLI/UFRJ II. Título (série)

Para minha amada esposa Mar-
cele, vencemos juntos mais uma
batalha.

AGRADECIMENTOS

Acima de tudo, agradeço a Deus por todas as oportunidades e pela sustentação nos momentos difíceis.

Demonstro toda minha gratidão à minha esposa Marcele, por todo apoio e dedicação, que muitas vezes anulou sua própria vontade para possibilitar a realização deste trabalho.

Agradeço aos meus pais pela contribuição dada na minha formação, me ensinando sempre os verdadeiros valores necessários para um ser de boa índole e de bom carácter.

Aos professores Rubens e Richard que contribuíram de forma relevante para a concretização deste trabalho.

Aos amigos do LASUP por todo o apoio e pela agradável convivência.

Resumo do Trabalho apresentado à Escola Politécnica como parte dos requisitos necessários para a obtenção do grau de Engenheiro Eletricista

PROPOSTA DE UM MANCAL MAGNÉTICO SUPERCONDUTOR COM FITA DE YBCO DE SEGUNDA GERAÇÃO

Guilherme Gonçalves Sotelo

Maio/2007

Orientador: Rubens de Andrade Jr.

Departamento de Engenharia Elétrica

Este trabalho propõe um novo tipo de mancal supercondutor usando fitas de YBCO de segunda geração (2G). É utilizado um modelo fenomenológico para os cálculos de campo no material supercondutor, baseado no modelo de estado crítico. A implementação das simulações dos supercondutores com as modelagens propostas é realizada com a solução das equações diferenciais no espaço pelo Método de Elementos Finitos, enquanto que no tempo adota-se o Método das Diferenças Finitas. Os resultados experimentais de força de levitação de dois protótipos de rotores magnéticos para mancais supercondutores construídos com blocos maciços foram comparados com as simulações dos mancais implementados com as fitas 2G. Os cálculos de força de levitação realizados com as simulações mostraram o grande potencial das fitas 2G para a aplicação proposta, com acréscimo de aproximadamente 40% na pressão de levitação.

Sumário

1	Introdução	1
1.1	Divisão dos capítulos deste trabalho	3
2	Mancais magnéticos supercondutores e conceitos básicos de supercondutividade	4
2.1	Mancais Rotativos	4
2.2	Mancais Eletromagnéticos	5
2.2.1	Mancais Magnéticos Ativos	6
2.2.2	Mancais de Ímãs permanentes	7
2.2.3	Mancais Eletrodinâmicos	7
2.2.4	Mancais Magnéticos Supercondutores	8
2.3	Uma breve revisão histórica da supercondutividade	10
2.4	Supercondutores do tipo I e do tipo II	14
2.5	O modelo de estado crítico	15
2.6	Síntese do capítulo	17
3	Descrição do modelo utilizado para a simulação da força de levitação nos mancais supercondutores	19
3.1	Limite superior da força de levitação nos mancais magnéticos: modelo de permeabilidade nula	19
3.2	Aplicação do modelo de estado crítico para simular a força de levitação em HTSs	21
3.2.1	Descrição matemática do modelo de estado crítico	21
3.2.2	Modelagem do estado crítico pelo potencial vetor magnético	24
3.2.3	Implementação numérica para método híbrido MEF/MDF pelo princípio da superposição	26
3.3	Síntese do capítulo	30
4	Resultados de medidas e simulações com os mancais supercondutores	31
4.1	Projeto de rotores magnéticos para os mancais supercondutores	31
4.2	Medidas e simulações em mancais supercondutores com HTS maciços	36

4.2.1	Sistema de medidas de Força de levitação	37
4.2.2	Simulação com modelo de permeabilidade nula	38
4.2.3	Medida da força de levitação com blocos maciços	39
4.3	Utilização de fitas supercondutoras 2G em mancais magnéticos	40
4.3.1	Simulação de mancais supercondutores com fitas 2G	42
4.4	Síntese do capítulo	46
5	Conclusões e trabalhos futuros	48
5.1	Conclusões	48
5.2	Trabalhos futuros	49
	Referências Bibliográficas	51

Lista de Figuras

2.1	Classificação dos mancais com relação a direção preferencial de carregamento.	5
2.2	Classificação dos mancais com relação ao princípio físico de funcionamento.	6
2.3	Supercondutor do tipo II na presença de um campo externo aplicado com magnitude entre H_{c1} e H_{c2} , mostrando a rede de Abrikosov.	15
2.4	Perfil de campo e densidade de corrente de blindagem numa placa infinita supercondutora na presença de um campo magnético crescente no tempo.	17
2.5	Perfil de campo e densidade de corrente de blindagem numa placa infinita supercondutora, com campo inicialmente aplicado, na presença de um campo magnético decrescente no tempo.	18
3.1	Fluxóide numa placa supercondutora e grandezas vetoriais que nele atuam.	22
3.2	Fluxograma com o algoritmo para o cálculo de J_{sc} no supercondutor apresentando a discretização temporal.	29
4.1	Foto dos rotores magnéticos para as topologias CF e AMA de mancais supercondutores.	33
4.2	Desenhos dos rotores magnéticos para 3 topologias de mancais supercondutores.	34
4.3	Magnetização dos segmentos de anel usadas para compor o rotor magnético da configuração CF (figura 4.1 a esquerda). Peças de N35 compradas de um fabricante chinês.	35
4.4	Linhas equipotenciais de A_ϕ para os discos de Nd-Fe-B dos mancais supercondutores CF e AMA.	35
4.5	Mapeamento 1D da indução magnética nos discos de Nd-Fe-B dos mancais supercondutores para as configurações CF (Concentrador de Fluxo) e AMA (Anéis Magnetizados Axialmente).	36

4.6	Novo sistema construído para a medida da força de levitação dos mancais supercondutores. No detalhe o criostato usado para a base com os 9 HTS, onde os supercondutores ficam situados a 0,5mm da superfície superior da base.	37
4.7	Rotor magnético CF medido e arranjos de base com blocos de HTS utilizados: (a) 16 blocos em forma de paralelepípedos e (b) 9 blocos com geometria cilíndrica.	38
4.8	Força de levitação para modelagem de $\mu_R = 10^{-15}$, por dois métodos de cálculo de força.	39
4.9	Ensaio em ZFC para diferentes bases com YBCO, conforme arranjos da figura 4.7 (a) e (b).	40
4.10	Possíveis configurações para as bobinas com fitas 2G.	42
4.11	Vista em corte do rotor magnético sobre uma bobinas com fita 2G.	43
4.12	Medida da pressão de levitação para as configurações CF e AMA para ensaios em ZFC para duas bases de HTS distintas.	44
4.13	Compara medidas de força de levitação realizadas entre o rotor CF com blocos supercondutores e simulações com para a fita.	45
4.14	Medida da pressão de levitação para as configurações CF e AMA para ensaios em ZFC para duas bases de HTS distintas.	46
4.15	Comparação de simulações para as fitas com diferentes rotores magnéticos.	47

Lista de Tabelas

4.1	Especificações da fita supercondutora 2G. [3]	41
4.2	Opções comerciais de corrente crítica mínima e de densidade de corrente média de engenharia da fita 2G.[3]	41

Capítulo 1

Introdução

Os mancais magnéticos tem como função eliminar o contato entre duas partes que apresentam movimento relativo entre si, seja este movimento rotativo ou linear. Tais dispositivos se aplicam a sistemas físicos que necessitam de alto rendimento, ou que devem operar em alta velocidade, onde as perdas energéticas começam a ser mais significativas. Dentre os mancais magnéticos existentes, o mancal magnético supercondutor merece uma posição de destaque, pois é capaz de fornecer estabilidade em todos os graus de liberdade sem a necessidade de usar um sofisticado sistema de controle[1]. Normalmente os mancais supercondutores são construídos com blocos texturizados por fusão semeada [2], mas tais blocos apresentam um alto custo de produção. Devido a complexidade envolvida no processo de produção destes blocos e ao desperdício de material intrínseco ao seu preparo, é muito difícil a redução de custos de produção destes blocos.

Recentemente, vários fabricantes vem desenvolvendo fitas supercondutoras de YBCO (sigla usada para a cerâmica $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$) [3] [4] [5]. Estas fitas são conhecidas como fitas de segunda geração (ou fitas 2G), devido a estarem substituindo as fitas anteriormente desenvolvidas de $Bi_2Sr_2Ca_2Cu_3O_{10}$. Dentre as vantagens apresentadas pelas fitas 2G destacam-se: elevada densidade de corrente crítica de engenharia ($J_e \sim 10^8 A/m^2$), diâmetro de curvatura de mínimo recomendado de apenas 35mm, baixo desperdício de material, produção de até um 1km contínuo mantendo a homogeneidade do material e possibilidade de custos reduzidos de produção em larga escala num futuro próximo. Atualmente o custo para compra no

varejo é de $70US\$$ [3] por metro de fita, mas estima-se que este valor cairá no futuro (podendo atingir até $20US\$$).

É comum encontrar o uso das fitas supercondutoras em muitas aplicações, mas o uso deste material em mancais magnéticos ainda não foi apresentado na literatura até o presente momento. Este trabalho propõe a investigação da viabilidade da aplicação de fitas supercondutoras para a levitação magnética. A grande motivação para o desenvolvimento deste trabalho se baseia no potencial apresentado pelas fitas 2G e na tendência de redução de custo apresentada pelos fabricantes.

Uma vez que a investigação e o projeto dos mancais supercondutores requer o domínio de uma modelagem destes materiais, o presente trabalho fará uso de metodologias que permitam simular tais materiais. Tendo o conhecimento de como modelar corretamente os materiais supercondutores, baseando-se em trabalhos passados que validaram um modelo de simulação [2], torna-se possível concretizar com maior facilidade o projeto dos mancais supercondutores usando as fitas 2G. Dentro dos modelos fenomenológicos existentes na literatura aquele que tem apresentado resultados mais animadores é o modelo de estado crítico [6] [7]. Essa modelagem permite tratar o supercondutor como um material que apresenta uma densidade de corrente elétrica macroscópica, com perfil fixo e amplitude regulada pela variação na intensidade do campo magnético externo. Em muitos dos modelos dedicados a simulação dos supercondutores, a discretização espacial da geometria a ser estudada é feita através do Método de Elementos Finitos (MEF), que atualmente encontra-se bastante difundido na literatura [8] [9] [10].

Alguns trabalhos anteriores mostraram que é conveniente realizar a solução do cálculo de campos nos materiais supercondutores de forma acurada através de métodos híbridos, que misturam o MEF para a solução espacial e método das diferenças finitas (MDF) para a solução temporal [2] [11] [12]. Essa abordagem usa um equacionamento baseado em uma formulação pelo potencial vetor magnético e pelo potencial elétrico escalar (formulação A-V), na qual o modelo de estado crítico é responsável pela inserção da não linearidade no supercondutor. O presente trabalho se propõe a modelar a fita supercondutora 2G aplicada ao projeto de mancais supercondutores. Esses casos serão simulados para geometrias que não são triviais.

Os resultados apresentados no decorrer do trabalho, a partir das simulações re-

alizadas para a força de levitação em mancais supercondutores usando fitas 2G, se comparados com algumas medições realizadas em protótipos de mancais usando *bulk*, mostram que as fitas apresentam grande potencial para utilização nesta aplicação. O mancal simulado com as fitas 2G foi capaz de apresentar um acréscimo na pressão de levitação da ordem de 40% se comparado com o mancal implementado com o supercondutor com blocos maciços.

1.1 Divisão dos capítulos deste trabalho

Esse documento foi dividido em 5 capítulos, sendo o primeiro dedicado a uma introdução e a apresentação do trabalho. O segundo capítulo tem como objetivo apresentar alguns tópicos teóricos introdutórios considerados relevantes sobre a supercondutividade, do ponto de vista fenomenológico. O terceiro capítulo apresenta o modelo de estado crítico, descrevendo o seu equacionamento e o procedimento realizado para a implementação da simulação de supercondutores com esse método através do MEF, por duas abordagens distintas: permeabilidade nula e método híbrido MEF/MDF para estado crítico. O quarto capítulo apresenta os mancais supercondutores projetados e as medidas de força realizadas com supercondutores maciços. Finalmente, são apresentados os resultados das simulações realizadas para os mancais supercondutores que utilizam as fitas 2G. Estes resultados são comparados com as medidas realizadas nos mancais com os *bulks* supercondutores. No último capítulo, são feitas as conclusões do trabalho e apresentadas as considerações finais com sugestões de trabalhos futuros.

Capítulo 2

Mancais magnéticos supercondutores e conceitos básicos de supercondutividade

Este capítulo apresenta alguns tópicos referentes à supercondutividade para situar o leitor em relação a alguns dos conceitos que serão abordados nos capítulos seguintes. Foi feita uma subdivisão do capítulo em três partes. Inicialmente serão apresentados os mancais rotativos. Numa segunda etapa é feita uma abordagem mostrando alguns acontecimentos relevantes dentro da evolução histórica da supercondutividade. Finalmente, é feita uma apresentação fenomenológica da supercondutividade, onde faz-se o detalhamento de alguns conceitos básicos do assunto.

2.1 Mancais Rotativos

Esta seção tem como função apresentar de forma sucinta os diversos tipos de mancais utilizados cotidianamente, assim como fazer uma introdução aos mancais magnéticos. Os mancais rotativos são classificados de duas formas: em relação à direção preferencial de carregamento e quanto ao princípio físico de funcionamento para a sustentação do eixo. Conforme a sua direção preferencial de carregamento, os mancais para eixos rotativos podem ser desenvolvidos para fornecer ao rotor

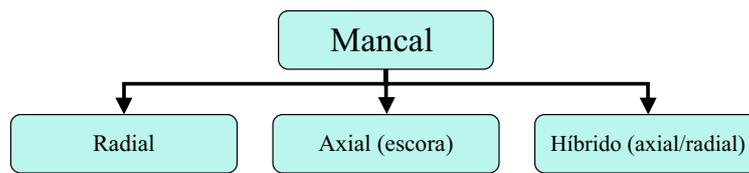


Figura 2.1: Classificação dos mancais com relação a direção preferencial de carregamento.

estabilidade radial, axial ou ambas simultaneamente, como ilustra a figura 2.1.

Na classificação dos mancais quanto ao princípio físico utilizado para a sua operação, existem basicamente os tipos apresentados abaixo:

- mancais de escorregamento (ou deslizamento) com lubrificação de fronteira ou com filme de fluido (mancais fluidostáticos e fluidodinâmicos);
- mancais de elementos rolantes (como os rolamentos de esfera, rolamentos de agulhas, rolamentos de rolos cilíndricos, rolamentos de rolos cônicos e rolamento de barris); e
- mancais eletromagnéticos (mancais magnéticos ativos, mancais de ímãs permanentes, mancais eletrodinâmicos e mancais magnéticos supercondutores).

A figura 2.2 ilustra sob a forma de um organograma a classificação dos diferentes tipos de mancais conforme o princípio utilizado na sustentação.

2.2 Mancais Eletromagnéticos

De uma forma geral, os mancais eletromagnéticos operam sem qualquer espécie de contato físico entre o estator e o rotor. O principal agente responsável pelo funcionamento desses tipos de mancais é o campo eletromagnético, que será responsável pela produção de uma força que faz com que o rotor levite (mancal de escora) ou seja centralizado (mancal radial). Existem quatro tipos de mancais eletromagnéticos: os mancais magnéticos ativos, os mancais de ímãs permanentes, os mancais eletrodinâmicos (ou de corrente parasita) e os mancais supercondutores. Tais dispositivos estão apresentados abaixo.

