

MODELAGEM DE SUPERCONDUTORES APLICADA AO PROJETO DE  
MANCAIS MAGNÉTICOS

Guilherme Gonçalves Sotelo

TESE SUBMETIDA AO CORPO DOCENTE DA COORDENAÇÃO DOS  
PROGRAMAS DE PÓS-GRADUAÇÃO DE ENGENHARIA DA UNIVERSIDADE  
FEDERAL DO RIO DE JANEIRO COMO PARTE DOS REQUISITOS  
NECESSÁRIOS PARA A OBTENÇÃO DO GRAU DE DOUTOR EM CIÊNCIAS  
EM ENGENHARIA ELÉTRICA.

Aprovada por:

---

Prof. Antonio Carlos Ferreira, Ph.D.

---

Prof. Rubens de Andrade Jr., D.Sc.

---

Prof. Luis Guilherme Barbosa Rolim, Dr.-Ing.

---

Prof. Richard Magdalena Stephan, Dr.-Ing.

---

Prof. Antonio Carlos Oliveira Bruno, D.Sc.

---

Prof. Marcos Tadeu D'Azeredo Orlando, D.Sc.

RIO DE JANEIRO, RJ - BRASIL  
MAIO DE 2007

SOTELO, GUILHERME GONÇALVES

Modelagem de Supercondutores Aplicada  
ao Projeto de Mancais Magnéticos [Rio de  
Janeiro] 2007

XVI, 182 p. 29,7cm (COPPE/UFRJ,  
D.Sc., Engenharia Elétrica, 2007)

Tese - Universidade Federal do Rio de Ja-  
neiro, COPPE

1. Modelo de Estado Crítico
2. Mancais Magnéticos Supercondutores
3. Simulação de Supercondutores

I. COPPE/UFRJ II. Título ( série )

Para Cele, por todos os momentos  
de lutas e vitórias.

## 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 meus orientadores Antonio Carlos Ferreira e Rubens de Andrade Jr., que além de contribuírem de forma relevante no meu amadurecimento científico, foram acima de tudo grandes amigos.

Aos amigos do ELEPOT e do LASUP por todos os momentos vivenciados nestas verdadeiras *famílias*. Em especial para: Ocione, Clayton, Paulo Vinicius, Gabriel, Samuel e Rafael Amorim, que tanto colaboraram para a implementação da parte experimental desta tese.

Aos professores: Richard Stephan, Roberto Nicolsky, José Luiz da Silva Neto, Luis Guilherme Rolim, Edson Watanabe, Maurício Aredes, Walter Suemitsu e Antonio Carlos Siqueira, pelas interessantes discussões, conselhos e colaborações diversas.

Agradeço também aos amigos: Patrícia, Luana, Ana Paula e Roberto Calvet, que tanto contribuíram para facilitar a solução dos problemas administrativos.

Resumo da Tese apresentada à COPPE/UFRJ como parte dos requisitos necessários para a obtenção do grau de Doutor em Ciências (D.Sc.)

## MODELAGEM DE SUPERCONDUTORES APLICADA AO PROJETO DE MANCAIS MAGNÉTICOS

Guilherme Gonçalves Sotelo

Maio/2007

Orientadores: Antonio Carlos Ferreira  
Rubens de Andrade Jr.

Programa: Engenharia Elétrica

Este trabalho dedica-se ao estudo de modelagens para os materiais supercondutores. São utilizados vários modelos fenomenológicos para os cálculos de campo em um supercondutor. De todos os modelos investigados, aquele que se mostrou mais adequado foi o modelo de estado crítico. A implementação das simulações dos supercondutores com as modelagens propostas é realizada no espaço pelo Método de Elementos Finitos e no tempo pelo Método das Diferenças Finitas, na qual dois diferentes algoritmos foram adotados. A principal aplicação dessas modelagens é a simulação de mancais magnéticos supercondutores. Vários protótipos de mancais magnéticos supercondutores e diversos sistemas de medidas foram construídos para permitir a comparação das simulações realizadas com os respectivos testes e, assim, validar o modelo. Alguns testes realizados entre ímãs e supercondutores permitiram comprovar algumas expectativas apresentadas na literatura. Finalmente, as medidas da força de levitação entre os rotores magnéticos e um bloco de YBCO, que compõem um mancal supercondutor rotativo de geometria não trivial, puderam ser reproduzidas pelas simulações realizadas com os modelos apresentados.

Abstract of Thesis presented to COPPE/UFRJ as a partial fulfillment of the requirements for the degree of Doctor of Science (D.Sc.)

## SUPERCONDUCTORS MODELING APPLIED TO THE PROJECT OF MAGNETIC BEARINGS

Guilherme Gonçalves Sotelo

May/2007

Advisors: Antonio Carlos Ferreira  
Rubens de Andrade Jr.

Department: Electrical Engineering

This work presents the study of models to high temperature superconductors. Various phenomenological models are applied to field calculation into the superconductor. Among the investigated models, the critical state model presented more adequate results. The implementation of simulations for the superconductors, using two different algorithms to solve the proposed model, is done by Finite Element Method in the space domain and by Finite Difference Method in the time domain. The main application of these models is the simulation of superconducting magnetic bearing (SMB). Several prototypes of SMB and some measurement systems were built in order to allow the comparison between the realized simulations with the respective tests and so, validate the model. Some realized tests between permanent magnets and superconductors allowed to prove some expectations presented in the literature. Finally, the levitation force measurements among magnetic rotors and an YBCO bulk, of a nontrivial rotating superconductor magnetic bearing, could be reproduced by simulations using the presented models.

# Sumário

<b>1</b>	<b>Introdução</b>	<b>1</b>
1.1	Mancais Rotativos . . . . .	1
1.1.1	Mancais de Escorregamento com lubrificação de fronteira . . . . .	2
1.1.2	Mancais de Filme Fluido . . . . .	3
	Mancais Aerostáticos e Aerodinâmicos . . . . .	4
	Mancais Hidrostáticos e Hidrodinâmicos . . . . .	6
1.1.3	Mancais de Elementos Rolantes . . . . .	7
1.2	Mancais Eletromagnéticos . . . . .	8
1.2.1	Mancais Magnéticos Ativos . . . . .	8
1.2.2	Mancais de Ímãs permanentes . . . . .	9
1.2.3	Mancais Eletrodinâmicos . . . . .	9
1.2.4	Mancais Magnéticos Supercondutores . . . . .	10
1.3	Comparação entre os tipos de mancais para operação em alta velocidade	13
1.4	Algumas aplicações para os mancais supercondutores . . . . .	15
1.5	Objetivos do trabalho . . . . .	18
1.6	Síntese do trabalho . . . . .	20
1.7	Síntese do capítulo . . . . .	21
<b>2</b>	<b>Aspectos conceituais da supercondutividade numa visão fenomenológica</b>	<b>22</b>
2.1	Uma breve revisão histórica . . . . .	22
2.2	Supercondutores do tipo I e do tipo II . . . . .	26
2.2.1	Profundidade de penetração e Comprimento de coerência . . . . .	27
2.2.2	A Energia Livre de Superfície . . . . .	29
2.2.3	A constante de Ginzburg-Landau . . . . .	30
2.3	Modelos fenomenológicos para o supercondutor . . . . .	31
2.3.1	Equações de London . . . . .	31
	Equações de London a partir da indução magnética . . . . .	31
	Equações de London a partir do potencial vetor magnético . . . . .	34
2.4	O modelo de estado crítico . . . . .	35
2.5	Síntese do capítulo . . . . .	38

<b>3</b>	<b>Aparatos experimentais</b>	<b>39</b>
3.1	Sistema de medida da força de levitação . . . . .	39
3.2	Sistema para mapeamento da densidade de fluxo magnético . . . . .	44
3.3	Projeto de rotores magnéticos para os mancais supercondutores . . . . .	45
3.3.1	Histórico dos mancais supercondutores na UFRJ . . . . .	46
3.3.2	Rotores magnéticos para os mancais supercondutores . . . . .	48
3.3.3	Rotores magnéticos reduzidos para os mancais supercondutores . . . . .	55
3.4	Síntese do capítulo . . . . .	59
<b>4</b>	<b>Modelos matemáticos para a simulação de supercondutores</b>	<b>60</b>
4.1	Modelo linear para o cálculo da força de levitação em supercondutores . . . . .	60
4.1.1	Aplicação do MEF para resolução das Equações de London - Modelagem linear . . . . .	60
4.1.2	Cálculo da força de levitação a partir de modelagens lineares do supercondutor . . . . .	62
4.2	Determinação da densidade de corrente crítica em um supercondutor . . . . .	67
4.3	Aplicação do modelo de estado crítico para simular a força de levitação em HTSs . . . . .	72
4.3.1	Descrição matemática do modelo de estado crítico . . . . .	72
4.3.2	Modelagem do estado crítico pelo potencial vetor magnético . . . . .	75
4.3.3	Implementação numérica para solução iterativa num programa de MEF . . . . .	77
4.3.4	Implementação numérica para método híbrido MEF/MDF pelo princípio da superposição . . . . .	80
4.3.5	Medição da força de levitação entre um ímã e um supercondutor . . . . .	84
4.3.6	Simulação da força de levitação de um ímã sobre um super- condutor a partir do modelo não linear . . . . .	87
	Resultados para cálculo iterativo num programa de MEF . . . . .	87
	Resultados para cálculo em modelo híbrido MEF/MDF . . . . .	89
4.4	Síntese do capítulo . . . . .	95
<b>5</b>	<b>Interação entre campos magnéticos e HTS aplicada a mancais magnéticos supercondutores</b>	<b>96</b>
5.1	Resultados de ensaios para discos de Nd-Fe-B e amostra C10 . . . . .	96
5.2	Resultados de ensaios com discos de Nd-Fe-B e a amostra C75 . . . . .	99
5.3	Resultados dos ensaios nos mancais supercondutores com os rotores de 130mm . . . . .	103
5.3.1	Medidas e ensaios em ZFC . . . . .	104
5.3.2	Medidas em FC . . . . .	108
5.4	Resultados de ensaios para os mancais supercondutores reduzidos . . . . .	111
5.4.1	Medidas em ZFC . . . . .	112



5.4.2	Comparação entre medidas e simulações em ZFC . . . . .	115
5.4.3	Medidas em FC . . . . .	118
5.5	Síntese do capítulo . . . . .	122
<b>6</b>	<b>Conclusões e trabalhos futuros</b>	<b>124</b>
6.1	Conclusões . . . . .	124
6.2	Trabalhos futuros . . . . .	127
	<b>Referências Bibliográficas</b>	<b>128</b>
<b>A</b>	<b>Calibração da célula de carga</b>	<b>137</b>
<b>B</b>	<b>Calibração das ponteiras de efeito hall</b>	<b>138</b>
<b>C</b>	<b>Simulação da penetração do campo em um supercondutor a partir da modelagem linear</b>	<b>140</b>
C.1	Resultados da placa infinita . . . . .	140
C.2	Resultados do cilindro infinito . . . . .	143
C.3	Resultados da esfera . . . . .	144
C.4	Resultados do cilindro finito . . . . .	145
<b>D</b>	<b>Figuras das malhas usadas nas simulações</b>	<b>148</b>
<b>E</b>	<b>Arquivo para simulação com o modelo de estado crítico.</b>	<b>151</b>
<b>F</b>	<b>Arquivo para Geração das matrizes M e BXsc.</b>	<b>159</b>
<b>G</b>	<b>Arquivo para Geração das matrizes Aext e BXext.</b>	<b>164</b>
<b>H</b>	<b>Arquivo para a simulação no tempo pelo método MEF/MDF</b>	<b>169</b>
<b>I</b>	<b>Artigos publicados em periódicos.</b>	<b>172</b>

# Lista de Figuras

1.1	Classificação dos mancais com relação a direção preferencial de carregamento. . . . .	2
1.2	Classificação dos mancais com relação ao princípio físico de funcionamento. . . . .	3
1.3	Exemplo didático de mancais de escora de deslizamento à gás. . . . .	5
1.4	Vista em corte de duas topologias de mancais <i>journal</i> . . . . .	13
1.5	Protótipo de um FESS em desenvolvimento. . . . .	16
1.6	Novas propostas de arranjos de mancais para um FESS. . . . .	17
2.1	Supercondutor do tipo II na presença de um campo externo aplicado com magnitude entre $H_{c1}$ e $H_{c2}$ , mostrando a rede de Abrikosov. . . . .	27
2.2	Superfície entre uma região normal e supercondutora, apresentando a profundidade de penetração e o comprimento de coerência para os tipos I e II. . . . .	28
2.3	Profundidade de penetração e comprimento de coerência no interior de um supercondutor tipo II no estado misto. . . . .	30
2.4	Perfil de campo e densidade de corrente de blindagem numa placa infinita supercondutora na presença de um campo magnético crescente no tempo. . . . .	37
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. . . . .	38
3.1	Primeiro sistema automatizado desenvolvido para a medida da força de levitação dos mancais supercondutores. . . . .	40
3.2	Diagrama esquemático de uma fase do conversor eletrônico para o acionamento do motor de passo. . . . .	41
3.3	Diagrama de blocos descrevendo a automação do sistema de medida de força implementada com o microcontrolador. . . . .	41
3.4	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. . . . .	42

3.5	Diagrama de blocos descrevendo a automação do sistema de medida de força com a placa de aquisição. . . . .	43
3.6	Arquivo do Simulink para a medida da força de levitação em ZFC mancais supercondutores. . . . .	43
3.7	Sistema de mapeamento de campo utilizado na caracterização dos blocos supercondutores e dos discos de Nd-Fe-B dos mancais supercondutores. . . . .	44
3.8	Arquivo do Simulink para a automação do mapeamento da densidade de fluxo magnético. . . . .	45
3.9	Primeiro protótipo do mancal de escora desenvolvido na UFRJ [85]. . . . .	46
3.10	Segundo protótipo mancal de escora desenvolvido na UFRJ. . . . .	47
3.11	Foto dos rotores magnéticos para as topologias CF e AMA de mancais supercondutores. . . . .	49
3.12	Desenhos dos rotores magnéticos para 3 topologias de mancais supercondutores. . . . .	50
3.13	Magnetização dos segmentos de anel usadas para compor o rotor magnético da configuração CF (figura 3.11 a esquerda). Peças de N35 compradas de um fabricante chinês. . . . .	51
3.14	Linhas equipotenciais de $A_\phi$ para os discos de Nd-Fe-B dos mancais supercondutores CF e AMA. . . . .	52
3.15	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). . . . .	53
3.17	Simulação pelo MEF da densidade de fluxo magnético para os rotores do mancal CF a Halbach numa distância de 4mm da face superior do rotor (direção oposta a base com HTS). . . . .	53
3.16	Simulação pelo MEF da densidade de fluxo magnético para os rotores do mancal CF a Halbach numa distância de 4mm da face inferior do rotor (direção da base com HTS). . . . .	54
3.18	Medida da densidade de fluxo magnético mapeado para o rotor magnético CF a uma distância de 4mm da face do disco. . . . .	55
3.19	Medida da densidade de fluxo magnético mapeado para o rotor magnético AMA a uma distância de 4mm da face do disco. . . . .	55
3.20	Rotores magnéticos dos mancais supercondutores para as configurações: CF e duas topologias de AMA. . . . .	56
3.21	Foto com os rotores magnéticos dos mancais supercondutores para as configurações: CF e duas topologias de AMA. . . . .	57
3.22	Mapeamento da densidade de fluxo magnético para o rotor magnético CF reduzido a uma distância de 3mm da face do disco. . . . .	58

3.23	Mapeamento da densidade de fluxo magnético para o rotor magnético AMA1 reduzido a uma distância de 3mm da face do disco. . . . .	58
4.1	Esquema do mancal supercondutor ensaiado. . . . .	63
4.2	Força de levitação para modelagem de $\mu_R = 10^{-15}$ , para dois programas de cálculos de campos pelo MEF. . . . .	64
4.3	Força de levitação para modelagem de $\mu_R = 10^{-15}$ e para a modelagem pelas equações de London com $\lambda_L = 10^{-3}m$ . . . . .	65
4.4	Força de levitação para modelagem de $\mu_R = 10^{-15}$ e para a modelagem pelas equações de London com $\lambda_L = 10^{-4}m$ . . . . .	66
4.5	Força de levitação para modelagem de $\mu_R = 10^{-15}$ e para a modelagem pelas equações de London com $\lambda_L = 10^{-5}m$ . . . . .	67
4.6	Sistema experimental usado para o aprisionamento do campo no supercondutor. Destaque à direita para o criostato em G10 utilizado nas medidas. . . . .	68
4.7	Mapeamento 1D do campo aprisionado na amostra C10 a uma distância de 1mm do disco na temperatura de 77K. O centro da amostra está na posição 25mm. . . . .	69
4.8	Mapeamento 2D do campo aprisionado na amostra C10 a uma distância de 1mm do disco, para um campo externo aplicado de 1,2T. . . . .	70
4.9	Comparação entre o campo aprisionado em duas direções perpendiculares e simulação feita por elementos finitos para uma densidade de corrente de $9,5 \times 10^7 A/m^2$ aplicada na amostra C10. O centro da amostra está na posição 0mm. . . . .	71
4.10	Mapeamento 2D do campo aprisionado na amostra 200D a uma distância de 1mm do disco, para um campo externo aplicado de 1,2T. . . . .	71
4.11	Comparação entre o campo aprisionado em duas direções perpendiculares e simulação feita por elementos finitos para uma densidade de corrente de $6,9 \times 10^7 A/m^2$ aplicada na amostra 200D. O centro da amostra está na posição 0mm. . . . .	72
4.12	Fluxóide numa placa supercondutora e grandezas vetoriais que nele atuam. . . . .	73
4.13	Ímã permanente colocado sobre um supercondutor para ilustrar o procedimento de simulação. A distância vertical inicial entre o ímã e a amostra é $h$ , que após o intervalo de tempo $\Delta t$ é reduzido em $dh$ . . . . .	78
4.14	Fluxograma com o algoritmo para o cálculo de $J_{sc}$ no supercondutor apresentando a discretização temporal. . . . .	84
4.15	Medida da força de levitação das amostras C10 e 200D para um ímã com 22mm de diâmetro e 10mm de altura. A menor altura corresponde ao espaçamento de 0,5mm. A temperatura do HTS na medida é de 77K. . . . .	85

4.16	Medida da densidade de fluxo magnético aprisionado em C10 mapeado a 1mm da face da amostra após a medida de força em ZFC. . . . .	86
4.17	Medida da densidade de fluxo magnético aprisionado em 200D mapeado a 1mm da face da amostra após a medida de força em ZFC. . . . .	86
4.18	Simulação da força de levitação para a aproximação entre um ímã e um supercondutor em ZFC, usando o modelo apresentado na seção 4.3.3. . . . .	88
4.19	Simulação da força de levitação para diferentes valores de $J_c$ usando a metodologia apresentada na seção 4.3.4. . . . .	89
4.20	Comparação entre a força de levitação simulada e medida para $J_c = 9,5 \times 10^7 A/m^2$ da amostra C10, medido na seção 4.2. . . . .	90
4.21	Comparação entre a força de levitação simulada e medida para $J_c = 1,8 \times 10^8 A/m^2$ para a amostra C10. . . . .	91
4.22	Equipotenciais de A e densidade de corrente no HTS em $A/m^2$ . . . . .	93
4.23	Simulação das equipotenciais do potencial vetor magnético e densidade de corrente aprisionada no HTS (em $A/m^2$ ) após a retirada do ímã sobre C10. . . . .	94
4.24	Comparação da densidade de fluxo magnético medida e simulada para uma distância de 1mm acima da amostra C10 após o processo de ZFC. A distância mínima em o ímã e C10 foi de 1,0mm. . . . .	94
5.1	Medida da força de levitação em ZFC para a amostra C10 para ímãs com 28mm de diâmetro e diferentes espessuras. . . . .	97
5.2	Força de levitação máxima e valores de B na direção axial em função da espessura do ímã. Ensaio realizado para a amostra C10 e um ímã com 28mm de diâmetro. . . . .	98
5.3	Força de levitação máxima e valores de B na direção axial do ímã em função do diâmetro do magneto. Ensaio realizado para a amostra C10 e um ímã com 10mm de espessura. . . . .	99
5.4	Amostra C75 de YBCO adquirida, com 75mm de diâmetro e 16mm de altura. . . . .	100
5.5	Medida da força de levitação entre ímãs com diâmetro de 75mm com diversas espessuras e a amostra C75. . . . .	100
5.6	Força máxima de levitação e indução magnética, em função da espessura do ímã (5, 10, 15 e 20mm) com 75mm de diâmetro, para a amostra C75. . . . .	101
5.7	Mapeamento da densidade de fluxo magnético para um disco de Nd-Fe-B com 75mm de diâmetro e 20mm de altura, a uma distância de 0,5mm da face do ímã. . . . .	102
5.8	Medida da força de levitação entre ímãs com 10mm de espessuras (e diâmetros de 70, 75 e 80mm) e a amostra C75. . . . .	102

5.9	Força máxima de levitação e indução magnética, em função do diâmetro do ímã (70, 75 e 80mm) com 10mm de espessura, para a amostra C75. . . . .	103
5.10	Arranjo utilizado para a organização de 9 discos de YBCO usados na base supercondutora do mancal. . . . .	104
5.11	Ensaio em ZFC para a distribuição de 16 paralelepípedos supercondutores conforme a figura 4.1. Altura mínima do rotor de 2mm. . . . .	105
5.12	Ensaio em ZFC para a distribuição de 9 discos supercondutores conforme a figura 5.10. Altura mínima do rotor de 2mm. . . . .	106
5.13	Medida da pressão de levitação para as configurações CF, AMA e $CF_{ant.}$ para ensaios em ZFC para duas bases de HTS distintas. Altura mínima do disco de 2mm. . . . .	106
5.14	Comparação entre resultados simulados e medidos para a configuração CF. . . . .	107
5.15	Comparação da força de levitação para as configurações de rotores magnéticos CF e Halbach. . . . .	108
5.16	Medida da força de levitação em FC para a configuração CF em três posições diferentes de resfriamento. . . . .	109
5.17	Medida da força de levitação para as configurações AMA e CF para ensaios em FC nas posições: 3mm, 5mm e 7mm. . . . .	109
5.18	Força restauradora lateral para um deslocamento radial do rotor magnético, para as configurações CF e AMA. Resultados para as posições verticais de refrigeração: 3mm, 5mm e 7mm. . . . .	110
5.19	Arranjo composto por 7 discos de YBCO com 28mm de diâmetro e 10mm de altura, usados como base para o mancal supercondutor. . . . .	111
5.20	Medida da força de levitação em ZFC entre o HTS C75 e um ímã (com as mesmas dimensões de C75) e os rotores reduzidos. Altura mínima de 1,5mm. . . . .	112
5.21	Medida da força de levitação em ZFC para os rotores reduzidos e o arranjo de supercondutores da figura 5.19. Altura mínima de 1,5mm. . . . .	113
5.22	Comparação da força e pressão de levitação em ZFC para o rotor CF (reduzido) para a base supercondutora com C75 e com o arranjo da figura 5.19. Altura mínima de 1,5mm. . . . .	114
5.23	Comparação da força e pressão de levitação em ZFC para o rotor AMA1 (reduzido) para a base supercondutora com C75 e com o arranjo da figura 5.19. Altura mínima de 1,5mm. . . . .	114
5.24	Comparação entre as medidas e as simulações em ZFC para o rotor CF e a base composta por C75. A altura mínima do rotor é 1,5mm. . . . .	115
5.25	Equipotenciais de A e $J_{sc}$ em C75 em $A/m^2$ para o rotor CF. . . . .	117

5.26	Comparação entre as medidas e as simulações em ZFC para o rotor AMA1 e a base composta por C75. A altura mínima do rotor é 1,5mm.	118
5.27	Medida da força de levitação em FC para o rotor reduzidos CF e a base composta por C75. Altura mínima de 1,5mm.	119
5.28	Medida da força de levitação em FC para o rotor reduzidos CF e a base composta por 7 amostras (figura 5.19). Altura mínima de 1,5mm.	119
5.29	Medida da força de levitação para a configuração CF para ensaios em FC nas posições: 3mm, 5mm e 7mm. Comparam-se as duas bases com supercondutores: C75 e com 7 amostras.	120
5.30	Medida da força de levitação para a configuração CF na base C75 para ensaios em FC nas posições de refrigeração: 3mm, 5mm e 7mm. O disco é descido da posição de refrigeração até 1,5mm, suspenso 50mm e é reaproximado até 1,5mm de distância do estator.	121
5.31	Medida da força de levitação em FC para os rotores CF e AMA1 e as bases composta por 7 amostras (figura 5.19) e C75(figura 5.4). O HTS é resfriado a 3mm do disco e em seguida o disco é aproximado até 1,5mm e posteriormente afastado da base.	122
A.1	Curva de calibração da célula de carga de 50 kg.	137
B.1	Curva de calibração do sensor de efeito hall para a temperatura ambiente.	138
B.2	Curva de calibração do sensor de efeito hall para a temperatura de 77K.	139
C.1	Placa infinita supercondutora com campo magnético aplicado paralelamente em sua face.	141
C.2	Resultados pelo MEF para uma placa infinita.	142
C.3	Cilindro infinito supercondutor com campo magnético aplicado na direção z.	143
C.4	Resultados pelo MEF para um cilindro infinito.	145
C.5	Resultados pelo MEF para uma esfera supercondutora imersa num campo homogêneo constante.	146
C.6	Resultados pelo MEF para um cilindro infinito.	147
C.7	Indução magnética num cilindro finito supercondutor.	147
D.1	Malha para a simulação do mancal supercondutor com rotor CF. Contorno de ar externo com altura de 0,3m e raio de 0,2m.	148
D.2	Malha para a simulação do mancal supercondutor com rotor CF. Detalhe para a região do rotor magnético e do HTS.	149
D.3	Malha para a simulação do mancal supercondutor com rotor CF. Contorno de ar externo com altura de 0,3m e raio de 0,2m.	149

D.4	Malha para a simulação do mancal supercondutor com rotor CF. Detalhe para a região do rotor magnético e do HTS. . . . .	150
-----	---	-----



# Capítulo 1

## Introdução

A investigação de dispositivos que permitam melhorar o rendimento de um determinado sistema é, historicamente, uma das maiores preocupações da engenharia. Nesse contexto muitos equipamentos operam através de um eixo rotativo, cujo rendimento pode ficar comprometido à medida que a velocidade angular de operação vai sendo elevada. Isso se deve às perdas de energia mecânica do rotor, existindo duas razões principais para que elas ocorram: a força de atrito nos pontos de contato entre o suporte e o rotor e o atrito viscoso com o ar. Na maioria dos equipamentos é fundamental o uso de algum mancal rotativo que forneça estabilidade ao rotor e que tenha o mínimo de perda energética. Tomando como base essas características necessárias para os mancais rotativos, este capítulo tem como objetivo investigar os diferentes tipos de mancais rotativos existentes assim como suas propriedades. O intuito dessa investigação é permitir uma comparação entre esses diferentes mancais rotativos e principalmente verificar quais mancais seriam mais adequados para operação em alta velocidade. Assim é feita a contextualização do mancal magnético supercondutor em comparação com os muitos dispositivos conhecidos na literatura.

### 1.1 Mancais Rotativos

É possível classificar os mancais rotativos de duas formas diferentes: 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,

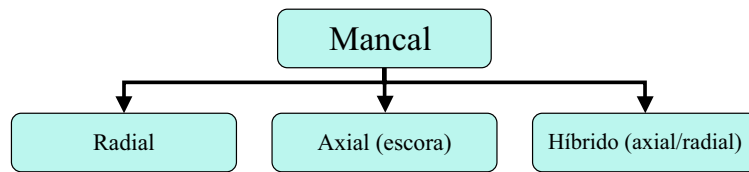


Figura 1.1: Classificação dos mancais com relação a direção preferencial de carregamento.

os mancais para eixos rotativos podem ser desenvolvidos para fornecer ao rotor estabilidade radial, axial ou ambas simultaneamente, como ilustra a figura 1.1.

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;
- mancais a filme de fluido ou mancais de escorregamento sem contato (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 barras); e
- mancais eletromagnéticos (mancais magnéticos ativos, mancais de ímãs permanentes, mancais eletrodinâmicos e mancais magnéticos supercondutores).

A figura 1.2 ilustra sob a forma de um organograma a classificação dos diferentes tipos de mancais conforme o princípio utilizado na sustentação.

### 1.1.1 Mancais de Escorregamento com lubrificação de fronteira

Os mancais de escorregamento (ou deslizamento) com lubrificação de fronteira [1] [2] não são utilizados em situações onde se deseja uma grande precisão mecânica ou em sistemas de alto rendimento. Nesse mancal o fluido lubrificante (que pode ser um óleo ou graxa) é colocado entre as peças fixa e rotativa, mas sua função é

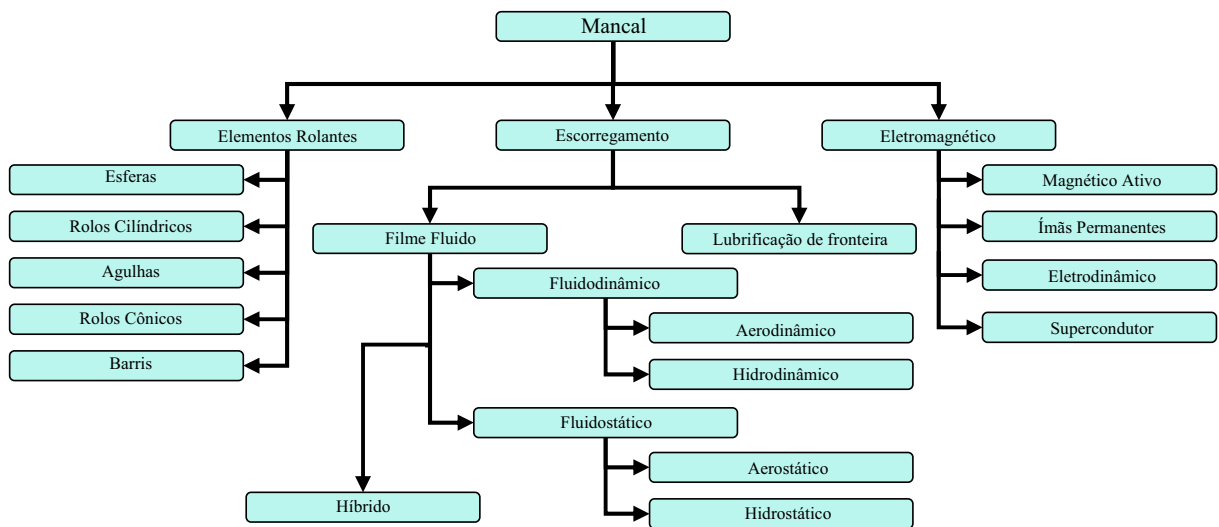


Figura 1.2: Classificação dos mancais com relação ao princípio físico de funcionamento.

simplesmente reduzir o atrito mecânico. Como existe o contato parcial do metal com metal entre as peças do mancal, o desgaste mecânico e a dissipação de energia são relativamente elevados [1].

### 1.1.2 Mancais de Filme Fluido

Os mancais de escorregamento sem contato ou mancais de filme fluido utilizam em seu funcionamento um fluido situado entre as partes fixa e rotativa do mancal, fazendo com que não exista contato direto entre as superfícies dessas partes, com o objetivo de reduzir o atrito mecânico. Para a classificação dos mancais de filme fluido, considera-se o principal efeito responsável pela sustentação do rotor e o tipo de fluido utilizado. Dessa forma, esses mancais podem ser classificados da seguinte forma: mancais fluidostáticos (subdivididos em aerostáticos [3] e hidrostáticos [1] [4]) e os mancais fluidodinâmicos (separados em aerodinâmicos [5] [6] e hidrodinâmicos [1][4]). Outros trabalhos também apresentam contribuições sobre os mancais a filme de fluido [7] [8] [9] [10]. Os tipos de fluidos empregados podem ser líquidos (normalmente algum tipo de óleo) ou gases (mais freqüentemente o ar).