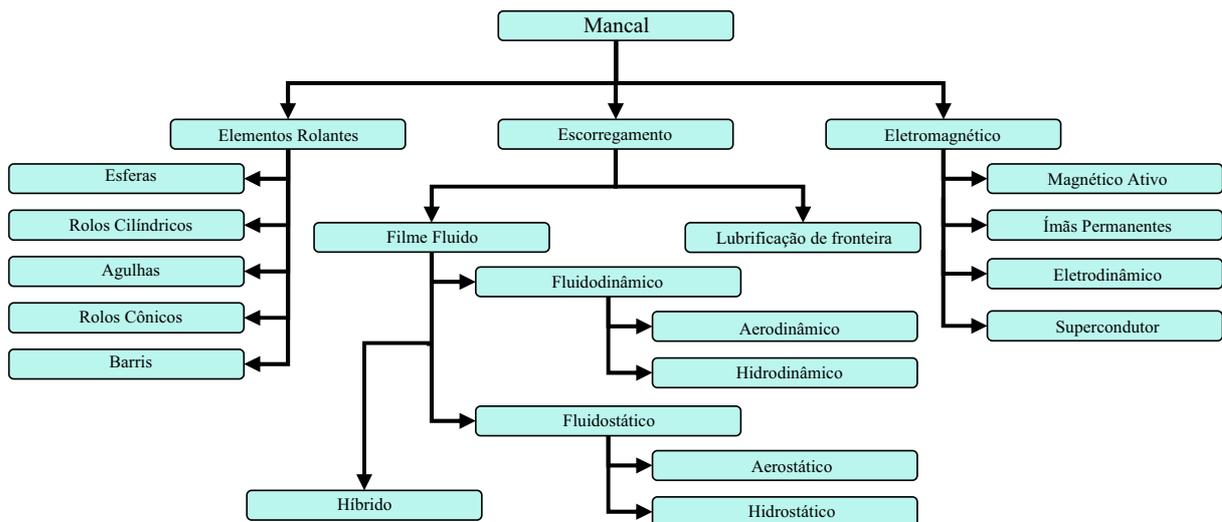


Figura 2.2: Classificação dos mancais com relação ao princípio físico de funcionamento.

2.2.1 Mancais Magnéticos Ativos

Os mancais magnéticos ativos operam através da utilização de bobinas que são responsáveis por exercer uma força magnética no rotor e assim preservar a posição de operação [13]. Sensores que estão localizados no estator informam com exatidão qual a posição do rotor e em caso de ocorrer um deslocamento da posição de operação, um sinal de erro proporcional a esse deslocamento é gerado. Um sistema de controle deve utilizar essas informações e calcular o valor da corrente que deve ser aplicada às bobinas. O sinal que é processado pelo sistema de controle é enviado para o circuito de potência, que é responsável pela alimentação das bobinas. As bobinas, por sua vez, produzirão um campo magnético e farão uma força sobre o rotor, direcionando-o para a posição de operação. O sistema de controle precisa apresentar uma considerável precisão devido à grande instabilidade envolvida. Os mancais magnéticos ativos necessitam de mancais auxiliares (de rolamentos) de emergência, caso ocorra uma pane ou falha no sistema de controle ou na alimentação das bobinas. Como vantagens apresentadas pelos mancais magnéticos ativos têm-se: o fato da tecnologia para implementação ser difundida, a possibilidade de operar em altíssimas velocidades com baixas perdas energéticas e o custo de produção apresentar uma tendência de queda. Entretanto, como pontos negativos encontramos: a necessidade de utilizar um sistema de controle de relativa complexidade, uso de sensores de posição para localização do eixo, gastos de energia para operação (ali-

mentação das bobinas), grande quantidade de calor produzida nas bobinas (muitas vezes necessitando de um sistema de arrefecimento) e o custo de produção ainda relativamente elevado.

2.2.2 Mancais de Ímãs permanentes

Os mancais de ímãs permanentes são mancais que baseiam sua operação na força de atração ou repulsão existente entre os ímãs permanentes [14] [15]. Esses mancais são totalmente passivos, pois dispensam sistemas de controle. Entretanto, apresentam alta instabilidade e necessitam de alguma espécie de escoramento (mancal auxiliar ou outro mancal) para que possam operar. Com a redução do custo de produção do ímãs de terras raras (como o Nd-Fe-B, por exemplo), a utilização desse tipo de mancal ganha uma nova motivação. Por essas características, geralmente um equipamento é construído ou projetado para operar com mancais de ímãs permanentes na função de mancal auxiliar (reduzindo a carga sobre os mancais de escora [15]).

2.2.3 Mancais Eletrodinâmicos

Os mancais eletrodinâmicos (também conhecidos como mancais de correntes parasitas ou ainda mancais eletromagnéticos de corrente alternada) têm o princípio de funcionamento baseado na indução de correntes de Foucault, que surgem do movimento relativo entre o rotor e a parte fixa do mancal. É possível encontrar na literatura dois tipos de mancais eletrodinâmicos: com campos magnéticos produzidos a partir de bobinas alimentadas por corrente alternada [16] ou por ímãs permanentes que se deslocam em relação às placas condutoras [17]. Pela lei de Faraday-Lenz, toda vez que houver variação do fluxo magnético haverá a produção de uma corrente em forma de vórtice e também uma força em sentido contrário a essa variação de fluxo. Para o mancal de ímãs permanentes apresentado na referência [17], quanto maior a velocidade de rotação mais intensa será a variação de fluxo magnético e, conseqüentemente, mais intensa a força por ele exercida. Entretanto, para que essa força seja suficiente para a correta operação do mancal, é necessário que o rotor esteja girando acima de uma velocidade angular crítica. Como pontos positivos desse

mancais destacam-se: o baixo custo, simplicidade mecânica para construção, robustez à imprecisão construtiva e o fato de dispensarem um sistema de controle para a operação. Os pontos negativos são: necessidade de uma velocidade mínima para a operação, baixa rigidez e capacidade de sustentação de carga e perda intrínseca de energia durante a operação (pois as correntes induzidas variam no tempo para a operação do mancais).

2.2.4 Mancais Magnéticos Supercondutores

Os mancais magnéticos supercondutores têm sua operação baseada na interação entre supercondutores e ímãs permanentes [18]. Além da força de repulsão, pode existir também uma força de atração devido ao aprisionamento de fluxo magnético nos supercondutores. Esta força de atração pode garantir a estabilidade passiva do mancais. A estabilidade mecânica dos mancais supercondutores é uma grande vantagem sobre os outros dispositivos de levitação magnética. Essa estabilidade torna o sistema totalmente passivo, dispensando a necessidade de utilizar um sistema de controle e sensores da posição para a operação do mancais supercondutor, como no caso dos mancais eletromagnéticos. Uma desvantagem apresentada por qualquer aplicação que utilize supercondutores é a necessidade de um sistema de refrigeração. Entretanto, a descoberta dos materiais supercondutores cerâmicos de alta temperatura crítica (*High temperature superconductor* - HTS) na década de 80 como por exemplo o $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ (YBCO), com temperatura crítica (T_c) de aproximadamente 90K deu origem a novos horizontes na área da supercondutividade. Devido à produção de blocos de YBCO texturizados por fusão semeada, com propriedades físicas bastante favoráveis, houve a motivação para diversas aplicações utilizando esses materiais, inclusive na levitação supercondutora [19]. A grande vantagem é que essas cerâmicas podem operar resfriadas por nitrogênio líquido, cuja temperatura de ebulição é 77K. A desvantagem ainda encontrada para a implementação desses mancais é o elevado custo dos blocos supercondutores, que apresenta um valor médio de US\$ 300 por bloco (para um bloco cilíndrico com 28mm de diâmetro e 10mm de altura, por exemplo). Assim, motiva-se a investigação do uso das fitas de segunda geração (2G) de YBCO, para que estas venham a proporcionar uma redução significativa no custo de produção dos mancais magnéticos supercondutores.

Para a operação dos mancais magnéticos supercondutores que serão apresentados nesse trabalho, faz-se uso de duas propriedades dos supercondutores:

- o diamagnetismo, responsável pela levitação do disco de magnetos permanentes;
- e o aprisionamento do fluxo magnético na rede de vórtices do supercondutor, que proporciona a estabilidade passiva (vertical e horizontal) do mancal.

A propriedade diamagnética provoca o surgimento de um campo no supercondutor que será oposto ao campo externo, de forma que se anule o campo em determinadas regiões no interior do material. Isso faz com que haja uma força repulsiva entre o supercondutor e a fonte geradora do campo magnético, neste caso um disco de ímãs permanentes. Já no caso do aprisionamento do fluxo magnético na rede de vórtices é necessário primeiramente que o supercondutor tenha sido fabricado com algumas imperfeições espalhadas no material, chamadas de centro de aprisionamento. Essas regiões evitam que os fluxóides mudem constantemente de posição, evitando que ocorra perda de energia no supercondutor e fazendo com que surja uma força restauradora oposta caso haja mudança no campo externo. Fazendo o resfriamento do supercondutor na presença do campo magnético (*Field cooling* ou FC), ocorre o aprisionamento do fluxo magnético proveniente dos ímãs no supercondutor, o que evita o movimento dos vórtices devido aos centros de aprisionamento, tornando possível o equilíbrio estável do magneto permanente. Isso também origina uma força restauradora, que traz o magneto para a posição inicial, caso ocorra algum deslocamento.

Na literatura [1], é comum encontrar dois grupos de mancais supercondutores: os mancais lineares e os mancais rotativos. As principais finalidades de ambos mancais supercondutores são:

- redução do atrito mecânico;
- acréscimo no rendimento do sistema;
- alcance de maior velocidade (linear ou angular) do que seria possível num sistema com mancais convencionais;

- menor produção de calor;
- obtenção de um sistema estável e passivo, praticamente dispensando a necessidade de um mecanismo de controle;
- redução do custo de manutenção.

Os mancais lineares têm em geral sua aplicação voltada para a tecnologia de transportes, como por exemplo em trens de levitação magnética [1] [20] [21]. Na maioria das aplicações existentes os mancais rotativos são utilizados em sistemas onde se deseja obter velocidade angular elevada. Os mancais supercondutores rotativos, assim como o seu projeto e modelagem, estão entre os focos deste trabalho. Basicamente, é possível classificar os mancais supercondutores rotativos em duas classes distintas: o mancal de escora e o mancal tipo *journal* (tipo de mancal predominantemente radial). Ambos mancais normalmente apresentam simetria mecânica e magnética axial.

O mancal de escora é composto por um disco de ímãs que é colocado para levitar em FC sobre blocos cerâmicos supercondutores de alta temperatura crítica (T_c). O principal objetivo desse mancal é a obtenção da estabilidade axial (principal componente de força envolvida) do sistema rotativo. Entretanto, o mancal de escora pode ainda apresentar uma rigidez radial.

2.3 Uma breve revisão histórica da supercondutividade

Na seção anterior comentou-se como a descoberta dos supercondutores de alta temperatura crítica motivou as pesquisas mundiais sobre o assunto. Nesta seção será apresentada uma breve revisão histórica sobre a supercondutividade, que foi descoberta em 1911 pelo cientista holandês Heike Kamerlingh Onnes, enquanto investigava o comportamento elétrico de metais em baixa temperatura (até 2K) [22]. Esse estudo somente pôde ser realizado devido à liquefação do hélio por Onnes em 1908. Sabe-se que a resistividade elétrica de um metal decai conforme a temperatura é reduzida. Onnes esperava que um metal impuro deveria apresentar uma resisti-

vidade residual limite, mesmo quando sua temperatura tendesse ao zero absoluto. Para o caso de um metal perfeitamente puro, esperava-se que a resistividade tendesse a zero quando a temperatura também tendesse a 0K. Ao contrário do que era esperado, observou-se em 1911 que quando a temperatura de 4,2K era atingida o mercúrio (mesmo impuro) perdia abruptamente a sua resistividade elétrica. Devido à resistência elétrica nula, Onnes atribuiu ao efeito observado o nome de supercondutividade. A busca por outros materiais supercondutores continuou e foi seguida por diversas outras descobertas. Em 1913, descobriu-se que o chumbo também se tornava supercondutor quando resfriado a 7,2K.

Já no ano de 1914, Onnes observou que a supercondutividade poderia ser destruída caso o supercondutor fosse submetido a um campo magnético externo superior ao campo crítico H_c , mesmo quando se fazia a temperatura tender a 0K. Essa descoberta possibilitou verificar que também havia uma densidade de corrente elétrica crítica J_c que, caso superada, seria responsável pela transição para o estado normal. Uma das primeiras aplicações pretendidas por Onnes foi a construção de um eletromagneto capaz de produzir campos magnéticos elevados. Entretanto, devido aos valores de H_c e J_c serem relativamente pequenos, para os supercondutores conhecidos na época, tais limitações o impediram de construir tal equipamento. Essa limitação, de pequenos valores impostos para H_c e J_c , somente pôde ser superada com a descoberta da supercondutividade no nióbio ($T_c=9,2K$) em 1930, que pertence a outra classe de supercondutores conhecida atualmente como tipo II, ou supercondutores duros.

Mais tarde, em 1933, Meissner e Ochsenfeld descobriram que a indução magnética no interior do supercondutor deve ser nula. Isso caracteriza o supercondutor como um diamagneto perfeito, pois o supercondutor é capaz de expulsar completamente o fluxo magnético de seu interior. A esse estado de exclusão total do fluxo magnético atribuiu-se o nome de estado Meissner. A partir de então, a supercondutividade passou a ser considerada como um novo estado termodinâmico da matéria.

Em 1935, os irmãos Fritz e Heinz London escreveram um artigo que apresentava uma formulação fenomenológica, que explicava a supercondutividade a partir do eletromagnetismo [23]. Essa modelagem, que não desrespeita as equações de Maxwell, era capaz de descrever a propriedade diamagnética do supercondutor. Mostrou-se

que, quando o supercondutor está na presença de um campo externo, surgem correntes elétricas superficiais responsáveis pela blindagem magnética no interior do material. Nesse trabalho [23], também introduziu-se um importante conceito que é a profundidade de penetração de London λ_L , que é uma propriedade de cada material associada com a extensão com que o campo magnético é capaz de penetrar no interior de um supercondutor. Outro ponto também importante introduzido na tese de doutorado de H. London e descrito mais tarde no livro *Superfluids* [24], de F. London, é o modelo de dois fluidos. Esse modelo baseia-se na premissa de que existem dois fluxos de elétrons, um de elétrons normais e outro de “superelétrons”. Quanto mais baixa a temperatura do supercondutor, maior o número de superelétrons. Os superelétrons são capazes de atravessar a rede cristalina do supercondutor sem perda de energia, desde que o campo elétrico aplicado seja contínuo. Caso a corrente elétrica seja alternada, o valor da perda energética dos superelétrons ainda é inferior à perda dos elétrons normais. Por sua vez, os elétrons normais devem obedecer a lei de Ohm e esses perdem energia no processo de condução elétrica.

No ano de 1950, Ginzburg e Landau desenvolveram uma teoria que explicava a supercondutividade a partir de aspectos termodinâmicos. O modelo de London, apesar de explicar quantitativamente o efeito diamagnético dos supercondutores maciços do tipo I, não era suficiente para explicar completamente o fenômeno da supercondutividade. Estas falhas apresentadas pelo modelo de London puderam ser removidas com a teoria de Ginzburg-Landau. Entretanto, o artigo tornou-se difundido somente 14 anos depois de sua tradução do russo para o inglês. Os supercondutores do tipo II possuem dois valores de campo crítico H_{c1} e H_{c2} . Quando o campo aplicado é inferior a H_{c1} , o material se comporta como um supercondutor do tipo I. Quando o campo externo possui valores entre H_{c1} e H_{c2} , o material se encontra no estado conhecido como misto, onde coexistem regiões normais e supercondutoras no material. Já para o caso do campo ser superior a H_{c2} , a supercondutividade é destruída.

A barreira dos 10K para temperatura crítica somente foi superada em 1954, quando foi descoberto que a liga Nb_3Sn ($T_c = 18,1K$) era supercondutora. A descoberta dessa liga motivou bastante a pesquisa da supercondutividade na época, não só pelo fato do Nb_3Sn ter a mais alta T_c daqueles tempos, mas devido a esse supercondutor possuir um H_{c2} elevado. Entretanto, algumas ligas como o Nb-Zr ($\sim 11K$) e Nb-Ti ($\sim 10K$) foram descobertas como sendo supercondutoras em 1953 e 1961,

respectivamente. O Nb-Ti possui indução magnética crítica B_{c2} aproximadamente de 12T e o Nb_3Sn de 25T (em 4,2K). Tais materiais permitiram que mais tarde fossem construídos eletromagnetos supercondutores capazes de produzir densidades de fluxo magnético superiores a 10T [25].