Nos mancais fluidostáticos a sustentação se dá principalmente pela alimentação externa de fluido sob pressão. Outros efeitos também podem aparecer para contribuir na sustentação do mancal [5]. Já nos mancais fluidodinâmicos se obtém a

sustentação a partir dos efeitos de cunha e filme espremido, não existindo a alimentação externa de fluido sobre pressão. O efeito de cunha é atribuído às forças de sustentação que surgem devido à mudança de direção (geralmente perpendicular) do fluido que está passando numa região do rotor. Os mancais fluidodinâmicos necessitam que o regime permanente de operação seja atingido para que funcionem corretamente. Como é inevitável que ocorram efeitos dinâmicos na operação dos mancais fluidostáticos, seria mais adequado denominar esses tipos de mancais como híbridos. Por conveniência, para enfatizar a diferenciação do princípio físico de sustentação envolvido, adotam-se os nomes aerostático e hidrostático para os mancais fluidostáticos.

### **Mancais Aerostáticos e Aerodinâmicos**

Quanto aos mancais que utilizam gases como fluidos, o mancal aerostático baseia seu funcionamento na suspensão do rotor através de um gás pressurizado, que passa através de orifícios limitadores de fluxo e escapa livremente para a atmosfera após circular ao redor do rotor. Esse tipo de mancal é comumente chamado de mancal externamente pressurizado devido à pressão do filme de gás ser gerada por uma fonte externa, geralmente um compressor. No caso de um mancal aerostático de escora, por exemplo, a força exercida pelo gás deve cancelar o peso do mancal, mantendo um filme de gás entre o rotor e a base do mancal. Já o mancal aerodinâmico apresenta sua suspensão devido a uma pressão existente entre o rotor e a parte fixa do mancal que é produzida quando uma das superfícies está se movendo relativamente à outra. Isso ocorre pelo fato do lubrificante ser deslocado na direção da convergência entre as duas peças, de forma que a suspensão do rotor nesse mancal é controlada pelo fluxo do gás através de ranhuras helicoidais situados no rotor. No mancal aerodinâmico o mesmo fluxo que é responsável pela sustentação e/ou centralização do eixo também tem a função de fornecer um conjugado ao rotor para colocá-lo em movimento. Uma comparação entre os mancais aerostáticos e aerodinâmicos pode ser visualizada através da figura 1.3, que ilustra dispositivos didáticos para a sustentação axial.

Geralmente nos mancais aerostáticos a espessura do filme de ar varia da ordem de 5 a  $20\mu m$  [3], o que permite um pequeno erro médio de rotação do mancal. Entretanto, no caso do ar ser utilizado como fluido para o mancal, devido a sua baixa

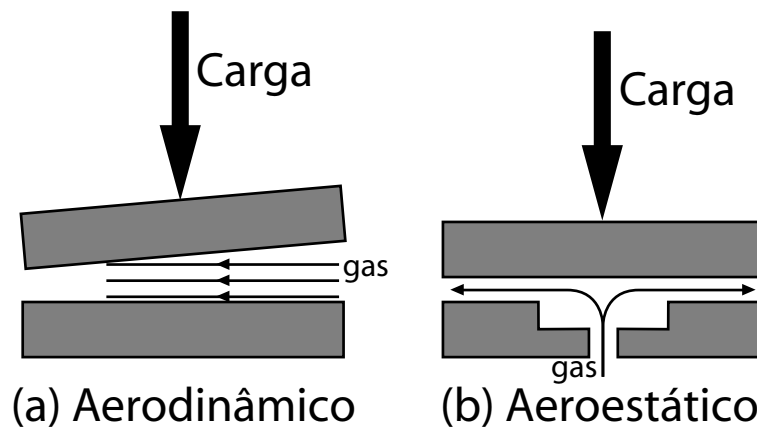


Figura 1.3: Exemplo didático de mancais de escora de deslizamento à gás.

viscosidade, a capacidade máxima de sustentação é bastante limitada. Por exemplo, para um mancal aerodinâmico o valor máximo de sustentação de carga é tipicamente inferior a  $0,35\text{kgf/cm}^2$  (para uma área plana) [3], mostrando-se insuficiente para muitas aplicações em que deseja-se sustentar cargas elevadas. Geralmente esses tipos de mancais são utilizados em alguns equipamentos de alta rotação, os quais são capazes de atingir velocidade de rotação acima dos 300.000 rpm [11].

Existem também algumas espécies de mancais híbridos aerostáticos-aerodinâmicos [6], pelo fato de agregarem simultaneamente as características de ambos mancais, que apresentam a capacidade de suportar maiores cargas. A utilização de gases como fluido lubrificante é motivada pelo fato destes preservarem suas propriedades físicas, mesmo quando a temperatura de operação é elevada, permitindo que seja alcançada uma velocidade angular maior. Quando o ar é utilizado como fluido, não há a necessidade de sistemas de coleta, retorno e resfriamento necessários nos mancais com fluidos líquidos.

Esses tipos de mancais ainda apresentam como vantagens: pouca geração de calor e ausência de desgaste. Entretanto, algumas desvantagens são apresentadas por esse tipo de mancal: não são capazes de suportar rotores cuja carga é elevada, mostram-se limitados, quanto a compensação de desbalanços estáticos e principalmente dinâmicos na operação (devido ao baixo amortecimento apresentado, inerente ao filme de ar), gasto energético para a compressão do gás usado durante a operação, incapacidade de eliminar o atrito viscoso (pelo fato de não permitir que seja construído no interior de uma câmara de vácuo) e necessidade de utilizar ar filtrado.

## Mancais Hidrostáticos e Hidrodinâmicos

Nos mancais hidrostáticos o princípio de funcionamento é basicamente o mesmo dos mancais aerostáticos, porém o fluido utilizado agora é um líquido. Para que o líquido forneça uma pressão suficiente, responsável pela sustentação ou centralização do eixo, também é necessária uma bomba. Como a viscosidade dos óleos utilizados nos mancais é muito superior à apresentada pelo ar, a espessura do filme de líquido encontrados nesses dispositivos pode variar de 5 a  $100\mu m$  [4], apresentando folga relativa bem superior à dos mancais lubrificados a ar. Pelo fato dos mancais hidrostáticos terem sido estudados e implementados bem antes dos mancais aerostáticos, estes possuem um campo de aplicação mais difundido, sendo vastamente utilizados em equipamentos que requerem uma capacidade de carregamento elevada. Entretanto, quando é necessária a operação adotando uma velocidade angular mais elevada, os mancais hidrostáticos não se mostram vantajosos. O aquecimento excessivo do óleo em velocidade angular elevada irá alterar sua viscosidade e, conseqüentemente variará as características desse mancal. Outro ponto negativo, se comparado com o mancal hidrostático, é a necessidade da coleta, filtragem e arrefecimento do fluido que foi utilizado na operação do mancal, para que este seja novamente usado.

O rotor de um mancal hidrodinâmico é sustentado principalmente pelo efeito de cunha, assim como ocorre nos mancais aerodinâmicos. Entretanto, devido à viscosidade do fluido ser muito maior que a apresentada pelos gases, o projeto e a implementação desse tipo de mancal é mais simples. Dessa forma a velocidade relativa entre o rotor e a base do mancal necessária para se obter a sustentação do eixo torna-se menor que a apresentada pelos mancais aerodinâmicos. Esse fator também apresenta uma desvantagem, já que uma variação na velocidade relativa pode provocar uma alteração na força de sustentação, que resultaria numa nova posição de equilíbrio para a operação do rotor. As desvantagens apresentadas pela variação de temperatura do mancal (que altera a viscosidade do óleo) são as mesmas apresentadas pelos mancais hidrostáticos, acrescida da desvantagem de também proporcionar uma variação na força de sustentação. Como só é possível evitar o contato entre as peças quando o mancal opera em regime permanente, durante a partida e a aceleração da máquina (até a velocidade mínima de operação) esse tipo de mancal irá

apresentar atrito entre as peças, sendo inevitável o desgaste das mesmas dependendo da frequência de ciclos com que se interrompa e retorne a operação do equipamento.

### 1.1.3 Mancais de Elementos Rolantes

Os mancais de elementos rolantes (ou mancais de rolamento) começaram a ser fabricados no final do século XIX, quando se iniciou a fabricação de esferas de aço de grande resistência e precisão mecânica [12]. Mesmo apresentando o projeto e o cálculo dimensional complexo [4] [7] [8] [9] [10], os rolamentos são os dispositivos mais largamente utilizados como mancais rotativos. O mancal de rolamento consiste basicamente de quatro elementos principais [4]: um anel ou corrediça interna (que pode ser inferior em um mancal de escora), outro anel ou corrediça externa (que pode ser superior em um mancal de escora), um suplemento de elementos rolantes e um separador ou espaçador para os elementos rolantes. Basicamente, esses dispositivos operam pelo movimento relativo entre as duas superfícies em forma de anel, que estão separadas por elementos que rolarão entre essas superfícies, conforme aplica-se um conjugado em um desses anéis. Os mancais de rolamento apresentam seu comportamento determinado pelos seguintes fatores: tipo de elemento rolante utilizado, quantidade de elementos rolantes, espaçamento entre esses elementos e extensões dos elementos rolantes.

Como comentado acima, os mancais de rolamento são os dispositivos mais utilizados para dispositivos que operam através de eixos rotativos nas situações cotidianas. O fato dessa vasta utilização se deve aos seguintes fatores: cálculo de aplicação simples, padronização apresentada pelo mercado e diversidade de tipos de rolamentos disponíveis para inúmeras aplicações diferentes [12]. Outras vantagens apresentadas por esse tipo de mancal são a fácil aquisição no mercado e o baixo custo de produção. Entre as desvantagens apresentadas para os mancais de rolamento são: pouca resistência às altas temperaturas, necessidade de manutenção periódica, performance limitada em alta velocidade e a produção de calor.

## 1.2 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.

### 1.2.1 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 velocidade 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 (alimentação 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.

### 1.2.2 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] [16]. 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 [16]).

### 1.2.3 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 [17] ou por ímãs permanentes que se deslocam em relação às placas condutoras [18]. 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 [18], 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 mancal destacam-se: o baixo custo, simplicidade de construção, robustez às

imprecisões de construção 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 mancal).

#### 1.2.4 Mancais Magnéticos Supercondutores

Os mancais magnéticos supercondutores têm sua operação baseada na interação entre supercondutores e ímãs permanentes [19]. 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 mancal. 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 sensoriamento da posição para a operação do mancal 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 [20]. 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).

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 [21], 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 [21] [22] [23]. 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*. 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.

O mancal tipo *journal* (figura 1.4) tem normalmente a finalidade de fornecer uma estabilidade radial, sendo responsável por manter o eixo centralizado no ponto de operação. Esse tipo de mancal pode apresentar um cilindro supercondutor fixo que está envolvido por anéis de ímãs permanentes (com concentração de fluxo na direção do supercondutor) que ficam presos ao eixo. Outra topologia seria a inversão das posições do supercondutor e dos magnetos permanentes. Mais informações sobre esses dois tipos de mancais serão apresentadas mais adiante. Enquanto os mancais de escora têm a finalidade de fornecer uma força que visa principalmente a sustentação axial do conjunto, o mancal tipo *journal* tem a finalidade de fornecer fundamentalmente uma força radial que será responsável pela centralização do eixo girante. Espera-se que a rigidez do mancal seja grande o suficiente para que a força restauradora produzida traga o eixo para a posição de operação, quando ocorrer uma perturbação ao eixo girante. Podem existir duas topologias de mancais do tipo *journal*, com supercondutor interno aos anéis de ímãs permanentes e com o supercondutor situado externamente a esses anéis, conforme ilustra a figura 1.4. Em ambas situações o supercondutor deve ficar estático, para que seja possível refrigerá-lo. A configuração com supercondutor externo apresenta menor valor de fluxo disperso do que no caso onde o supercondutor está no interior dos magnetos, entretanto torna-se

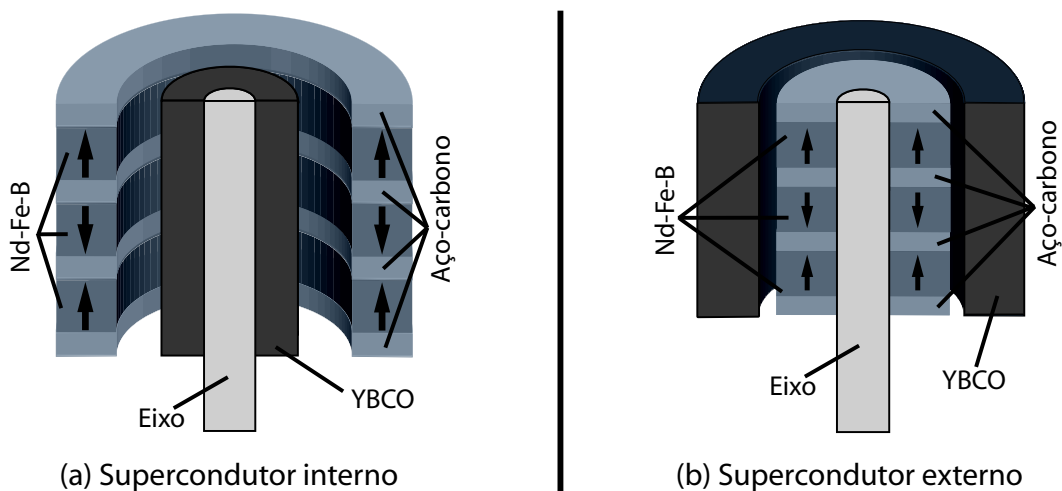


Figura 1.4: Vista em corte de duas topologias de mancais *journal*.

necessário utilizar uma quantidade muito superior dessa cerâmica na construção do mancal, que acaba por inviabilizá-la devido ao elevado custo do supercondutor.

### 1.3 Comparação entre os tipos de mancais para operação em alta velocidade

A seção anterior mostrou de forma geral e introdutória vários tipos de mancais rotativos, apresentando as suas características e alguns aspectos positivos e negativos de cada um desses dispositivos. Como pretende-se neste trabalho desenvolver um mancal para operar em alta velocidade, capaz de suportar uma carga elevada, será feita uma comparação entre os mancais que tem potencial de operar em alta velocidade, ou seja, acima de 20.000rpm.

Os mancais de elementos rolantes seriam um opção a ser considerada, entretanto, ensaios realizados mostram que quando a velocidade angular de operação é superior a 10.000 rpm a eficiência desses dispositivos fica comprometida [12]. As perdas nos mancais de elementos rolantes são proporcionais à velocidade de operação, à carga a ser suportada e ao raio do rolamento [4]. Portanto, para a operação sob tais circunstâncias, a utilização desses tipos de mancais (como sustentação principal) será descartada nesse trabalho.

Considerando a família de mancais de deslizamento, em relação aqueles que utili-

zam líquidos como lubrificante, o fator que limita o uso desses dispositivos aplicados à alta velocidade é o aquecimento excessivo do fluido, devido à variação da viscosidade. Mesmo que sistemas de arrefecimento eficientes sejam utilizados, alguns problemas construtivos dificultam a utilização desses dispositivos em aplicações de alta velocidade. Já os mancais de filme-fluido que utilizam gases como fluido (aerostáticos e aerodinâmicos) são os mais indicados para a operação a alta velocidade (acima dos 20.000rpm). Entretanto, o gasto de energia para a operação do mancal, a baixa compensação de desbalanço dinâmico e, principalmente, a reduzida capacidade de suporte de carga apresentada (devido à sua baixa viscosidade) desmotivam a sua utilização. Deve ser também destacado o atrito viscoso, cuja magnitude aumenta com o quadrado da velocidade, nesse tipo de mancal. Tal problema compromete o rendimento do sistema quando opera em altíssimas velocidades (acima de 50.000rpm).

Os mancais magnéticos ativos podem representar uma boa opção para operação em alta velocidade, mostrando algumas das qualidades já expostas acima. Todavia, a necessidade de utilizar um complexo sistema de controle e sensoramento além da necessidade de um sistema de arrefecimento quando a carga sustentada é elevada, pesam contra a utilização desse mancal. Já os mancais de ímãs permanentes e os mancais eletrodinâmicos apresentam características que indicam suas aplicações apenas como mancais auxiliares. E finalmente, os mancais supercondutores mostram grande potencial para aplicações em alta velocidade, tendo relatos de protótipos de escala reduzida operando com velocidade de até 200.000 rpm [21]. Os pontos positivos desses mancais são: dispensa o uso de um sistema de controle, podem apresentar considerável rigidez e força de levitação, baixa perda de energia em alta velocidade e o baixo custo de manutenção estimado, os quais indicam a grande potencialidade dessa tecnologia. Entretanto, existem alguns pontos negativos que devem ser destacados: necessidade de resfriamento dos blocos supercondutores (que implicam num gasto de energia e num complexo sistema de refrigeração), alto custo de produção dos blocos supercondutores utilizados nos mancais e as barreiras de projeto devido à extrema dificuldade de se modelar as cerâmicas supercondutoras.

Pelos fatores expostos acima, o mancal supercondutor apresenta grande potencialidade para operação em alta velocidade. Por conseguinte, uma investigação mais profunda sobre esse tipo de mancal mostra-se necessária. Espera-se que o uso desses

mancais possa minimizar a dissipação de energia em alta rotação e aumentar o rendimento do sistema, mesmo que consideremos a energia utilizada para a refrigeração desses mancais como perda, fator que justificaria o uso de tal dispositivo (principalmente com a redução do custo e o início da comercialização dos equipamentos de refrigeração em circuito fechado, conhecidos como *cryocoolers*). Em relação ao custo dos blocos supercondutores, existe também uma tendência de redução, à medida que alguns fabricantes vêm iniciando a sua produção em série. Como a simulação desses materiais mostra-se bastante complexa e ainda não existe um consenso sobre o assunto na literatura, pretende-se realizar uma investigação de modelagens para o HTS e aplicá-las em mancais magnéticos supercondutores. Tal feito será um dos focos deste trabalho, cujos objetivos serão apresentados mais adiante.

## 1.4 Algumas aplicações para os mancais supercondutores

Um dos princípios físicos para o funcionamento dos mancais supercondutores baseia-se na levitação magnética estável de um magneto permanente sobre esses materiais. Essa levitação surge pela força magnética que atua no ímã e que se opõem ao seu peso, sendo oriunda da expulsão do fluxo magnético em regiões do interior do material supercondutor. Outro princípio físico envolvido na levitação magnética supercondutora é o aprisionamento do fluxo magnético no interior de um supercondutor maciço do tipo II [19], quando o mesmo é resfriado na presença do campo magnético do ímã. O fluxo aprisionado no supercondutor faz com que surja uma força de restauração, caso o magneto seja deslocado de sua posição inicial. Os materiais cerâmicos supercondutores maciços têm sido alvo de vários trabalhos que estudaram algumas de suas aplicações [24], principalmente em mancais magnéticos supercondutores [20] [21]. Então, devido ao elevado potencial apresentado por essa tecnologia, acredita-se que num futuro próximo existirão diversos dispositivos comerciais operando com os mancais magnéticos supercondutores. Dentre as aplicações que podem utilizar os mancais supercondutores, destacam-se:

- dispositivos de armazenamento cinético de energia, conhecidos como *flywheel*;

- ultracentrífugas;
- máquinas elétricas que operem em alta velocidade com desempenho elevado;
- sistemas posicionadores para satélites; e
- telescópios espaciais.

A principal aplicação proposta para os mancais supercondutores é a utilização em sistemas de armazenamento cinético de energia. Na literatura técnica, os dispositivos para armazenamento de energia são conhecidos como *Flywheel Energy Storage System* (FESS), ou simplesmente *flywheel* [16] [20] [25] [26] [27] [28] [29]. Uma justificativa para a implementação de um *flywheel* é a sua aplicação na melhoria da qualidade de energia elétrica que é entregue a uma carga crítica [30] [31]. Nesse contexto, um protótipo de FESS está sendo desenvolvido na Universidade Federal do Rio de Janeiro pelos grupos do Laboratório de Aplicações de Supercondutores (LASUP) e do Laboratório de Eletrônica de Potência (ELEPOT) [26] [32] [33] [34], conforme apresenta a figura 1.5.

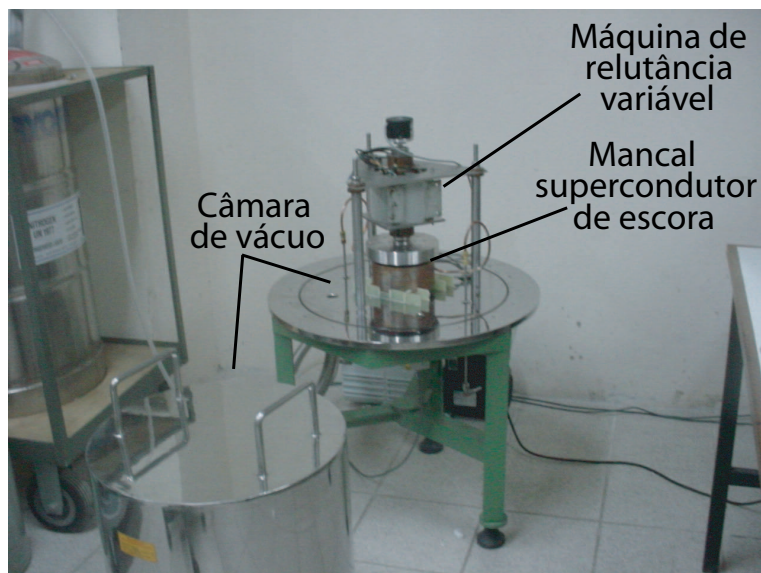


Figura 1.5: Protótipo de um FESS em desenvolvimento.

Uma ilustração, de outras configurações possíveis, do arranjo de mancais que estão em desenvolvimento é apresentada na figura 1.6. Esses mancais são solidários entre si através de um eixo, que também é coeso ao rotor de uma máquina de relutância variável e um volante de inércia. A função da máquina de relutância variável



é fazer a conversão da energia mecânica em elétrica e vice-versa. O estudo das máquinas de relutância para essa aplicação, visando sua operação em alta velocidade, pode ser encontrado em alguns trabalhos [34] [35] [36].

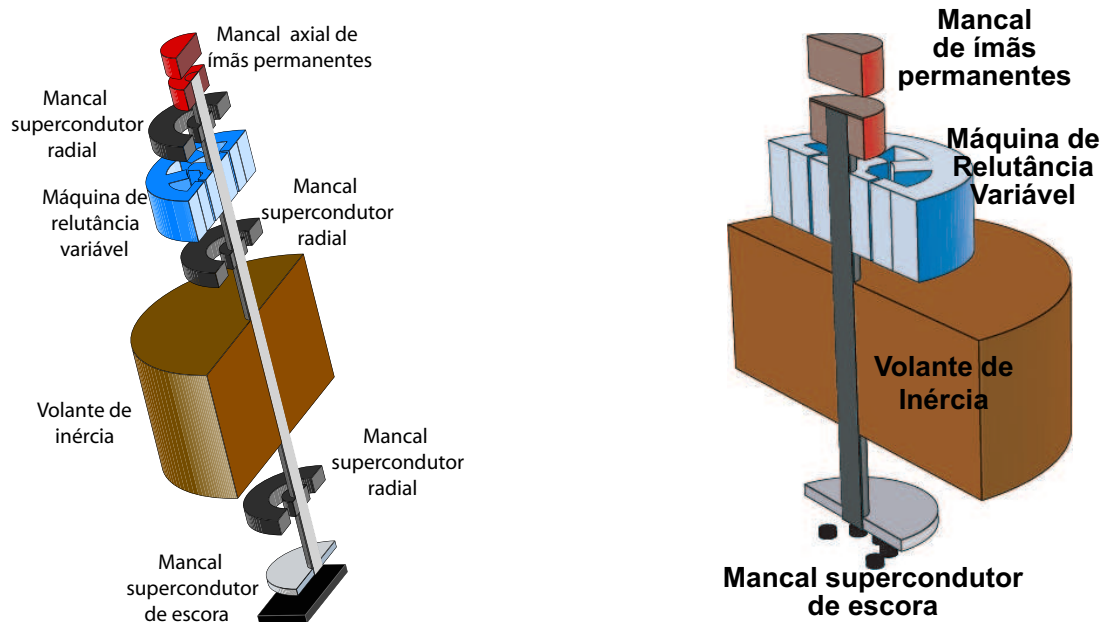


Figura 1.6: Novas propostas de arranjos de mancais para um FESS.

As aplicações de ultracentrífugas que utilizam mancais supercondutores [37], podem ser direcionadas para casos como: o enriquecimento de urânio usados na geração de energia, separação de óleos e outros ingredientes (petróleo e água, por exemplo), aplicações biomédicas, biológicas e químicas, etc.

Outros casos onde podem ser usados os mancais supercondutores são as máquinas elétricas que operam em alta velocidade e que necessitam de desempenho elevado [38]. Essas máquinas podem ser utilizadas em quaisquer equipamento de alta velocidade.

As aplicações espaciais têm como vantagem o baixo gasto com a refrigeração. Isso ocorre devido à temperatura no espaço ser muito próxima da temperatura crítica do supercondutor. Os satélites de comunicação e as estações espaciais necessitam de um sistema posicionador capaz de variar a posição do mesmo. Tais dispositivos posicionadores de satélites podem ser compostos por dois volantes de inércia, cujos eixos estão alinhados mas giram em sentidos opostos com a mesma velocidade angular [39], apresentando momento angular total nulo. Quando deseja-se uma rotação do satélite, a velocidade angular de apenas um desses volantes deve ser variada, produ-

zindo assim um conjugado em uma determinada direção. Nesse caso esses volantes podem ainda acumular a função de *flywheels*, operando também como um sistema armazenador de energia. O mancais supercondutores também tem a capacidade de possibilitar uma elevada altura de levitação. Dessa forma existe também a aplicação para telescópios espaciais (lunares) [40][41], que são dispositivos que necessitam de tais características.

## 1.5 Objetivos do trabalho

Uma vez que a investigação e o projeto dos mancais supercondutores requer o domínio da modelagem destes materiais, o presente trabalho tem como foco o estudo de metodologias que permitam simular tais materiais. Tendo o conhecimento de como modelar corretamente os materiais supercondutores maciços, mesmo que fenomenologicamente, torna-se possível concretizar com maior facilidade o projeto dos mancais supercondutores. Como o tratamento do problema através da física quântica é proibitivamente complexo, serão explorados outros modelos para o supercondutor. Entretanto, mesmo para o tratamento fenomenológico do problema, tal modelagem não é trivial devido à alta não linearidade apresentada pelos supercondutores, tornando essa tarefa desafiadora. Alguns trabalhos se dedicam a modelar analiticamente os supercondutores [42], porém, tal abordagem já apresenta grande complexidade para as geometrias mais simples e no caso das geometrias mais elaboradas o nível de complexidade do problema aumenta extremamente, muitas vezes inviabilizando (ou até mesmo impossibilitando) tratar o problema dessa forma. Dentro dos modelos fenomenológicos existentes na literatura (e dos modelos que serão investigados nesse trabalho), aquele que tem apresentado resultados mais animadores é o modelo de estado crítico [43] [44]. 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 [45] [46] [47] [48] [49].

Existem duas possibilidades para a implementação do modelo de estado crítico: os métodos analíticos e os cálculos numéricos. Alguns métodos de simulação, baseados em complexas expressões analíticas derivadas do modelo de estado crítico, usam o Método dos Momentos (MOM) para o cálculo da força de levitação entre um ímã e um bloco supercondutor [50] [51] [52] [53] [54]. A simulação de geometrias mais complexas, como as apresentadas pelos mancais supercondutores, é uma tarefa muito complicada para esta abordagem.

A simulação de supercondutores com uma modelagem usando uma formulação para campo e fluxo magnético no entorno do supercondutor foi proposta por A. Sanchez e C. Navau [55] [56] [57] [58]. Nesses trabalhos, o modelo de estado crítico foi utilizado para calcular a penetração de corrente no HTS, encontrando sua solução através da minimização da energia.

Outra metodologia para a simulação de supercondutores foi proposta por A. S. Pereira e G. C. da Costa [59] [60]. Nestes casos, o supercondutor é tratado como um ímã permanente, cuja curva de magnetização é obtida a partir do modelo de estado crítico. Nesta abordagem, os problemas são solucionados com o uso de programas convencionais para solução do MEF. Para a força de levitação na aproximação do ímã do supercondutor, os resultados mostraram-se satisfatórios, entretanto, o modelo não é capaz de prever o efeito histerético na força de levitação.

Alguns trabalhos anteriores mostraram que é possível realizar a solução do cálculo de campos nos materiais supercondutores de forma acurada através do MEF [61] [62] [63] [64] [65] e por métodos híbridos com MEF e método das diferenças finitas (MDF) [66] [67]. Essas abordagens usam 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. Como os cálculos analíticos mostraram-se complexos demais para a simulação de mancais supercondutores, resolveu-se adotar um método numérico, implementado através da utilização do MEF aplicado ao eletromagnetismo, para a solução do problema dos mancais supercondutores [32] [68]. Os principais motivos para a utilização da modelagem apresentada em [61] [62] [63] [64] [65] [66] [67] são: o potencial apresentado para a simulação de geometrias complexas e a aplicação desta modelagem em projetos de mancais supercondutores não ser

comum na literatura. Nesse contexto, o presente trabalho se propõe a investigar algumas formas de se modelar o supercondutor, com destaque para o modelo de estado crítico com o MEF, aplicado ao projeto de mancais supercondutores rotativos. Esses casos serão simulados para geometrias que não são triviais. Os resultados apresentados no decorrer do trabalho, a partir das modelagens utilizadas, para as simulações da força de levitação em supercondutores comparados com as medidas realizadas em protótipos mostram-se bastante animadores.

## 1.6 Síntese do trabalho

Até a data do término desta tese, cinco protótipos de mancais magnéticos supercondutores axiais de escora já foram projetados, simulados e construídos. Os resultados obtidos a partir desses mancais permitem que os modelos estudados sejam avaliados visando a sua validação. As medidas feitas no mancal para o resfriamento do supercondutor na ausência de campo, convergiram com os resultados obtidos por uma das modelagens adotadas. Tais resultados foram extrapolados na análise de outros tipos de mancais magnéticos.

Assim, essa documentação foi dividida em 6 capítulos, sendo o primeiro dedicado a uma introdução e a apresentação do trabalho, que visa contextualizá-lo e apresentar a motivação do mesmo. O segundo capítulo tem como objetivo apresentar alguns tópicos teóricos considerados relevantes sobre a supercondutividade, do ponto de vista fenomenológico. O terceiro capítulo apresenta os aparatos experimentais utilizados no trabalho. São descritos os equipamentos desenvolvidos para a realização das medidas de força de levitação e mapeamento de campo magnético. Também são apresentados neste capítulo os rotores magnéticos usados nos mancais supercondutores. Esses aparatos desenvolvidos visam a caracterização dos blocos HTS utilizados e dos rotores magnéticos usados nos mancais. O quarto capítulo inicia com uma abordagem preliminar, com o equacionamento dos supercondutores baseado nas equações de London, que permite realizar a simulação de supercondutores (apesar da grande simplicidade apresentada pela modelagem). Na seqüência 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. Também apresenta uma nova técnica para a determinação da densidade de corrente crítica através do modelo de estado crítico de Bean. Finalmente, o quarto capítulo realiza a simulação de discos de Nd-Fe-B sobre blocos de YBCO. O quinto capítulo apresenta os mancais supercondutores projetados e as medidas de força realizadas em diferentes processos de refrigeração nesses mancais. São também comparadas as simulações realizadas em ZFC desses mancais com as medidas realizadas nos protótipos. Finalmente, no sexto e último capítulo, são feitas as conclusões do trabalho e apresentadas as considerações finais com sugestões de trabalhos futuros.

## 1.7 Síntese do capítulo

Este capítulo apresentou uma revisão dos diferentes tipos de mancais rotativos. A partir dos parâmetros analisados, o mancal supercondutor mostrou grande potencialidade para a operação em alta velocidade, fato que justifica sua utilização e investigação. Apresentaram-se algumas das possíveis aplicações para os mancais supercondutores. A utilização desse mancal justificou e motivou o estudo e a modelagem dos dispositivos supercondutores. Os objetivos e as motivações desta proposta também foram apresentados.

## Capítulo 2

# Aspectos conceituais da supercondutividade numa visão fenomenológica

Este capítulo apresenta alguns tópicos referentes à supercondutividade para situar o leitor em relação a alguns dos conceitos que serão abordados nos capítulos seguintes. Inicialmente será feita uma abordagem mostrando alguns acontecimentos relevantes dentro da evolução histórica, concomitante com a apresentação fenomenológica da supercondutividade. Numa segunda etapa apresenta-se a classificação dos supercondutores e faz-se o detalhamento de alguns conceitos básicos que diferenciam as duas classes de supercondutores existentes.

### 2.1 Uma breve revisão histórica

O fenômeno da supercondutividade foi descoberto em 1911 pelo cientista holandês Heike Kamerlingh Onnes, enquanto investigava o comportamento elétrico de metais em baixa temperatura (até 2K) [69]. 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 resistividade 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 [70]. 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 [70], também introduziu-se um importante conceito que é a profundidade de penetração de London  $\lambda_L$ , 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* [71], 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 [72].

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” [73], 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 o fenômeno da supercondutividade, apesar de possuir algumas limitações.

Em 1962, Charles P. Bean [43] 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 [74]).

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, com 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  $Bi_2-Sr_2-Ca_2-Cu_3-O_{10}$  se tornava supercondutora a  $T_c = 110K$ . No mês seguinte, o recorde de temperatura crítica foi novamente

ultrapassado com  $T_c = 125K$  para o  $Tl_2-Ba_2-Ca_2-Cu_3-O_{10}$ . Quase cinco anos mais tarde descobriu-se a cerâmica  $Hg_1-Ba_2-Ca_2-Cu_3-O_8$ , que detém o recorde atual de temperatura crítica (133K) e que sob pressão pode se tornar supercondutor à temperatura de 153K. Mais detalhes sobre a evolução histórica da supercondutividade, assim como os bastidores desta ciência, podem ser encontrados em [75].

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 [76]. 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 [77].

## 2.2 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 homogeneamente no

material e ficam cercadas por regiões supercondutoras. Cada uma dessas “ilhas” recebe o nome de fluxóide e apresenta um fluxo magnético  $\phi_0$  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 2.1.

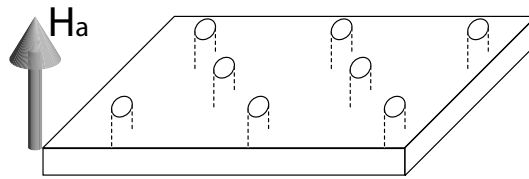


Figura 2.1: Supercondutor do tipo II na presença de um campo externo aplicado com magnitude entre  $H_{c1}$  e  $H_{c2}$ , mostrando a rede de Abrikosov.

### 2.2.1 Profundidade de penetração e Comprimento de coerência

A profundidade de penetração ( $\lambda$ ) e o comprimento de coerência ( $\xi$ ) são dois parâmetros de grande importância para a classificação dos supercondutores. Dada uma fronteira de regiões normal/supercondutora, a profundidade de penetração está relacionada com a extensão em que o fluxo magnético externo irá penetrar na região supercondutora. A densidade de fluxo magnético no interior do supercondutor, a partir da fronteira com a região normal, terá um decaimento exponencial com a posição, conforme mostram as figuras 2.2 (a) e (d). Uma primeira idéia do conceito de comprimento de coerência pode ser retirada da relação entre essa grandeza com a extensão em que a densidade de superelétrons  $n_s$  por unidade de volume na fron-

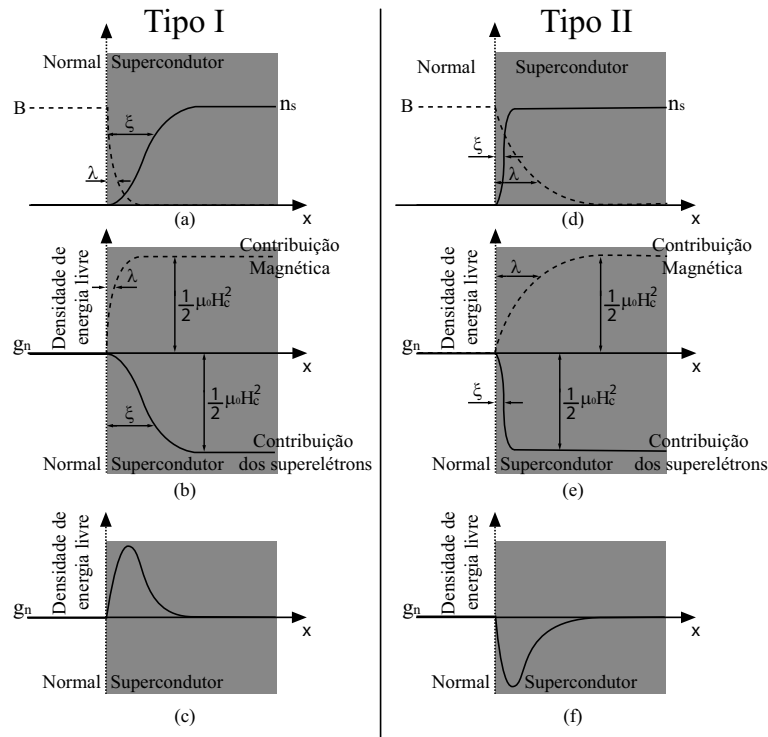


Figura 2.2: Superfície entre uma região normal e supercondutora, apresentando a profundidade de penetração e o comprimento de coerência para os tipos I e II.

teira normal/supercondutora irá subir desde zero até o valor normal no interior do material. O comprimento de coerência  $\xi$  na rede é o diâmetro médio de um par de Cooper [78]. Uma ilustração do comportamento da densidade de superelétrons na fronteira normal/supercondutora é mostrado nas figuras 2.2 (a) e (d).

Nos supercondutores do tipo I observa-se que o valor de  $\xi$  é superior ao de  $\lambda$ , fazendo com que o campo magnético na fronteira penetre apenas numa camada infinitesimal enquanto que a densidade de superelétrons terá um comprimento bem maior que  $\lambda$  até que o valor de  $n_s$  seja equalizado. Esses resultados para os supercondutores do tipo I são apresentados na figura 2.2 (a). Já para os supercondutores do tipo II, ocorre a situação oposta, ou seja,  $\lambda > \xi$ . Ilustrações de  $\lambda$  e  $\xi$ , na fronteira normal/supercondutora para planos supercondutores semi-infinitos de materiais do tipo I e do tipo II, podem ser observadas na figura 2.2 (a) e (d), respectivamente. Nessas figuras a linha tracejada representa a indução magnética, enquanto que a linha contínua representa a densidade de superelétrons.

### 2.2.2 A Energia Livre de Superfície

Devido à propriedade diamagnética apresentada pelo supercondutor, deve existir uma *energia de superfície* numa fronteira entre uma região normal e outra supercondutora [78]. Essa energia de superfície é capaz de fornecer uma energia extra entre essas duas fases e irá proporcionar uma contribuição adicional à energia livre de Gibbs. A magnitude da energia de superfície é diretamente proporcional à área da fronteira das regiões normal/supercondutora.

Para que exista estabilidade na fronteira entre as regiões normal/supercondutora, a energia livre por unidade de volume deve ser a mesma em ambos lados da fronteira. Existem duas contribuições para a energia livre na região supercondutora: uma parcela negativa devido à densidade de superelétrons ordenados ( $g_n - g_s$ ) e outra parcela positiva dada pela magnetização adquirida devido ao cancelamento da densidade de fluxo magnético no interior do material ( $\frac{1}{2}\mu_0 H_c^2$ ). Para que se tenha o equilíbrio, essas duas parcelas somadas devem se cancelar e a energia livre deve ser a mesma da fronteira com a região normal. A densidade de superelétrons no material depende do comprimento de coerência e, similarmente, a profundidade de penetração associa-se com a anulação do campo magnético no interior do material e com a contribuição magnética da energia livre. Grosseiramente, pode-se dizer que a energia de superfície por unidade de área da fronteira será dada aproximadamente por  $\frac{1}{2}\mu_0 H_c^2(\xi - \lambda)$ . As contribuições para a energia livre em materiais do tipo I e II, podem ser observadas na figura 2.2 (b) e (e), respectivamente. Como apresentado na seção anterior, nos supercondutores do tipo I tem-se  $\xi \gtrsim \lambda$ , e nos supercondutores do tipo II  $\xi \lesssim \lambda$ . Isso mostra que a energia de superfície deve ser positiva para os supercondutores do tipo I, enquanto ela será negativa para os supercondutores do tipo II, conforme apresentado na figura 2.2 (c) e (f).

Caso a energia de superfície seja positiva ocorre uma minimização da energia livre com a menor área de fronteira possível. Caso a energia de superfície seja negativa, torna-se energeticamente favorável a penetração de tubos de fluxo quantizados que fazem com que a área de fronteira seja tão grande quanto possível. Quando a energia de superfície é negativa e o supercondutor está na presença de um campo magnético, há uma tendência de repartição em várias regiões normais e supercondutoras, mesmo na ausência de efeitos desmagnetizantes, fazendo assim que o supercondutor não se

encontre no estado Meissner. Para essa situação, os parâmetros profundidade de penetração  $\lambda$  e comprimento de coerência  $\xi$  apresentam o comportamento mostrado na figura 2.3. Como resultado obtém-se uma nova interpretação para o comprimento de coerência, que pode ser também considerado como sendo aproximadamente o diâmetro do núcleo de um vórtice.

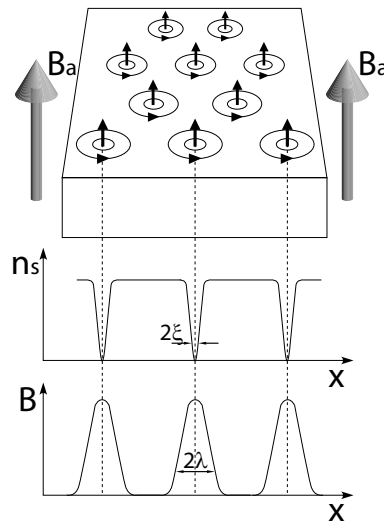


Figura 2.3: Profundidade de penetração e comprimento de coerência no interior de um supercondutor tipo II no estado misto.

### 2.2.3 A constante de Ginzburg-Landau

Como visto na seção acima, o supercondutor pode ser classificado como tipo I ou tipo II, conforme o sinal da energia de superfície. E a energia de superfície depende dos parâmetros  $\lambda$  e  $\xi$ , permitindo que outro parâmetro (conhecido como constante de Ginzburg-Landau  $\kappa$ ) seja introduzido para relacionar essas duas grandezas:

$$\kappa = \frac{\lambda}{\xi}. \quad (2.2)$$

O parâmetro  $\kappa$  varia para cada supercondutor. O sinal da energia de superfície pode ser determinado comparando  $\kappa$  com a constante  $\frac{1}{\sqrt{2}}$ , obedecendo a seguinte lógica: se  $\kappa < 0,707$ , a energia de superfície será positiva e então o material será um supercondutor do tipo I. Caso contrário, ou seja,  $\kappa > 0,707$  a energia de superfície será negativa e o material será um supercondutor do tipo II.

## 2.3 Modelos fenomenológicos para o supercondutor

### 2.3.1 Equações de London

#### Equações de London a partir da indução magnética

No trabalho realizado em 1935 pelos irmãos Fritz e Heinz London [70], é feita uma aplicação das equações de Maxwell para realizar uma modelagem do supercondutor. Considerando o supercondutor como um condutor perfeito (que apresenta resistividade elétrica nula), para um campo elétrico constante ( $E$ ) aplicado, o valor da força sobre os portadores de carga responsáveis pela corrente elétrica será:

$$\vec{F}_e = m^* \frac{d\vec{v}_s}{dt} = e^* \vec{E}, \quad (2.3)$$

onde  $m^*$ ,  $v_s$  e  $e^*$  são respectivamente, a massa, a velocidade e a carga das partículas responsáveis pela condução elétrica. Considerando que existem  $n_s$  portadores de carga por unidade de volume, que estão se deslocando com uma velocidade média  $v_s$ , há uma densidade de corrente dada por:

$$J_s = n_s \cdot e^* \cdot v_s. \quad (2.4)$$

Derivando no tempo a relação 2.4 e substituindo em  $\frac{dv_s}{dt}$  na equação 2.3, obtém-se a relação conhecida como segunda equação de London:

$$\dot{J}_s = \frac{\vec{E}}{\mu_0 \lambda_L^2}, \quad (2.5)$$

$$\lambda_L = \sqrt{\frac{m^*}{\mu_0 n_s e^{*2}}} \quad (2.6)$$

onde  $\dot{J}_s = \frac{\partial J_s}{\partial t}$  e  $\lambda_L$  é conhecido como a profundidade de penetração de London (que possui unidade de comprimento). A equação 2.5 descreve a propriedade da resistividade nula apresentada pelos materiais que não perdem energia no processo de condução elétrica. Pode ser observado nessa relação que não há a presença de

campo elétrico no condutor perfeito, a não ser que haja uma corrente elétrica que varie no tempo.

Aplicando o rotacional em ambos termos da equação 2.5 e utilizando a lei da indução de Faraday ( $\nabla \times \vec{E} = -\dot{\vec{B}}$ ), obtém-se que:

$$\nabla \times \dot{\vec{J}}_s = -\frac{1}{\mu_0 \lambda_L^2} \dot{\vec{B}}. \quad (2.7)$$

Considerando que no meio  $\vec{B} = \mu_0 \vec{H}$  e para campos variando lentamente no tempo, despreza-se o termo da corrente de deslocamento e a lei de Ampère-Maxwell é reduzida a  $\nabla \times \vec{B} = \mu_0 \vec{J}$ . Substituindo essa equação na relação 2.7, pode ser escrita a seguinte relação:

$$\nabla \times \nabla \times \dot{\vec{B}} = -\frac{1}{\lambda_L^2} \dot{\vec{B}}. \quad (2.8)$$

Pela lei de Gauss para o magnetismo ( $\nabla \cdot \vec{B} = 0$ ), aplicando a definição do laplaciano de um vetor ( $\nabla \times \nabla \times \vec{A} = \nabla(\nabla \cdot \vec{A}) - \nabla^2 \vec{A}$ ) na relação 2.8, é possível escrever que:

$$\nabla^2 \dot{\vec{B}} = \frac{1}{\lambda_L^2} \dot{\vec{B}}. \quad (2.9)$$

Para o caso de um condutor perfeito semi-infinito, limitado pelo plano  $z=0$  que estende-se no sentido positivo de  $z$ , considerando que na superfície  $\dot{B}_y = \dot{B}_z = 0$ ,  $\dot{B}_x = \dot{B}_{x0}$  e que  $B_x$  é independente das direções  $x$  ou  $y$ , pode se escrever para esse caso particular a equação 2.9 como sendo:

$$\frac{d^2 \dot{B}_x}{dz^2} = \frac{1}{\lambda_L^2} \dot{B}_x, \quad (2.10)$$

cuja solução geral é dada por

$$\dot{B}_x(z) = C_1 e^{-\frac{z}{\lambda_L}} + C_2 e^{\frac{z}{\lambda_L}}. \quad (2.11)$$



Como o termo da solução que cresce exponencialmente no interior do condutor perfeito não possui sentido físico, tem-se que a constante  $C_2$  deve ser nula. Assim, a solução final para esse caso particular será:

$$\dot{B}_x(z) = \dot{B}_{x0} e^{-\frac{z}{\lambda_L}}. \quad (2.12)$$

A partir dos resultados apresentados na relação 2.12, observa-se que a equação 2.9 indica que no interior de um condutor perfeito a derivada temporal da indução magnética deve tender a zero exponencialmente com a distância da superfície. Conforme análise apresentada em [79], para  $m^*$  e  $e^*$  apropriados a um elétron e  $n_s$  correspondente a um elétron por átomo, tem-se  $\lambda_L \approx 10^{-8}m$ . A partir desse valor de  $\lambda_L$  e da equação 2.9 conclui-se que  $\dot{\vec{B}}$  é praticamente nulo, exceto por uma camada da superfície muito fina. A relação 2.12 descreve completamente o comportamento magnético de um condutor perfeito e não de um supercondutor. Sabe-se que, para que um supercondutor maciço apresente o estado Meissner, o valor da indução magnética no interior do material não deve ser meramente uma simples constante, mas que essa constante deve ser nula. Então, não somente  $\dot{B}$  deve ser nula no interior do supercondutor, mas  $B$  também deve assumir esse valor a partir de uma determinada distância da superfície. Partindo desse raciocínio, F. e H. London [70] sugeriram que o comportamento magnético no interior de um supercondutor seria corretamente descrito se a equação 2.9 não fosse somente aplicada para  $\dot{\vec{B}}$ , mas para  $\vec{B}$  também, permitindo escrever que:

$$\nabla^2 \vec{B} = \frac{1}{\lambda_L^2} \vec{B}. \quad (2.13)$$

Essa argumentação permite facilmente observar que a equação 2.7 pode ser reescrita como:

$$\nabla \times \vec{J}_s = -\frac{1}{\mu_0 \lambda_L^2} \vec{B}. \quad (2.14)$$

A equação 2.14 é conhecida como primeira equação de London e tem a capacidade de descrever a propriedade diamagnética de um supercondutor. As equações 2.5 e 2.14, chamadas de equações de London, descrevem juntas a eletrodinâmica dos materiais

supercondutores no estado Meissner. É importante destacar que essas equações não foram deduzidas das propriedades fundamentais e não explicam a ocorrência da supercondutividade. Na verdade essas relações são casos particulares das equações fundamentais do eletromagnetismo, para que o equacionamento do supercondutor coincida com o comportamento eletromagnético observado experimentalmente.

### Equações de London a partir do potencial vetor magnético

Para se estudar casos mais gerais utilizando as equações de London, é necessário reescrever essas equações em termos de uma única variável, objetivando a redução do número de graus de liberdade do problema. Uma solução é escrever essas equações em termos do potencial vetor magnético ( $A$ ), permitindo a resolução de problemas através da utilização do Método de Elementos Finitos. Essa abordagem foi apresentada anteriormente em [80], mostrando convergência entre os resultados simulados e a previsão analítica.

Aplicando a definição do potencial vetor magnético ( $\vec{B} = -\nabla \times \vec{A}$ ) na equação 2.14, obtém-se:

$$\vec{J}_s = -\frac{\vec{A}}{\mu_0 \lambda_L^2}. \quad (2.15)$$

A equação 2.5 pode ser obtida novamente a partir da derivada temporal da equação 2.15 substituída na relação  $\vec{E} = -\frac{\partial \vec{A}}{\partial t}$ .

Na análise que está sendo desenvolvida deseja-se que as equações utilizadas mostrem uma relação entre os campos nos supercondutores e as correntes elétricas que nele fluem, conhecidas como correntes de blindagem. Dessa forma, a propriedade diamagnética do supercondutor é obtida pelo cancelamento da indução magnética aplicada devido à ação dessas correntes elétricas, que produzem uma densidade de fluxo magnético em oposição ao campo aplicado. Essa análise permite que se adote um valor unitário para a permeabilidade magnética relativa ( $\mu_r$ ). Assim, pode ser considerado que todo fluxo magnético no interior do supercondutor é provocado por essas correntes elétricas, que por sua vez fluem apenas na superfície do supercondutor. Essa análise permite escrever que a relação  $\vec{B} = \mu_0 \vec{H}$  seja válida para o interior do supercondutor. Considerando-se agora a aplicação da lei de Ampère para campos variando lentamente no tempo, é possível desprezar a parcela da corrente de

deslocamento, obtendo assim a relação ( $\nabla \times \vec{H} = \vec{J}_s$ ). Substituindo essa relação na equação 2.15, obtém-se então:

$$\nabla \times \vec{B} = \nabla \times \nabla \times \vec{A} = -\frac{\vec{A}}{\lambda_L^2}. \quad (2.16)$$

Utilizando a identidade vetorial  $\nabla \times \nabla \times \vec{A} = \nabla(\nabla \cdot \vec{A}) - \nabla^2 \vec{A}$  e o calibre de Coulomb ( $\nabla \cdot \vec{A} = 0$ ) na relação 2.16, torna-se possível obter a seguinte equação vetorial:

$$\nabla^2 \vec{A} = \frac{1}{\lambda_L^2} \vec{A}. \quad (2.17)$$

Essa equação descreve de forma geral o fenômeno da supercondutividade quando o material supercondutor se encontra no estado Meissner (exclusão total do fluxo magnético no interior de um supercondutor maciço). Sua aplicação não se restringe apenas a modelagem de supercondutores do tipo-I, mas pode ser também utilizada em supercondutores do tipo II em campos inferiores a  $H_{c1}$ . Essa formulação pode ser escrita como um caso especial da equação vetorial inhomogênea de Helmholtz [45]. Como essa equação é encontrada comumente nos módulos eletromagnéticos para a análise harmônica de programas comerciais de MEF, sua aplicação para simular supercondutores no estado Meissner torna-se uma tarefa bastante simples. Entretanto vale ressaltar que não há muito interesse prático nessa análise, já que não existem muitas aplicações para os supercondutores do tipo I e para os supercondutores do tipo II o campo crítico  $H_{C1}$  possui um valor muito pequeno (fato que limita o domínio de aplicação dessa modelagem). A principal motivação da modelagem é dada pela grande simplicidade apresentada pelo seu equacionamento e pelo fato dessa modelagem ser capaz de fornecer o limitante superior da força de levitação de um mancal supercondutor.

## 2.4 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 mate-

riais 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  $\lambda$  e  $\xi$ , 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 [43], em 1962. Posteriormente, em 1964, Bean publicou outro artigo [44] 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

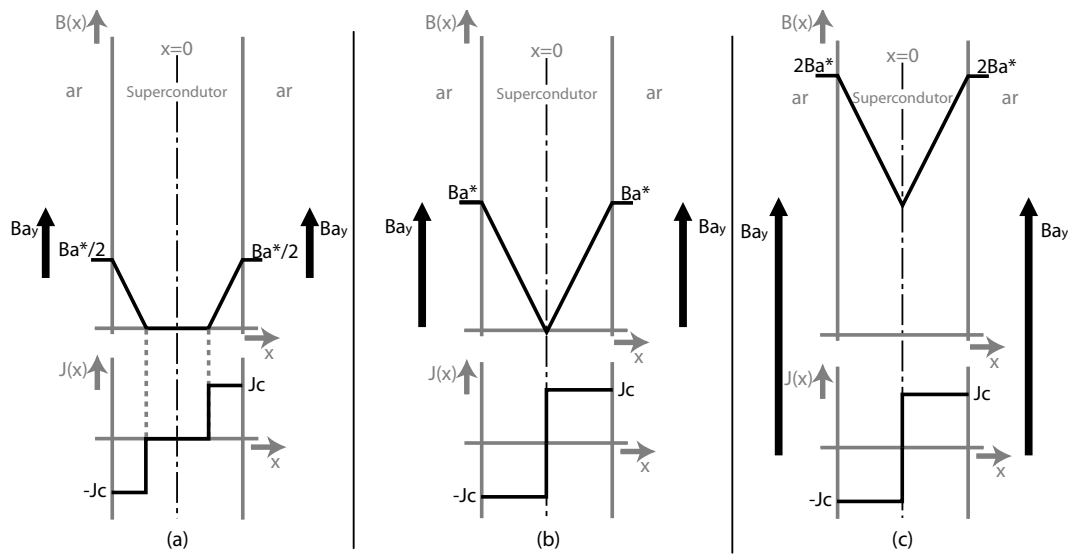


Figura 2.4: Perfil de campo e densidade de corrente de blindagem numa placa infinita supercondutora na presença de um campo magnético crescente no tempo.

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 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.

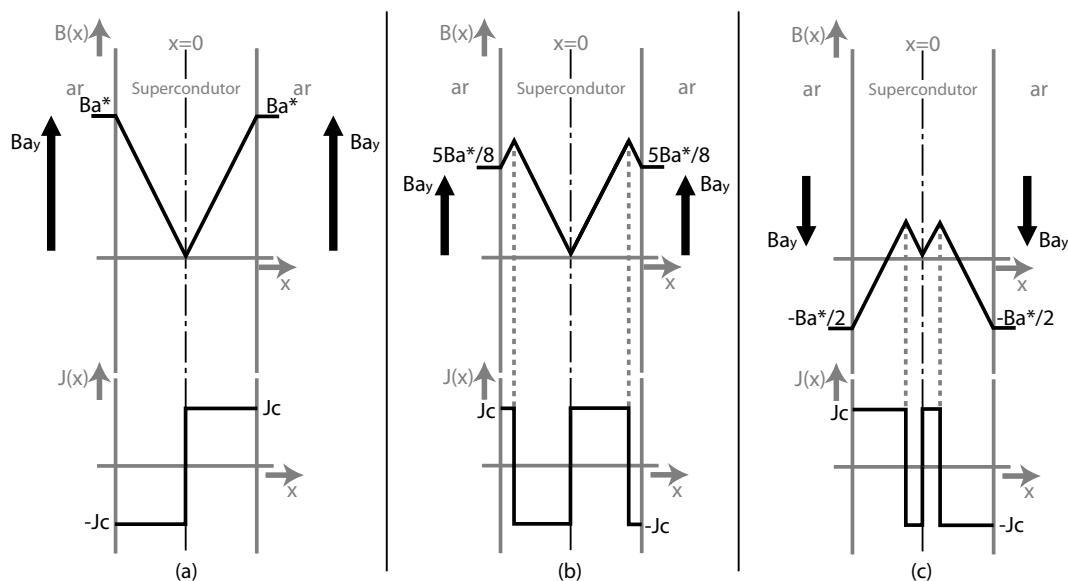


Figura 2.5: Perfil de campo e densidade de corrente de blindagem numa placa infinita supercondutora, com campo inicialmente aplicado, na presença de um campo magnético decrescente no tempo.

## 2.5 Síntese do capítulo

Esse capítulo apresentou inicialmente uma sucinta revisão histórica de alguns acontecimentos relevantes, em ordem cronológica, sobre a supercondutividade. Posteriormente revisaram-se conceitos da supercondutividade por um ponto de vista fenomenológico, como: a profundidade de penetração, o comprimento de coerência, a energia livre de superfície e a constante de Ginzburg-Landau. Por último foi apresentado o modelo de estado crítico de Bean para a supercondutividade.

# Capítulo 3

## Aparatos experimentais

Este capítulo se dedica a apresentar todos os aparatos 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.

### 3.1 Sistema de medida da força de levitação

Esta seção se dedica a apresentar detalhes de como foi projetado, construído e automatizado o sistema de medidas de força para a caracterização dos mancais magnéticos supercondutores. No início do desenvolvimento deste trabalho, as medidas da força de levitação nos supercondutores eram feitas manualmente através da rotação de um manípulo (que deslocava um atuador linear) e da leitura da tensão, de uma célula de carga bidirecional (de compressão/tração), proporcional à força. A célula de carga foi previamente aferida, cuja curva de calibração é apresentada no apêndice A. Não observou-se histerese na força medida pela célula de carga durante a sua calibração. No acionador linear é fixada a parte móvel do mancal (ímãs permanentes) em uma célula de carga. O projeto da guia linear foi apresentado com detalhes em no projeto de fim de curso de Gabriel Bordin [81], na qual o autor deste trabalho colaborou significativamente no desenvolvimento da parte mecânica

do sistema de medidas.

Como não era possível impor ao sistema de medidas uma velocidade constante e ter uma sincronização com a tensão fornecida pela célula de carga, as medidas eram realizadas com passos discretos na posição. Dessa forma aplicava-se um número inteiro de voltas no eixo do atuador linear e, conhecendo o fuso do sistema utilizado, tinha-se uma correlação com a posição relativa entre o supercondutor e o ímã utilizado na medida. Este método de medida era bastante demorado, pois era necessário aguardar a relaxação do fluxo magnético (*flux creep*) para que se pudesse alterar novamente a posição dos magnetos. Os resultados apresentados em [32] foram feitos utilizando esta técnica de medidas. Para realizar apenas uma única medida da força de levitação de um mancal supercondutor eram necessárias várias horas de dedicação.

A automatização do sistema de medidas tornou-se fundamental no escopo do trabalho e pretende-se aqui deixar documentado os pontos mais relevantes em sua implementação. Alguns detalhes da automatização do sistema foram apresentados em [82], e resultaram da colaboração com o trabalho de iniciação científica de Paulo Vinícius Ferreira. A figura 3.1 apresenta uma foto do primeiro sistema de medidas automatizado desenvolvido para a medida da força de levitação.

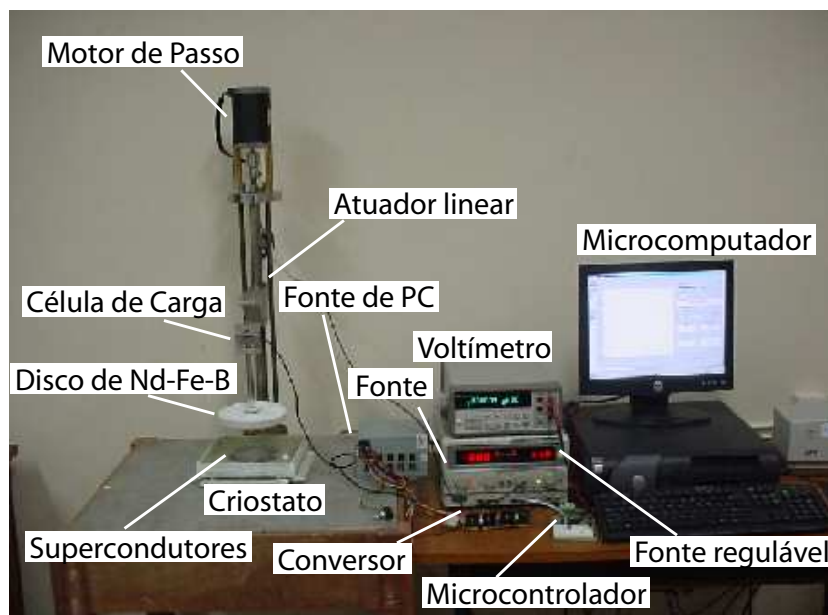


Figura 3.1: Primeiro sistema automatizado desenvolvido para a medida da força de levitação dos mancais supercondutores.



Para o controle da posição vertical da guia linear escolheu-se um motor de passo, pelo fato da posição angular poder ser controlada facilmente em malha aberta através da aplicação de uma seqüência de pulsos nas 4 fases do motor. O acionamento do motor de passo é feito por meio de um conversor eletrônico, que nesta implementação foi controlado usando de um microcontrolador PIC 16F628. O diagrama esquemático de uma fase do conversor eletrônico é apresentado na figura 3.2

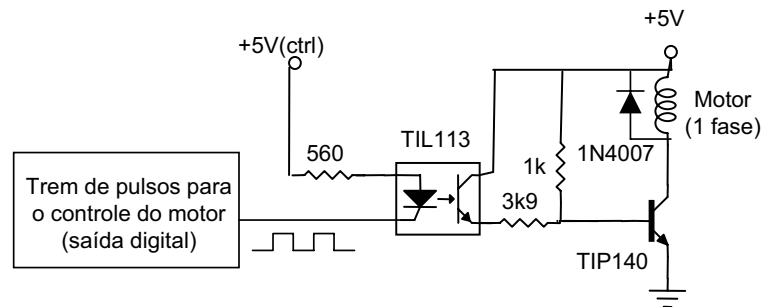


Figura 3.2: Diagrama esquemático de uma fase do conversor eletrônico para o acionamento do motor de passo.

O microcontrolador também é responsável por converter os sinais analógicos gerados pela célula de carga e digitalizar a informação através de um conversor A/D. Como o sinal da célula de carga é muito baixo (da ordem de mV), utiliza-se um amplificador operacional de instrumentação INA111 que dá ganho suficiente para que o sinal seja ajustado à entrada do conversor A/D. O diagrama esquemático da automação do sistema de medidas feitas com o microcontrolador está apresentado na figura 3.3.

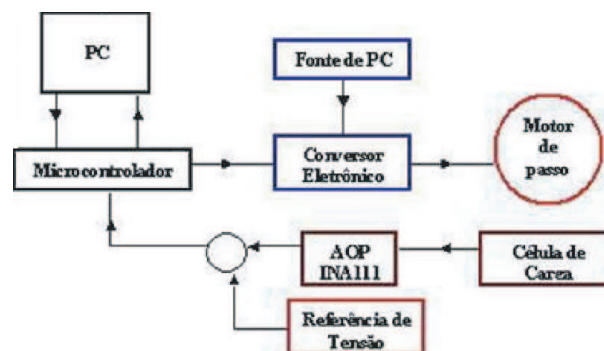


Figura 3.3: Diagrama de blocos descrevendo a automação do sistema de medida de força implementada com o microcontrolador.