Como os modelos e teorias existentes não explicavam completamente a supercondutividade, surgia então a necessidade de uma nova teoria capaz de descrever o fenômeno completamente. Em 1957, Bardeen, Cooper e Schrieffer publicaram o trabalho “Theory of superconductivity” [26], que é a principal teoria microscópica destinada a explicar os fenômenos envolvidos com a supercondutividade. Essa teoria ficou conhecida como teoria BCS, iniciais dos nomes de seus autores. A BCS ainda é a melhor teoria microscópica para explicar a supercondutividade, apesar de possuir algumas limitações.

Em 1962, Charles P. Bean [6] propôs uma modelagem fenomenológica para o supercondutor, que ficou conhecida como modelo de estado crítico. Essa modelagem considera que uma densidade de corrente elétrica J_c deve fluir em uma determinada região do supercondutor que dependerá do campo aplicado. A distribuição de J_c no supercondutor deve variar da fronteira externa para o interior do HTS conforme a variação do campo aplicado no material. Essa modelagem que será estudada com detalhes em capítulos futuros pode ser aplicada em cálculos de campos.

Quanto à descoberta de supercondutores de temperaturas críticas mais elevadas tem-se os seguintes materiais supercondutores: $Nb_3(Al_{0,75}Ge_{0,25})$ com T_c de 20K a 21K (1966), Nb_3Ga descoberto em 1971, com $T_c=20,3K$ e finalmente Nb_3Ge com $T_c \approx 24K$ (em 1973) que é a liga de maior temperatura crítica até hoje (sem considerar o MgB_2 descoberto em 2001, com $T_c = 39K$ que é na verdade um complexo binário intermetálico [27]).

O fenômeno da supercondutividade ganhou novas proporções quando, em 1986, Bednorz e Müller detectaram a presença da supercondutividade em cerâmicas de La-Ba-Cu-O, que apresentavam temperaturas críticas entre 30 e 40 Kelvins. No começo do ano seguinte, a substituição do lantânio pelo ítrio possibilitou a descoberta de materiais supercondutores com temperatura crítica entre 80 e 100K. Em janeiro de 1988, descobriu-se que a cerâmica $Bi_2Sr_2Ca_2Cu_3O_{10}$ se tornava supercondutora a $T_c = 110K$. No mês seguinte, o recorde de temperatura crítica foi novamente

ultrapassado com $T_c = 125K$ para o $Tl_2Ba_2Ca_2Cu_3O_{10}$. Quase cinco anos mais tarde descobriu-se a cerâmica $Hg - Ba - Ca - Cu - O$ dopada com Tl , detém o recorde atual de temperatura crítica ($138K$). Mais detalhes sobre a evolução histórica da supercondutividade, assim como os bastidores desta ciência, podem ser encontrados em [28].

Esses novos materiais cerâmicos têm a grande vantagem de se tornarem supercondutores com o uso de nitrogênio líquido, cuja temperatura de ebulição é $77,4K$ e que possui custo de produção muito menor que o hélio líquido. Os supercondutores cerâmicos de alta temperatura crítica revolucionaram as pesquisas na área e diversas aplicações propostas utilizando materiais supercondutores podem ser encontradas em [29]. Maiores informações sobre as características físicas de alguns supercondutores de alta temperatura crítica para aplicações na engenharia elétrica, podem ser encontradas no trabalho de Larbalestier e colaboradores [30].

2.4 Supercondutores do tipo I e do tipo II

Os supercondutores do tipo I são também conhecidos como supercondutores moles (do inglês *soft superconductors*), enquanto que os supercondutores do tipo II são muitas vezes chamados de supercondutores duros (também do inglês *hard superconductors*). Inicialmente pensava-se que todos os materiais supercondutores apresentavam a propriedade do diamagnetismo perfeito, porém observou-se que alguns materiais como o nióbio (e ligas compostas por esse metal), somente apresentavam essa propriedade quando o campo externo era inferior a um certo valor. Então observou-se que diferentemente dos supercondutores do tipo I, que tem a supercondutividade cessada quando um campo externo superior a H_c é aplicado, os supercondutores do tipo II possuem dois valores de campos críticos (H_{c1} e H_{c2}). No caso do campo externo ser inferior a H_{c1} , o supercondutor do tipo II encontra-se no estado Meissner, comportando-se de forma similar aos supercondutores moles. Quando o campo aplicado possui valores entre H_{c1} e H_{c2} , o material deixa de apresentar o diamagnetismo perfeito e passa para um novo estado conhecido como estado misto. No estado misto as regiões normais e supercondutoras coexistem no material, onde “ilhas” de regiões normais encontram-se distribuídas homoganeamente no

material e ficam cercadas por regiões supercondutoras. Cada uma dessas “ilhas” recebe o nome de fluxóide e apresenta um fluxo magnético ϕ_0 que, por sua vez, é quantizado:

$$\phi_0 = \frac{h}{2e} = 2,068 \cdot 10^{-15} \text{weber}, \quad (2.1)$$

onde h é a constante de Plank e e representa a carga elementar.

Os fluxóides são conhecidos também como vórtices pois, como existe material supercondutor ao redor de cada tubo de fluxo, aparecerá uma “capa” de corrente elétrica que circula envolvendo o fluxóide. Os fluxóides distribuem-se no supercondutor formando uma rede dita triangular (na verdade hexagonal) conhecida como rede de Abrikosov, homenageando o cientista russo que a previu. Uma ilustração da rede de vórtices pode ser observada na figura 2.3.

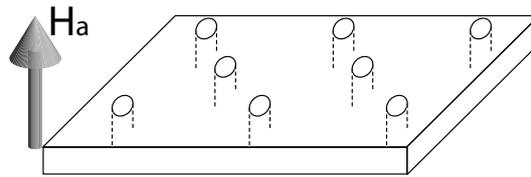


Figura 2.3: Supercondutor do tipo II na presença de um campo externo aplicado com magnitude entre H_{c1} e H_{c2} , mostrando a rede de Abrikosov.

2.5 O modelo de estado crítico

As características dos materiais supercondutores do tipo I e do tipo II foram apresentadas ao longo deste capítulo. Os supercondutores do tipo II são os materiais de interesse prático e como esses materiais apresentam baixos valores de H_{c1} , eles operam na maioria dos casos no estado misto. Como o modelo proposto na seção anterior não tem validade para supercondutores que estejam no estado misto, faz-se necessário a utilização de uma nova modelagem para se realizar a simulação de supercondutores, quando estes possuem vórtices e o comportamento histerético, típico dos supercondutores do tipo II. Devido aos valores infinitesimais de λ e ξ , a modelagem de um supercondutor que represente geometricamente os n fluxóides existentes numa rede de Abrikosov torna-se praticamente impossível. Faz-se necessário utilizar

alguns artifícios na modelagem que permitam considerar a penetração parcial do fluxo magnético no interior do supercondutor. A modelagem mais conhecida para realizar essa tarefa é o modelo de estado crítico. O primeiro modelo de estado crítico foi proposto por Bean [6], em 1962. Posteriormente, em 1964, Bean publicou outro artigo [7] que veio complementar a modelagem fenomenológica dos supercondutores duros. Devido à dificuldade de considerar na modelagem a corrente elétrica que circula em cada fluxóide, utiliza-se o modelo de Bean (que trata o problema macroscopicamente), onde uma densidade de corrente crítica J_c constante flui no lugar da corrente dos vórtices. A magnitude de J_c é considerada independente do campo aplicado, entretanto, a penetração desta corrente de blindagem é determinada pelo campo externo.

Um exemplo didático do modelo de Bean pode ser apresentado através de uma placa infinita com um campo externo aplicado paralelo às faces da placa. Segundo as orientações apresentadas para a placa da figura 2.4, conclui-se que a densidade de corrente no supercondutor deve estar perpendicular à direção x e à orientação de B , podendo assumir 3 diferentes estados: 0 (regiões que não tem a presença de campo), $+J_c$ e $-J_c$, cuja orientação depende do sentido do campo elétrico. Como a densidade de corrente deve ser constante, conclui-se a partir da lei de Ampère para campos variando lentamente no tempo ($\nabla \times \vec{H} = \vec{J}$), que o campo no interior da placa infinita deve variar linearmente com a distância da face exterior da placa. Nos estados iniciais de magnetização, a corrente irá fluir apenas na superfície da placa, com uma espessura $\Delta = \frac{B}{\mu_0 J_c}$, que é capaz de reduzir o campo interno local a zero. A figura 2.4 mostra uma placa infinita na presença de um campo magnético aumentando lentamente no tempo, apresentando três instantes com seus respectivos valores de indução magnética aplicada. Considerando a espessura da placa infinita como $2d$, o menor valor da indução magnética aplicada B_a^* necessário para que o campo magnético penetre totalmente na placa deve ser $\mu_0 d J_c$. Nessa situação (figura 2.4(b)) a corrente elétrica de blindagem flui em toda região da placa supercondutora. Como o perfil de campo deve ser linear no interior do material, se a indução magnética externa for elevada para $2 \cdot B_a^*$, será obtido o perfil de campo apresentado na situação da figura 2.4 (c).

A situação de um campo decrescente pode ser observada pela figura 2.5, onde o supercondutor está inicialmente na presença de um campo externo (que penetra

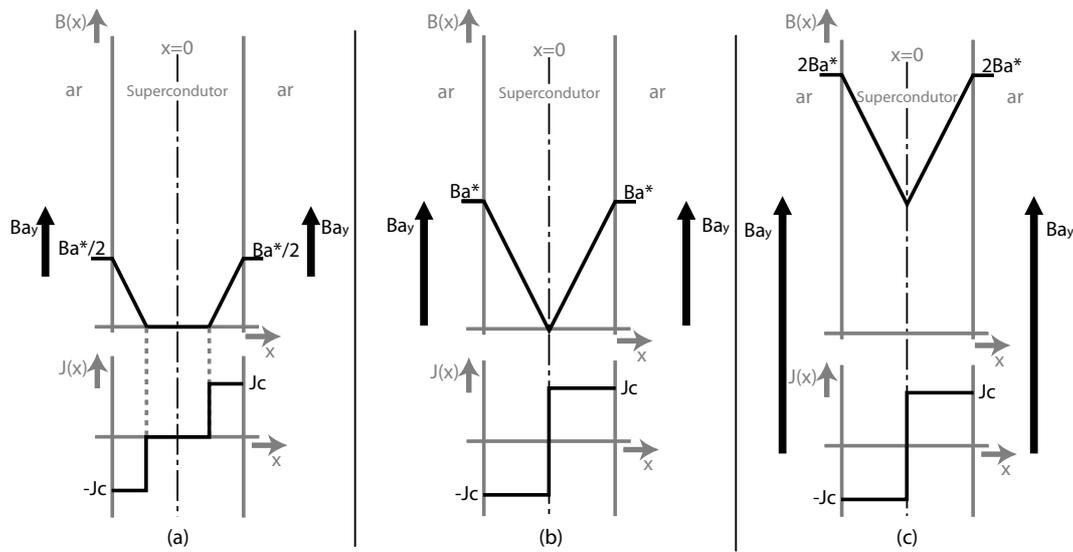


Figura 2.4: Perfil de campo e densidade de corrente de blindagem numa placa infinita supercondutora na presença de um campo magnético crescente no tempo.

completamente na placa) e começa a diminuir no tempo. Conforme o campo magnético aplicado é reduzido, a superfície percebe uma variação com direção oposta ao que era observado quando o campo aumentava, de forma que a corrente na superfície é revertida. Para o caso da densidade de fluxo magnético ser reduzida de B_a^* para $5B_a^*/8$, tem-se a situação ilustrada na figura 2.5(b). Continuando a reduzir o campo aplicado, aumenta-se a região de inversão da corrente em relação a situação inicial, conforme mostra a figura 2.5(c). Através dos resultados apresentados para a figura 2.5, é possível observar o efeito de aprisionamento de fluxo na placa supercondutora causado pelos efeitos de "pinning". O efeito de histerese nessa modelagem poderia ser observado se o campo externo fosse novamente aumentado para o seu valor inicial, onde se observaria a mesma distribuição de campo no interior do material.

2.6 Síntese do capítulo

Esse capítulo apresentou inicialmente uma sucinta classificação dos mancais rotativos e em seguida comparou os tipos de mancais magnéticos encontrados na literatura, dando destaque ao mancal supercondutor. Em seguida fez-se uma breve revisão histórica de alguns acontecimentos relevantes, em ordem cronológica, sobre a

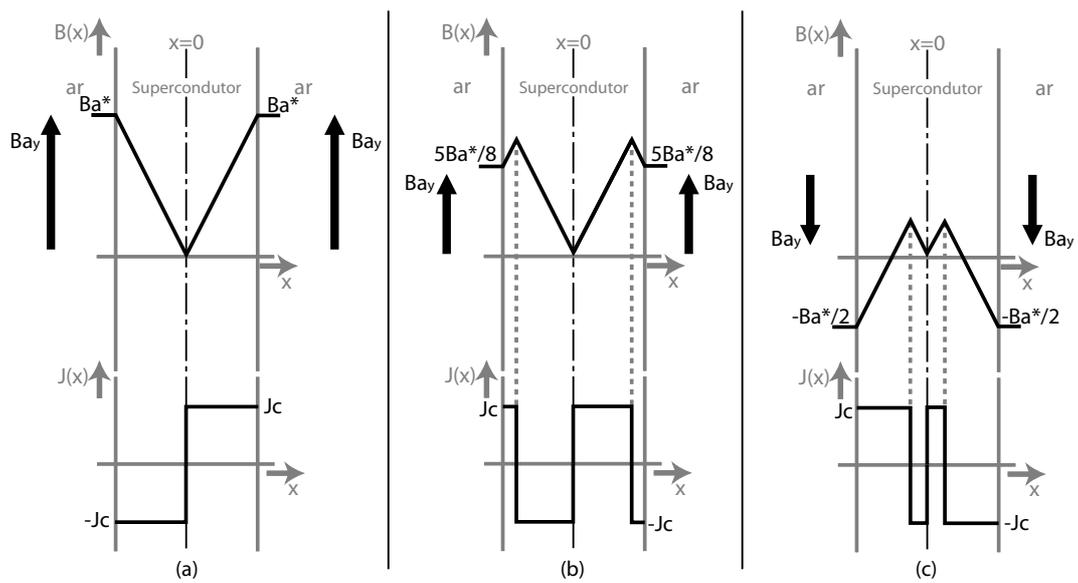


Figura 2.5: Perfil de campo e densidade de corrente de blindagem numa placa infinita supercondutora, com campo inicialmente aplicado, na presença de um campo magnético decrescente no tempo.

supercondutividade. Finalmente, foram introduzidos conceitos básicos da supercondutividade por um ponto de vista fenomenológico, apresentado o modelo de estado crítico de Bean para a supercondutividade, que será aplicado às simulações realizadas neste trabalho.

Capítulo 3

Descrição do modelo utilizado para a simulação da força de levitação nos mancais supercondutores

Esse capítulo apresenta a descrição do modelo matemático utilizado para a simulação dos mancais supercondutores. O equacionamento utilizado representa o supercondutor através do modelo de estado crítico. O modelo apresentado por ser usado para simular casos onde o supercondutor é resfriado na ausência de campo magnético.

3.1 Limite superior da força de levitação nos mancais magnéticos: modelo de permeabilidade nula

Uma grande motivação para este trabalho é utilizar modelos que permitam descrever de forma eficiente a força de levitação em mancais supercondutores. Dessa forma tornar-se-á possível realizar cálculos importantes como a força de levitação

estática de um mancal supercondutor, cujo resultado pode ser usado no projeto de mancais supercondutores. Como comentado no capítulo 2, o supercondutor pode apresentar a exclusão total do fluxo magnético, quando colocado na presença de um campo externo inferior a H_{c1} . Essa característica diamagnética perfeita é equivalente a considerar que a permeabilidade magnética do material é nula. Como os programas de elementos finitos na análise magnetostática resolvem a equação de Poisson ($\frac{1}{\mu}\nabla^2\vec{A} = -\vec{J}_a$), considerar que $\mu = 0$ no interior do supercondutor é equivalente a inserir um zero no denominador dessa equação. Como saída, pode ser atribuído para a permeabilidade magnética um zero numérico. Na verdade, essa maneira de modelar o supercondutor como um diamagneto perfeito foi uma das primeiras formas imaginadas para simular o supercondutor, entretanto tal abordagem apresenta diversas desvantagens, como efetuar um cálculo da força de levitação muito superior às medidas de força (principalmente quando o campo aplicado é muito superior a H_{c1}) e não prever o efeito de histerese existente.

Outra possibilidade para simular o supercondutor é considerá-lo como um diamagneto imperfeito, como feito por Hauser [31], que obtém a penetração parcial do fluxo magnético considerando que a permeabilidade magnética relativa possui valores entre 0 e 1 e também considerando que o material possui condutividade elétrica elevada. Os resultados obtidos com essa modelagem podem ser considerados razoáveis, entretanto a escolha correta de μ_r é uma tarefa difícil. Outro problema dessa modelagem está na limitação apresentada, onde o valor da permeabilidade relativa pode variar de um caso para outro, para que haja convergência entre as simulações e as medidas. Isto torna esta modelagem inviável, pois para cada caso simulado seria necessário um novo ajuste dos parâmetros.

A análise a partir do modelo de permeabilidade nula será aplicado no próximo capítulo para verificar qual é o limite superior na força de levitação dos mancais supercondutores com fita 2G. A principal função é utilizar este modelo como figura de mérito no projeto de mancais, já que a convergência da solução pelo MEF para umas 50 posições diferentes é obtida em aproximadamente meia hora num computador Core 2 Duo com 2.2GHz e 2Gb de memória.

3.2 Aplicação do modelo de estado crítico para simular a força de levitação em HTSs

3.2.1 Descrição matemática do modelo de estado crítico

O estado crítico num supercondutor pode ser caracterizado como sendo o equilíbrio entre a força de Lorentz F_L agindo sobre os fluxóides com a força de aprisionamento F_p (do inglês *pinning*) destes vórtices. Quando a densidade de corrente e a indução magnética são perpendiculares no supercondutor, é possível escrever (a partir do equilíbrio entre F_L e F_p) que $F_L = F_p = J \cdot B$, onde J é a densidade de corrente elétrica e B é a indução magnética. Obtém-se então, a seguinte relação entre a densidade de corrente e a força de aprisionamento do vórtice $J = F_p/B \equiv J_c$. Essa relação pode ser escrita sob a forma vetorial como segue:

$$\vec{J} \times \vec{B} - F_p \frac{\vec{v}}{|\vec{v}|} = \vec{0}, \quad (3.1)$$

onde \vec{v} é a velocidade de propagação dos fluxóides.

A velocidade dos fluxóides pode ser relacionada com o campo elétrico pela relação:

$$\vec{E} = \vec{B} \times \vec{v}. \quad (3.2)$$

Para ilustrar melhor essa situação, é apresentada uma placa com apenas um fluxóide na figura 3.1, onde representa-se vetorialmente o campo magnético, a densidade de corrente elétrica e a velocidade de deslocamento do fluxóide. Quando a densidade de corrente elétrica e a indução magnética no fluxóide são ortogonais, pelas relações 3.1 e 3.2 obtém-se o campo elétrico na mesma direção da densidade de corrente. Então, é possível escrever a seguinte relação para a densidade de corrente elétrica no interior do supercondutor:

$$\vec{J} = J_c(|\vec{B}|) \frac{\vec{E}}{|\vec{E}|} \quad \text{se} \quad |\vec{E}| \neq 0. \quad (3.3)$$

Pela relação 3.3, pode ser concluído que no caso em que o campo elétrico não é nulo, obtém-se uma densidade de corrente elétrica com o valor de $J_c(|\vec{B}|)$ na direção

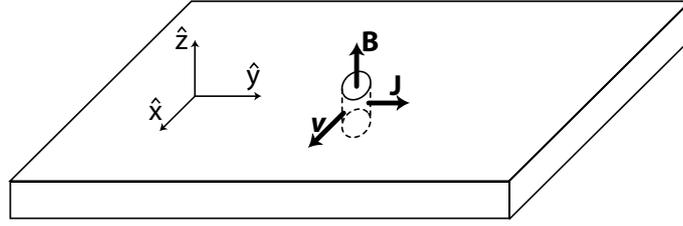


Figura 3.1: Fluxóide numa placa supercondutora e grandezas vetoriais que nele atuam.

e sentido de \vec{E} , caso o movimento dos fluxóides também exista. Para que este campo elétrico apareça, é necessário que o campo magnético esteja variando no tempo.

O modelo de Bean (que é o modelo de estado crítico na forma mais simplificada) considera que a soma da corrente elétrica dos fluxóides pode ser substituída por uma corrente macroscópica, sob a forma de uma densidade de corrente crítica constante. Entretanto, existem outros modelos de estado crítico mais sofisticados em que J_c é uma função da densidade de fluxo magnético no interior do material. Entre estes modelos destacam-se na literatura:

i: o modelo de Kim [32]:

$$J_c(|\vec{B}|) = J_{c0} \frac{B_0}{|\vec{B}| + B_0}$$

ii: e o modelo de Matsushita [33]:

$$J_c(|\vec{B}|) = J_{c0} |\vec{B}|^{-1/2}$$

No caso do campo elétrico ser nulo, pela lei de Faraday, conclui-se que não há variação da densidade de fluxo magnético no material. Então, não há movimento de fluxóides ($\frac{\partial \vec{J}}{\partial t} = \vec{0}$) ou simplesmente estes não existem ($\vec{B} = \vec{0}$). Nesse caso, desconsiderando o efeito da relaxação do campo no supercondutor (*flux creep*), a distribuição dos fluxóides permanecerá a mesma do instante anterior e a densidade de corrente fica inalterada (J_c permanece no seu estado anterior e os fluxóides não se movimentam). Se não há a presença dos fluxóides, não existe circulação de corrente no interior do supercondutor. Esse raciocínio pode ser descrito através da seguinte relação constitutiva:

$$\frac{\partial \vec{J}}{\partial t} = \vec{0} \quad \text{se} \quad |\vec{E}| = 0. \quad (3.4)$$

A propriedade da histerese presente nos supercondutores do tipo II é representada pela relação 3.4. As equações 3.3 e 3.4 juntas, descrevem o comportamento $\vec{E} - \vec{J}$ do supercondutor e são responsáveis por introduzir a não linearidade do problema.

Caso o supercondutor esteja no estado misto ($H_{c1} < H_a < H_{c2}$), onde há penetração de vórtices no material, o modelo de estado crítico permite considerar que a permeabilidade magnética relativa do HTS como unitária ($\mu = \mu_0$), de forma que a seguinte lei constitutiva $\vec{B} - \vec{H}$ seja usada para o campo magnético:

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H}. \quad (3.5)$$

Então, a descrição macroscópica dos fenômenos eletromagnéticos no interior do supercondutor pode ser realizada, para campos que variam lentamente no tempo, pelas equações abaixo:

Lei de Faraday

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}; \quad (3.6)$$

Lei de Ampère

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{J}; \quad (3.7)$$

Lei de Gauss para o Magnetismo

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0; \quad (3.8)$$

Lei constitutiva $\vec{B} - \vec{H}$

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H}; \quad (3.9)$$

Comportamento não linear $\vec{E} - \vec{J}$

$$\vec{J} = J_c(|\vec{B}|) \frac{\vec{E}}{|\vec{E}|} \quad \text{se} \quad |\vec{E}| \neq 0, \quad (3.10)$$

$$\frac{\partial \vec{J}}{\partial t} = \vec{0} \quad \text{se} \quad |\vec{E}| = 0. \quad (3.11)$$

Essas equações para as correntes de blindagem em supercondutores do tipo II são parecidas com as correntes parasitas em condutores convencionais. A diferença

fundamental está na relação não linear da densidade de corrente elétrica e do campo elétrico, que para o supercondutor é representada pelas relações 3.10 e 3.11, enquanto que para os condutores convencionais essa relação é dada pela lei de Ohm ($\vec{J} = \sigma \cdot \vec{E}$). Solucionar essa não linearidade é a grande dificuldade na resolução do problema dos supercondutores do tipo II.

3.2.2 Modelagem do estado crítico pelo potencial vetor magnético

Com o intuito de reduzir o número de graus de liberdade do problema, será adotada uma modelagem usando uma formulação pelo potencial vetor magnético (\vec{A}) e potencial elétrico escalar (V), conhecida como formulação $A - V$. Isso permite que se tenha somente uma incógnita nos casos bidimensionais, por exemplo. Por definição, o potencial vetor magnético pode ser escrito como:

$$\vec{B} = \nabla \times \vec{A}. \quad (3.12)$$

As equações que regem a formulação do modelo de estado crítico pelo potencial vetor magnético serão derivadas das relações 3.6 a 3.11. A partir da lei de Faraday (equação 3.6) e da aplicação da relação 3.12 é possível escrever a seguinte relação:

$$\vec{E} = -\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} - \nabla V, \quad (3.13)$$

onde V é o potencial elétrico escalar.

Na solução dos problemas bidimensionais com simetria axial, o potencial vetor magnético e o campo elétrico estão numa mesma direção, tendo somente uma componente não nula na direção azimutal ϕ , ou seja, $\vec{A} = A_\phi$ e $\vec{E} = E_\phi$. Conseqüentemente, o gradiente do potencial elétrico escalar somente pode ter uma componente não nula na direção ϕ . Entretanto, devido ao problema ser axissimétrico $\nabla V = 0$, se não o mesmo plano de simetria teria dois valores diferentes para o potencial escalar. A partir da lei de Ampère (equação 3.7) e das relações 3.5 e 3.12 é possível obter:

$$\frac{1}{\mu_0} \nabla \times \nabla \times \vec{A} = \vec{J}. \quad (3.14)$$

Aplicando na equação 3.14 a identidade vetorial $\nabla \times (\nabla \times \vec{A}) = \nabla(\nabla \cdot \vec{A}) - \nabla^2 \vec{A}$, onde no calibre de Coulomb $\nabla \cdot \vec{A}$ é nulo, é possível obter uma relação para o potencial vetor magnético e a densidade de corrente elétrica, representados pela relação 3.15. Para os casos particularizados a serem analisados aqui, a densidade de corrente na equação 3.14 pode ser expressa como $|\vec{J}| = J_{\phi tot} = J_{\phi sc} + J_{\phi ext}$, onde $J_{\phi sc}$ é a densidade de corrente de blindagem no supercondutor e $J_{\phi ext}$ é a densidade de corrente de fontes externas ao HTS. Finalmente é possível escrever as seguintes equações para a modelagem eletromagnética do supercondutor, em termos do potencial vetor magnético, das equações de Maxwell para a modelagem de supercondutores:

$$\nabla^2 A_\phi = -\mu_0 \cdot J_\phi = -\mu_0 \cdot (J_{\phi sc} + J_{\phi ext}), \quad (3.15)$$

onde

$$J_{\phi sc} = J_c(|\vec{B}|) \text{sign}(E) \quad \text{se} \quad E_\phi \neq 0, \quad (3.16)$$

$$\frac{\partial J_{\phi sc}}{\partial t} = 0 \quad \text{se} \quad E_\phi = 0, \quad (3.17)$$

$$E_\phi = -\frac{\partial A_{\phi ext}}{\partial t} - \frac{\partial A_{\phi sc}}{\partial t}. \quad (3.18)$$

A função *sign* representa o sinal do campo elétrico, informando que este possui o mesmo sentido do campo da densidade de corrente. No caso de uma simulação bidimensional com simetria axial, a função *sign* indica se a corrente elétrica está no sentido horário ou anti-horário na geometria cilíndrica. A não linearidade entre o campo elétrico e a densidade de corrente é representada pela relação E-J acima. O equacionamento acima pode ser resolvido iterativamente em programas que utilizam o método de elementos finitos.

Para os casos axissimétricos, onde existe uma simetria na direção azimutal para as grandezas \vec{A} , \vec{E} e \vec{J} , aplicando o laplaciano vetorial no sistema de coordenadas cilíndricas, a equação 3.15 pode ser simplificada no domínio supercondutor por [34]:

$$\frac{1}{\mu_0} \left(\nabla^2 - \frac{1}{r^2} \right) A_{\phi_{tot}} = -J_{\phi_{tot}}, \quad (3.19)$$

onde r é a ordenada radial em coordenadas cilíndricas (polares).

Para as regiões externas ao supercondutor, pode-se escrever a relação acima como:

$$\frac{1}{\mu_0} \left(\nabla^2 - \frac{1}{r^2} \right) A_{\phi_{tot}} = -J_{\phi_{ext}} = 0, \quad (3.20)$$

onde o operador laplaciano em coordenadas cilíndricas, neste caso em que \vec{A} não depende de ϕ , é definido como:

$$\nabla^2 \equiv \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{\partial}{\partial z}. \quad (3.21)$$

3.2.3 Implementação numérica para método híbrido MEF/MDF pelo princípio da superposição

Esta seção apresenta como implementar o modelo descrito na seção anterior para realizar a simulação da força de levitação entre ímãs e HTS. Este método visa efetuar o cálculo da distribuição da densidade de corrente induzida em supercondutores a partir do erro no campo elétrico, que surge devido a um campo magnético aplicado externamente. A abordagem apresentada foi proposta em [11] [12] que, ao invés de tentar resolver iterativamente as equações 3.15 a 3.18, realiza primeiramente soluções espaciais do problema obtidas com o MEF e posteriormente utiliza o Método de Diferenças Finitas (MDF) para a obtenção da solução do problema no tempo, obtendo as soluções pelo princípio da superposição. Para a solução pelo modelo de estado crítico é necessário eliminar A_{sc} nas equações 3.15 e 3.18. Para realizar esta tarefa, aplica-se o princípio da superposição ao problema [35], baseando-se nas considerações feitas para o supercondutor do tipo II como um meio linear ($B = \mu_0 H$) percorrido por uma corrente de blindagem macroscópica e da utilização dos ímãs permanentes fora da região de desmagnetização.