Mesmo apresentando alguns problemas mecânicos (como deformação do atuador linear para forças maiores que 150N, limite de velocidade da guia linear a 0,75mm/s)

o sistema apresentado na figura 3.1 serviu de base para o desenvolvimento de um novo sistema de medidas. Os problemas identificados no primeiro sistema foram agora corrigidos neste novo sistema, que está apresentado na figura 3.4. O projeto da parte mecânica deste novo sistema foi feito em colaboração com o técnico do LASUP Ociono José Machado.

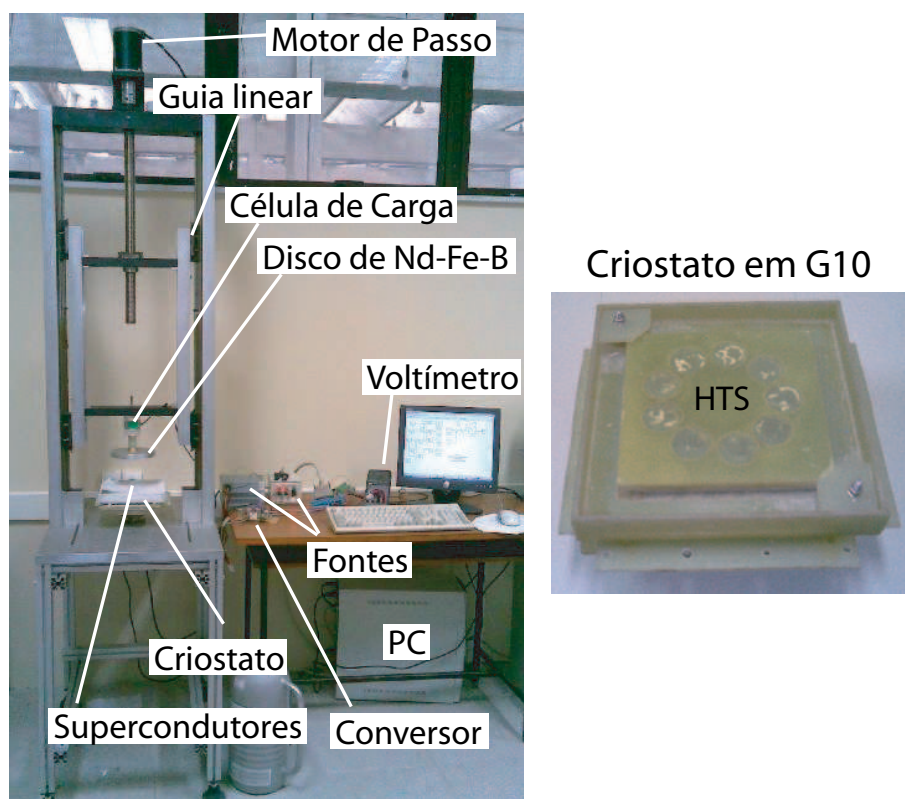


Figura 3.4: Novo sistema construído para a medida da força de levitação dos mancais supercondutores. No detalhe o criostato usado para a base com os 9 HTS, onde os supercondutores ficam situados a 0,5mm da superfície superior da base.

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 microcomputador usando o programa Simulink/Matlab, no modo de tempo real, através do pacote “Real Time Work Shop”. Detalhes da configuração da placa de aquisição e do programa Simulink/Matlab são apresentados em [83]. O diagrama de blocos da automação do sistema de medidas de força realizada com a placa de aquisição de dados está apresentado na figura 3.5.

A placa de aquisição foi utilizada no lugar do microcontrolador devido à maior facilidade na tomada dos dados e pela maior resolução apresentada pelo conversor

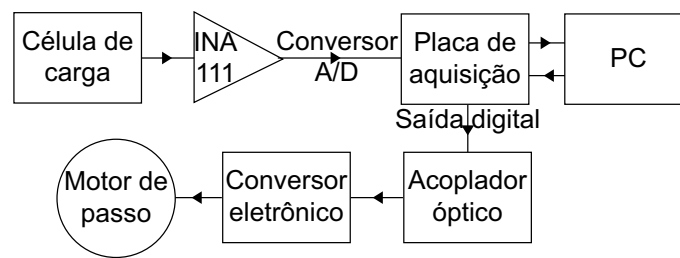


Figura 3.5: Diagrama de blocos descrevendo a automação do sistema de medida de força com a placa de aquisição.

analogico/digital (12 bits). Dentro do ambiente gráfico do Simulink são produzidos os 4 trens de pulsos para o controle em malha aberta do motor de passo e a aquisição simultânea da tensão proveniente da célula de carga (que é amplificada pelo circuito operacional INA111) pelo conversor A/D da placa. Um exemplo do diagrama de blocos do arquivo do Simulink para a medida de força de levitação de um mancal supercondutor refrigerado na ausência de campo (ZFC - *zero field cooling*) está apresentado na figura 3.6. Para a realização de outros tipos de testes, como a refrigeração na presença de campo (FC - *field cooling*), é necessário fazer algumas pequenas alterações no programa. Utilizando o sistema de medidas apresentado nesta figura 3.4, cuja implementação foi exposta nesta seção, foram realizados os ensaios de força de levitação nos mancais supercondutores que serão apresentados nos próximos capítulos deste trabalho.

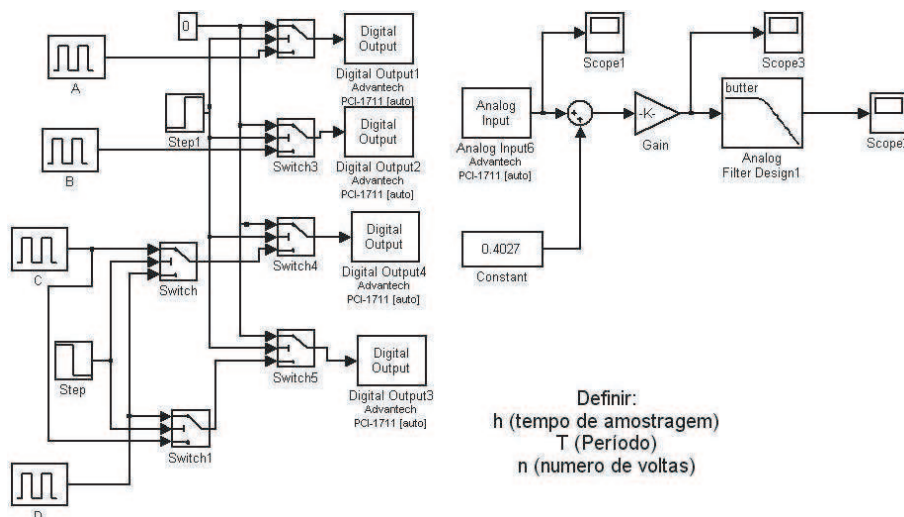


Figura 3.6: Arquivo do Simulink para a medida da força de levitação em ZFC mancais supercondutores.

## 3.2 Sistema para mapeamento da densidade de fluxo magnético

O mapeamento bidimensional da densidade de fluxo magnético em uma superfície pode ser utilizado como uma ferramenta de análise de dispositivos magnéticos. Neste contexto, um dispositivo de mapeamento é de grande valia para verificar o campo aprisionado em um supercondutor e para mapear a indução magnética nos discos de ímãs permanentes dos mancais supercondutores. Usando dois controles de posição (similares ao adotado no sistema de medidas de força), acionam-se individualmente dois motores de passo para a automação do sistema de medidas para o mapeamento 2D. A figura 3.7 apresenta a mesa XY e os acessórios usados no sistema de mapeamento. A implementação do controle deste sistema de mapeamento foi feita em colaboração com o aluno Rafael Abreu Amorim, durante sua prática de estágio em engenharia elétrica no LASUP [84]. Para esta implementação, utilizou-se uma placa de aquisição de dados do mesmo modelo usado para o sistema de medida de força (Advantech 1711).

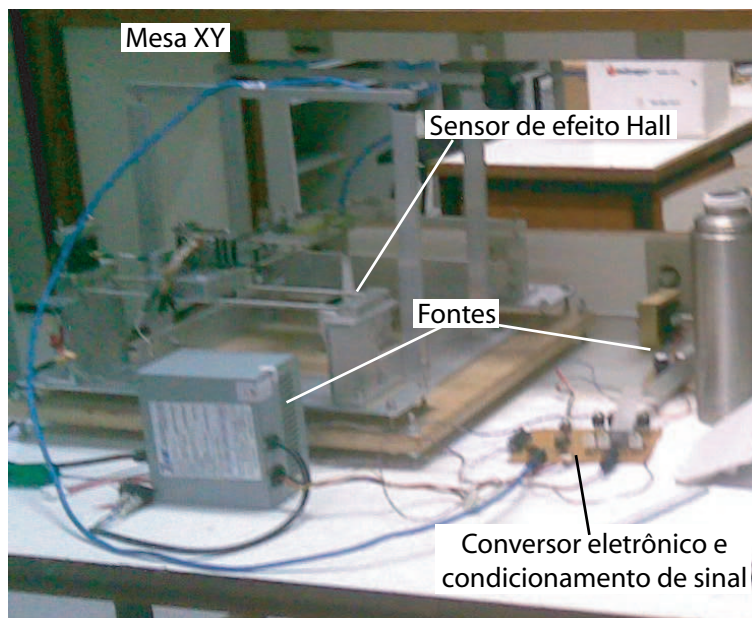


Figura 3.7: Sistema de mapeamento de campo utilizado na caracterização dos blocos supercondutores e dos discos de Nd-Fe-B dos mancais supercondutores.

No lugar do sinal proveniente da célula de carga (do sistema de medidas de força), utiliza-se agora um sensor de efeito Hall, cuja ponteira foi construída no próprio

LASUP. Para que se obtivesse resultados mais acurados, realizou-se previamente a calibração desta ponteira hall para as temperaturas ambiente e de ebulição do nitrogênio líquido (77K). A área do sensor hall é inferior a  $1\text{mm}^2$  e sua espessura é inferior a 1mm. Isto foi feito usando um eletromagneto da Lake Shore modelo EM4-HV (alimentado por uma fonte de corrente Lake Shore modelo 662), onde se aplicava uma densidade de fluxo magnético conhecida através do controle da corrente do eletromagneto e se media a tensão de saída fornecida pelo sensor de efeito Hall. As curvas de calibração da ponteira de efeito Hall para a temperatura ambiente e de ebulição do  $\text{LN}_2$  estão apresentas no apêndice B. O diagrama em blocos do arquivo do Simulink escrito para a medida do mapeamento 2D da densidade de fluxo magnético é apresentado na figura 3.8.

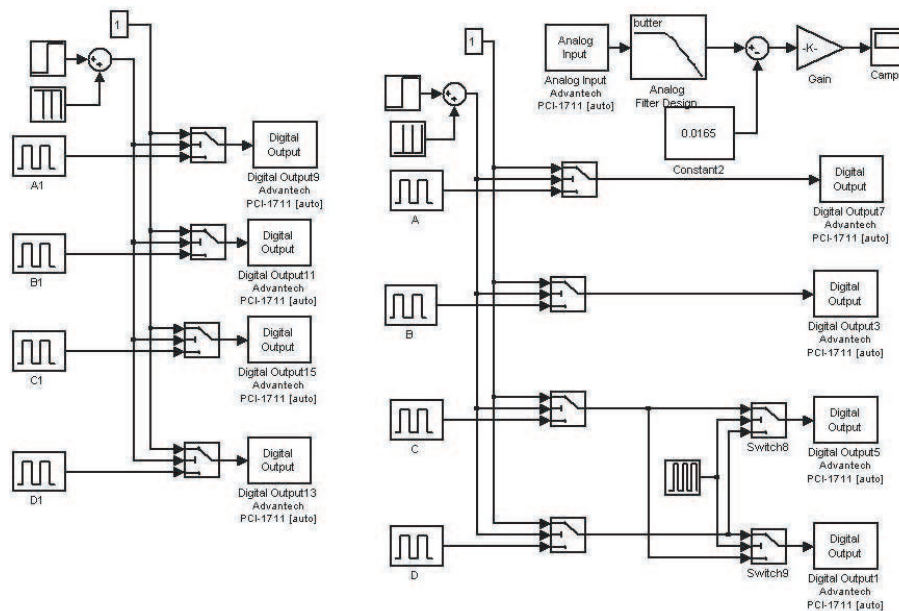


Figura 3.8: Arquivo do Simulink para a automação do mapeamento da densidade de fluxo magnético.

### 3.3 Projeto de rotores magnéticos para os mancais supercondutores

Esta seção se dedica a apresentar detalhes de projeto e como foram concebidos e desenvolvidos os mancais magnéticos supercondutores que serão utilizados neste trabalho. Devido à dificuldade inicial para se simular o mancal magnético super-

condutor como um todo, pois não se dominava na época da construção nenhuma modelagem que permitisse realizar estes cálculos integralmente, os novos rotores magnéticos foram projetados com base nos protótipos desenvolvidos anteriormente e a partir de simulações estáticas da distribuição de campo nesses rotores magnéticos usando o MEF.

### 3.3.1 Histórico dos mancais supercondutores na UFRJ

O primeiro protótipo de um mancal supercondutor rotativo desenvolvido no Laboratório de Aplicação de Supercondutores (LASUP) e no Laboratório de Eletrônica de Potência (ELEPOT) da UFRJ foi apresentado no trabalho de David [85], cujos resultados mostraram o grande potencial da levitação supercondutora. Esse mancal foi construído com 7 blocos supercondutores cilíndricos de YBCO e um rotor composto por um anel e um cilindro de Nd-Fe-B magnetizados axialmente, com orientações de magnetização opostas, apresentado na figura 3.9. Os resultados apresentados no trabalho de David [85], mostram que esse mancal possui uma força de levitação de 62N para uma altura de 1mm, valor considerado satisfatório levando em conta as dimensões dos magnetos e a baixa qualidade dos blocos supercondutores utilizados. Entretanto, as medidas de rigidez horizontal mostraram um valor inferior a 5N/mm, valor este considerado reduzido para evitar que o mancal saia da posição de operação após uma perturbação lateral. O objetivo principal desse protótipo de mancal era fornecer uma força axial, haja visto que a rigidez radial deveria ser fornecida pelo mancal magnético/motor (com controle ativo da posição radial) que também era utilizado no protótipo estudado.

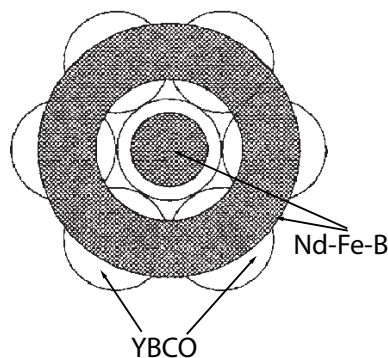


Figura 3.9: Primeiro protótipo do mancal de escora desenvolvido na UFRJ [85].

O segundo protótipo de mancais supercondutores na UFRJ foi construído em 2001, entretanto os resultados de força desse mancal somente foram publicados em 2005 [33]. O rotor magnético desse segundo protótipo é apresentado na figura 3.10 e possui uma topologia diferente daquela apresentada no trabalho anterior. Nesse mancal o rotor de ímãs permanentes de Nd-Fe-B é na verdade composto por diversos segmentos de ímãs num total de 41 blocos, que estão magnetizados radialmente. Cada um desses blocos é constituído por cinco ímãs de  $20,0 \times 2,8 \times 14,0\text{mm}^3$ . Esses blocos foram arrumados de forma a se obter dois anéis segmentados: um interno com quinze blocos e outro externo com vinte e seis blocos. Esse arranjo foi montado de forma que se obtivesse uma magnetização radial, na qual as orientações dos momentos magnéticos tivessem sentidos radiais opostos, a fim de concentrar o fluxo magnético na região intermediária entre esses anéis. Três anéis maciços de aço, com 10mm de espessura radial, foram colocados entre os magnetos para reduzir o fluxo disperso. Esse conjunto foi colocado num revestimento de aço inoxidável para garantir melhor fixação do conjunto, que apresenta massa total de 4,9kg. A figura 3.10 (a) mostra a vista superior do disco de magnetos desse mancal, enquanto que a figura 3.10 (b) mostra a foto desse disco levitando sobre 16 blocos de YBCO, num arranjo matricial de  $4 \times 4$  blocos. Cada um desses blocos possui aproximadamente as seguintes dimensões:  $35 \times 35 \times 19\text{mm}^3$ . Durante os testes, eles ficam imersos em nitrogênio líquido dentro do criostato de G10 apresentado no detalhe da figura 3.4.

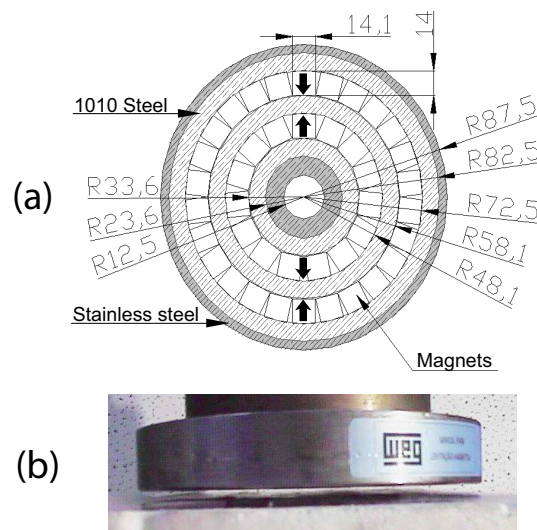


Figura 3.10: Segundo protótipo mancal de escora desenvolvido na UFRJ.

### 3.3.2 Rotores magnéticos para os mancais supercondutores

Devido à não linearidade apresentada pela levitação 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. O conhecimento prático do grupo do LASUP, que se tinha dos mancais supercondutores até o momento do projeto, era proveniente dos trabalhos nos dois mancais que já haviam sido construídos anteriormente (apresentados na seção anterior) e de alguns trabalhos clássicos da literatura [20] [21].

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 [86] [87] na superfície de um supercondutor na presença de um campo externo, pode se obter a expressão abaixo para o cálculo da força nesse corpo:

$$F_n = \frac{1}{2\mu_0} \int (B_n^2 - B_t^2) dA, \quad (3.1)$$

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 [33], optou-se pela construção dos mancais magnéticos supercondutores de escora. As principais topologias de mancais de escora apresentadas na literatura são: matriz de Halbach [88], Concentrador de Fluxo (CF) [89] e Anéis Magnetizados Axialmente (AMA) [90]. A figura 3.11 apresenta dois rotores magnéticos, dos protótipos de mancais supercondutores, que foram construídos recentemente no LASUP.



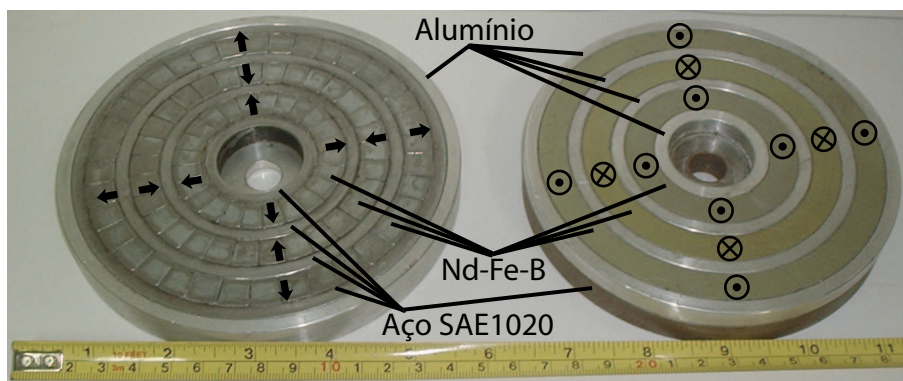


Figura 3.11: Foto dos rotores magnéticos para as topologias CF e AMA de mancais supercondutores.

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 (N35, com força coercitiva de  $-918\text{kA/m}$  e indução 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 3.11) são apresentadas na figura 3.12.

O protótipo do concentrador de fluxo (à esquerda na figura 3.11) apresenta uma topologia bastante parecida com a do segundo protótipo desenvolvido no LASUP (figura 3.10). Neste novo rotor magnético foram realizadas algumas melhorias em relação à geometria dos ímãs permanentes, no intuito de maximizar a pressão magnética. Foram eliminados os espaços existentes entre os ímãs para resolver alguns dos problemas apresentados pelo rotor anterior. Como pode ser observado, o novo protótipo da 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 3.11 possui a orientação de magnetização conforme ilustra a figura 3.13. 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 3.11, usou-se um revestimento eletrodepositado de zinco nas peças de Nd-Fe-B para

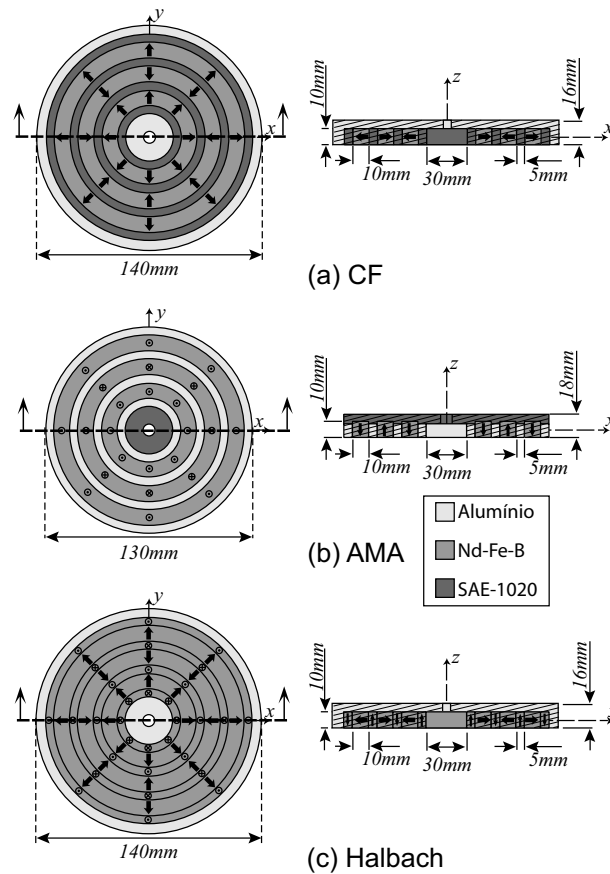


Figura 3.12: Desenhos dos rotores magnéticos para 3 topologias de mancais supercondutores.

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.

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

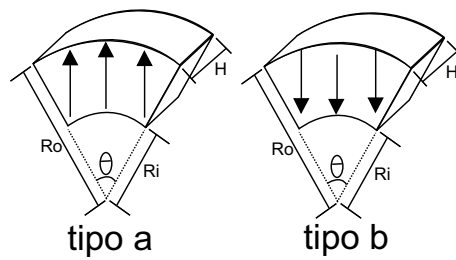


Figura 3.13: Magnetização dos segmentos de anel usadas para compor o rotor magnético da configuração CF (figura 3.11 a esquerda). Peças de N35 compradas de um fabricante chinês.

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.

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 [21]. 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 3.14 apresenta a simulação feita pelo MEF das equipotenciais do potencial vetor magnético (na direção azimutal,  $A_\phi$ ), para os discos de Nd-Fe-B das configurações concentrador de fluxo e anéis magnetizados axialmente dos mancais supercondutores construídos.

A figura 3.14 apresenta setas ilustrativas inseridas (na maioria dos casos) em direções tangenciais às linhas equipotenciais de  $A_\phi$ . 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 3.14 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 densi-

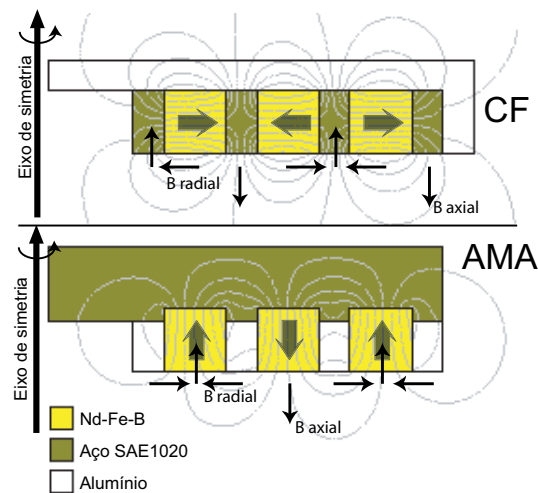


Figura 3.14: Linhas equipotenciais de  $A_\phi$  para os discos de Nd-Fe-B dos mancais supercondutores CF e AMA.

dade 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 3.15 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 3.15 é a concordância apresentada entre os cálculos realizados pelo MEF e os resultados das medidas feitas nos rotores magnéticos.

Na configuração de mancal com matriz de Halbach, os anéis de aço SAE-1020 (da topologia CF) são substituídos por anéis de Nd-Fe-B. Isso faz com que a magnitude da densidade de fluxo magnético da configuração Halbach seja maior do que as configurações AMA e CF na parte inferior do rotor. Como pode ser observado pelo resultado apresentado nas figuras 3.16 e 3.17, que compara as topologias Halbach e CF, a configuração Halbach é capaz de reduzir o fluxo disperso na parte superior do disco e incrementa a magnitude do campo magnético na parte inferior do disco. O acréscimo no valor pico-a-pico da indução magnética é de 34% para a componente radial e 35% para a componente axial.

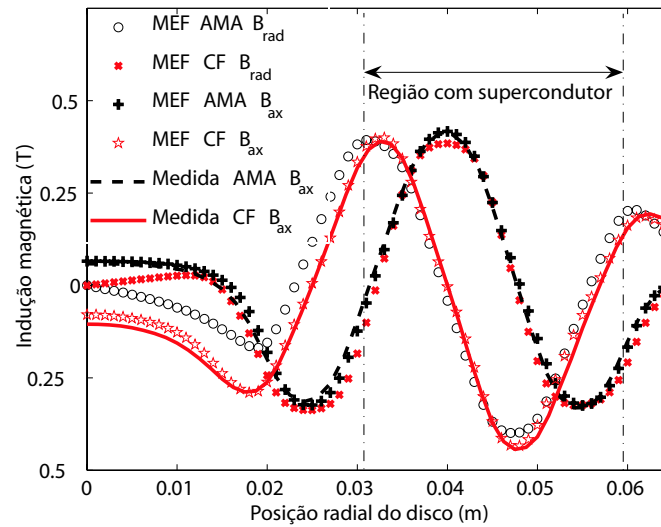


Figura 3.15: Mapeamento 1D da indução magnética nos discos de Nd-Fe-B dos mancais supercondutores para as configurações CF (Concentrador de Fluxo) e AMA (Anéis Magnetizados Axialmente).

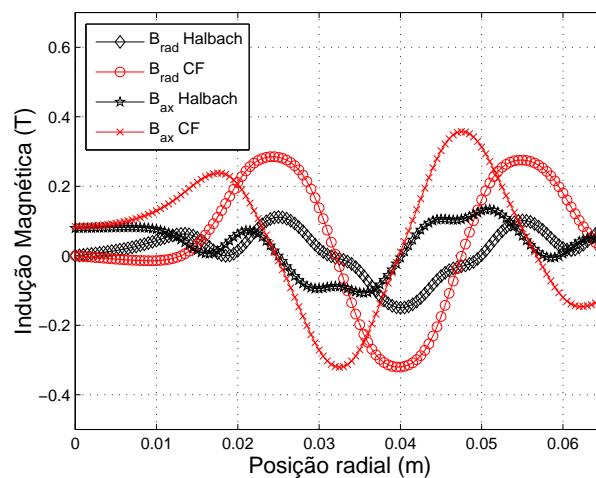


Figura 3.17: Simulação pelo MEF da densidade de fluxo magnético para os rotores do mancal CF a Halbach numa distância de 4mm da face superior do rotor (direção oposta a base com HTS).

Os resultados de indução magnética apresentados nesta seção apontam na direção de que a configuração matriz de Halbach do rotor magnético apresenta maior potencial para as aplicações em mancais supercondutores do que as demais topologias. Entretanto, a configuração Halbach não pôde ser construída por problemas

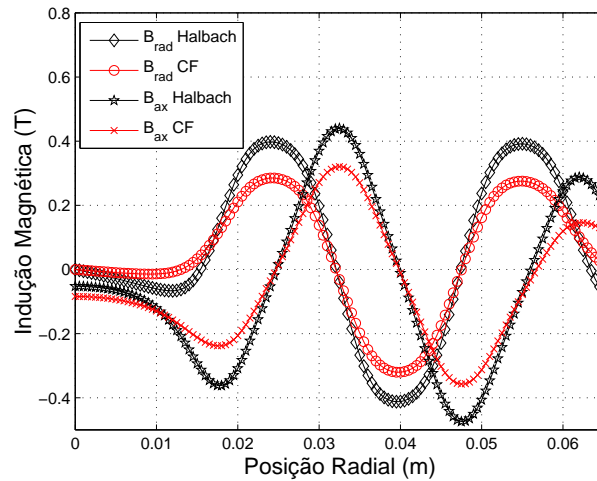


Figura 3.16: Simulação pelo MEF da densidade de fluxo magnético para os rotores do mancal CF a Halbach numa distância de 4mm da face inferior do rotor (direção da base com HTS).

técnicos. As diversas tentativas de construção deste rotor magnético resultaram na quebra dos anéis de Nd-Fe-B, que são extremamente frágeis.

Para verificar a distribuição da densidade de fluxo magnético nos rotores de ímãs permanentes foi utilizado o mapeamento bidimensional. Esta medida permite verificar se existe alguma irregularidade significativa no campo magnético do rotor. Para a operação do mancal supercondutor, o HTS é refrigerado na presença do campo do rotor magnético e aprisiona parte deste campo sobre a forma de fluxóides nos centros de aprisionamento do material. Caso exista alguma irregularidade na densidade de fluxo magnético deste rotor, quando o mesmo estiver girando sobre a base com HTS, surgirá um campo magnético no supercondutor variando com a posição angular do rotor magnético, ou seja, aparecerá um campo magnético que varia no tempo. Com a rotação do rotor, esta não homogeneidade no campo magnético pode provocar um movimento nos fluxóides conhecido como arraste de fluxo, que corresponderá a uma força de atrito que contribuirá para frear o movimento do mancal supercondutor. Os resultados do mapeamento da componente axial da densidade de fluxo magnético no rotor do mancal (numa distância de 4mm do disco) para as configurações concentrador de fluxo e anéis magnetizados axialmente, estão apresentados nas figuras 3.18 e 3.19, respectivamente.

Uma análise cuidadosa dos resultados apresentados nas figuras 3.18 e 3.19 per-

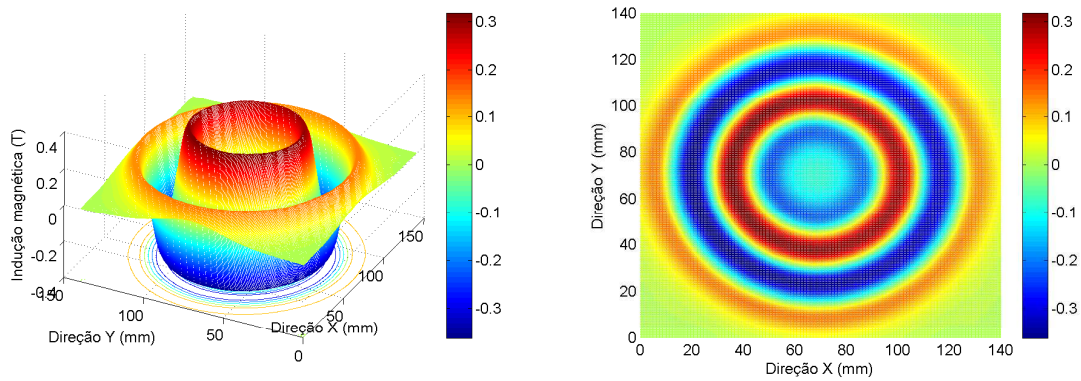


Figura 3.18: Medida da densidade de fluxo magnético mapeado para o rotor magnético CF a uma distância de 4mm da face do disco.

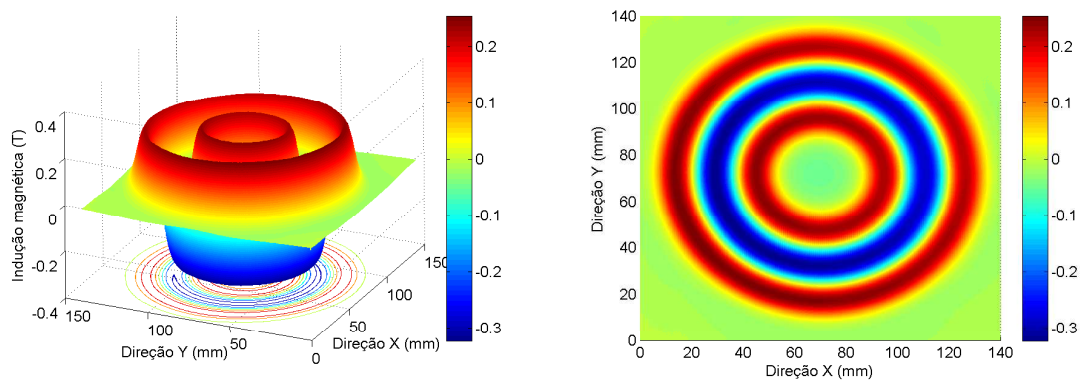


Figura 3.19: Medida da densidade de fluxo magnético mapeado para o rotor magnético AMA a uma distância de 4mm da face do disco.

mite verificar que existe uma pequena não homogeneidade na densidade de fluxo magnético. Entretanto, as medidas foram refeitas para uma rotação de  $180^\circ$  no rotor e o sentido da irregularidade se manteve na mesma região da figura. Isto indica que há um certo desnivelamento no sistema de medidas e que esta irregularidade, se existir, é muito inferior ao valor medido. Este resultado se repetiu para as duas configurações (CF e AMA).

### 3.3.3 Rotores magnéticos reduzidos para os mancais supercondutores

Devido às dificuldades mecânicas observadas durante a realização de testes no protótipo do sistema de armazenamento de energia (*flywheel*), foram construídos

novos mancais supercondutores com as dimensões reduzidas. Entre os problemas observados destacam-se o excesso de vibração observado durante testes na operação do sistema (principalmente na passagem de alguns modos normais de oscilação) e o desbalanceamento do rotor magnético. A utilização de protótipos de escala reduzida permite que se realizem testes comparando as diferentes topologias de mancais supercondutores em operação num FESS, de forma mais segura e com menores custos. Com uma massa do rotor menor, os problemas de desbalanceamento são atenuados, assim como os riscos de acidentes. A redução dos custos pode ser atribuída à menor potência do motor e do conversor eletrônico, uso de uma câmara de vácuo menor, maior facilidade para o bombeamento do vácuo, etc. Três novos protótipos foram projetados e construídos (um CF e dois AMAs) e os desenhos com as respectivas medidas físicas e materiais estão apresentados na figura 3.20. Com a utilização desses novos protótipos espera-se que seja possível alcançar velocidades angulares maiores e com menores riscos de acidentes.

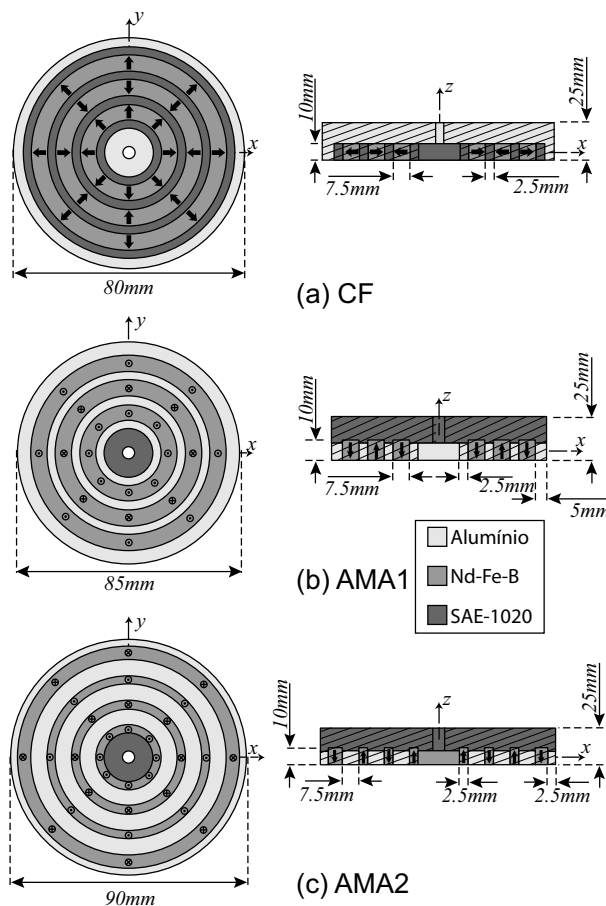


Figura 3.20: Rotores magnéticos dos mancais supercondutores para as configurações: CF e duas topologias de AMA.



A figura 3.21 apresenta uma foto desses novos protótipos de rotores. Da mesma forma que foi procedido para os rotores magnéticos apresentados na seção 3.3.2, os novos protótipos CF e AMA1 foram projetados para ter aproximadamente o mesmo volume de ímãs e serem duais em relação à indução magnética. Já a configuração AMA2 (figura 3.20 (c)) foi desenvolvida de forma a substituir a região do aço 1020 na configuração CF (figura 3.20 (a)) por ímãs de Nd-Fe-B. Dessa forma, o volume total das três configurações apresentadas na figura 3.21 é aproximadamente o mesmo.



Figura 3.21: Foto com os rotores magnéticos dos mancais supercondutores para as configurações: CF e duas topologias de AMA.

Para avaliar a distribuição do campo magnético na superfície dos rotores magnéticos e o valor da densidade de fluxo magnético, foi feito o mapeamento bidimensional do campo magnético nos rotores CF e AMA1. A figura 3.22 apresenta o mapeamento de  $B$  para a configuração CF, feito com o sensor de efeito Hall localizado a uma distância de 3mm da face do disco magnético. É possível observar uma ligeira irregularidade no valor da densidade de fluxo magnético mapeada. A medida foi refeita para uma rotação de  $180^\circ$  no disco, na qual observou-se que a irregularidade apareceu na mesma posição. Atribui-se a diferença observada no mapeamento de  $B$  a irregularidades no plano do sistema de mapeamento.

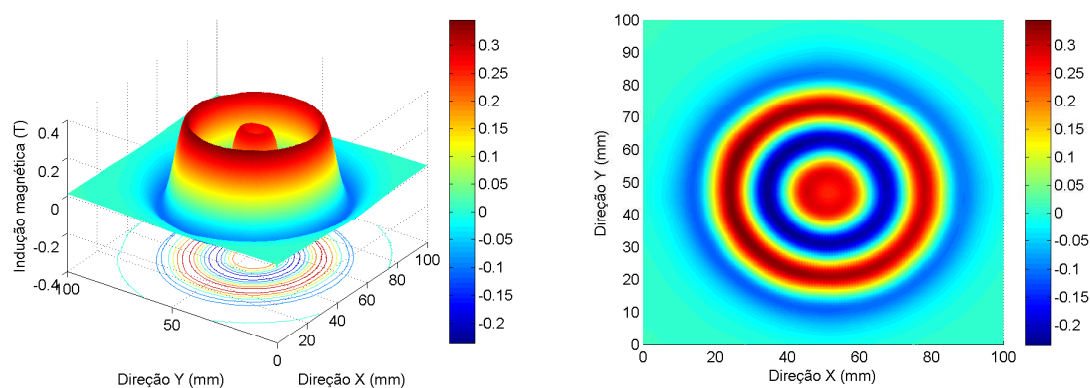


Figura 3.22: Mapeamento da densidade de fluxo magnético para o rotor magnético CF reduzido a uma distância de 3mm da face do disco.

O mapeamento de  $B$  para a configuração AMA1 é apresentado na figura 3.23, cuja medida foi realizada com o sensor de efeito Hall também localizada 3mm da face do rotor. Assim como na topologia CF, é possível observar uma ligeira irregularidade no valor da densidade de fluxo magnético mapeada, que ao se refazer a medida para uma rotação de  $180^\circ$  no disco observou-se a irregularidade aparecendo na mesma posição. Então, novamente atribui-se as diferenças observadas na medida às imperfeições presentes no plano do sistema de mapeamento.

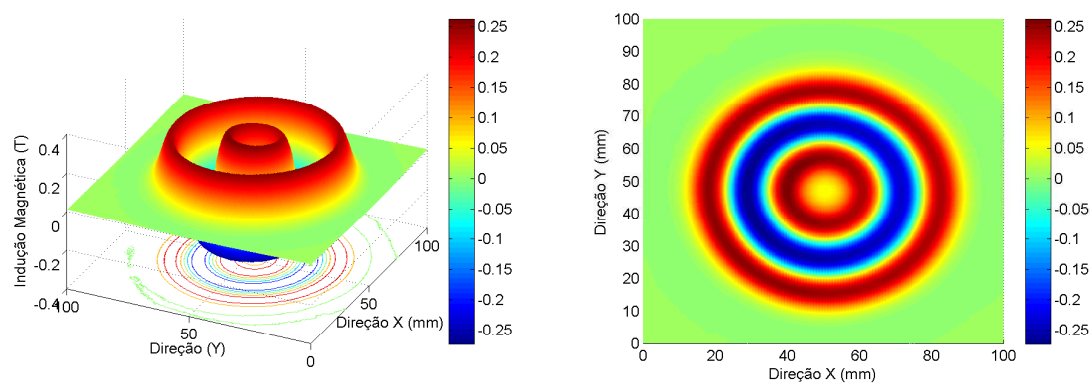


Figura 3.23: Mapeamento da densidade de fluxo magnético para o rotor magnético AMA1 reduzido a uma distância de 3mm da face do disco.

## 3.4 Síntese do capítulo

Este capítulo apresentou os aparatos experimentais desenvolvidos e usados neste trabalho assim como os protótipos dos rotores magnéticos dos mancais supercondutores. Estes equipamentos são de fundamental importância para a futura comparação entre alguns experimentos e simulações computacionais aqui implementadas, validando assim os modelos utilizados. Para os rotores dos mancais supercondutores, foram apresentados aqueles que já haviam sido construídos anteriormente no LASUP e os que foram construídos como contribuição desta tese. Uma análise inicial destes rotores magnéticos foi feita através do mapeamento 2D da componente perpendicular da densidade de fluxo magnético e de simulações pelo MEF.

# Capítulo 4

## Modelos matemáticos para a simulação de supercondutores

Esse capítulo apresenta as modelagens para a simulação de supercondutores. O primeiro modelo proposto, baseado nas equações de London, utiliza o Método de Elementos Finitos (MEF) para a resolução direta dessas equações. Essa abordagem possui eficácia, quando se realizam simulações para supercondutores que estejam no estado Meissner. A segunda abordagem proposta modela os supercondutores através do modelo de estado crítico, apresentando duas formas distintas para o cálculo da força de levitação. Serão simulados casos para o supercondutor resfriado na ausência de campo magnético, ou seja, em ZFC.

### 4.1 Modelo linear para o cálculo da força de levitação em supercondutores

#### 4.1.1 Aplicação do MEF para resolução das Equações de London - Modelagem linear

Nesta seção será apresentada a aplicação da modelagem do supercondutor pelas equações de London, conforme descrição apresentada no capítulo 2, agora implementada pelo Método de Elementos Finitos. O problema será solucionado através

da utilização do potencial vetor magnético como incógnita. Essa abordagem é adotada devido à simplicidade apresentada nas simulações bidimensionais, resultando como único grau de liberdade do problema o potencial vetor magnético numa determinada direção. Para os casos axissimétricos, este grau de liberdade é o potencial vetor magnético na direção azimutal, enquanto que nas simulações 2D de profundidade unitária será o potencial vetor magnético numa direção perpendicular ao plano dos campos. Através da obtenção do potencial vetor magnético para a equação 2.17 ( $\nabla^2 \vec{A} = \frac{1}{\lambda_L^2} \vec{A}$ ) é possível encontrar indiretamente as outras grandezas físicas. A equação de Helmholtz pode ser encontrada em programas comerciais nos módulos eletromagnéticos [91] e [92]. Nessa etapa do trabalho, adotou-se o programa COMSOL [91] devido à sua grande simplicidade para aplicação da modelagem linear aqui proposta. Outros programas, como por exemplo o ANSYS [92], apresentam maior complexidade para tal aplicação, devido a não aceitarem o número complexo ( $j$ ). Para o COMSOL, a equação a ser resolvida no módulo eletromagnético para a análise harmônica é:

$$j\omega\sigma\vec{A} + \nabla \times (\mu^{-1}\nabla \times \vec{A} - \vec{M}) - \sigma\vec{v} \times (\nabla \times \vec{A}) = \vec{J}_a, \quad (4.1)$$

onde  $j = \sqrt{-1}$ ,  $\omega$  é a frequência angular,  $\sigma$  é a condutividade elétrica,  $M$  é a magnetização,  $v$  é a velocidade e  $J_a$  é a densidade de corrente elétrica aplicada. A equação 4.1 pode ser reduzida à equação 2.17 atribuindo-se os seguintes valores às constantes:  $J_a = 0$ ,  $v = 0$ ,  $M = 0$  e  $j\omega\sigma = \frac{1}{\lambda_L^2}$ . Esta solução será assim implementada para a região do supercondutor. Para outros meios que não sejam pertencentes ao HTS, usa-se a formulação convencional do programa.

Para as primeiras simulações realizadas, devem existir 3 domínios diferentes: o supercondutor, o vácuo e uma região com corrente elétrica azimutal (responsável por produzir o campo magnético aplicado no supercondutor). Assim, torna-se necessário ajustar o valor das constantes da equação 2.17 para atender a cada um desses domínios, de forma que se tenha uma modelagem correta. Então, é preciso anular os termos de 2.17 que não existem na modelagem de um dado domínio e ajustar o valor dos demais termos nesse domínio. Por exemplo, no interior do supercondutor  $\lambda_L$  deve ter um valor conhecido, enquanto que na região externa ao supercondutor deve apresentar um valor infinito. Procedendo dessa forma o programa deverá resolver a equação de London (equação 2.17) para o interior do supercondutor, a equação

de Laplace ( $\nabla^2 \vec{A} = \vec{0}$ ) para a região do vácuo e a equação de Poisson ( $\nabla^2 \vec{A} = \vec{J}_a$ ) para o domínio da bobina. Os resultados das simulações para a densidade de fluxo magnético e corrente de blindagem em materiais supercondutores (com diversas geometrias), estão apresentados no apêndice C.

### 4.1.2 Cálculo da força de levitação a partir de modelagens lineares do supercondutor

Uma grande motivação para este trabalho é desenvolver uma modelagem que permita descrever de forma eficiente os 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 [64], 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  $\mu_r$  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 terceira possibilidade para se simular um supercondutor no estado Meissner foi apresentada em [80]. Nessa modelagem as equações de London são escritas em função do potencial vetor magnético, originando a equação inhomogênea de Helmholtz, que será resolvida pelo programa COMSOL utilizando o MEF. Nessa seção serão então adotadas duas estratégias lineares para se modelar o supercondutor: permeabilidade magnética nula (com zero numérico) e equações de London. Pretende-se assim realizar uma comparação entre essas duas formas de se modelar o supercondutor para se obter a força de levitação em mancais supercondutores e comparar os resultados com ensaios realizados em protótipos. Para a realização dos testes foram utilizados 16 blocos supercondutores, em forma de paralelepípedos com medidas de aproximadamente  $35\text{mm} \times 35\text{mm} \times 19\text{mm}$ , num arranjo matricial  $4 \times 4$  apresentado na figura 4.1. A configuração utilizada para o rotor magnético do mancal foi o concentrador de fluxo (CF), apresentado na figura 3.11 (a).

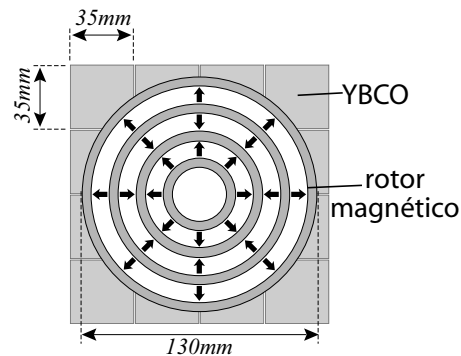


Figura 4.1: Esquema do mancal supercondutor ensaiado.

Na primeira simulação realizada foram feitos cálculos por dois programas comerciais diferente (ANSYS e COMSOL) que usam 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. Realiza-se então uma simulação estática para cada posição do disco, fornecendo os resultados mostrados na figura 4.2. A malha usada nesta simulação e nos próximos casos que serão apresentados, é mostrada no apêndice D, tanto para o COMSOL quanto para o ANSYS. No COMSOL foram simulados 84.330 elementos triangulares, adotando uma tolerância relativa de  $10^{-6}$ . Já no ANSYS foram simulados 10.519 elementos quadriláteros e a tolerância relativa adotada foi de  $10^{-3}$ .

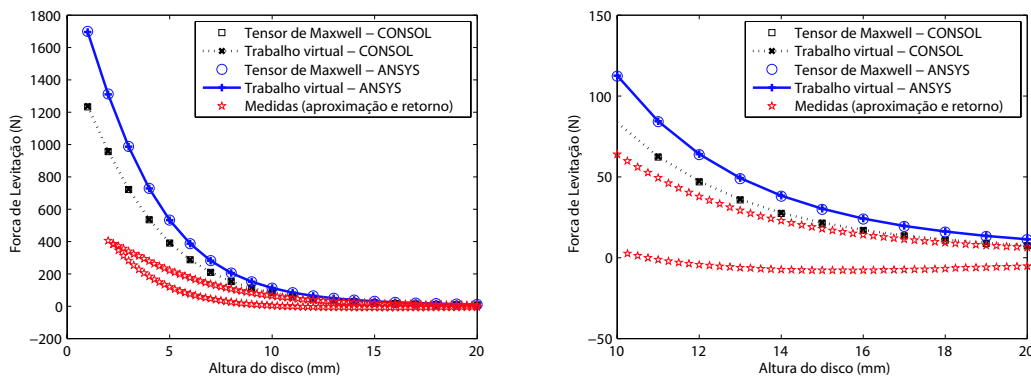


Figura 4.2: Força de levitação para modelagem de  $\mu_R = 10^{-15}$ , para dois programas de cálculos de campos pelo MEF.

Como pode ser observado pela figura 4.2 os resultados de força fornecidos pelos dois programas de MEF são similares, além dos 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. Os resultados de força fornecido pelo COMSOL, para esse tipo de modelagem, se aproximaram mais das medidas realizadas. As medidas de força apresentadas foram realizadas apresentando 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 por esta modelagem.

A modelagem do supercondutor pelas equações de London, apesar de ser bastante simples, é capaz de representar a supercondutividade de forma mais próxima da realidade do que a consideração de  $\mu = 0$ . Essa modelagem prevê a penetração do campo magnético numa certa região do material, conforme o valor adotado para a profundidade de penetração de London ( $\lambda_L$ ). Alguns resultados simulados para



diversos casos de geometrias distintas estão apresentados no apêndice C. Para o YBCO, a profundidade de penetração a 0K é  $\lambda_L = \lambda_0 = 150\text{nm}$  [77]. Entretanto, quando a temperatura do HTS se aproxima de  $T_c$  esse valor aumenta consideravelmente [78]. Como a modelagem pelas equações de London baseia-se na indução de correntes de blindagem, também é possível calcular a força de levitação a partir das forças de Lorentz. Para uma verificação da influência da profundidade de penetração na modelagem do supercondutor, serão analisados três valores distintos de  $\lambda_L$ :  $3 \cdot 10^{-3}\text{m}$ ,  $3 \cdot 10^{-4}\text{m}$  e  $3 \cdot 10^{-5}\text{m}$ .

A figura 4.3 apresenta os resultados para  $\lambda_L=3 \cdot 10^{-3}\text{m}$ . Como pode ser observado para as maiores alturas do disco, a força de levitação pelo modelo de London (pelos métodos do tensor de Maxwell e do trabalho virtual) é inferior ao valor da força medida e a calculada pelo modelo do diamagnetismo perfeito (usando os mesmos métodos). Já o método da força de Lorentz apresentou uma força superior às demais, indicando uma divergência desses resultados. Essa metodologia também apresentou divergência nos resultados de força para alturas pequenas (inferiores a 14mm), mostrando que a tentativa da penetração do fluxo magnético através da consideração de valores exagerados de  $\lambda_L$  é ineficaz.

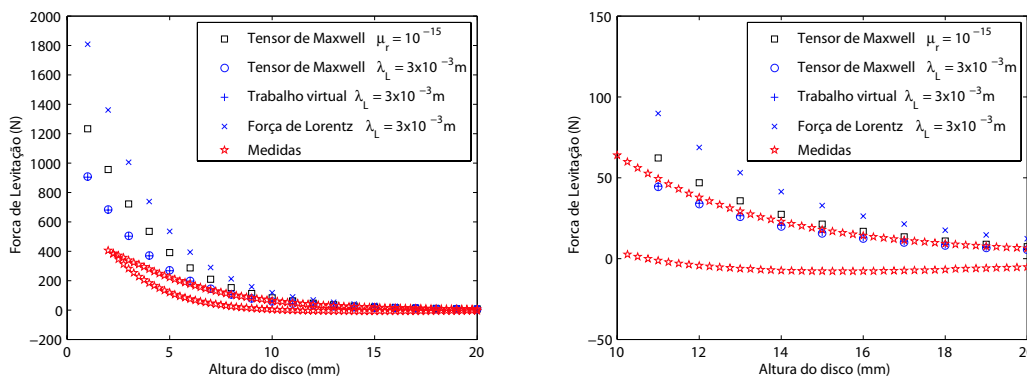


Figura 4.3: Força de levitação para modelagem de  $\mu_R = 10^{-15}$  e para a modelagem pelas equações de London com  $\lambda_L = 10^{-3}\text{m}$ .

Para  $\lambda_L=3 \cdot 10^{-4}\text{m}$ , que apresenta uma redução de  $\lambda_L$  de um fator 10 em relação à simulação anterior, os resultados do modelo de London continuam divergindo das medidas de força para as menores alturas (inferiores a 14mm), conforme mostra a figura 4.4. Entretanto, para as alturas superiores a 14mm, esses resultados passaram a convergir com as medidas de força e com as previsões dos cálculos pelo modelo do

diamagnetismo perfeito. Estes resultados não apresentam diferença significativa aos cálculos obtidos para  $\lambda_L=3 \cdot 10^{-3}m$ . Novamente a previsão feita pelo cálculo através da força de Lorentz ficou muito acima do resultado obtido pelas medidas.

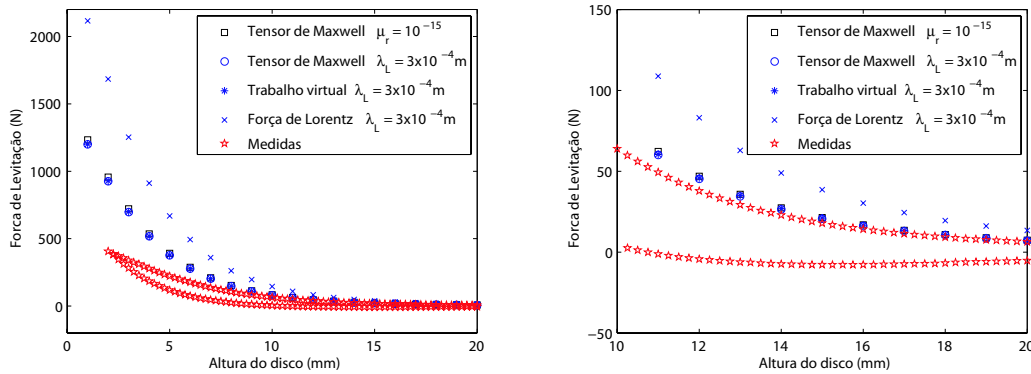


Figura 4.4: Força de levitação para modelagem de  $\mu_R = 10^{-15}$  e para a modelagem pelas equações de London com  $\lambda_L = 10^{-4}m$ .

A última simulação realizada para a modelagem utilizando as equações de London, considera  $\lambda_L=3 \cdot 10^{-5}m$ , que é um valor mais próximo da realidade para a profundidade de penetração do YBCO na temperatura de 77K. Os resultados para essa profundidade de penetração são apresentados na figura 4.5. Observando com atenção essa figura é possível concluir que os cálculos da força a partir da modelagem de London utilizando o tensor de Maxwell e o trabalho virtual estão muito próximos dos resultados pela modelagem do diamagnetismo perfeito. Isso prova que quando  $\lambda_L \rightarrow 0$  a modelagem de London se aproxima da modelagem do diamagnetismo perfeito, apresentando uma exclusão total do fluxo magnético no interior do supercondutor. Como as regiões onde fluem as correntes de blindagem diminuíram significativamente, agora a corrente passa a fluir no material apenas numa “capa” do material. Isso reduz também o valor da força calculada pelo método das forças de Lorentz, permitindo concluir que possivelmente as correntes de blindagem foram calculadas incorretamente pelo programa de MEF (COMSOL), dada a necessidade de maior refinamento da malha para as prever corretamente. Então, os elementos da borda do HTS deveriam ter comprimento da ordem de 10% do valor de  $\lambda_L$ .

Sobre a utilização das equações de London para o cálculo da força de levitação de mancais supercondutores é possível concluir que os resultados apenas convergem com as medidas nos casos onde a altura do disco é superior a 14mm. Uma justifica-

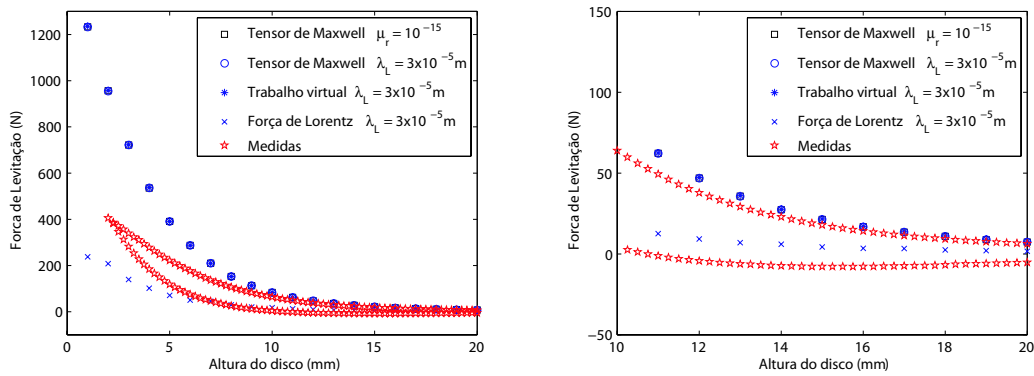


Figura 4.5: Força de levitação para modelagem de  $\mu_R = 10^{-15}$  e para a modelagem pelas equações de London com  $\lambda_L = 10^{-5}m$ .

tiva para tal acontecimento é a baixa magnitude do campo externo do rotor nessa distância, de forma que a presença dos vórtices nesses blocos supercondutores não sofre grande influência para campos externos dessa magnitude. Assim, pode se tratar o supercondutor como se ele estivesse no estado Meissner completo desprezando a quantidade de vórtices presentes no material. Esses resultados (para  $\lambda_L \rightarrow 0$ ) também coincidem com as simulações realizadas considerando o supercondutor como um diamagneto perfeito ( $\mu_r = 0$ ), constatando as estimativas sobre as limitações que essa modelagem apresenta.

## 4.2 Determinação da densidade de corrente crítica em um supercondutor

A determinação da densidade de corrente crítica ( $J_c$ ) em um bloco supercondutor é uma etapa fundamental para a implementação da simulação da força de levitação pelo equacionamento a partir do modelo de estado crítico. Nesta seção será apresentada uma nova técnica para a determinação de  $J_c$ . Apesar de ser bastante simples, esta técnica permite que se estime  $J_c$  com boa exatidão. Dois blocos supercondutores cilíndricos de YBCO texturizados por fusão semeada foram caracterizados por esta técnica:

**C10** - com 28mm de diâmetro e 10mm de altura (adquirida da Can Superconductors [93]) e

**200D** - com 25mm de diâmetro e 9mm de altura (produzida no *Texas Center for Superconductivity at the University of Houston*).

Para a determinação de  $J_c$  aplicou-se na amostra supercondutora um campo externo homogêneo, quando a mesma estava na temperatura ambiente, efetuando em seguida a sua refrigeração num banho de nitrogênio líquido. Após a transição da amostra para o estado supercondutor, retirou-se completamente o campo externo (em menos de 5 segundos) e mapeou-se a densidade de fluxo magnético perpendicularmente ao plano ab, ou seja, na direção c. Este procedimento visa obter um campo aprisionado no supercondutor. O mapeamento foi realizado com a ponteira Hall situada numa distância de 1mm da face da amostra. Para a produção do campo externo utilizou-se um eletromagneto da Lake Shore, modelo EM4-HV (alimentado por uma fonte de corrente Lake Shore modelo 662), capaz de aplicar em seu entreferro um campo de 1,74T para um entreferro de aproximadamente 15mm e uma corrente máxima de 70A através do enrolamento, conforme apresentado na figura 4.6.

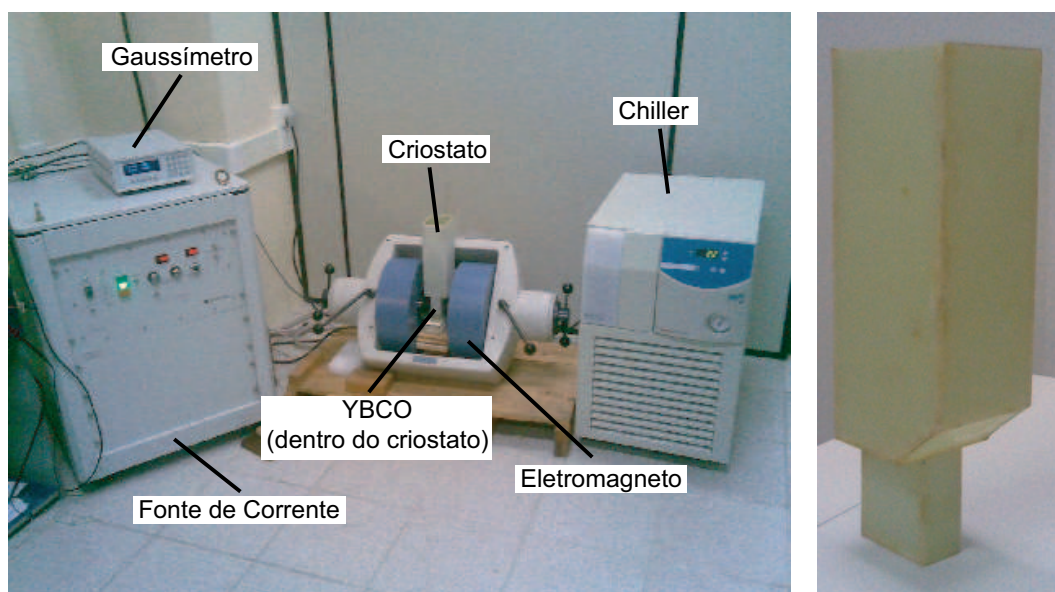


Figura 4.6: Sistema experimental usado para o aprisionamento do campo no supercondutor. Destaque à direita para o criostato em G10 utilizado nas medidas.

O primeiro problema para a identificação de  $J_c$  é identificar se o campo externo aplicado ao supercondutor é suficientemente grande para saturar o campo aprisionado pela amostra. Para verificar tal questão, aplicou-se no supercondutor um

campo externo (cada teste com uma diferente magnitude de indução magnética aplicada) e mediu-se em uma única direção o campo aprisionado no HTS. Os resultados do campo aprisionado para estes testes para a amostra C10 são apresentados na figura 4.7.