Eliminando qualquer excitação externa ($A_{ext} = 0$) é possível reescrever a equação de Poisson (relação 3.15) como:

$$\nabla^2 A_{\phi_{sc}} = -\mu_0 \cdot J_{\phi_{sc}}. \quad (3.22)$$

No lugar de resolver a cada instante de tempo a equação acima no programa de MEF, deseja-se obter o potencial vetor magnético no supercondutor (A_{sc}) como uma função da distribuição da densidade de corrente no HTS. O potencial vetor magnético no supercondutor será obtido a partir de uma função G , onde a relação $A_{sc} = \mu_0 G * J_{sc}$ é obedecida. A função G pode ser obtida de duas maneiras: pela forma integral da relação 3.22 e uma função de Green apropriada [34] ou por matrizes geradas a partir de múltiplas soluções da equação de Poisson pelo MEF para as condições de contorno adequadas [35]. Devido à necessidade de se simular geometrias complexas dos rotores de ímãs permanentes para os mancais magnéticos, cujas permeabilidades magnéticas dos materiais serão aproximadas para constantes, a segunda opção mostrou-se mais adequada. Supondo que a malha para a região do supercondutor possua N elementos, serão necessárias N soluções da equação de Poisson no programa de MEF para a obtenção de G . Para cada solução deve-se alimentar individualmente cada elemento da malha com uma determinada “densidade de corrente elétrica unitária”, mantendo a densidade de corrente elétrica nos demais elementos nula. A solução para o potencial vetor magnético em toda a malha do HTS deve ser dividida pelo valor de “ J unitário” aplicado e irá compor as colunas de uma matriz denominada $[M]_{N \times N}$, tal que $[M] = \mu_0 G$. Faz-se então o agrupamento de todas as soluções do procedimento acima, para os N elementos da malha do HTS, de forma que usando o princípio da superposição a relação abaixo será obedecida:

$$[A_{\phi_{sc}}]_{N \times 1} = [M]_{N \times N} \times [J_{\phi_{sc}}]_{N \times 1}. \quad (3.23)$$

Apesar de serem necessárias N simulações da equação de Poisson no programa de MEF, este procedimento somente necessita ser feito uma única vez para uma mesma geometria (mesmo HTS). Caso se deseje simular outras situações alterando parâmetros como J_c , não é necessário recalcular $[M]$. Como a matriz $[M]$ somente contém as informações da malha da região do HTS, mesmo para as malhas mais densas, os cálculos realizados não são tão sobrecarregados. Substituindo 3.23 na relação 3.18 e aplicando o método das diferenças finitas para a “discretização” temporal, obtém-se uma expressão para o campo elétrico pela formulação A-V:

$$[E_{AV}^t] = [E_\phi^t] = -\frac{[M] \times ([J_{\phi sc}^t] - [J_{\phi sc}^{t-1}])}{\Delta t} - \frac{[A_{\phi ext}^t] - [A_{\phi ext}^{t-1}]}{\Delta t}. \quad (3.24)$$

A equação 3.24 não será resolvida para se obter o campo elétrico na direção azimutal, e sim para se calcular qual será a distribuição da densidade de corrente elétrica no HTS no instante t ($[J_{\phi sc}^t]$). A não linearidade do problema será inserida através do cálculo do campo elétrico pelo modelo de estado crítico (E_{EC}). Faz-se então a inversão do problema da relação entre o campo elétrico e a densidade de corrente obtidos pelo modelo de Bean (equações 3.15 e 3.16). Considerando que o campo elétrico no elemento será nulo se o módulo da densidade de corrente no elemento for inferior a $|J_c|$. Da mesma forma, o campo elétrico no elemento calculado pelo modelo de estado crítico será considerado diferente de zero se a magnitude da densidade de corrente elétrica for igual a J_c . Então, o cálculo do campo elétrico pelo modelo de estado crítico (E_{EC}) será obtido individualmente para cada elemento e da malha do HTS a partir da seguinte relação não linear abaixo:

$$E_{EC}^t(e) = E_\phi^t(e) \quad se \quad |J_{\phi sc}^t(e)| = J_c, \quad (3.25)$$

$$E_{EC}^t(e) = 0 \quad se \quad 0 < |J_{\phi sc}^t(e)| \leq J_c. \quad (3.26)$$

A diferença existente entre o campo elétrico obtido pela formulação $A - V$ (E_{AV} na equação 3.24) e o campo elétrico calculado pelo modelo de estado crítico (E_{EC} nas equações 3.25 e 3.26) deve ser nula. Para a resolução de problema será criada uma matriz $[Erro]_{N \times 1}$, que deve ser minimizada a cada altura do ímã em relação ao supercondutor, para que se encontre $[J_{\phi sc}^t]$. Escreve-se então que:

$$[ERRO]_{N \times 1} = [E_{EC}]_{N \times 1}^t - [E_{AV}]_{N \times 1}^t. \quad (3.27)$$

Para a solução da relação 3.27 define-se então um critério de convergência ϵ , de forma que se todos os termos de $[ERRO]_{N \times 1}$ forem inferiores a esta constante ϵ , ocorre a convergência do problema. O algoritmo usado para resolver 3.27 consiste em vasculhar a matriz $[ERRO]_{N \times 1} = [erro_1, erro_2, \dots, erro_k, \dots, erro_{N-1}, erro_N]$ e encontrar o k -ésimo elemento em $[ERRO]$ que possua o maior módulo. Para este elemento de índice k , calcula-se iterativamente um ΔJ_{sc} e atualiza-se a densidade

de corrente no elemento ($J_{sc\ k} + \Delta J_{sc}$) até que a condição $|erro_k| = erro < \epsilon$ seja obedecida. Este procedimento será feito ainda no instante t até que o módulo de todos os elementos de $[ERRO]$ sejam inferiores ao critério de convergência. Dessa forma obtém-se o valor de $[J_{sc}]^t$ e passa-se para a nova posição do ímã, ou seja, o instante $t + \Delta t$. É importante observar que para os elementos onde $|J_{sc}| = J_c$, tem-se $E_{AV} = E_{EC} = E_\phi$, de forma que o erro nesses elementos será nulo. O algoritmo completo para a solução do problema pode ser observado através do diagrama apresentado na figura 3.2.

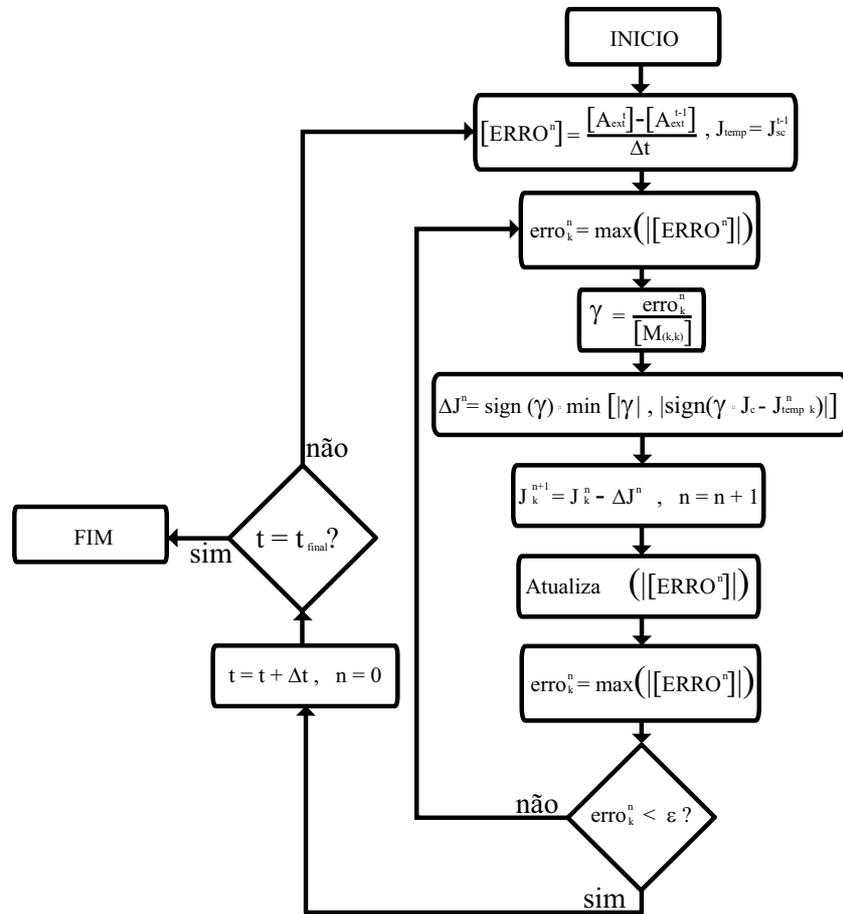


Figura 3.2: Fluxograma com o algoritmo para o cálculo de J_{sc} no supercondutor apresentando a discretização temporal.

Para o cálculo da força de levitação usou-se a expressão da força de Lorentz no HTS:

$$F_y = \int_V J_{\phi sc} \times B_{\rho\ tot} dV, \quad (3.28)$$

onde V é o volume e $B_{\rho \text{ tot}}$ é a densidade de fluxo magnético total no supercondutor. No trabalho de D. Ruiz-Alonso [12] [11], este cálculo é feito considerando apenas o campo produzido pelo ímã ($B_{\rho \text{ ext.}}$), que acarreta em uma força menor que a real, pois não considera o campo que é produzido pela própria densidade de corrente do HTS. No programa para a resolução da não linearidade, a força é calculada para cada elemento da malha no instante t , pela seguinte relação:

$$[F_z(t)]_{N \times 1} = [J_{\phi \text{ sc}}(t)]_{N \times 1} \cdot ([B_{\rho \text{ ext.}}(t)]_{N \times 1} + [B_{\rho \text{ sc}}(t)]_{N \times 1}) \cdot [Vol.]_{N \times 1}, \quad (3.29)$$

onde “ \cdot ” representa o produto ponto a ponto e $[Vol.]_{N \times 1}$ representa o volume de cada elemento no HTS. A força total no instante t é dada pelo somatório da força em cada elemento da malha da região do supercondutor.

3.3 Síntese do capítulo

Inicialmente, este capítulo apresentou a modelagem e a simulação do campo magnético para os supercondutores no estado Meissner, através da utilização de um zero numérico na permeabilidade magnética. Numa segunda parte foi apresentada uma outra modelagem mais complexa para se simular um supercondutor baseada no modelo de estado crítico e na formulação A-V do problema. Foi então realizada a apresentação de como implementar esta modelagem pelo MEF/MDF. A partir dessas modelagens, o cálculo da força de levitação entre um rotor magnético e um supercondutor pode ser realizado. Os resultados das simulações com estes modelos serão apresentados no próximo capítulo, assim como a comparação com alguns experimentos em protótipos laboratoriais.

Capítulo 4

Resultados de medidas e simulações com os mancais supercondutores

Este capítulo se dedica a realizar a simulação dos mancais supercondutores com as fitas 2G. Para efeito de comparação serão apresentados alguns testes com os rotores magnéticos, todos experimentais, que foram desenvolvidos no decorrer do trabalho de tese. Tais equipamentos visaram permitir a realização de ensaios para validar os modelos utilizados nas simulações que serão apresentadas mais adiante. Também serão aqui mostrados os projetos dos rotores magnéticos que compõem os mancais magnéticos supercondutores, em conjunto com os blocos de YBCO.

4.1 Projeto de rotores magnéticos para os mancais supercondutores

Devido à não linearidade apresentada pela levitação magnética supercondutora, o projeto dos rotores dos mancais foi feito sem que se realizasse previamente a simulação da força de levitação dos mesmos. Essa dificuldade surgiu devido a não se ter um modelo validado e consolidado que permitisse realizar estes cálculos no momento da construção dos mancais. A partir do conhecimento do grupo do LASUP

no desenvolvimento de protótipos que já haviam sido construídos anteriormente e de alguns trabalhos da literatura [19] [1], foram projetados dois novos rotores magnéticos para os mancais supercondutores. Mesmo sem simular o mancal como um todo, é possível estimar alguns parâmetros do rotor magnético através de simulações pelo MEF. Então, esta seção se dedica a apresentar detalhes de projeto e como foram concebidos e desenvolvidos os rotores magnéticos dos mancais supercondutores que serão utilizados neste trabalho.

Uma análise simples pode ser feita para a levitação estática de supercondutores do tipo II, que podem apresentar tanto forças de repulsão (devido ao diamagnetismo) como de atração (devido ao aprisionamento de fluxo magnético). A partir da aplicação do tensor de tensões de Maxwell [36] [37] na superfície de um supercondutor na presença de um campo externo, pode-se obter a expressão abaixo para o cálculo da força nesse corpo:

$$F_n = \frac{1}{2\mu_0} \int (B_n^2 - B_t^2) dA, \quad (4.1)$$

onde n e t representam a componente normal (axial) e tangencial (radial) da indução magnética, respectivamente. Se o supercondutor apresentar uma superfície de fluxo repulsivo, ou seja $B_n = 0$, haverá a produção de uma pressão magnética que corresponde a uma força repulsiva no material. Entretanto, se a superfície do supercondutor apresentar um fluxo atrativo, ou seja $B_t = 0$, resultará numa tensão nessa superfície que corresponde a uma força atrativa.

Dadas as necessidades impostas pelo projeto do FESS (*Flywheel Energy Storage System*) do grupo do LASUP [38], optou-se pela construção dos mancais magnéticos supercondutores de escora. As principais topologias de mancais de escora apresentadas na literatura são: matriz de Halbach [39], Concentrador de Fluxo (CF) [40] e Anéis Magnetizados Axialmente (AMA) [41]. A figura 4.1 apresenta dois rotores magnéticos, dos protótipos de mancais supercondutores, que foram construídos recentemente no LASUP.

As duas topologias foram projetadas com aproximadamente o mesmo volume de ímãs permanentes, de forma a permitir uma melhor comparação entre elas. Os materiais utilizados nos rotores dos mancais são: Aço SAE-1020, alumínio e Nd-Fe-B

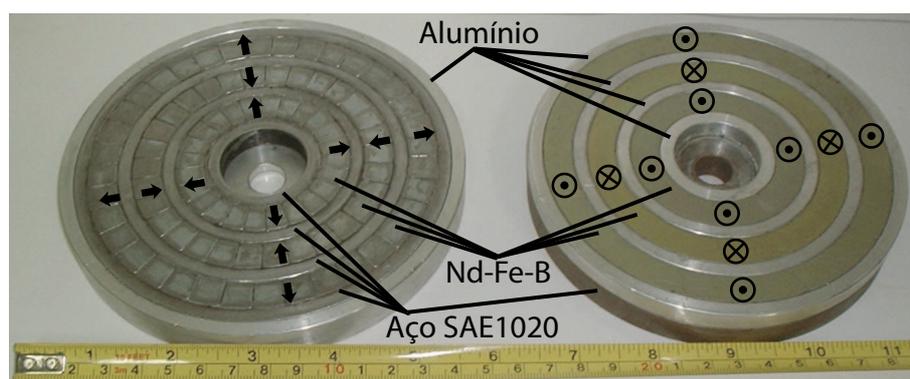


Figura 4.1: Foto dos rotores magnéticos para as topologias CF e AMA de mancais supercondutores.

(N35, com força coercitiva de -918kA/m e indução magnética remanente de $1,198\text{T}$, adquiridos de um fabricante chinês). As cotas (em milímetros) com as respectivas medidas adotadas para a construção dos rotores magnéticos (mostrados na figura 4.1) são apresentadas na figura 4.2.

No rotor magnético do concentrador de fluxo (à esquerda na figura 4.1) foram realizadas algumas melhorias em relação aos protótipos anteriormente desenvolvidos, no intuito de maximizar a pressão magnética. Como pode ser observado, neste protótipo de topologia CF apresenta dois concentradores de fluxo magnético, enquanto o protótipo anterior possuía apenas um concentrador. Como a magnetização radial de um ímã em forma de anel requer a fabricação de uma peça específica para cada anel que depende de sua extensão, o custo total para a produção de poucas peças tornou-se inviável. Por esse motivo resolveu-se optar pela segmentação dos anéis de magnetização radial. Dessa forma cada um dos segmentos de anel apresentados na figura 4.1 possui a orientação de magnetização conforme ilustra a figura 4.3. O anel interior apresenta um total de 24 peças, enquanto que os anéis intermediário e externo apresentam 30 e 36 peças, respectivamente. Nos protótipos da figura 4.1, usou-se um revestimento eletrodepositado de zinco nas peças de Nd-Fe-B para evitar a corrosão. Os protótipos desenvolvidos anteriormente eram revestidos por eletrodeposição de níquel. O revestimento de zinco mostrou-se o mais eficiente na proteção desses ímãs e que melhor correspondeu ao processo de colagem. Isso ocorreu pelo fato do zinco ter apresentado melhor aderência ao Nd-Fe-B que o níquel. Para fixação do rotor magnético no eixo usou-se uma espécie de prato de alumínio envolvendo o disco.