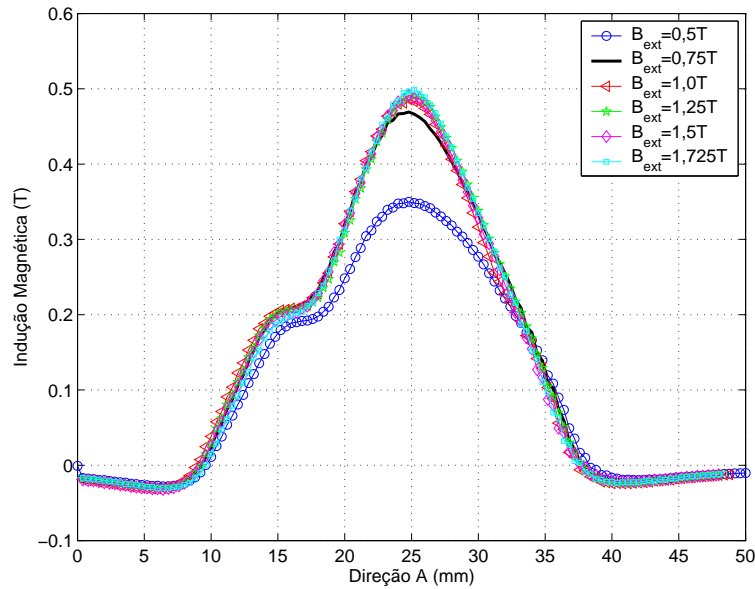


Figura 4.7: Mapeamento 1D do campo aprisionado na amostra C10 a uma distância de 1mm do disco na temperatura de 77K. O centro da amostra está na posição 25mm.

Para melhor verificar as propriedades da amostra é necessário o mapeamento em duas dimensões (2D), medindo o campo numa direção perpendicular ao plano da amostra de YBCO. A figura 4.8 mostra o campo aprisionado pela amostra C10, quando submetida ao FC num campo externo homogêneo de 1,2T. Os resultados apresentados na figura 4.8 confirmam que houve um crescimento dos cristais na amostra ligeiramente não uniforme, devido à não simetria medida no mapeamento do campo aprisionado. Este fato também pode ser observado pelo resultado do campo mapeado em uma única dimensão, conforme apresentado anteriormente na figura 4.7. Entretanto, estes resultados não permitem que se considere esta amostra como sendo de má qualidade. Para uma amostra onde há um crescimento perfeitamente homogêneo dos cristais, a densidade de fluxo magnético na direção axial deve apresentar simetria em relação a este eixo.

Uma vez que se saiba que o campo aprisionado possui o valor máximo na temperatura em questão, considera-se que o supercondutor está no estado crítico. A

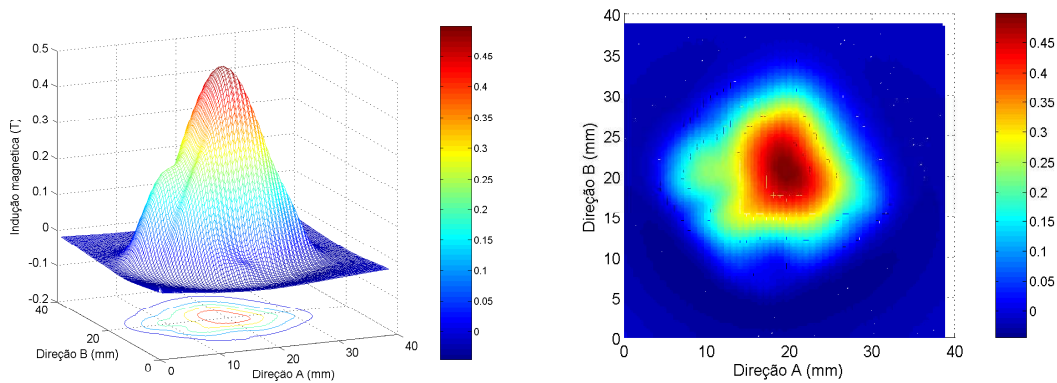


Figura 4.8: Mapeamento 2D do campo aprisionado na amostra C10 a uma distância de 1mm do disco, para um campo externo aplicado de 1,2T.

aproximação mais simples para a determinação de  $J_C$  é aplicar o modelo de Bean [43] [44]. Então, considera-se que o supercondutor é um disco com permeabilidade magnética relativa unitária e que está sendo percorrido por uma densidade de corrente elétrica sem perda na direção azimutal. Caso seja impossível aprisionar mais campo no material, esta densidade de corrente que percorre o disco será considerada como sendo  $J_C$ . Usando-se um programa de cálculo de campos pelo MEF, arbitra-se um primeiro valor para a densidade de corrente ( $J_{teste}$ ) que circula em um disco (na direção azimutal) com as mesmas dimensões do bloco supercondutor. No pós-processamento da simulação, determina-se o valor da densidade de fluxo magnético ( $B_{teste}$ ) em um ponto sobre o centro do disco, que deve estar a uma mesma distância (na direção axial) da medida do mapeamento. Como neste caso a relação entre a densidade de corrente e a densidade de fluxo magnético será linear, multiplicando o resultado da indução magnética medido neste ponto por  $J_{teste}$  e dividindo por  $B_{teste}$ , obtém-se o valor de  $J_C$ . Para verificar se o resultado está coerente, pode ser feita uma nova simulação pelo MEF, aplicando o valor de  $J_C$  recém calculado no lugar de  $J_{teste}$ . Os resultados do mapeamento feitos em duas direções perpendiculares e da simulação pelo MEF para um  $J_C$  de  $9,5 \times 10^7 \text{ A/m}^2$ , realizados para a amostra C10, estão apresentados na figura 4.9.

Como pôde ser observado na figura 4.9, os resultados do campo mapeado e da simulação para a densidade de corrente elétrica crítica determinada para o supercondutor apresentaram uma grande concordância. O mesmo procedimento adotado para a amostra C10, foi também aplicado no supercondutor 200D. Os resultados do

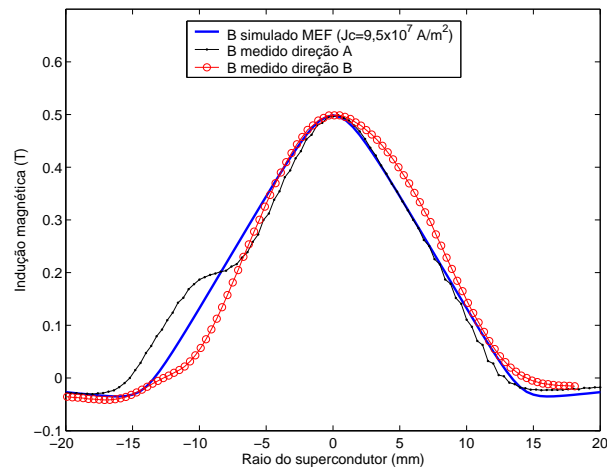


Figura 4.9: Comparação entre o campo aprisionado em duas direções perpendiculares e simulação feita por elementos finitos para uma densidade de corrente de  $9,5 \times 10^7 \text{ A/m}^2$  aplicada na amostra C10. O centro da amostra está na posição 0mm.

mapeamento do campo aprisionado a uma distância de 1mm acima da amostra, para uma indução magnética aplicada de 1,2T, estão apresentados na figura 4.10. Pode ser observado que esta amostra também apresenta alguma pequena irregularidade no crescimento dos cristais durante o processo de produção.

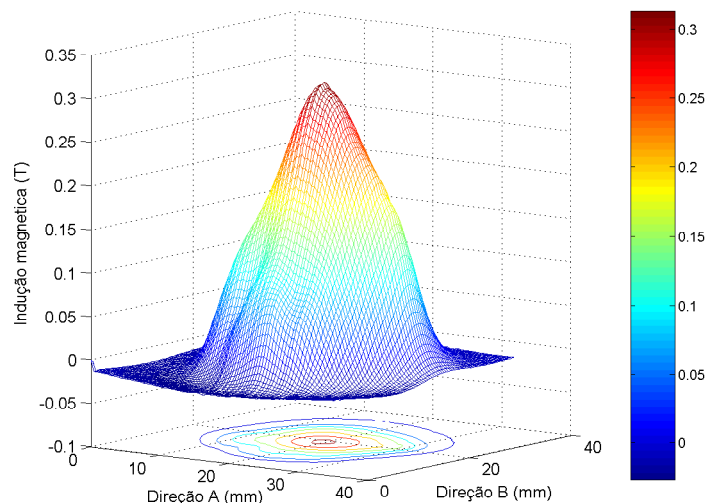


Figura 4.10: Mapeamento 2D do campo aprisionado na amostra 200D a uma distância de 1mm do disco, para um campo externo aplicado de 1,2T.

A densidade de fluxo magnético mapeada em duas direções perpendiculares (direções  $a$  e  $b$ ) e a calculada pelo MEF para uma densidade de corrente elétrica de  $6,9 \times 10^7 \text{ A/m}^2$  estão apresentadas na figura 4.11. Comparando os resultados de  $J_C$

para as amostras C10 e 200D, observa-se que para a segunda amostra não houve uma convergência tão boa entre os valores medidos e os cálculos como ocorreu para a amostra C10.

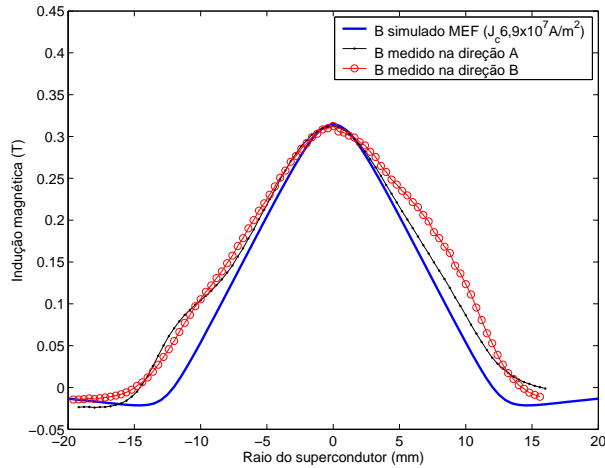


Figura 4.11: Comparação entre o campo aprisionado em duas direções perpendiculares e simulação feita por elementos finitos para uma densidade de corrente de  $6,9 \times 10^7 \text{ A/m}^2$  aplicada na amostra 200D. O centro da amostra está na posição 0mm.

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

### 4.3.1 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:

$$\vec{J} \times \vec{B} - F_p \frac{\vec{v}}{|\vec{v}|} = \vec{0}, \quad (4.2)$$



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

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

$$\vec{E} = \vec{B} \times \vec{v}. \quad (4.3)$$

Para ilustrar melhor essa situação, é apresentada uma placa com apenas um fluxóide na figura 4.12, 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 4.2 e 4.3 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:

$$\vec{J} = J_c(|\vec{B}|) \frac{\vec{E}}{|\vec{E}|} \quad \text{se} \quad |\vec{E}| \neq 0. \quad (4.4)$$

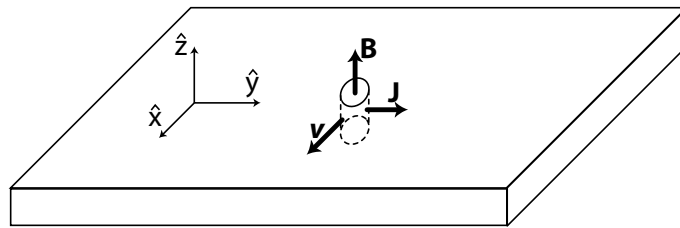


Figura 4.12: Fluxóide numa placa supercondutora e grandezas vetoriais que nele atuam.

Pela relação 4.4, 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 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 [94]:

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

**ii:** e o modelo de Matsushita [95]:

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

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:

$$\frac{\partial \vec{J}}{\partial t} = \vec{0} \quad \text{se} \quad |\vec{E}| = 0. \quad (4.5)$$

A propriedade da histerese presente nos supercondutores do tipo II é representada pela relação 4.5. As equações 4.4 e 4.5 juntas, descrevem o comportamento  $\vec{E} - \vec{J}$  do supercondutor e são responsáveis por introduzir a não linearidade do problema. A relação 4.5 é similar à equação da condutividade perfeita deduzida pelos irmãos London (equação 2.5).

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:

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H}. \quad (4.6)$$

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

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}; \quad (4.7)$$

Lei de Ampère

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{J}; \quad (4.8)$$

Lei de Gauss para o Magnetismo

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0; \quad (4.9)$$

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

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H}; \quad (4.10)$$

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

$$\vec{J} = J_c(|\vec{B}|) \frac{\vec{E}}{|\vec{E}|} \quad \text{se } |\vec{E}| \neq 0, \quad (4.11)$$

$$\frac{\partial \vec{J}}{\partial t} = \vec{0} \quad \text{se } |\vec{E}| = 0. \quad (4.12)$$

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 4.11 e 4.12, 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.

### 4.3.2 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:

$$\vec{B} = \nabla \times \vec{A}. \quad (4.13)$$

As equações que regem a formulação do modelo de estado crítico pelo potencial vetor magnético serão derivadas das relações 4.7 a 4.12. A partir da lei de Faraday (equação 4.7) e da aplicação da relação 4.13 é possível escrever a seguinte relação:

$$\vec{E} = -\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} - \nabla V, \quad (4.14)$$

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  $\phi$ , 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  $\phi$ . 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 4.8) e das relações 4.6 e 4.13 é possível obter:

$$\frac{1}{\mu_0} \nabla \times \nabla \times \vec{A} = \vec{J}. \quad (4.15)$$

Aplicando na equação 4.15 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 4.16. Para os casos particularizados a serem analisados aqui, a densidade de corrente na equação 4.15 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:

$$\nabla^2 A_\phi = -\mu_0 \cdot J_\phi = -\mu_0 \cdot (J_{\phi sc} + J_{\phi ext}), \quad (4.16)$$

onde

$$J_{\phi sc} = J_c(|\vec{B}|) \text{sign}(E) \quad \text{se} \quad E_\phi \neq 0, \quad (4.17)$$

$$\frac{\partial J_{\phi sc}}{\partial t} = 0 \quad \text{se} \quad E_\phi = 0, \quad (4.18)$$

$$E_\phi = -\frac{\partial A_{\phi ext}}{\partial t} - \frac{\partial A_{\phi sc}}{\partial t}. \quad (4.19)$$

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 4.16 pode ser simplificada no domínio supercondutor por [46]:

$$\frac{1}{\mu_0} \left( \nabla^2 - \frac{1}{r^2} \right) A_{\phi tot} = -J_{\phi tot}, \quad (4.20)$$

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

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

$$\frac{1}{\mu_0} \left( \nabla^2 - \frac{1}{r^2} \right) A_{\phi ext} = -J_{\phi ext} = 0, \quad (4.21)$$

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

$$\nabla^2 \equiv \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{\partial}{\partial z}. \quad (4.22)$$

### 4.3.3 Implementação numérica para solução iterativa num programa de MEF

Para a implementação numérica da simulação dos supercondutores, utilizou-se a modelagem a partir do potencial vetor magnético, apresentada na seção 4.3.2. A abordagem realizada foi originalmente proposta por Sugiura *et al* [61] e visa um método iterativo em num programa de cálculo de campos que utiliza o método de

elementos finitos. Utiliza-se uma metodologia iterativa para as equações 4.16 a 4.19, para se calcular a densidade de corrente induzida no supercondutor, a partir da variação temporal do potencial vetor magnético. A modelagem adotada trata o supercondutor como um material cuja permeabilidade magnética relativa é unitária e que apresenta uma determinada densidade de corrente elétrica de blindagem. Essa corrente que circula no supercondutor é induzida conforme a previsão realizada pelo modelo de estado crítico. Para que as correntes de blindagem sejam induzidas é necessário que o campo magnético externo esteja variando (no tempo ou no espaço), o que ocorre devido a aproximação da fonte de campo do supercondutor, conforme mostra a figura 4.13. Uma vez que as correntes elétricas são induzidas no material deve surgir uma força eletromagnética entre o supercondutor e as fontes de campo magnético. A principal dificuldade nessa modelagem é a convergência dos resultados para determinação da densidade de corrente elétrica de blindagem no supercondutor ( $J_{\phi sc}$ ).

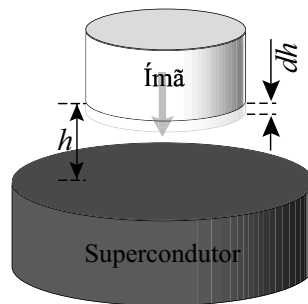


Figura 4.13: Ímã permanente colocado sobre um supercondutor para ilustrar o procedimento de simulação. A distância vertical inicial entre o ímã e a amostra é  $h$ , que após o intervalo de tempo  $\Delta t$  é reduzido em  $dh$ .

A primeira etapa no processo é calcular a variação do potencial vetor magnético externo, para então obter o campo elétrico no material, que será determinado com o auxílio da relação 4.19. Considerando uma velocidade relativa  $v = dh/dt$  (figura 4.13) entre o supercondutor e o ímã, determina-se o valor do potencial vetor magnético no interior do supercondutor para as posições  $h$  (distância vertical entre o ímã e a amostra) e  $h - dh$  (nova altura após incremento infinitesimal), através de duas simulações magnetostáticas em posições consecutivas. A simulação deve ser iniciada numa determinada posição  $h$ , na qual ainda não existam correntes de blindagem no supercondutor. Os valores dos potenciais vetor magnético em cada elemento “e” do

interior do supercondutor para as duas posições simuladas ( $h$  e  $h - dh$ ) são armazenados em tabelas (com índice em  $e$ ) para cálculos futuros. É feita então a seguinte operação:

$$\Delta A_{\phi_{ext}}^e = A_{\phi_{ext}}^e(h) - A_{\phi_{ext}}^e(h - dh). \quad (4.23)$$

Para se encontrar o valor do campo elétrico ainda é necessário que se utilize um critério de corrente crítica  $\varepsilon_E$ , que é um termo responsável por determinar em quais elementos do HTS o campo elétrico será, ou não, nulo. O critério de corrente crítica é obtido pela seguinte relação:

$$\varepsilon_E \equiv \kappa \cdot dt = \kappa \cdot \frac{dh}{v}, \quad (4.24)$$

onde  $\kappa$  é uma constante arbitrária que dever ser cuidadosamente escolhida para que a solução do problema possa convergir. Como o campo elétrico deve ser nulo no elemento  $e$  quando a variação do potencial vetor magnético total ( $\Delta A_{\phi_{tot}}^e = \Delta A_{\phi_{ext}}^e - \Delta A_{\phi_{sc}}^e$ ) for muito pequena, usa-se então a seguinte relação como fator de corte:

$$|\Delta A_{\phi_{tot}}^e| < \varepsilon_E, \quad (4.25)$$

onde os elementos que apresentarem valores de  $\Delta A_{\phi_{tot}}^e$  pertencentes ao intervalo acima terão campo elétrico nulo. Esses elementos devem conseqüentemente obedecer à relação 4.18 e se enquadrarão na condição  $\frac{\partial J_{\phi_{sc}}}{\partial t} = 0$ , preservando o valor anterior da densidade de corrente no elemento.

Para saber quais os elementos que apresentam um valor significativo de  $\Delta A_{\phi_{tot}}^e$ , utiliza-se a seguinte condição:

$$|\Delta A_{\phi_{tot}}^e| \geq \varepsilon_E. \quad (4.26)$$

Nesses elementos o campo elétrico não deve ser nulo e deve se aplicar, na próxima iteração, uma densidade de corrente elétrica  $J_{\phi_{sc}}^e = \pm J_c$ . A determinação do sinal de  $E_\phi$  deve ser feita para se avaliar qual o sentido da densidade de corrente de blindagem no supercondutor, conforme a condição imposta pela relação 4.17. Finalmente, observa-se a cada passo de iteração, quais elementos satisfazem a razão  $\frac{\Delta A_{\phi_{sc}}}{A_{\phi_{sc}}}$ , quando esta se torna inferior a um segundo critério de convergência  $\varepsilon$ . Caso a relação não seja obedecida, é necessário um passo na posição  $dh$  inferior ao que havia sido aplicado. Esse procedimento será repetido até que se obtenha a convergência na solução. A escolha adequada de  $\varepsilon_E$  e  $\varepsilon$  é fundamental para que o problema possa convergir.

Através da aplicação dos procedimentos anteriores, é possível determinar as regiões (elementos) em que circulará a corrente de blindagem. Essa densidade de corrente é imposta a partir da aplicação de 4.17. O tipo de modelo de estado crítico adotado é definido após a determinação do campo elétrico, assim como o valor para a densidade de corrente crítica  $J_c$ . Se for adotado o modelo de Bean [43] [44], essa densidade de corrente deve ser constante. Se outros modelos mais sofisticados forem utilizados, deve haver a introdução da dependência da densidade de corrente com a indução magnética no elemento. Isso pode ser feito com os modelos de Kim [94] ou de Matsushita [95].

Após a realização das etapas anteriores, deve-se ainda simular novamente o sistema para a posição  $h - dh$ , agora com a aplicação da corrente de blindagem que foi calculada para o supercondutor. O processamento é feito agora resolvendo a equação de Poisson ( $\nabla^2 A_\phi = -\mu_0 \cdot J_\phi$ ) para um caso geral, que no caso das simulações bidimensionais com simetria axial é reduzida à equação 4.20. Assim, após o cálculo da distribuição de campo no supercondutor, agora com a presença da corrente de blindagem, pode ser feito um pós-processamento para o cálculo da força eletromagnética no supercondutor, da corrente de blindagem, etc. Podem ser utilizados três procedimentos diferentes para calcular a força que atua no supercondutor: o tensor de Maxwell, o trabalho virtual e a força de Lorentz. Todo esse procedimento descrito acima permite obter a força no supercondutor para uma única posição. Caso se deseje obter a força para outra posição, deve se realizar o procedimento descrito nos parágrafos acima novamente, considerando agora as novas posições. Os resultados da implementação numérica para a modelagem aqui apresentada serão mostrados mais adiante.

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

Esta seção apresenta uma outra abordagem para a simulação da força de levitação entre ímãs e HTS. Este segundo método apresentado 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 [66] [67] que, ao invés de tentar



resolver iterativamente as equações 4.16 a 4.19 (como realizado na seção anterior), 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 4.16 e 4.19. Para realizar esta tarefa, aplica-se o princípio da superposição ao problema [96], 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 4.16) como:

$$\nabla^2 A_{\phi_{sc}} = -\mu_0 \cdot J_{\phi_{sc}}. \quad (4.27)$$

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 4.27 e uma função de Green apropriada [46] ou por matrizes geradas a partir de múltiplas soluções da equação de Poisson pelo MEF para as condições de contorno adequadas [96]. 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:

$$[A_{\phi sc}]_{N \times 1} = [M]_{N \times N} \times [J_{\phi sc}]_{N \times 1}. \quad (4.28)$$

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 recalculá-la  $[M]$ . 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 4.28 na relação 4.19 e aplicando o método das diferenças finitas para a “discretização” temporal, obtém-se uma expressão para o campo elétrico pela formulação A-V:

$$[E_{AV}^t] = [E_{\phi}^t] = -\frac{[M] \times ([J_{\phi sc}^t] - [J_{\phi sc}^{t-1}])}{\Delta t} - \frac{[A_{\phi ext}^t] - [A_{\phi ext}^{t-1}]}{\Delta t}. \quad (4.29)$$

A equação 4.29 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 4.16 e 4.17). 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:

$$E_{EC}^t(e) = E_{\phi}^t(e) \quad se \quad |J_{\phi sc}^t(e)| = J_c, \quad (4.30)$$

$$E_{EC}^t(e) = 0 \quad se \quad 0 < |J_{\phi sc}^t(e)| \leq J_c. \quad (4.31)$$

A diferença existente entre o campo elétrico obtido pela formulação A – V ( $E_{AV}$  na equação 4.29) e o campo elétrico calculado pelo modelo de estado crítico ( $E_{EC}$

nas equações 4.30 e 4.31) 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:

$$[ERRO]_{N \times 1} = [E_{EC}]_{N \times 1}^t - [E_{AV}]_{N \times 1}^t. \quad (4.32)$$

Para a solução da relação 4.32 define-se então um critério de convergência  $\epsilon$ , de forma que se todos os termos de  $[ERRO]_{N \times 1}$  forem inferiores a esta constante  $\epsilon$ , ocorre a convergência do problema. O algoritmo usado para resolver 4.32 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  $\Delta J_{sc}$  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 4.14.

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

$$F_y = \int_V J_{\phi sc} \times B_{\rho tot} dV, \quad (4.33)$$

onde  $V$  é o volume e  $B_{\rho tot}$  é a densidade de fluxo magnético total no supercondutor. No trabalho de D. Ruiz-Alonso [67] [66], este cálculo é feito considerando apenas o campo produzido pelo ímã ( $B_{\rho ext.}$ ), 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:

$$[F_z(t)]_{N \times 1} = [J_{\phi sc}(t)]_{N \times 1} \cdot ([B_{\rho ext.}(t)]_{N \times 1} + [B_{\rho sc}(t)]_{N \times 1}) \cdot [Vol.]_{N \times 1}, \quad (4.34)$$

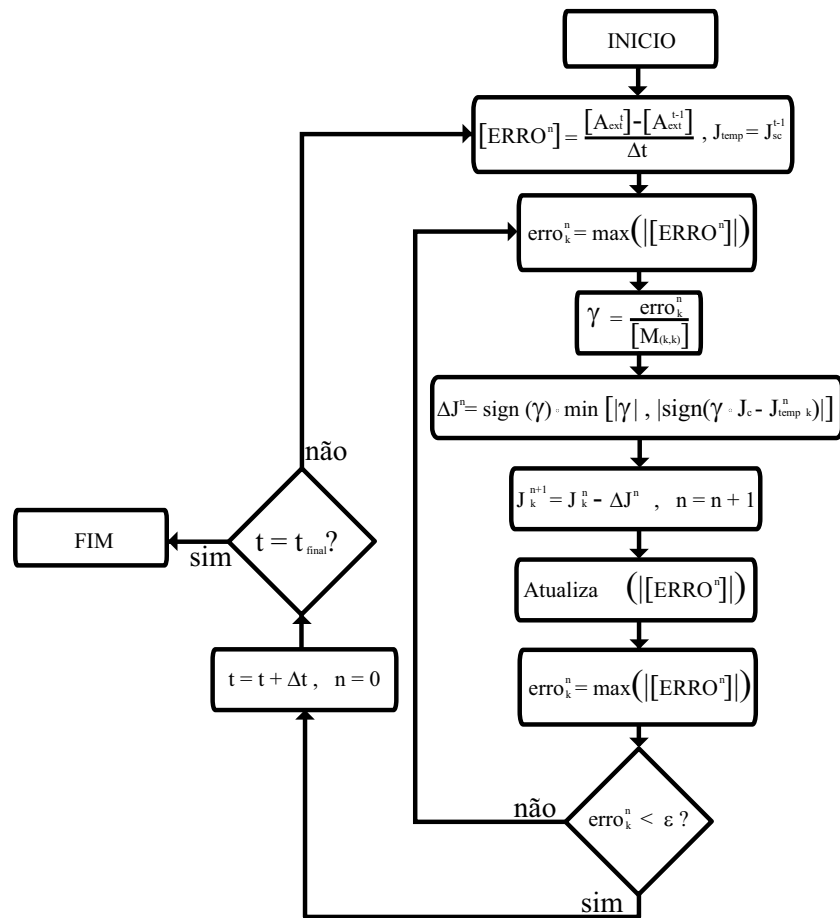


Figura 4.14: Fluxograma com o algoritmo para o cálculo de  $J_{sc}$  no supercondutor apresentando a discretização temporal.

onde “.” 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.

### 4.3.5 Medição da força de levitação entre um ímã e um supercondutor

Como já comentado anteriormente na seção 4.1.2, a força de levitação em supercondutores apresenta um efeito histerético. Usando o sistema de medidas apresentado na seção 3.1 foi feita a medida da força de levitação entre um ímã em forma de disco e um supercondutor com a mesma geometria. O ímã permanente de Nd-Fe-B possui 22mm de diâmetro e 10mm de altura. Para este magneto, cujo fornecedor não informou a liga do material utilizado na confecção, as medidas da densidade de fluxo

magnético (na direção axial) na face do ímã mostraram que no centro  $B=440\text{mT}$  e nas proximidades da borda  $B$  apresenta um valor médio de  $450\text{mT}$ . Nos ensaios realizados colocou-se o ímã inicialmente a uma distância vertical de  $50\text{mm}$  do supercondutor. Após resfriar o HTS, aproximou-se o ímã do bloco de YBCO a uma velocidade constante de  $1,25\text{mm/s}$ . Quando a altura mínima de  $0,5\text{mm}$  foi alcançada, o sentido de deslocamento do ímã foi então invertido. Este tipo de ensaio é conhecido como medida em ZFC (*zero field cooling*), que significa resfriamento na ausência de campo. Então, usando a técnica descrita para testes em ZFC, realizaram-se ensaios da força de levitação nas amostras C10 (altura= $10\text{mm}$ , diâmetro= $28\text{mm}$ ) e 200D (altura= $9\text{mm}$ , diâmetro= $25\text{mm}$ ), cujo resultado é apresentado na figura 4.15.

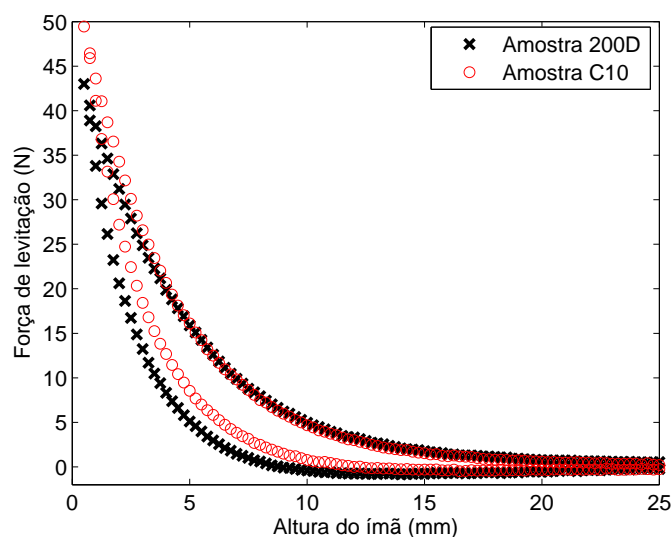


Figura 4.15: Medida da força de levitação das amostras C10 e 200D para um ímã com  $22\text{mm}$  de diâmetro e  $10\text{mm}$  de altura. A menor altura corresponde ao espaçamento de  $0,5\text{mm}$ . A temperatura do HTS na medida é de  $77\text{K}$ .

Como pode ser observado na figura 4.15, há uma pequena região na qual a força de levitação medida se torna negativa, indicando que o ímã e o supercondutor estão se atraindo, no retorno do ímã à sua posição inicial (quando o ímã está subindo). Esta atração indica que deve haver uma mudança de sentido na corrente de blindagem no supercondutor, em relação à corrente que aparece no momento da descida. A força de levitação, quando o ímã se aproxima, para a amostra 200D é menor do que a da amostra C10. Entretanto, no retorno do ímã, a amostra 200D apresenta maior força atrativa do que a amostra C10, indicando maior penetração do campo magnético em 200D. Na seção 4.2, foram calculados a partir das medidas de campo

aprisionado, os valores de  $J_c$  para as amostras C10 ( $J_c = 9,5 \times 10^7 A/m^2$ ) e 200D ( $J_c = 6,9 \times 10^7 A/m^2$ ), que explicam a maior penetração de campo na amostra com menor densidade de corrente crítica. O mapeamento da densidade de fluxo magnético nas amostras C10 e 200D, após os ensaios em ZFC, está apresentado nas figuras 4.16 e 4.17.

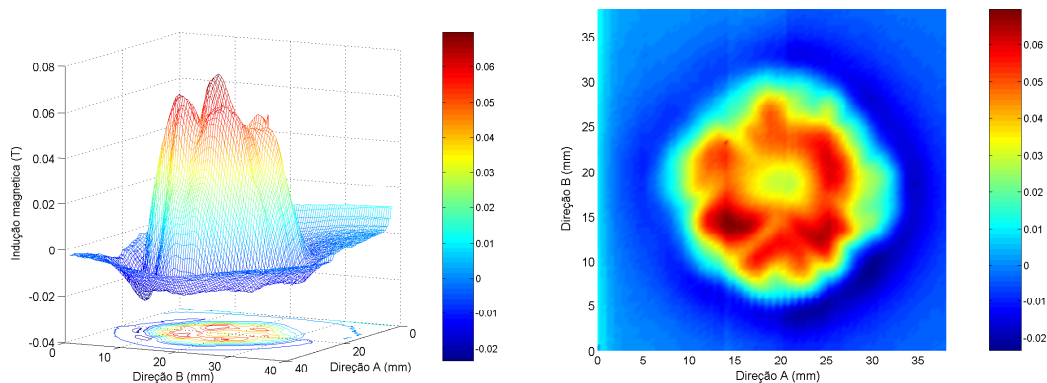


Figura 4.16: Medida da densidade de fluxo magnético aprisionado em C10 mapeado a 1mm da face da amostra após a medida de força em ZFC.

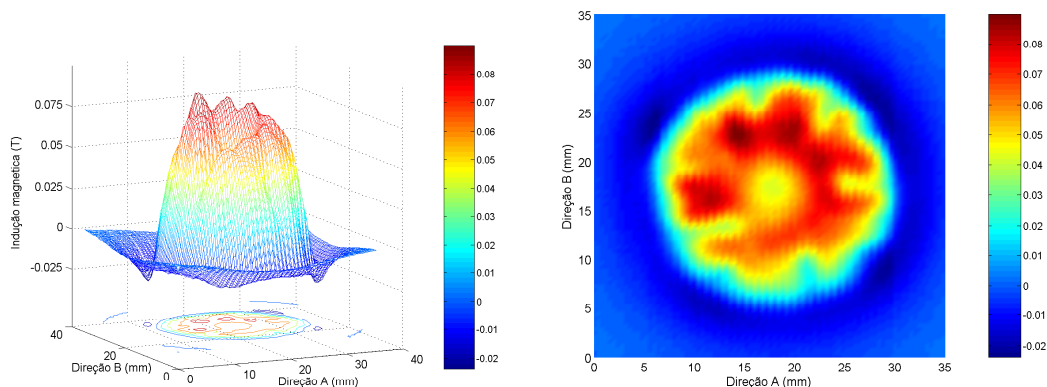


Figura 4.17: Medida da densidade de fluxo magnético aprisionado em 200D mapeado a 1mm da face da amostra após a medida de força em ZFC.

Este ensaio foi feito medindo a indução magnética na direção axial, para uma distância de 1mm da superfície da amostra. Estes resultados também comprovam que houve maior penetração de campo em 200D do que em C10, pois 200D possui menor densidade de corrente crítica. Uma outra observação que pode ser feita sobre os resultados das figuras 4.16 e 4.17 é que houve uma inversão no sentido da corrente que flui no supercondutor no momento do retorno do ímã, evidenciada pelo aparecimento de uma densidade de fluxo magnético em dois sentidos. Esta inversão

de sentido da corrente elétrica no supercondutor é prevista pelo modelo de estado crítico e será responsável pela inclusão do efeito histerético.

### 4.3.6 Simulação da força de levitação de um ímã sobre um supercondutor a partir do modelo não linear

No início deste capítulo, foi apresentado o cálculo da força de levitação entre supercondutores e ímãs por meio de duas modelagens lineares ( $\mu = 0$  e modelo de London), que se mostraram muito limitadas. Essas modelagens, apesar de apresentarem grande simplicidade, mostraram-se ineficientes para calcular a força de levitação, quando a altura do disco de magnetos era inferior a  $14mm$ , pois eram incapazes de tratar o supercondutor como algo diferente de um diamagneto perfeito. Outro agravante apresentado pelas modelagens lineares descritas é que não podiam prever o efeito de histerese existente nos materiais supercondutores. Devido a todos os problemas expostos com as modelagens lineares, tornou-se necessário utilizar outra abordagem, que forneça melhores resultados, para realizar a simulação da força de levitação nos materiais supercondutores.

Duas modelagens distintas, baseadas no modelo de estado crítico, e as respectivas descrições de como implementá-las numericamente foram apresentadas nas seções 4.3.3 e 4.3.4. Alguns resultados de simulações computacionais da força de levitação entre ímãs permanentes e supercondutores serão apresentados nesta seção utilizando essas modelagens não lineares. Esta metodologia visa permitir a realização do cálculo de força para casos como o da medida apresentada na figura 4.15. No próximo capítulo serão apresentados os resultados da simulação da força de levitação para os materiais magnéticos supercondutores.

### Resultados para cálculo iterativo num programa de MEF

O modelo de estado crítico pode ser representado para um supercondutor através das equações 4.16 a 4.19. Para a realização dos cálculos de força usou-se o programa comercial ANSYS. Entretanto, qualquer programa capaz de resolver problemas eletromagnéticos clássicos, como as equações de Poisson e Laplace, poderia ser utilizado

para a resolução das equações do modelo de estado crítico, que são inseridas após a solução clássica do problema no pós-processamento. Os resultados para a simulação da força de levitação em supercondutores (conforme descrição apresentada na seção 4.3.3) são mostrados na figura 4.18. O supercondutor é um disco feito por fusão semeada com 35mm de diâmetro e 15mm de altura, enquanto que o ímã é de Nd-Fe-B com 25mm de diâmetro e 22,5mm de altura [63].

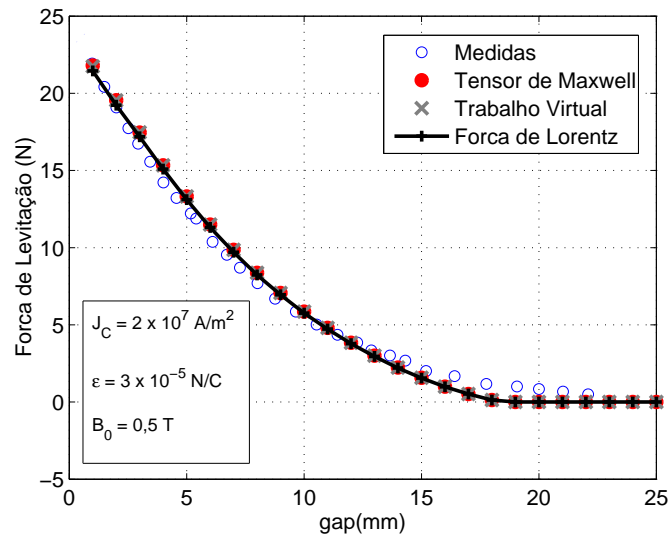


Figura 4.18: Simulação da força de levitação para a aproximação entre um ímã e um supercondutor em ZFC, usando o modelo apresentado na seção 4.3.3.

O programa de elementos finitos utilizado foi o ANSYS e a tolerância relativa adotada foi de  $10^{-3}$  para 3627 elementos quadriláteros. A obtenção dos resultados acima foi feita mediante o ajuste dos seguintes parâmetros:  $J_c = 2 \times 10^7 \text{ A/m}^2$ ,  $B_0 = 0,5 \text{ T}$  (modelo de Kim [94]) e  $\epsilon = 3 \times 10^{-5} \text{ N/C}$  (critério de corrente crítica, que também pode ser escrita em V/m). Mais detalhes desta simulação podem ser encontrados no código fonte usado para a simulação no ANSYS (apêndice E). Estes parâmetros foram ajustados manualmente, por tentativa e erro, até que o resultado fosse satisfatório. Apesar da convergência obtida entre os cálculos realizados e as medidas, esta modelagem apresenta como ponto negativo a necessidade de se realizarem várias simulações até que os parâmetros corretos sejam encontrados. Outro ponto negativo é que o modelo não é capaz de reproduzir corretamente o efeito de histerese na força calculada para o retorno no ímã, após sua aproximação.



### Resultados para cálculo em modelo híbrido MEF/MDF

Nesta seção serão apresentados os resultados das simulações da força de levitação, conforme metodologia apresentada na seção 4.3.4. Esta outra forma de se simular o supercondutor foi aqui implementada devido às limitações apresentadas pela metodologia da seção 4.3.3. As simulações realizadas para um ímã de Nd-Fe-B com 22mm de diâmetro e 10mm de altura (similar ao usado no ensaio de força apresentado na figura 4.15) e um supercondutor com as mesmas dimensões de C10, para diferentes valores de densidades de corrente elétrica, estão apresentadas na figura 4.19 para simulações realizadas com o modelo de Bean ( $J_c = cte$ ). O valor adotado para o critério de convergência ( $\epsilon$ ) para esses resultados foi de  $10^{-6}$  V/m. Foram usados 1260 elementos quadriláteros para a região do HTS e a tolerância relativa adotada para a solução pelo programa de MEF foi de  $10^{-3}$ . Os elementos do ar possuem tamanho da mesma ordem de grandeza dos elementos do HTS em seu contorno. Para as regiões mais afastadas do ímã e do supercondutor, os elementos do ar chegam ser 10 vezes maiores que os dos HTS. Os códigos do ANSYS para a geração das matrizes  $[M]$ ,  $[BX_{SC}]$ ,  $[A_{EXT}]$  e  $[BX_{EXT}]$ , usados para a solução deste problema por esta modelagem, estão apresentados nos apêndices F e G. Já o arquivo para a simulação no tempo pelo MDF (no MATLAB) é mostrado no apêndice H.

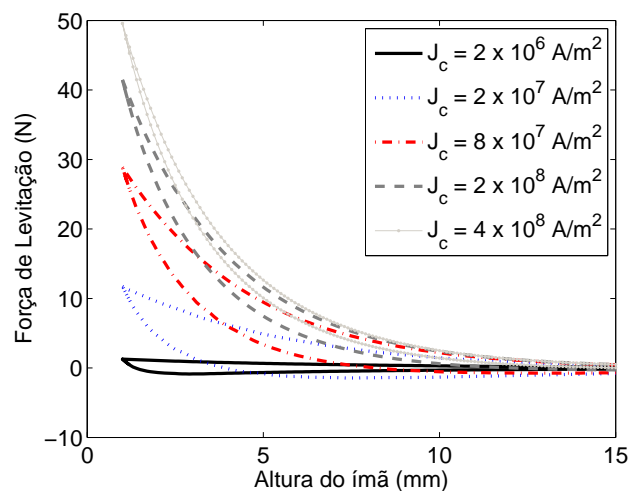


Figura 4.19: Simulação da força de levitação para diferentes valores de  $J_c$  usando a metodologia apresentada na seção 4.3.4.

Como pode ser observado na figura 4.19, os resultados simulados estão de acordo

com o esperado pelo modelo de Bean. Para o caso onde tem-se um HTS com  $J_c$  pequeno ( $J_c \sim 10^6 A/m^2$ ), as correntes de blindagem provocarão uma força de levitação pequena e haverá grande penetração de campo no interior do material com uma corrente fluindo em grande parte do material. Para o caso de uma densidade de corrente de maior magnitude ( $J_c \sim 10^8 A/m^2$ ), a corrente de blindagem fluirá principalmente na região mais externa do material, não havendo grande penetração de fluxo magnético no material. Isto faz com que os laços de histerese sejam bastante estreitos.

A primeira comparação entre os resultados para a medida de força realizada com a amostra C10 e um ímã (com 22mm de diâmetro e 10mm de altura) está apresentada na figura 4.20. Conforme a caracterização realizada na seção 4.2, adotou-se para essa simulação o valor medido para a densidade de corrente crítica da amostra ( $J_c = 9,5 \times 10^7 A/m^2$ ). Como observado na figura 4.20, a força de levitação calculada (para  $J_c = 9,5 \times 10^7 A/m^2$ ) é inferior ao valor medido. Uma justificativa para esta diferença pode estar no fato da amostra possuir regiões com diferentes valores de  $J_c$ , como resultado de um crescimento irregular dos cristais no processo de fabricação do HTS [97].

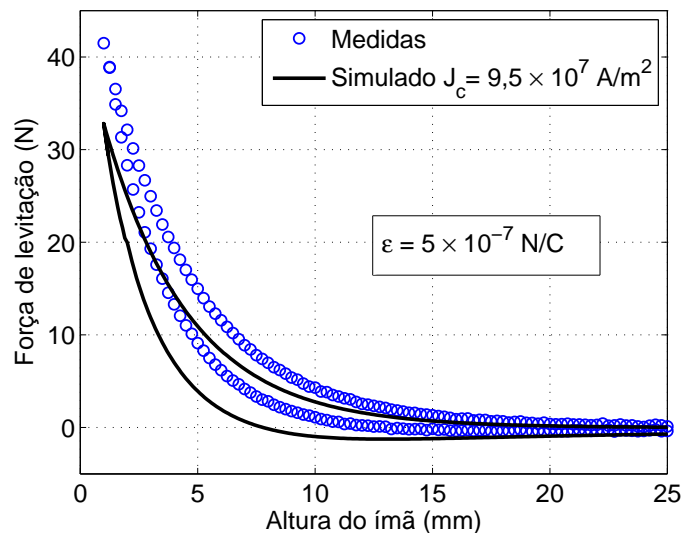


Figura 4.20: Comparação entre a força de levitação simulada e medida para  $J_c = 9,5 \times 10^7 A/m^2$  da amostra C10, medido na seção 4.2.

Caso seja adotado um outro valor de  $J_c$  para a realização das simulações, é possível efetuar um cálculo da força de levitação que se aproxime mais das medidas

realizadas. A comparação entre os resultados medidos e as simulações, para uma densidade de corrente crítica de  $1,8 \times 10^8 \text{ A/m}^2$ , está apresentada na figura 4.21. O tempo total de simulação foi inferior a 2 horas em um computador AMD 64 de 2GHz, considerando  $\epsilon = 1 \times 10^{-7} \text{ N/C}$ . A malha do HTS possui 1260 elementos e os cálculos foram realizados para 979 pontos distintos entre as alturas de 50mm e 1mm, considerando a descida e a subida do ímã.

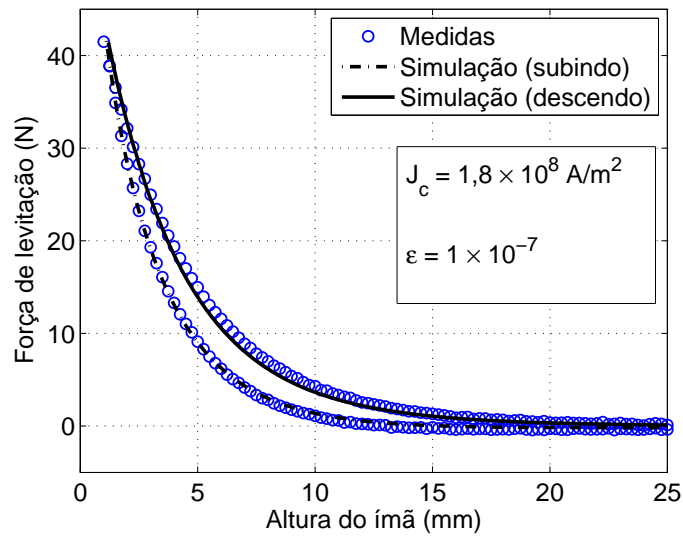


Figura 4.21: Comparação entre a força de levitação simulada e medida para  $J_c = 1,8 \times 10^8 \text{ A/m}^2$  para a amostra C10.

É possível observar uma boa concordância dos resultados para esse novo  $J_c$  adotado, com diferença máxima inferior a 5%. Ao contrário da modelagem apresentada na seção 4.3.3, onde eram necessários os ajustes de 3 parâmetros para uma boa concordância dos resultados, esta modelagem apenas necessita que se encontre um valor coerente para  $J_c$ . O critério de convergência adotado nesta modelagem ( $\epsilon$ ) somente influencia no refinamento da solução e na velocidade de convergência do problema.

A figura 4.22 apresenta a densidade de corrente induzida no HTS pela aproximação do ímã e as equipotenciais do potencial vetor magnético (multiplicadas internamente pelo programa de elementos finitos pontualmente pela distância radial ao eixo de simetria). São visualizados 7 instantes para as distâncias verticais entre o ímã e o supercondutor de: 25mm, 15mm, 5mm e 1mm, durante a aproximação e o afastamento do magneto permanente. Neste caso o ímã partiu de uma distância de 50mm do HTS e foi aproximado a 1,25mm/s do supercondutor até que a distância

de 1mm fosse alcançada. Neste momento, o sentido de deslocamento foi invertido e o ímã foi afastado do supercondutor.

Na figura 4.22, é possível observar que quanto maior for o valor do campo externo, dada maior proximidade do ímã, maior será a penetração de campo no material e maior será a região onde circulará  $J_c$  no HTS. Quando há inversão no sentido do deslocamento do ímã, há também inversão no sentido de deslocamento da densidade de corrente elétrica nas regiões mais externas do HTS. Nota-se, entretanto, que a corrente mais interna que penetrou no material não terá seu sentido invertido. Essa é uma das premissas básicas do modelo de Bean. Após o afastamento do ímã, uma densidade de corrente elétrica persiste circulando no supercondutor. Essa corrente elétrica produz um campo magnético nas redondezas do HTS. A figura 4.23 apresenta as equipotenciais de A na direção azimutal multiplicadas pela distância do eixo ao ponto em questão ( $A_\phi \times \rho$ ), calculadas pela modelagem não linear descrita acima, após a retirada do ímã de Nd-Fe-B da presença do supercondutor, na simulação de ZFC. Esse campo magnético externo é produzido pela circulação de corrente no material.

Para verificar se o campo externo simulado está de acordo com a realidade física de um supercondutor, a figura 4.24 compara o valor da densidade de fluxo magnético mapeada a 1mm de distância do supercondutor com os resultados das simulações, para os casos descritos acima. O valor da densidade de fluxo magnético medida mostrou-se superior ao obtido pelas simulações, entretanto os resultados se assemelham bastante. Mesmo apresentando alguma divergência, o resultado de B obtido pela simulação é considerado satisfatório. Isso porque o modelo de Bean prevê uma densidade de corrente macroscópica homogênea no supercondutor. De fato, como pode ser observado na figura 4.16, a amostra C10 não é perfeitamente homogênea e a densidade de corrente utilizada na simulação é uma densidade média.

Os resultados apresentados acima indicam a eficácia da metodologia adotada para a simulação dos supercondutores. A aplicação desta metodologia para a simulação de mancais magnéticos supercondutores será feita no próximo capítulo deste trabalho. Pretende-se então aplicá-la como ferramenta auxiliar no projeto destes mancais.

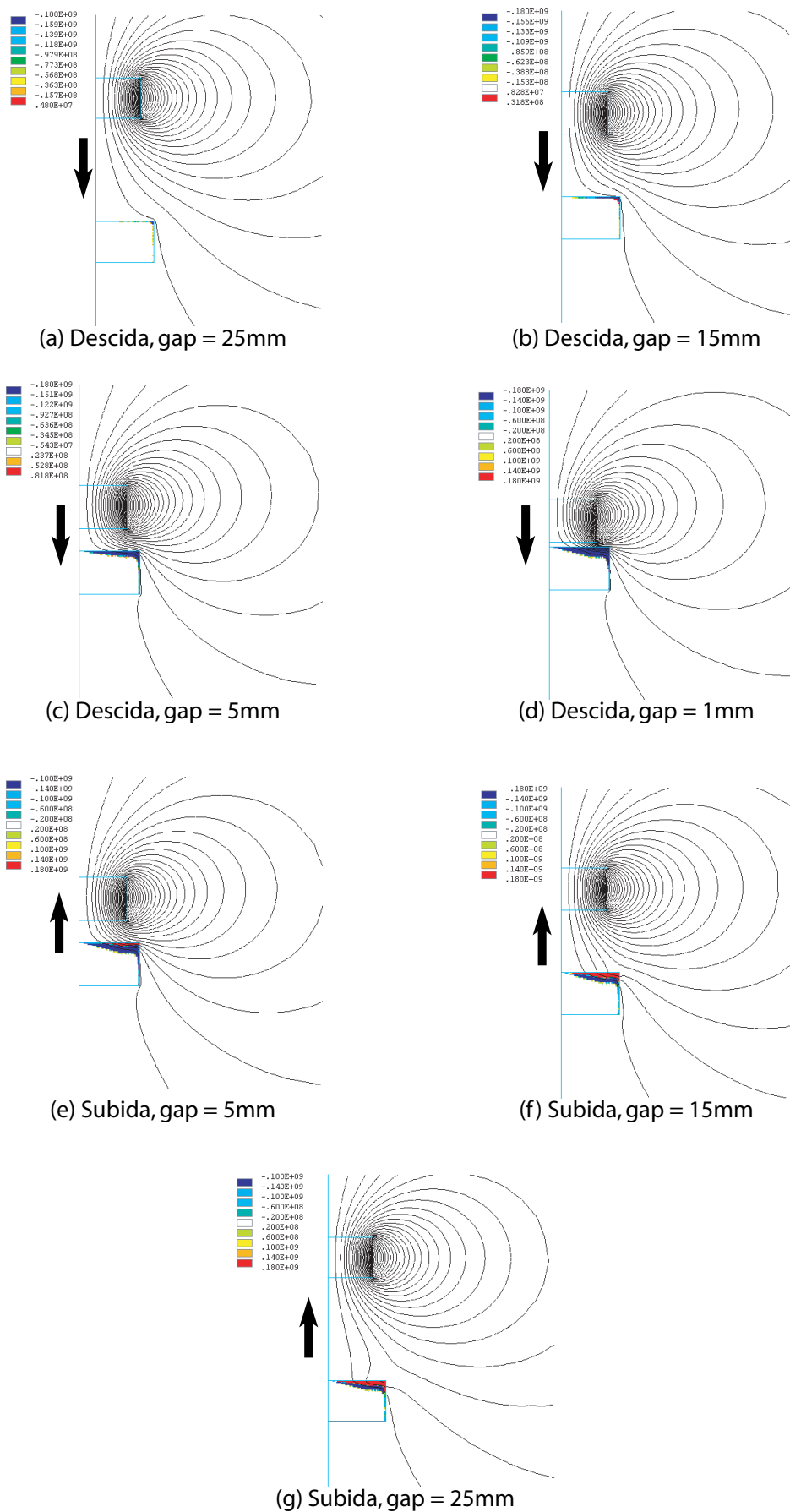


Figura 4.22: Equipotenciais de A e densidade de corrente no HTS em A/m<sup>2</sup>.

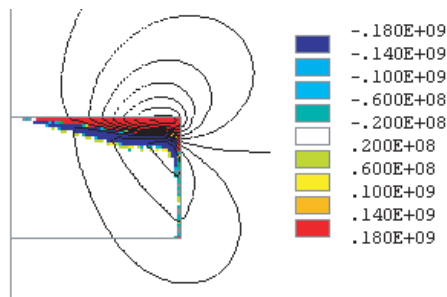


Figura 4.23: Simulação das equipotenciais do potencial vetor magnético e densidade de corrente aprisionada no HTS (em A/m<sup>2</sup>) após a retirada do ímã sobre C10.

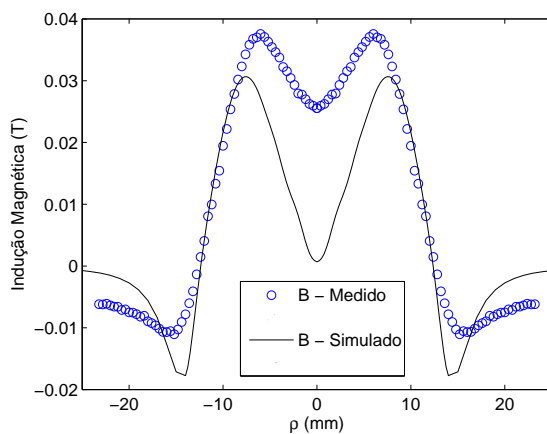


Figura 4.24: Comparação da densidade de fluxo magnético medida e simulada para uma distância de 1mm acima da amostra C10 após o processo de ZFC. A distância mínima em o ímã e C10 foi de 1,0mm.

## 4.4 Síntese do capítulo

Inicialmente, este capítulo apresentou a modelagem e a simulação do campo magnético para os supercondutores no estado Meissner, através das equações de London. A modelagem proposta foi implementada no MEF usando como variável o potencial vetor magnético. Esta modelagem foi aplicada em um mancal supercondutor e obteve-se o limitante superior da força de levitação. Os resultados para a força de levitação obtidos com esta abordagem coincidiram com os resultados para a modelagem da permeabilidade nula, mas divergiram das medidas quando o campo externo aumentava. Em seguida, determinou-se pelo modelo de estado crítico, em uma nova abordagem, o valor da densidade de corrente crítica no HTS. Na segunda parte deste capítulo, duas diferentes maneiras de se simular um supercondutor usando uma modelagem não linear baseada no modelo de estado crítico foram apresentadas. A apresentação de como realizar a implementação de tais modelagens pelo MEF e MEF/MDF também foi realizada. A partir dessas modelagens, o cálculo da força de levitação entre um ímã e um HTS foi realizado e os resultados foram comparados com os respectivos ensaios. Os resultados medidos e simulados apresentaram boa concordância para as modelagens baseadas no modelo de estado crítico.

# Capítulo 5

## Interação entre campos magnéticos e HTS aplicada a mancais magnéticos supercondutores

Esse capítulo apresenta uma série de resultados obtidos para a força de levitação entre campos magnéticos externos e supercondutores de YBCO texturizados por fusão semeada. A análise será feita para campos externos produzidos por discos maciços de Nd-Fe-B e para os rotores magnéticos apresentados no capítulo 3. Pretende-se então comparar as diferentes topologias dos diversos rotores magnéticos que foram projetados para mancais magnéticos supercondutores. Simulações computacionais aplicando as modelagens apresentadas no capítulo 4 serão comparadas às respectivas medidas realizadas para a força de levitação.

### 5.1 Resultados de ensaios para discos de Nd-Fe-B e amostra C10

Conforme apresentado na literatura [21] e discutido no capítulo 3, a força de levitação em um HTS é proporcional à magnitude de  $B$  e ao seu gradiente. Dessa



forma pretende-se aqui investigar o resultado da força de levitação, quando se varia principalmente o valor da magnitude de  $B$  (sem alterar de forma tão significativa o valor de seu gradiente). Tal análise pode ser feita medindo a força de levitação entre um HTS e vários ímãs de mesmo diâmetro, mas que apresentem diferentes espessuras. A amostra usada para os testes foi a C10 ( $h=10\text{mm}$  e  $D=28\text{mm}$ ), que foi caracterizada anteriormente no capítulo 4. Os ímãs de Nd-Fe-B possuem  $28\text{mm}$  de diâmetro e espessuras de  $5\text{mm}$ ,  $10\text{mm}$ ,  $15\text{mm}$  e  $20\text{mm}$ . Os resultados para as medidas da força de levitação em ZFC estão apresentados na figura 5.1, comparando estes 4 ímãs de diferentes espessuras.

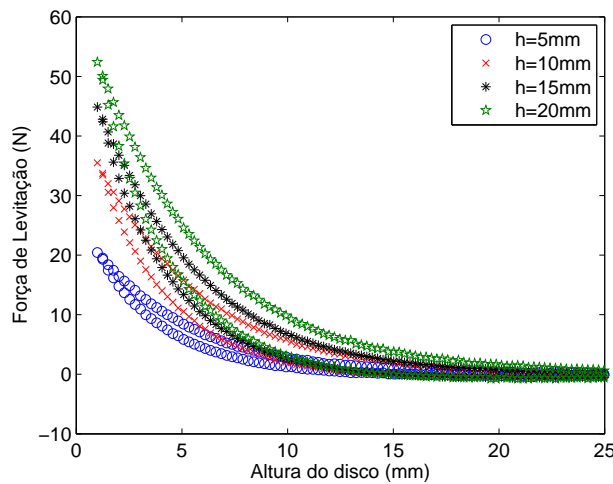


Figura 5.1: Medida da força de levitação em ZFC para a amostra C10 para ímãs com  $28\text{mm}$  de diâmetro e diferentes espessuras.

Como era de se esperar, o ímã com maior espessura apresenta a maior força de levitação. Este acréscimo na força de levitação pode ser atribuído à maior magnitude da densidade de fluxo magnético para estes ímãs com maior espessura, conforme apresentado na figura 5.2. Ímãs em forma de discos com espessura muito menor que seu diâmetro ( $h/D \ll 1$ ) têm a densidade de fluxo magnético no centro do disco ( $\rho = 0$ ) inferior ao seu valor nas regiões mais externas do disco. Para ímãs com a razão  $h/D$  próximas ao valor unitário, há uma tendência de mudança na distribuição de  $B$ , que passa a ser maior no centro do disco do que nas extremidades do ímã. A observação da figura 5.2 confirma a expectativa de que  $F$  é proporcional à magnitude de  $B$  na direção axial. Observa-se que para as espessuras de  $5\text{mm}$ ,  $10\text{mm}$  e  $15\text{mm}$ , a força máxima possui uma relação com a indução magnética. Para  $20\text{mm}$ , a densidade de fluxo magnético no centro do magneto se torna maior do que

em sua extremidade e o gradiente de  $B$  é menor. Neste caso o incremento na força já não obedece a mesma proporção do incremento de  $B$ , provavelmente ocasionado pela redução no gradiente de  $B$ . Esta pequena não linearidade não deve ser atribuída ao campo crítico  $B_{c2}$ , pois certamente a indução magnética a uma distância de 1mm do ímã é muito inferior a este valor.

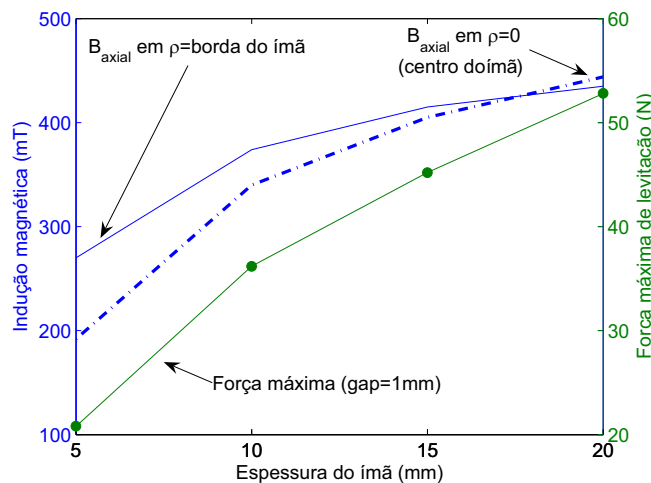


Figura 5.2: Força de levitação máxima e valores de  $B$  na direção axial em função da espessura do ímã. Ensaios realizados para a amostra C10 e um ímã com 28mm de diâmetro.

Para a segunda análise realizada, mantém-se constante a espessura dos ímãs (que é de 10mm) e variam-se os diâmetros dos discos, realizando os testes ainda para a amostra C10. Os resultados das curvas da força de levitação em função da distância entre o ímã e o supercondutor se assemelham aos apresentados na figura 5.1 e por isso não serão apresentadas. A força máxima de levitação e a indução magnética em função do diâmetro do ímã estão apresentados na figura 5.3. Nesta figura observa-se que os ímãs com maiores diâmetros têm menor magnitude de  $B$  na direção axial, tanto no centro como na extremidade do disco. Isto ocorre devido à maior dificuldade no processo de magnetização dos ímãs, que é feito por campo pulsado. Os ímãs com maiores diâmetros demandariam maior tempo com o campo externo aplicado para ter um campo remanente maior, procedimento que não foi feito pelo fabricante. A principal conclusão que pode ser retirada da figura 5.3 é a confirmação de que tanto a magnitude de  $B$  na direção axial, como seu gradiente têm influência na força de levitação.

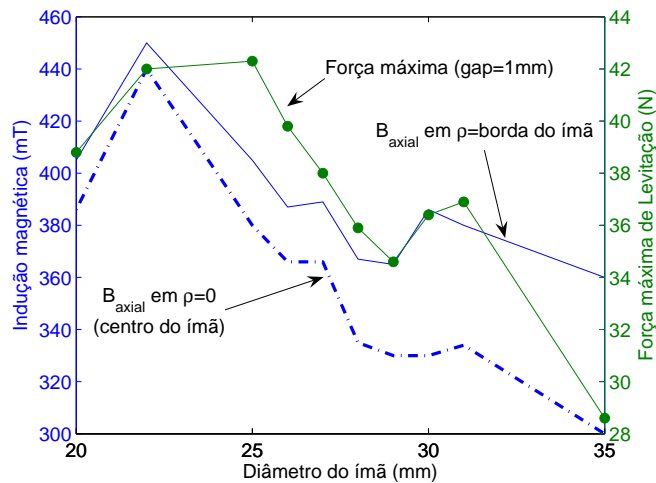


Figura 5.3: Força de levitação máxima e valores de  $B$  na direção axial do ímã em função do diâmetro do magneto. Ensaios realizados para a amostra C10 e um ímã com 10mm de espessura.