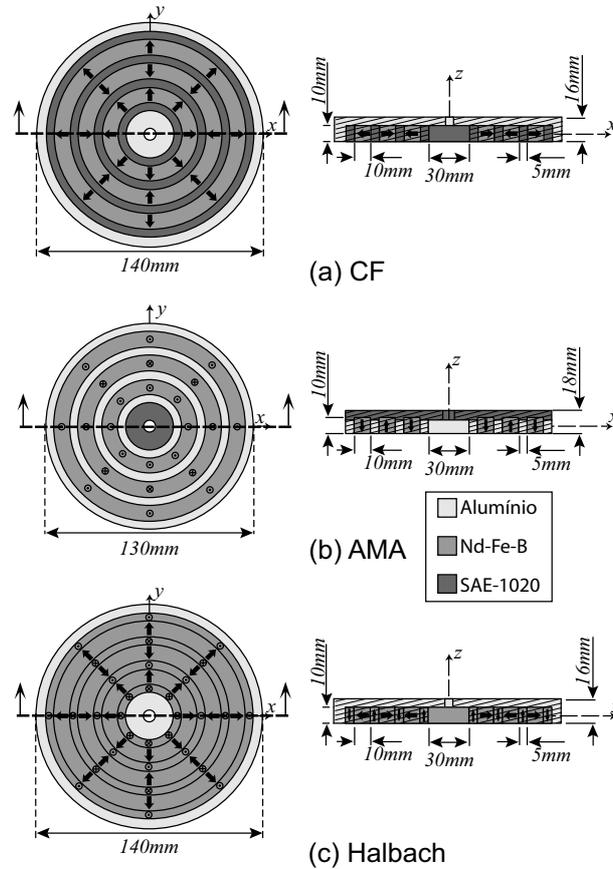


Figura 4.2: Desenhos dos rotores magnéticos para 3 topologias de mancais supercondutores.

Já a topologia AMA, apresenta os ímãs permanentes na mesma região da configuração CF. A grande mudança se dá pela troca da direção da magnetização dos ímãs permanentes, que agora é axial (no CF era radial). Para reduzir a relutância magnética na parte superior do rotor, inseriu-se nesta região uma peça de aço SAE-1020 (*back yoke*). Um inconveniente apresentado por esta peça é o acréscimo da massa no rotor magnético, devido à massa específica do SAE-1020 ser maior que a dos demais materiais e ao grande volume usado deste material. Entre os anéis de Nd-Fe-B da topologia AMA, inseriram-se anéis de alumínio. Este material, além da função de espaçador, tem a vantagem de apresentar correntes Foucault que são induzidas durante processos transitórios de vibração. Essas correntes induzidas proporcionam o amortecimento do mancal durante a vibração. A principal vantagem desta topologia é atribuída pelo *back yoke*, na qual o rotor magnético pode ser montado sem a necessidade de colagem, o que leva a grande facilidade de construção desta configuração.

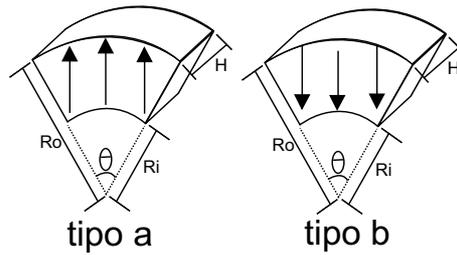


Figura 4.3: Magnetização dos segmentos de anel usadas para compor o rotor magnético da configuração CF (figura 4.1 a esquerda). Peças de N35 compradas de um fabricante chinês.

A força de levitação de um mancal supercondutor é proporcional ao gradiente do campo magnético aplicado pelos ímãs em sua superfície e à magnitude desse campo [1]. Dessa forma, a simulação do rotor de ímãs permanentes, que irá levitar sobre a base com supercondutores, consiste em investigar a distribuição do campo magnético e obter uma comparação entre as diferentes configurações de mancais magnéticos. A figura 4.4 apresenta a simulação feita pelo MEF das equipotenciais do potencial vetor magnético (na direção azimutal, A_ϕ), para os discos de Nd-Fe-B das configurações concentrador de fluxo e anéis magnetizados axialmente dos mancais supercondutores construídos.

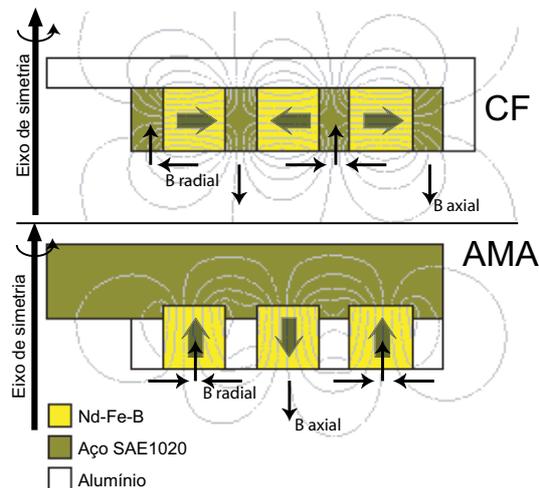


Figura 4.4: Linhas equipotenciais de A_ϕ para os discos de Nd-Fe-B dos mancais supercondutores CF e AMA.

A figura 4.4 apresenta setas ilustrativas inseridas (na maioria dos casos) em direções tangenciais às linhas equipotenciais de A_ϕ . Estas setas têm a função de representar a direção da densidade de fluxo magnético no ponto em que está localizada.

A observação das setas na figura 4.4 indica que a densidade de fluxo magnético na direção axial (B_{ax}) para a configuração CF será aproximadamente a indução magnética na direção radial (B_{rad}) da topologia AMA. Da mesma forma, B_{ax} em AMA será B_{rad} em CF. Esta evidência pode ser comprovada através de dados de densidade de fluxo magnético nos rotores magnéticos dos mancais. O mapeamento 1D da densidade de fluxo magnético (na direção axial) nos discos de magnetos permanentes dos mancais e as simulações pelo MEF de B_{ax} e B_{rad} , estão apresentados na figura 4.5 para os dois protótipos construídos. Estes dados são para uma distância de 4mm da superfície do disco. Estes resultados confirmam a dualidade dos mancais em relação à indução magnética. Outra informação importante apresentada pela figura 4.5 é a concordância apresentada entre os cálculos realizados pelo MEF e os resultados das medidas feitas nos rotores magnéticos.

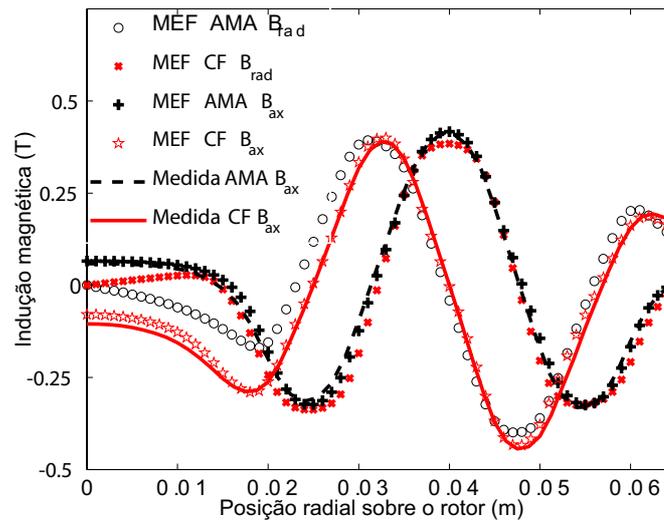


Figura 4.5: Mapeamento 1D da indução magnética nos discos de Nd-Fe-B dos mancais supercondutores para as configurações CF (Concentrador de Fluxo) e AMA (Anéis Magnetizados Axialmente).

4.2 Medidas e simulações em mancais supercondutores com HTS maciços

Esta seção apresenta uma série de resultados obtidos para a força de levitação entre os rotores magnéticos e alguns blocos supercondutores de YBCO texturizados

por fusão semeada. Pretende-se então obter os resultados de medidas e simulações com estes blocos maciços supercondutores, para posteriormente poder comparar os resultados com simulações em fitas 2G.

4.2.1 Sistema de medidas de Força de levitação

Para estimar a força de levitação nos mancais supercondutores, foi utilizado um sistema de medidas desenvolvido no próprio laboratório. O sistema de medidas utilizado para os ensaios está apresentado na figura 4.6. O projeto da parte mecânica deste sistema foi feito pelo autor deste manuscrito em colaboração com o técnico Ocione José Machado e o aluno de iniciação científica Samuel Machado Cesar de Oliveira.

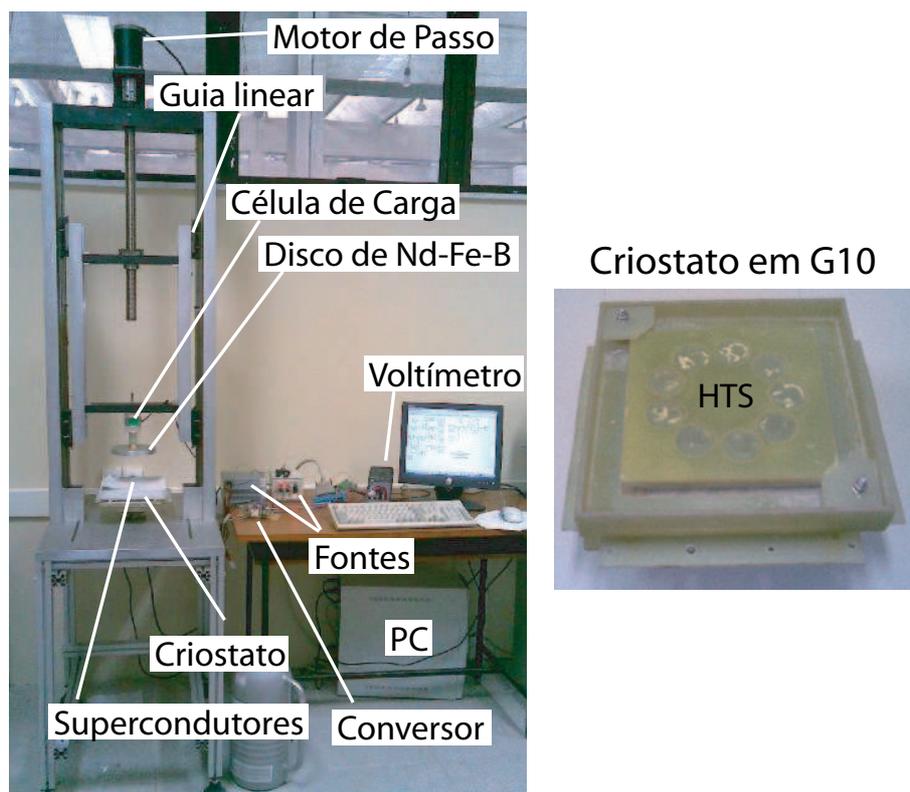


Figura 4.6: Novo sistema construído para a medida da força de levitação dos mancais supercondutores. No detalhe o criostato usado para a base com os 9 HTS, onde os supercondutores ficam situados a 0,5mm da superfície superior da base.

A automatização deste novo sistema de medidas foi feita com uma placa de aquisição de dados Advantech modelo 1711, cuja comunicação é feita com o microcom-

putador usando o programa Simulink/Matlab, no modo de tempo real, através do pacote “Real Time Work Shop”. Detalhes deste sistema de medidas são encontrados em outros trabalhos [2] [42].

4.2.2 Simulação com modelo de permeabilidade nula

Esta seção se dedica a apresentar alguns ensaios com os protótipos dos rotores magnéticos que foram apresentados na figura 4.1. Foram construídas para este trabalho duas topologias de rotores magnéticos (CF e AMA). Para os teste realizados, duas bases supercondutoras de YBCO foram testadas: uma composta por 16 amostras retangulares com $35\text{mm} \times 35\text{mm} \times 19\text{mm}$ (figura 4.7 -a) e outra usando 9 blocos cilíndricos com 28mm de diâmetro e 10mm de altura, arranjados conforme mostra a figura 4.7 (b). Estas 9 amostras (denominadas C1 a C9), foram estudadas individualmente em [43].

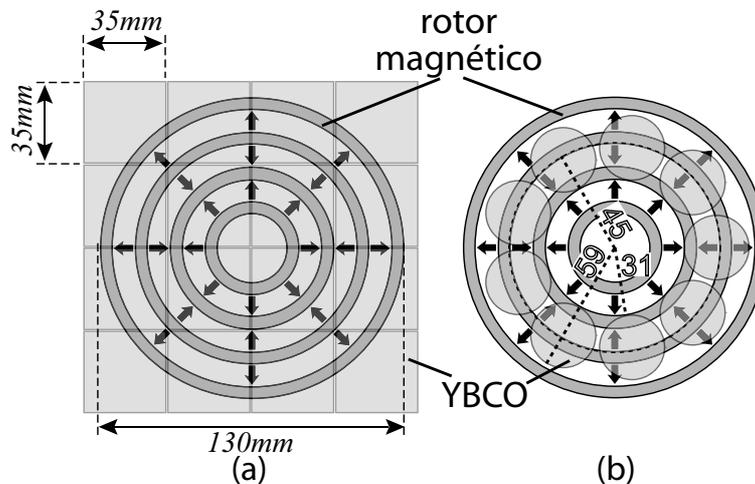


Figura 4.7: Rotor magnético CF medido e arranjos de base com blocos de HTS utilizados: (a) 16 blocos em forma de paralelepípedos e (b) 9 blocos com geometria cilíndrica.

Inicialmente, estes resultados foram comparados com simulações realizada num programa comercial (ANSYS), que usa o MEF para a resolução da equação de Poisson. Como as simulações realizadas são axissimétricas, os 16 blocos de YBCO são aproximados nas simulações por um único disco de 140mm de diâmetro e 19mm de altura. O valor adotado para a permeabilidade magnética relativa do supercondutor foi $\mu_r = 10^{-15}$ e foram adotados os métodos do trabalho virtual e do tensor de

Maxwell para o cálculo da força de levitação. É relevante comentar que o cálculo da força pelo método das forças de Lorentz é impossível nessa modelagem, devido a inexistência de correntes de blindagem. Foram simulados 10.519 elementos quadriláteros e a tolerância relativa adotada foi de 10^{-3} .

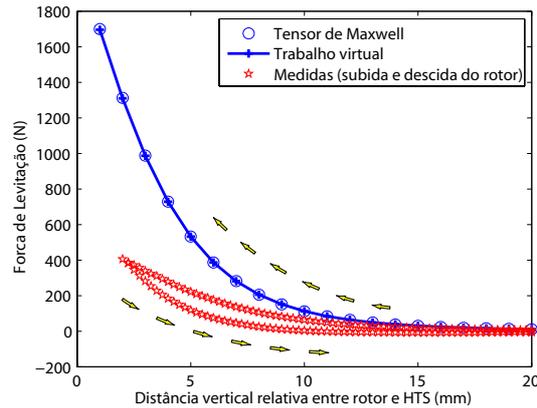


Figura 4.8: Força de levitação para modelagem de $\mu_R = 10^{-15}$, por dois métodos de cálculo de força.

Como pode ser observado pela figura 4.8 os resultados de força fornecidos pelos métodos de trabalho virtual e tensor de Maxwell apresentarem os mesmos resultados. Entretanto esses cálculos somente convergem com as medidas de força para as regiões onde o rotor magnético está mais afastado da base supercondutora, ou seja, a partir de 14mm. As medidas de força apresentadas foram realizadas com a aproximação e o afastamento do rotor magnético (maior força na aproximação e menor força no retorno), mostrando um efeito de histerese, que não pode ser representado pela modelagem de permeabilidade nula.

4.2.3 Medida da força de levitação com blocos maciços

Os próximos resultados comparam as duas topologias de rotores magnéticos construídas e estão apresentados nas figuras 4.9(a) e 4.9(b), para os arranjos de YBCO das figuras 4.7 (a) e (b), respectivamente. Essas medidas de força foram realizadas diversas vezes e mostraram-se reprodutíveis usando o sistema de medidas apresentado na figura 4.6. Na posição inicial, no instante de resfriamento do YBCO, o

rotor estava a uma distância de 102mm da base supercondutora. Após a transição do HTS, o rotor magnético era então aproximado com uma velocidade constante de 1,25mm/s até que a altura do disco em relação à base atingisse uma distância mínima de 2mm. Após isso, o sentido de deslocamento do disco era imediatamente invertido e o mesmo era afastado da base supercondutora. Estes ensaios não levam em consideração o peso dos rotores magnéticos, devido a tara realizada no início da medida. As massas dos rotores sem considerar o eixo são de: $m_{CF} = 1,184kg$ e $m_{AMA} = 1,772kg$.

Conforme apresentado nas medidas da figura 4.9(a), para a base composta por 16 HTS, a força de levitação dos rotores AMA e CF é muito próxima. Quando a base supercondutora da figura 4.7 é utilizada, a configuração AMA apresentou maior força de levitação em ZFC (*zero field cooling*) do que a configuração CF. Essa alteração pode ser atribuída ao arranjo utilizado na base (com 9 amostras) ter influenciado nos resultados de força desta configuração.

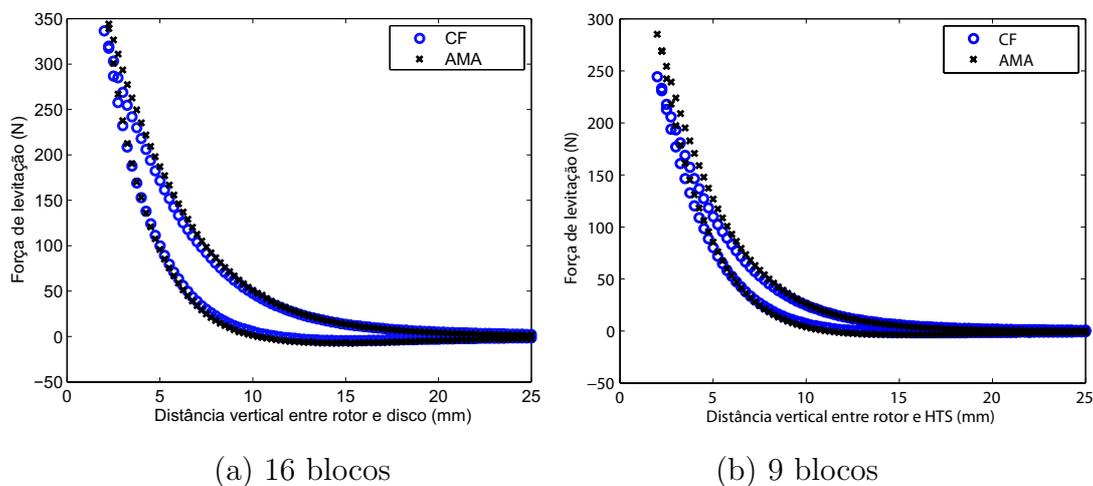


Figura 4.9: Ensaio em ZFC para diferentes bases com YBCO, conforme arranjos da figura 4.7 (a) e (b).

4.3 Utilização de fitas supercondutoras 2G em mancais magnéticos

Esta seção tem por finalidade apresentar os resultados de simulação dos rotores magnéticos apresentados na seção anterior, mas agora substituindo os blocos de

Tabela 4.1: Especificações da fita supercondutora 2G. [3]

Parâmetros	Valores
Espessura média	0,18 - 0,22mm
Mínima largura	4,27mm
Máxima largura	4,55mm
Diâmetro mínimo	25mm
Máxima tensão elástica	250MPa

Tabela 4.2: Opções comerciais de corrente crítica mínima e de densidade de corrente média de engenharia da fita 2G.[3]

Corrente crítica mínima (I_C)	Densidade de corrente média de engenharia (J_e)
70 A ⁱ	$7,9 \times 10^7 A/m^2$ ⁱⁱ
80 A ⁱ	$9,1 \times 10^7 A/m^2$ ⁱⁱ
90 A ⁱ	$1,02 \times 10^8 A/m^2$ ⁱⁱ

ⁱ 77K, campo próprio, $1\mu V/cm$; ⁱⁱ J_e calculado baseado nas espessuras e larguras médias.

YBCO texturizados por fusão semeada por fitas supercondutoras de YBCO, ou seja, de segunda geração (2G). O modelo não linear, descrito no capítulo 3, foi validado em trabalho anteriores [2] e será aqui aplicado para esta finalidade. Os resultados das medidas apresentadas para os mancais com blocos maciços de HTS servirão como figura de mérito nesta comparação.

Uma das características da fita que deve ser considerada como etapa de projeto durante a confecção da bobina é o raio mínimo de curvatura que pode ser adotado sem que hajam danos a mesma. Este valor pode ser de 12,5mm, mas o mínimo recomendado é de 17,5mm, conforme informa o fabricante [3]. Desta forma, o núcleo da bobina não pode ser preenchido com fitas. Algumas especificações mecânicas e dimensionais fornecida pelo fabricante [3] sobre as fitas 2G são apresentadas na tabela 4.1. As informações sobre as propriedades elétricas das fitas estão apresentadas na tabela 4.2.

A utilização das fitas supercondutoras para mancais deve ser feita sob a forma de bobinas. Então, é possível obter duas formas de conexões física para as fitas: arranjo helicoidal e anéis concêntricos, conforme apresentado na figura 4.10. Nos

dois casos, há a necessidade de curto-circuitar os terminais da bobina. Isto é feito para que haja circulação de corrente elétrica no enrolamento, assim apresentando um campo magnético induzido numa direção contrária à variação do campo externo produzido pelo rotor magnético.

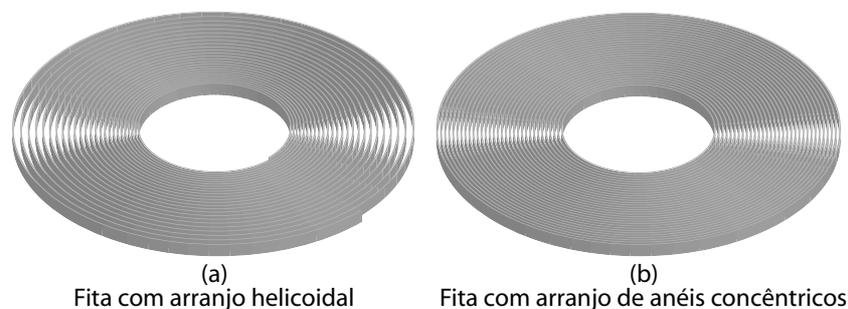


Figura 4.10: Possíveis configurações para as bobinas com fitas 2G.

No arranjo da figura 4.10 (a), a fita é enrolada de forma helicoidal e raio interno da bobina deve ser soldado ao raio externo, usando um outro pedaço de fita 2G. No segundo arranjo proposto para as bobinas, conforme apresentado na figura 4.10 (b), cada anel concêntrico deve ser soldado entre si. Comparando as duas topologias de bobinas entre si em relação ao aspecto construtivo, a primeira configuração é mais simples de ser implementada, mas tem uma maior complicação para soldar a ligação do segmento que irá fechar o circuito elétrico. Já a configuração de anéis concêntricos possui maior simplicidade para soldar cada um dos anéis, entretanto necessita de um número de soldas igual ao número de espiras presentes na bobina. O procedimento de como realizar esta soldagem da fita foge aos conhecimentos do autor deste manuscrito, mas pode ser encomendado ao fabricante para fornecer estes arranjos já prontos.

4.3.1 Simulação de mancais supercondutores com fitas 2G

Nesta seção serão apresentados os resultados de simulação para os mancais supercondutores, usando os rotores magnéticos apresentados na figura 4.1 e uma base composta de fita 2G num arranjo similar ao da figura 4.10 (b) com 249 espiras. O tamanho adotado para a fita 2G foi baseado no valor médio das medidas fornecidas pelo fabricante [3]. Considerou-se então a espessura total de 0,1mm e altura de 4,0mm (que representa o YBCO e o Ni-W), separadas entre si por camadas de ma-

material de permeabilidade magnética relativa unitária com espessura de 0,1mm (que representa as 2 paredes de cobre estabilizador).

Para a realização das simulações será considerado o resfriamento do supercondutor na ausência de campo do rotor magnético, ou seja, em ZFC. As simulações realizadas aplicam a modelagem apresentada no capítulo 3. Estas simulações serão compostas por uma série de soluções estáticas no espaço (realizadas previamente no MEF), onde a inclusão da aproximação entre o supercondutor e a base será feita através da variação discreta na posição vertical relativa em passos de 0,1mm. A variação do campo no interior do supercondutor, assim como o cálculo das correntes de blindagem será feita através através do método das diferenças finitas, que representam a solução temporal. A figura 4.11 ilustra uma vista em corte do esquema que será simulado neste trabalho, em que o rotor magnético será aproximado lentamente (num movimento vertical) da base fixa com as fitas supercondutoras até uma distância mínima de 5mm. Após atingir esta separação vertical mínima, o sentido de deslocamento é invertido e o rotor é afastado do supercondutor.

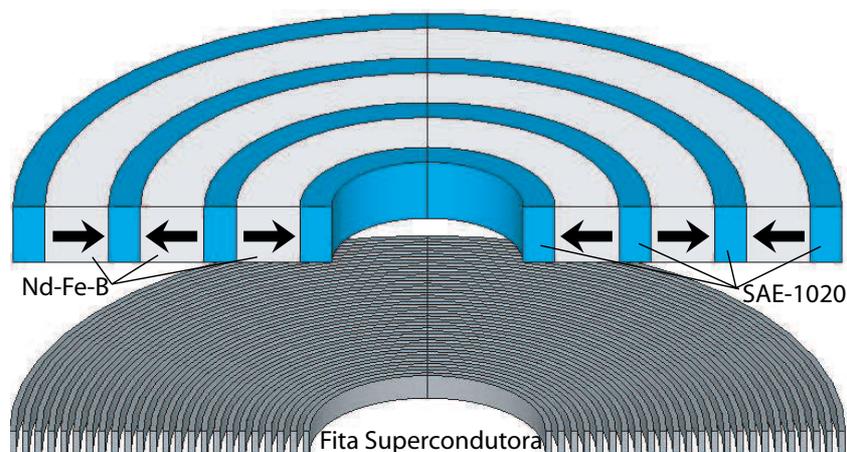


Figura 4.11: Vista em corte do rotor magnético sobre uma bobinas com fita 2G.

Os primeiros resultados das simulações das fitas é apresentado nas figuras 4.12(a) e 4.12(b), que mostram as simulações de força de levitação dos rotores magnéticos das topologias CF e AMR, respectivamente, sobre uma base de bobinas de fita 2G. Foram simulados três valores de densidade de corrente, conforme os dados apresentados na tabela 4.2. O valor da densidade de corrente crítica do modelo de estado crítico (J_C) foi assumido como sendo o valor da densidade de corrente elétrica de engenharia (J_e) informada pelo fabricante. Como era de se esperar, quanto melhor

for a qualidade de amostra (com maior J_e), maior será a força de levitação. Pelos resultados apresentados nas figuras 4.12(a) e 4.12(b), notou-se um acréscimo superior a 20% na força de levitação quando a amostra de qualidade inferior foi substituída pela fita com maior J_e . Outro resultado que foi observado é que os resultados para o modelo de permeabilidade magnética nula convergem com as simulações para o modelo de estado crítico para as maiores distâncias entre rotor e HTS. Entretanto, este modelo perde a validade para as regiões de menor distância entre rotor magnético e supercondutor.

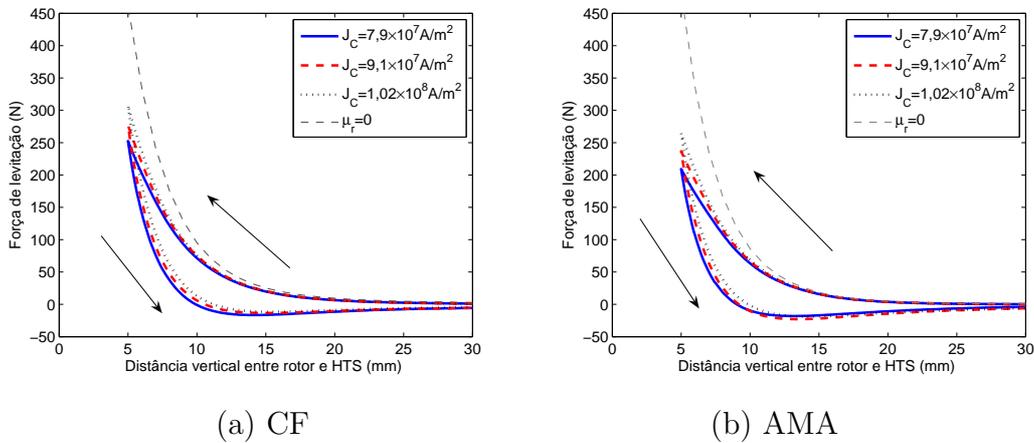


Figura 4.12: Medida da pressão de levitação para as configurações CF e AMA para ensaios em ZFC para duas bases de HTS distintas.

Como não se tinha fita 2G disponível para realizar a comparação entre medidas e as simulações realizadas, os resultados simulados de força de levitação foram confrontados com medidas realizadas em blocos maciços de YBCO, conforme dados apresentados na seção anterior. Estes resultados são apresentados nas figuras 4.13(a) e 4.13(b), para os rotores magnéticos AMA e CF, respectivamente. Espera-se que a fita apresente uma força de levitação superior na configuração CF, se comparado com as 16 amostras, pois as simulações consideram espaçamentos verticais de até 5mm. Já para a configuração AMA, o uso da fita apresentou força de levitação bastante similar àquela obtida pelos 16 blocos (que não são de boa qualidade). Estes resultados mostram que as fitas são capazes de apresentar um desempenho, em relação a força de levitação, similar ao apresentado pelos blocos supercondutores.

Atualmente, o custo do metro da fita supercondutora gira em torno de $70US\$/m$ para compras em escala reduzida [3], entretanto há uma tendência de redução neste

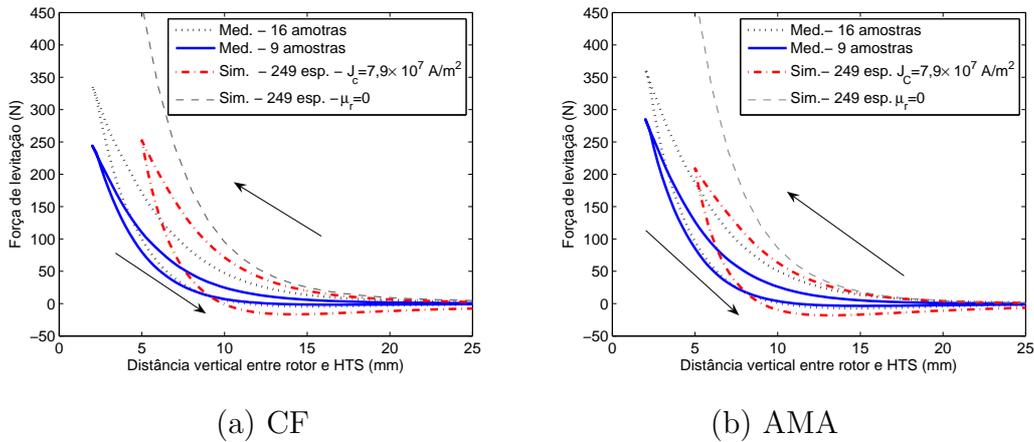


Figura 4.13: Compara medidas de força de levitação realizadas entre o rotor CF com blocos supercondutores e simulações com para a fita.

valor. Para a construção de uma bobina com 249 espiras, como no caso simulado, seriam necessários aproximadamente 66,5 metros de fita 2G. Isto daria um custo de aproximadamente $US\$ 4.650,00$. Se houver a tendência de redução de custo para a ordem de $\sim 20US\$/m$, este custo ficaria aproximadamente 3,5 vezes menor, tornando a fita muito mais atrativa que o *bulk*. Para se ter uma idéia de custo, 10 blocos com 28mm de diâmetro e 10mm de altura, custaram o equivalente a $US\$ 2.700,00$.

Outra comparação entre as fitas 2G e os blocos maciços supercondutores pode ser realizada através da análise da pressão magnética, obtida dividindo a força de levitação pela área de HTS na superfície da base. No caso da fita, considerou-se para um total de 249 espiras a área de um anel de raio interno igual a 17,5mm e raio externo de 67,4mm. No caso dos 9 blocos da figura 4.7(b) considerou-se um anel com raio interno de 31mm e raio externo de 59mm. Então, as áreas utilizadas para os cálculos da pressão foram de $1,96 \times 10^{-2}m^2$, $7,92 \times 10^{-3}m^2$ e $1,33 \times 10^{-2}m^2$, para as áreas dos blocos com 16 amostras (figura 4.7a), com 9 amostras (figura 4.7b) e fita HTS 2G, respectivamente.

Para a configuração CF em todos os pontos simulados, até o limite de distância vertical de 5mm, obteve-se maior pressão de levitação na fita do que nos blocos. Já para a configuração AMA, terá uma menor pressão com a fita do que com os 9 blocos para distâncias verticais inferiores a 5mm. É relevante lembrar que a área considerada no arranjo de supercondutor com nove amostras é bem menor do que a

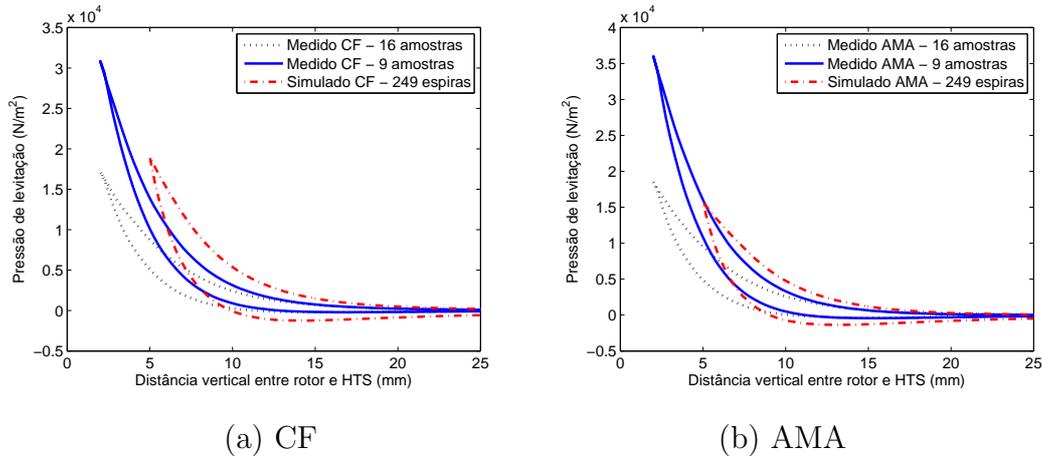


Figura 4.14: Medida da pressão de levitação para as configurações CF e AMA para ensaios em ZFC para duas bases de HTS distintas.

apresentada nos demais casos, que eleva bastante a sua pressão. Outro fator é que a qualidade dos 9 blocos cilíndricos utilizados é muito superior à apresentada pelos 16 blocos da outra base. Portanto, espera-se que a pressão magnética seja maior para o arranjo da figura 4.7(b) do que no da figura 4.7(a).

Finalmente, serão comparados os dois rotores magnéticos operando sobre a fita 2G, conforme apresenta a figura 4.15. Observa-se que apesar dos resultados de força dos rotores magnéticos CF e AMA serem bastante similares quando foram medidos com *bulk*, a configuração CF mostrou-se superior para a fita, isto caso seja considerado o modelo de estado crítico. Novamente, se for comparado o modelo de permeabilidade magnética nula, estes resultados se equiparam. Uma justificativa para isto está na forma como as bobinas foram construídas. Devido aos anéis concêntricos das bobinas, com HTS separados por estabilizadores de cobre, a anisotropia existente no plano $a - b$ aumentou significativamente. Dessa forma, qualquer condução de corrente fora da direção c , apresenta valor muito baixo para o *bulk* e valor praticamente nulo para a fita.

4.4 Síntese do capítulo

Esse capítulo apresentou algumas medidas e simulações realizadas em mancais magnéticos supercondutores. Duas topologias de rotores magnéticos foram ana-

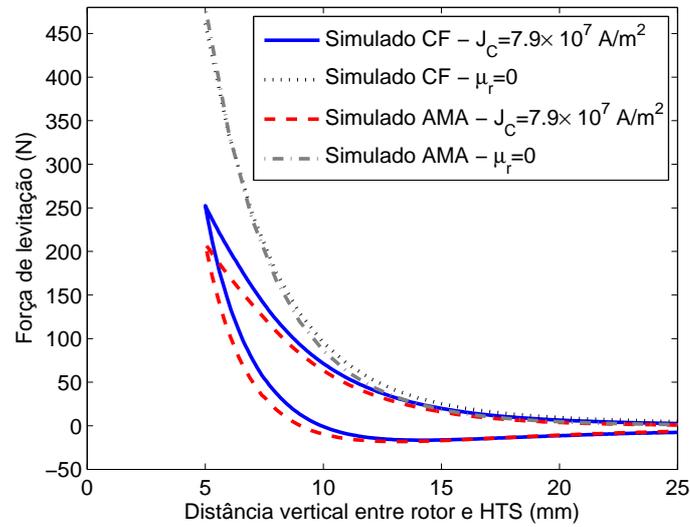


Figura 4.15: Comparação de simulações para as fitas com diferentes rotores magnéticos.

lisadas, a primeira é de um concentrador de fluxo magnético e a outra de anéis magnetizados axialmente.

Estes mancais supercondutores foram medidos em ZFC com *bulk* de YBCO e comparados com simulações pelo modelo de estado crítico previamente validadas usando as fitas 2G. Os resultados simulados mostraram que a fita 2G apresentou um grande potencial para aplicação na levitação magnética supercondutora.

Capítulo 5

Conclusões e trabalhos futuros

5.1 Conclusões

Este trabalho propôs o desenvolvimento de um novo tipo de mancal magnético supercondutor usando fitas de YBCO de segunda geração (2G). Para verificar a viabilidade deste tipo de aplicação para as fitas 2G, foram realizadas simulações computacionais. Os modelos adotados para as simulações dos mancais supercondutores foram: permeabilidade magnética nula e modelo de estado crítico de Bean pelo MEF/MDF. O primeiro modelo adotado para as simulações do mancal supercondutor foi o modelo linear, implementado através do MEF considerando a permeabilidade magnética nula do supercondutor ($\mu = 0$, através de um zero numérico). Esta técnica mostrou-se bastante simples e rápida, entretanto apresentou várias limitações. Entre os problemas apresentados por esta modelagem está a superestimativa da força calculada e incapacidade de prever a histerese. Mesmo assim, esta modelagem pode ser usada para uma verificação rápida e preliminar de um determinado mancal supercondutor, descobrindo o valor do limitante superior da força de levitação deste mancal.

A modelagem não linear para a simulação do mancal supercondutor com as fitas de YBCO 2G foi baseada no modelo de estado crítico como segue. Primeiramente foram geradas algumas matrizes pelo MEF a partir de soluções espaciais para cada elemento da região do HTS. Essas matrizes foram importadas em outro programa,

que calculou a distribuição da densidade de corrente no supercondutor, aplicando o modelo de estado crítico de Bean, a partir da minimização do erro no campo elétrico no HTS. A solução temporal era obtida fazendo a discretização no tempo a partir do MDF. Foram simulados um total de 898 posições diferentes, onde a força de vertical de levitação entre um rotor magnético e a base de HTS (249 anéis concêntricos de fita supercondutora 2G) foi calculada. Esta modelagem necessita do ajuste de uma única constante para a simulação, ou seja, a densidade de corrente crítica J_c . A utilização deste modelo também foi então aplicada para a simulação de dois protótipos de mancais supercondutores para os rotores magnéticos de concentrador de fluxo e anéis magnetizados axialmente.

Para verificação da ordem de grandeza da força de levitação calculada, os resultados das simulações dos mancais supercondutores com fitas 2G foram confrontados com algumas medidas em protótipos construídos com blocos supercondutores maciços. Conforme apresentado pelas simulações, espera-se que as fitas apresentem um acréscimo de pelo menos 37% na pressão de levitação, comparando a fita de menor custo ($J_e = 7,9 \times 10^7 A/m^2$) com blocos supercondutores maciços de YBCO de boa qualidade ($J_c \sim 10^8 A/m^2$ com 28mm de diâmetro). Entretanto, para que essa bobina fosse construída seria necessário dispor de aproximadamente 66,5 metros, que ao custo de $70US\$/m$ forneceria um custo da ordem de $US\$ 4.650,00$. Comparando estes valores com os custos dos blocos de $US\$ 2.700,00$ para 10 discos de YBCO texturizados por fusão semeada com 28mm de diâmetro, ainda não tornam atrativo o uso da fita nesta aplicação. Entretanto, espera-se uma redução de custo da fita para valores da ordem de $\sim 20US\$/m$, que reduziria o custo do material para 28,5% do valor atual, tornando-o bastante atrativo.

5.2 Trabalhos futuros

Este manuscrito apresentou algumas contribuições que o autor pretende fornecer para a evolução tecnológica nacional. Muito trabalho ainda pode ser feito em relação ao desenvolvimento da supercondutividade para a aplicação na levitação magnética e em mancais supercondutores. Como sugestões propõem-se a construção de um protótipo de mancal supercondutor usando as fitas 2G, confirmando os resultados

de simulações apresentados no presente trabalho.

Referências Bibliográficas

- [1] F. C. Moon, *Superconducting levitation: Applications to bearings and magnetic transportation*. Nova York: A Wiley-Interscience, 1^a ed., 1994.
- [2] G. G. Sotelo, *Modelagem de Supercondutores Aplicada ao Projeto de Mancais Magnéticos*. D.Sc., Universidade Federal do Rio de Janeiro, Rio de Janeiro, Maio 2007.
- [3] Website, “<http://www.amsc.com/products/htswire/2gwiretechnology.html>,” em:10/06/2008.
- [4] Website, “<http://www.sei.co.jp/super/>,” em:10/06/2008.
- [5] Website, “<http://www.superpowerinc.com/>,” em:10/06/2008.
- [6] C. P. Bean, “Magnetization of hard superconductors,” *Physical Review Letters*, vol. 8, pp. 250–253, março 1962.
- [7] C. P. Bean, “Magnetization of high-field superconductors,” *Review of Modern Physics*, vol. 36, pp. 31–39, janeiro 1964.
- [8] P. P. Silvester and R. L. Ferrari, *Finite elements for electrical engineers*. Cambridge, Reino Unido: Cambridge University press, 2^a ed., 1991.
- [9] J. Jin, *The finite element method in eletromagnetics*. EUA: Wiley-Interscience, 2^a ed., 2002.
- [10] J. P. A. Bastos, *Eletromagnetismo e cálculo de campos*. Santa Catarina: Editora da UFSC, 3^a ed., 1996.
- [11] D. Ruiz-Alonso, T. A. Coombs, and A. M. Campbell, “Numerical analysis of high-temperature superconductors with the critical-state model,” *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 14, no. 4, pp. 2053–2063, 2004.

- [12] R. Ruiz-Alonso, T. A. Coombs, and A. M. Campbell, “Numerical solutions to the critical state in a magnet-high temperature superconductor interaction,” *Superconducting and Science Technology*, vol. 18, pp. 209–214, setembro 2005.
- [13] G. Schweitzer, H. Bleuler, and A. Traxler, *Active Magnetic Bearings: basics, properties and applications of active magnetic bearings*. Zurich: VDF, 1^a ed., 1994.
- [14] J. Yonnet, “Passive magnetic bearings with permanent magnets,” *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 14, no. 5, pp. 803–805, 1978.
- [15] Y. H. Han and *et al*, “Design a hybrid high t_c superconductor bearing for flywheel energy storage system,” *Physica C*, vol. 372-376, pp. 1457–1461, 2002.
- [16] J. L. Nikolajsen, “Experimental investigation of an eddy-current bearing,” in *Proceedings of the First International Symposium on Magnetic Bearings*, vol. 1, (Zurich), pp. 111–118, Junho 1988.
- [17] A. V. Filatov, E. H. Maslen, and G. T. Gillies, “Stability of an electrodynamic suspension,” *Journal of Applied Physics*, vol. 92, pp. 3345–3353, Setembro 2002.
- [18] E. H. Brandt, “Levitation in physics,” *Science*, vol. 243, pp. 349–355, janeiro 1989.
- [19] K. B. Ma, Y. V. Postrekhin, and W. K. Chu, “Superconductor and magnet levitation devices,” *Review of Scientific Instruments*, vol. 74, pp. 4989–5017, Dezembro 2003.
- [20] R. de Andrade Jr. and *et al*, “Performance of nd-fe-b and ferrite magnets in superconducting linear bearings with bulk ybco,” *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 13, pp. 2271 – 2274, junho 2003.
- [21] R. M. Stephan and *et al*, “A superconducting levitated small scale vehicle with linear synchronous motor,” in *Proceeding of the ISIE 2003*, vol. 1, (Rio de Janeiro), pp. 206–209, junho 2003.
- [22] H. K. Onnes, “Report on the researches made in the leiden cryogenic laboratory between the second and the third international congress of refrigeration,” *Selected Reprints of Americam Association of Physics Teachers*, vol. 34, no. b, pp. 55–70, 1913.

- [23] F. London and H. London, “The electromagnetic equations of the supraconductor,” *Proceedings of the Royal Society*, vol. A149, pp. 71–78, 1935.
- [24] F. London, *Superfluids*, vol. I e II. Nova York, EUA: Dover, 1964.
- [25] D. Dew-Hughes, “The critical current of superconductors: an historical review,” *Low Temperature Physics*, vol. 27, pp. 713–722, setembro-outubro 2001.
- [26] J. Bardeen, L. N. Cooper, and J. R. Schrieffer, “Theory of superconductivity,” *Physics Review*, vol. 2, no. 108, pp. 1175–1204, 1957.
- [27] J. Nagamatsu and *et al*, “Superconductivity at 39k in magnesium diboride,” *Nature*, vol. 410, pp. 63–64, março 2001.
- [28] P. F. Dahl, *Superconductivity: Its historical roots and development from mercury to the ceramic oxides*. Nova Iorque, EUA: American Institute of physics, 1ª ed., 1992.
- [29] A. M. Luiz, *Aplicações de Supercondutividade*. São Paulo, Brasil: Edgard Blücher, 1ª ed., 1992.
- [30] D. Larbalestier and *at al*, “High- t_c superconducting materials for electric power applications,” *Nature*, vol. 414, pp. 368–377, novembro 2001.
- [31] A. O. Hauser, “Calculation of superconducting magnetic bearings using a commercial fe-program (ansys),” *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 33, pp. 1572–1575, março 1997.
- [32] Y. B. Kim, C. F. Hempstead, and A. R. Strnad, “Magnetization and critical supercurrents,” *Physical Review*, vol. 129, pp. 528–536, janeiro 1963.
- [33] T. Matsushita and B. Ni, “Critical current characteristics in high t_c superconductors,” *IEEE Transactions on magnetics*, vol. 25, pp. 2285–2288, março 1989.
- [34] M. N. O. Sadiku, *Numerical techniques in Eletromagnetics*. EUA: CRC Press, 2ª ed., 2001.
- [35] G. Barnes, M. McCulloch, and D. Dew-Hughes, “Computer modelling of type ii superconductors in applications,” *Superconducting and Science Technology*, vol. 12, pp. 518–522, setembro 1999.

- [36] J. A. Stratton, *Electromagnetic Theory*. McGraw-Hill Company Inc., 1941.
- [37] D. J. Griffiths, *Introduction to Electrodynamics*. Prentice-Hall Inc., 1981.
- [38] R. de Andrade Jr. and *et al*, “Voltage sags compensation using a superconducting flywheel energy storage system,” *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 15, pp. 2265–2268, junho 2005.
- [39] K. Halbach, “Application of permanent magnets in accelerators and storage rings,” *Journal Physics*, vol. 57, pp. 3605–3608, 1985.
- [40] A. C. Day and *et al*, “Design and testing of the hts bearing for a 10 kwh flywheel system,” *Superconducting and Science Technology*, vol. 15, pp. 838–841, abril 2002.
- [41] P. Stoye and *et al*, “Static forces in a superconducting magnet bearing,” *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 31, no. 6, pp. 4220–4222, 1995.
- [42] P. V. A. Ferreira, “Automação de um sistema de medidas de força de levitação magnética.” Projo Final de Graduação, Janeiro 2008.
- [43] G. C. Bordin, “Medida da força de levitação de mancais magnéticos supercondutores.” Projeto de fim de curso em Engenharia Elétrica, UFRJ, Rio de Janeiro, Setembro 2006.