## 5.2 Resultados de ensaios com discos de Nd-Fe-B e a amostra C75

As técnicas para a fabricação de YBCO texturizados por fusão semeada encontram-se num estágio em que já é possível fabricar amostras de qualidade com diâmetro de até 75mm [93]. Uma destas amostras foi adquirida pelo LASUP com o intuito de se testar os mancais supercondutores de escala reduzida. A figura 5.4 apresenta uma foto da amostra adquirida, com diâmetro de 75mm. Esta amostra apresenta em sua face superior uma área similar a um quadrado (com aproximadamente  $60\text{mm} \times 60\text{mm}$ ), cujos vértices são ceifados por uma circunferência com 75mm de diâmetro. No interior desta região, houve visivelmente um crescimento orientado dos cristais no plano a-b. Esta amostra foi denominada de C75 e o custo da mesma foi de aproximadamente 1500 euros.

De forma similar à análise realizada na seção anterior, será aqui investigado o comportamento da força de levitação do HTS C75 quando o mesmo está sob a influência de um campo externo. Para que se estudem diferentes campos externos aplicados ao HTS, foram investigadas duas situações: ímãs com a mesma espessura e diferentes diâmetros e ímãs com o mesmo diâmetro e diferentes espessuras. Essa análise também é feita para a amostra C75, com o intuito de obter uma caracteriza-



Figura 5.4: Amostra C75 de YBCO adquirida, com 75mm de diâmetro e 16mm de altura.

ção do HTS a partir das medidas da força de levitação. Então, a principal finalidade desta seção é analisar as propriedades da amostra C75, através de ensaios da força de levitação entre discos de Nd-Fe-B (com diâmetro da mesma ordem de grandeza do HTS) e a amostra C75. O primeiro teste apresentado foi realizado entre a amostra C75 e diversos ímãs com 75mm de diâmetro e espessuras variadas (5mm, 10mm, 15mm e 20mm), cujos resultados estão apresentados na figura 5.5.

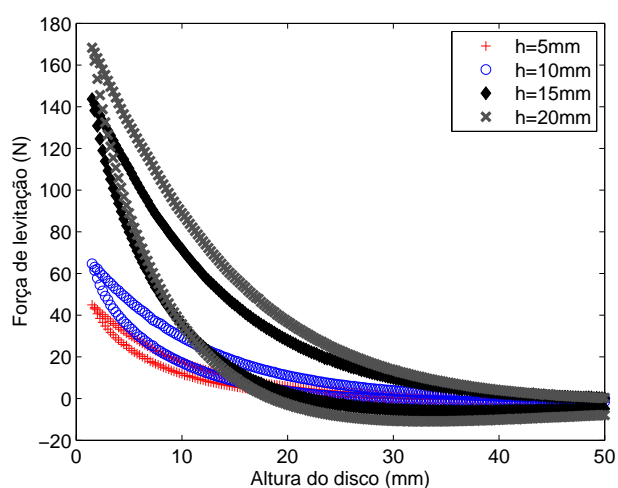


Figura 5.5: Medida da força de levitação entre ímãs com diâmetro de 75mm com diversas espessuras e a amostra C75.

Todos os testes apresentados nesta seção foram realizados para uma velocidade linear de 1,25mm/s entre o Nd-Fe-B e o HTS, e quando uma altura mínima de 1,5mm

era atingida, o sentido de deslocamento do magneto era invertido. Na figura 5.5 fica claro que além da maior força de levitação apresentada para os ímãs com maiores espessuras  $h$ , também evidencia-se que os ímãs com maior  $h$  (e conseqüentemente maior  $B$ ) são capazes de forçar uma maior penetração de campo no HTS e que assim apresentam um laço de histerese com maior área. A comparação da força máxima obtida nos ensaios apresentados na figura 5.5, com os valores de densidade de fluxo magnético no disco (no centro e nas mediações da borda externa) em função da espessura do ímã é mostrada na figura 5.6. É possível observar novamente que tanto o aumento de  $B$  como o acréscimo no gradiente de  $B$  contribuem para o aumento da força de levitação. Observa-se também que o acréscimo de  $B$  no centro do disco (aumento da magnitude de  $B$ ) tem maior influência no incremento da força de levitação do que o aumento de  $B$  na periferia do ímã (aumento principalmente do gradiente, mantendo-se  $B$  no centro). Isso pode ser também justificado pelo fato das propriedades físicas da amostra C75 serem melhores na proximidades da região da semente do HTS.

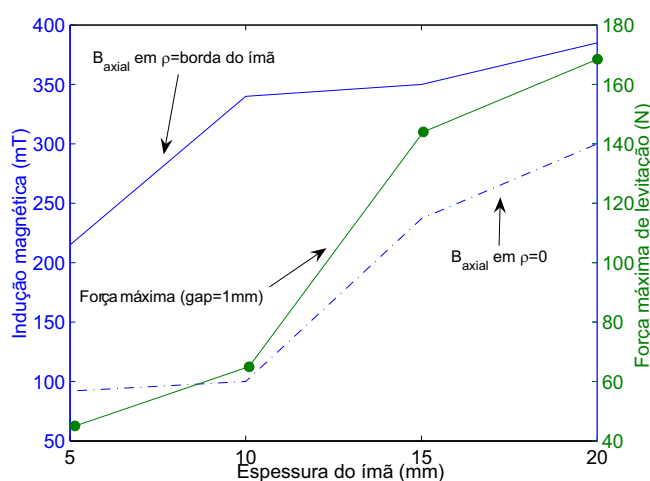


Figura 5.6: Força máxima de levitação e indução magnética, em função da espessura do ímã (5, 10, 15 e 20mm) com 75mm de diâmetro, para a amostra C75.

É importante ressaltar que os ímãs com grande volume de Nd-Fe-B apresentam uma tendência de irregularidade em sua magnetização. É possível comprovar isto através da medida do mapeamento de  $B$  a uma distância de 0,5mm da face do ímã, conforme apresentado na figura 5.7. Mesmo quando o disco foi novamente medido após uma rotação de  $180^\circ$ , a irregularidade apareceu ligeiramente alterada no outro lado, indicando que o ímã não está magnetizado homogeneamente em sua totalidade.

Essa maior tendência de irregularidade, aliada à menor força de levitação, comprova que a utilização de ímãs maciços para mancais supercondutores não é uma boa alternativa.

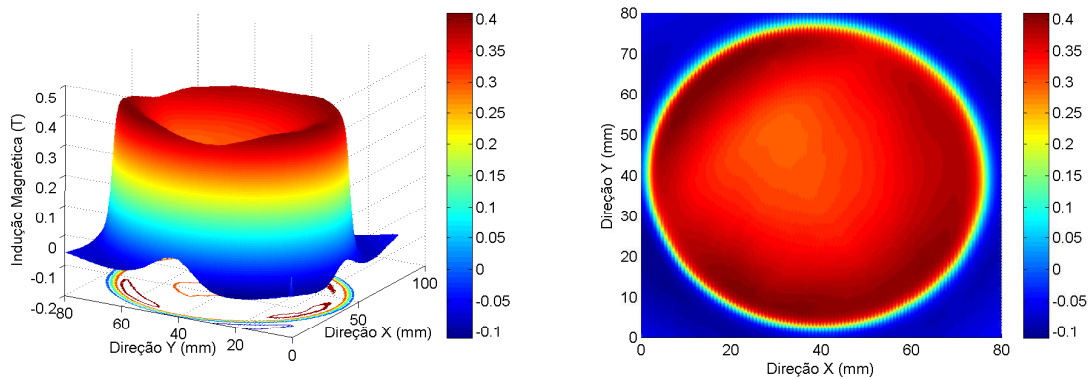


Figura 5.7: Mapeamento da densidade de fluxo magnético para um disco de Nd-Fe-B com 75mm de diâmetro e 20mm de altura, a uma distância de 0,5mm da face do ímã.

Mantendo agora a espessura do disco de Nd-Fe-B em 10mm e utilizando ímãs com diâmetros externos de 70mm, 75mm e 80mm, obtém-se as seguintes medidas da força de levitação para a amostra C75, que são apresentadas na figura 5.8. Nesta figura observa-se que o ímã com o menor diâmetro dos três comparados ( $D=70\text{mm}$ ), apresentou a maior força de levitação.

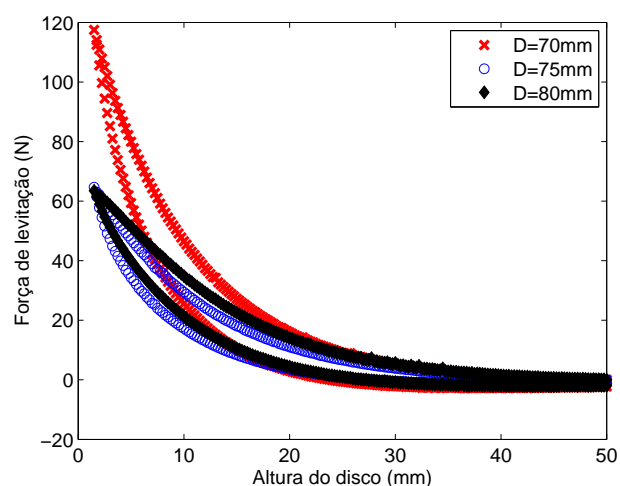


Figura 5.8: Medida da força de levitação entre ímãs com 10mm de espessuras (e diâmetros de 70, 75 e 80mm) e a amostra C75.

A figura 5.9 apresenta a força máxima medida para os casos apresentados na

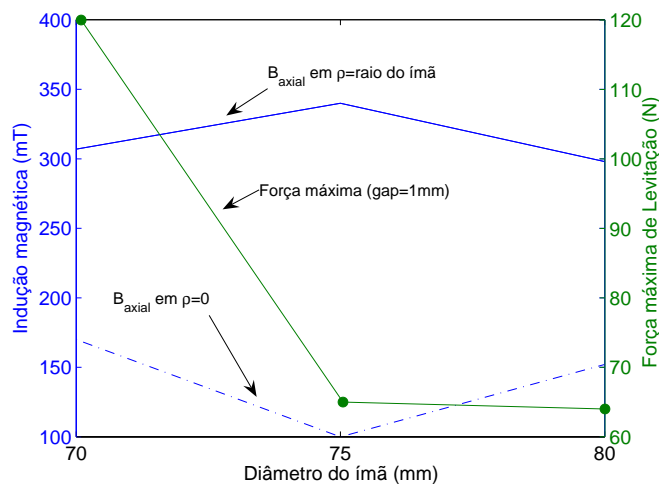


Figura 5.9: Força máxima de levitação e indução magnética, em função do diâmetro do ímã (70, 75 e 80mm) com 10mm de espessura, para a amostra C75.

figura 5.8 e o valor de  $B$  no centro e na periferia do ímã, em função do diâmetro do magneto. É possível observar que os valores de  $B$  no centro e na periferia para os ímãs com 70mm e 80mm de diâmetro são muito próximos entre si. A grande diferença é que o gradiente de  $B$  é maior para o ímã com o menor diâmetro, fator que influenciou diretamente para que o ímã menor tivesse maior força de levitação (mesmo com igual magnitude de  $B$ , tanto no centro como na periferia). Estes resultados confirmam as expectativas inicialmente levantadas de que a força de levitação na direção axial depende tanto do módulo de  $B$  como o seu gradiente sobre o HTS. Esses resultados são fundamentais para o projeto de futuros rotores magnéticos para mancais magnéticos supercondutores.

### 5.3 Resultados dos ensaios nos mancais supercondutores com os rotores de 130mm

Esta seção se dedica a apresentar alguns ensaios com os protótipos dos rotores magnéticos que foram apresentados na figura 3.11. Como comentado no capítulo 3, foram construídas para este trabalho 2 topologias de rotores magnéticos (CF e AMA). Também realizaram-se testes para a configuração apresentada na figura 3.10, cujo rotor foi aqui intitulado de CF antigo. Para os teste realizados, 2 bases

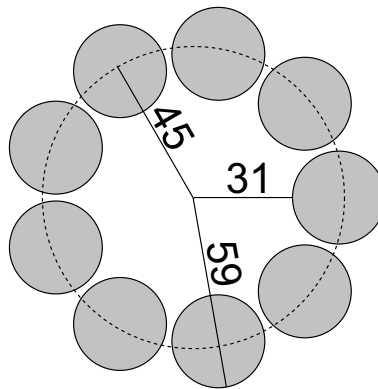


Figura 5.10: Arranjo utilizado para a organização de 9 discos de YBCO usados na base supercondutora do mancal.

supercondutoras de YBCO foram testadas: uma composta por 16 amostras retangulares com  $35\text{mm} \times 35\text{mm} \times 19\text{mm}$  (figura 4.1) e outra usando 9 blocos cilíndricos com 28mm de diâmetro e 10mm de altura, arranjados conforme mostra a figura 5.10. Estas 9 amostras (C1 a C9), foram estudadas individualmente em [81] e pertencem ao mesmo lote do bloco C10. As propriedades de C1 a C9 podem ser um pouco inferiores a C10, pois as 9 amostras já foram submetidas a várias dezenas de ciclos térmicos.

### 5.3.1 Medidas e ensaios em ZFC

O primeiro teste realizado para os mancais supercondutores foi a medida da força de levitação em ZFC, que é fundamental para se obter o máximo da força de levitação em um mancal supercondutor. Os resultados comparando as três topologias testadas estão apresentados nas figuras 5.11 e 5.12, para os arranjos de YBCO das figuras 4.1 e 5.10, respectivamente. Essas medidas de força foram realizadas diversas vezes e mostraram-se reprodutíveis usando o sistema de medidas apresentado na figura 3.4. 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:  $m_{CF} = 1,184kg$ ,  $m_{AMA} = 1,772kg$  e  $m_{CF_{ant.}} = 4,969kg$ .

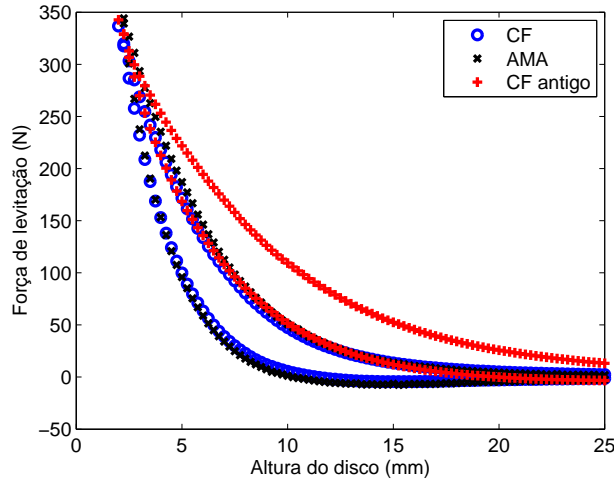


Figura 5.11: Ensaio em ZFC para a distribuição de 16 paralelepípedos supercondutores conforme a figura 4.1. Altura mínima do rotor de 2mm.

Conforme apresentado nas medidas da figura 5.11, para a base composta por 16 HTS, a força de levitação dos rotores AMA e CF é muito próxima. Já a configuração CF antigo, apresenta para a maior parte das alturas, maior força de levitação devido ao seu maior volume total de ímãs. Entretanto, para a região próxima da qual o rotor deve operar (da ordem dos 5mm), as configurações CF e AMA apresentam maior força de levitação, devido aos arranjos dos anéis de Nd-Fe-B apresentarem uma melhor distribuição.

Quando a base supercondutora da figura 5.10 é utilizada, a configuração AMA apresentou maior força de levitação em ZFC do que as demais configurações. Essa alteração pode ser atribuída ao arranjo utilizado na base (com 9 amostras) ter influenciado nos resultados de força destas configurações. Para esta distribuição de HTS, os resultados de força para a topologia CF antigo ficaram bastante reduzidos.

Para estes resultados, uma comparação interessante pode ser realizada através da análise da pressão magnética, obtida dividindo a força de levitação pela área de HTS na superfície da base. Como a área de supercondutores no arranjo com nove amostras é bem menor e a qualidade desses HTS 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 5.10. Os resultados de pressão magnética para as

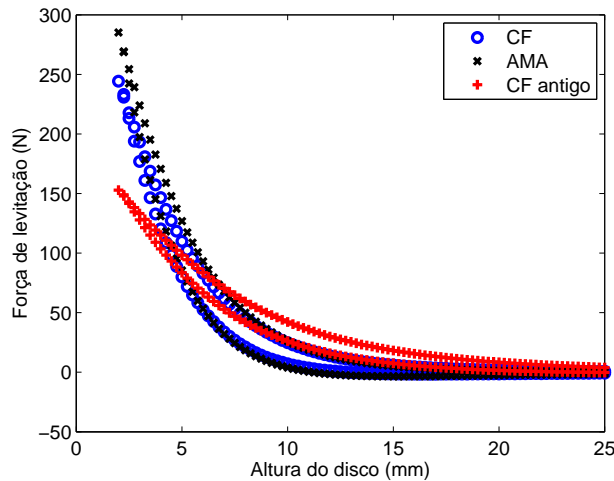


Figura 5.12: Ensaio em ZFC para a distribuição de 9 discos supercondutores conforme a figura 5.10. Altura mínima do rotor de 2mm.

configurações CF, AMA e  $CF_{ant.}$  são apresentados nas figuras 5.13(a), 5.13(b) e 5.13(c), respectivamente. É possível observar que os resultados para a base de HTS composta pelas 9 amostras apresenta uma pressão de levitação superior a 100% à da outra base, para os rotores magnéticos CF e AMA. Para a configuração  $CF_{ant.}$  esta proporção na pressão magnética foi menor, pois a base com 9 amostras não foi projetada visando a sua utilização neste rotor. Como a base com 9 amostras ainda apresenta uma grande região sem a presença de blocos supercondutores, é possível aumentar consideravelmente a força de levitação inserindo na base uma nova distribuição de HTS com um número maior de supercondutores.

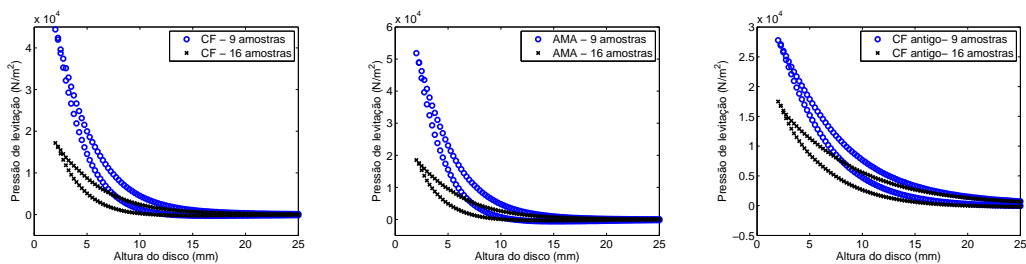


Figura 5.13: Medida da pressão de levitação para as configurações CF, AMA e  $CF_{ant.}$  para ensaios em ZFC para duas bases de HTS distintas. Altura mínima do disco de 2mm.

Como o arranjo da base supercondutora da figura 5.10 não apresenta simetria axial, não é possível realizar a cálculos de tal geometria usando simulações bidimensionais. As simulações 3D são muito custosas computacionalmente e podem

levar vários dias para serem realizados, mesmo em um computador de alto desempenho. Dessa forma, resolveu-se aproximar os blocos do arranjo da figura 4.1 por um cilindro com 130mm de diâmetro e simular o rotor da topologia CF, usando a modelagem não linear para a simulação pelo MEF apresentada na seção 4.3.3. Para uma boa concordância dos resultados, foi necessário realizar os cálculos utilizando o modelo de Kim [94], pois não foi possível obter boa concordância entre as simulações e medidas para uma densidade de corrente constante com esta modelagem. A comparação entre os ensaios e as medidas realizadas para a configuração CF está apresentada na figura 5.14, para três métodos distintos de cálculo de força. Como estas medidas foram realizadas anteriormente a automação do sistema de medição, a técnica utilizada no ensaio foi de aproximar manualmente o rotor magnético da base de HTS. Assim, a cada incremento de posição esperava-se o tempo necessário para que ocorresse a relaxação do fluxo magnético, ou seja, esperava-se que a força de levitação atingisse o regime permanente e, em seguida, movia-se o rotor para a nova posição. Os testes considerando a histerese não foram realizados, pois esta modelagem não é capaz de prever corretamente este efeito.

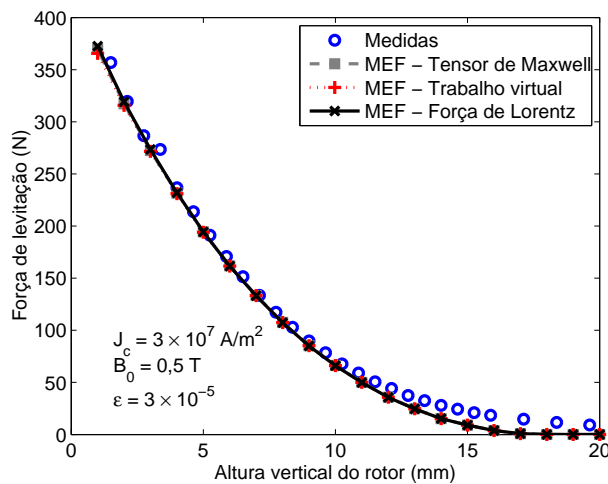


Figura 5.14: Comparação entre resultados simulados e medidos para a configuração CF.

No capítulo 3 apresentou-se a configuração matriz de Halbach para o rotor magnético do mancal supercondutor. Como comentado anteriormente, esta configuração não pôde ser construída pela fragilidade dos ímãs de Nd-Fe-B e pelo número limitado de ímãs adquiridos, que quebraram no momento da montagem. Entretanto, os resultados das simulações computacionais apresentados na figura 5.15 indicam

que a configuração Halbach é capaz de fornecer um acréscimo na força de levitação de aproximadamente 50%. Estes resultados estão condizentes com as expectativas apresentadas no capítulo 3.

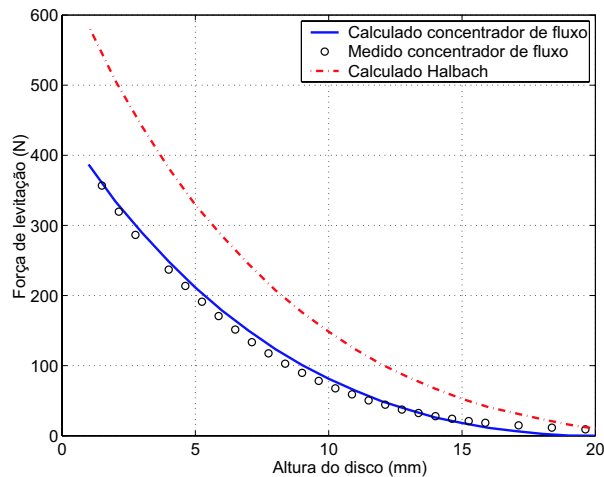


Figura 5.15: Comparação da força de levitação para as configurações de rotores magnéticos CF e Halbach.

### 5.3.2 Medidas em FC

Esta seção apresenta os resultados obtidos para as medidas de força, realizadas para processo FC de resfriamento do HTS, comparando as configurações de rotores magnéticos CF e AMA [32] [98] [99] (apêndice I). Três posições iniciais diferentes para o rotor magnético foram adotadas: 3mm, 5mm e 7mm. Nestes ensaios primeiramente o rotor magnético é colocado a uma certa distância inicial em relação à base de HTS (resfriado na presença do campo do rotor), depois suspenso verticalmente 45mm (onde a influência do campo magnético é desprezível) a uma velocidade constante de 0,75mm/s e posteriormente é aproximado até uma distância vertical de 1mm da base supercondutora. Os testes foram realizados usando a base supercondutora com 9 amostras apresentada na figura 5.10. A figura 5.16 apresenta as medidas realizadas utilizando o rotor da configuração CF, para as 3 posições de aprisionamento de campo adotadas. É possível observar que para o rotor resfriado a 3mm de distância da base de HTS, há maior aprisionamento de campo no supercondutor. Isso faz com que a força no momento da subida do rotor seja superior para as menores posições. Entretanto, a força no momento da compressão da base (rea-

proximação do rotor) torna-se menor, diminuindo a capacidade de suportar cargas neste sentido. Isto ocorre pela presença de um número maior de fluxóides no supercondutor, que apresenta um volume total de região perfeitamente diamagnética no HTS menor.

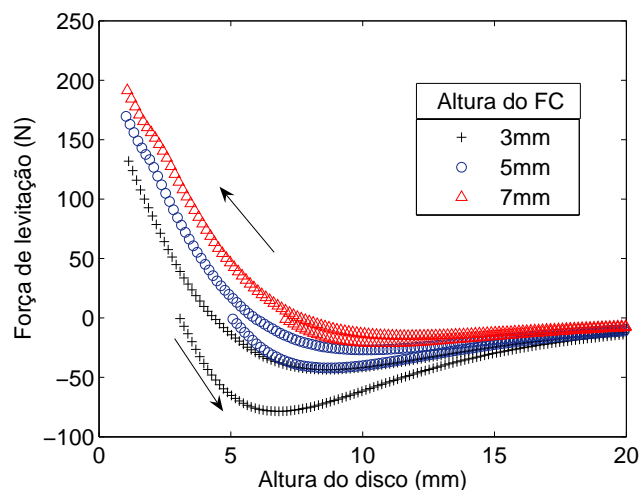


Figura 5.16: Medida da força de levitação em FC para a configuração CF em três posições diferentes de resfriamento.

A comparação entre as configurações AMA e CF para os ensaios em FC, nas posições de aprisionamento de campo 3mm, 5mm e 7mm é apresentada, respectivamente, nas figuras 5.17(a), 5.17(b) e 5.17(c). Estes testes mostram que as 2 topologias de rotores magnéticos apresentam aproximadamente a mesma força de levitação, com ligeira superioridade da configuração AMA.

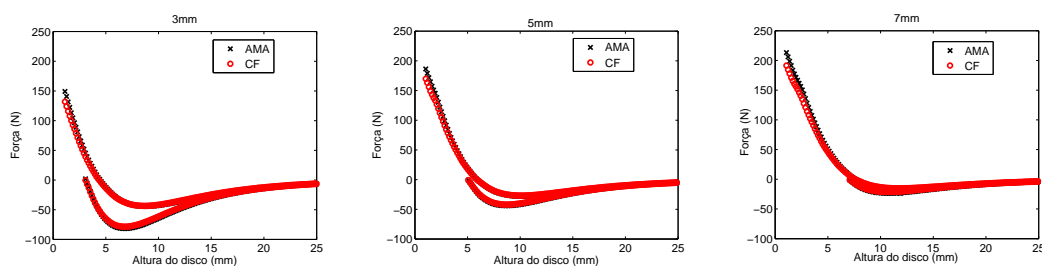


Figura 5.17: Medida da força de levitação para as configurações AMA e CF para ensaios em FC nas posições: 3mm, 5mm e 7mm.

Para complementar os ensaios de medida de força em FC para as configurações AMA e CF é necessário verificar qual é a força restauradora lateral em função de um deslocamento radial de cada um desses rotores magnéticos. Os teste também foram

realizados para a base supercondutora da figura 5.10, para as posições verticais de resfriamento 3mm, 5mm e 7mm. Os resultados das medidas estão apresentados na figura 5.18. Como era esperado, quanto menor for a distância entre o HTS e o rotor magnético, maior é o campo aprisionado e conseqüentemente maior será o valor da força restauradora.

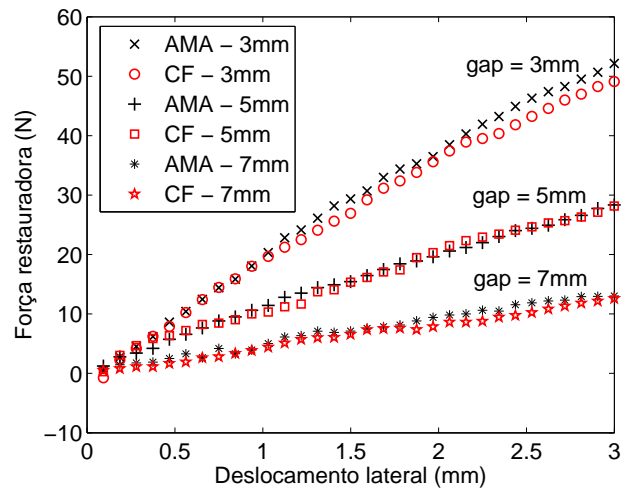


Figura 5.18: Força restauradora lateral para um deslocamento radial do rotor magnético, para as configurações CF e AMA. Resultados para as posições verticais de refrigeração: 3mm, 5mm e 7mm.

Estas medidas são fundamentais para se determinar o ponto de operação desejado para um mancal supercondutor. Alturas de resfriamento muito pequenas permitem que uma maior rigidez lateral e axial seja obtida, entretanto diminuem a capacidade de suportar cargas verticais e limitam a região de operação do mancal. O ponto de operação ideal deve considerar também a carga total e o limite físico imposto pelos mancais auxiliares que irão operar em conjunto com este mancal supercondutor. Todos os resultados apresentados nesta seção indicam que as configurações CF e AMA são bastante similares em relação à força de levitação. A configuração AMA apresenta a vantagem de ser construída mais facilmente e apresentar a força de levitação ligeiramente maior para o arranjo utilizado. Entretanto, esta topologia possui uma massa quase que 50% maior (com 0,588kg a mais) que a configuração CF e tem maior tendência a apresentar irregularidades na densidade de fluxo magnético na face do rotor, devido a possíveis problemas na magnetização dos anéis. Para a configuração CF estes problemas não são tão críticos por dois motivos: é mais fácil magnetizar homogênea-mente ímãs pequenos e o aço usado nos anéis do concentrador

atua como uma espécie de filtro, tornando o campo magnético na face do rotor mais regular. Os grandes problemas da configuração CF são a montagem do rotor, que necessita ser colado (num processo bastante trabalhoso e demorado), e o risco de uma dessas pequenas peças seja ejetada durante a rotação do disco, principalmente para alta velocidade de operação. Dessa forma, a escolha do rotor magnético dependerá principalmente da aplicação desejada, pois as propriedades da força de levitação dos dois rotores se assemelham, pelo menos para a base apresentada na figura 5.10.

## 5.4 Resultados de ensaios para os mancais supercondutores reduzidos

Nesta seção serão apresentados os resultados obtidos para os novos protótipos de rotores magnéticos (figura 3.21), que na verdade são reedições dos protótipos apresentados na seção anterior, entretanto refeitos em nova escala para minorar os problemas mecânicos. Para os ensaios realizados, duas bases supercondutoras foram utilizadas: uma composta pela amostra C75 (figura 5.4) e outra composta por 7 amostras com 28mm de diâmetro e 10mm de altura (C1 a C7) com o arranjo geométrico apresentado na figura 5.19. Pretende-se comparar as três configurações de rotores magnéticos (CF, AMA1 e AMA2) e as duas bases com HTS para realizar a caracterização desses mancais supercondutores.

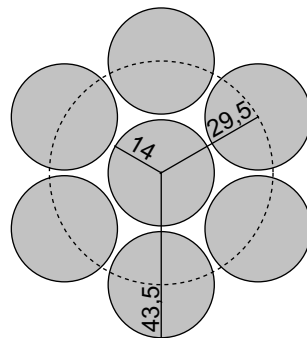


Figura 5.19: Arranjo composto por 7 discos de YBCO com 28mm de diâmetro e 10mm de altura, usados como base para o mancal supercondutor.

Em relação aos rotores magnéticos utilizados nos protótipos reduzidos, desconsiderando o eixo que suporta o disco, os valores das massas são: 0,528kg (CF), 0,672kg (AMA1) e 0,738kg (AMA2).

### 5.4.1 Medidas em ZFC

A figura 5.20 apresenta a medida da força de levitação em ZFC para um disco de Nd-Fe-B (com 75mm de diâmetro e 10mm de espessura) e para os três protótipos de rotores magnéticos da figura 3.21, usando como base supercondutora o HTS C75 (da figura 5.4). As configurações AMA1 e CF são duais em relação a campo magnético, enquanto que a topologia AMA2 apresenta anéis de alumínio no lugar dos ímãs permanentes e Nd-Fe-B no lugar do aço SAE-1020. Os resultados mostram que o rotor magnético da configuração CF apresenta a maior força de levitação de todos os dispositivos testados, para qualquer posição vertical. A configuração AMA1 apresentou aproximadamente 80% da força de levitação da configuração CF. A configuração AMA2 ficou bem aquém das expectativas, com quase 25% da força de levitação da configuração CF.

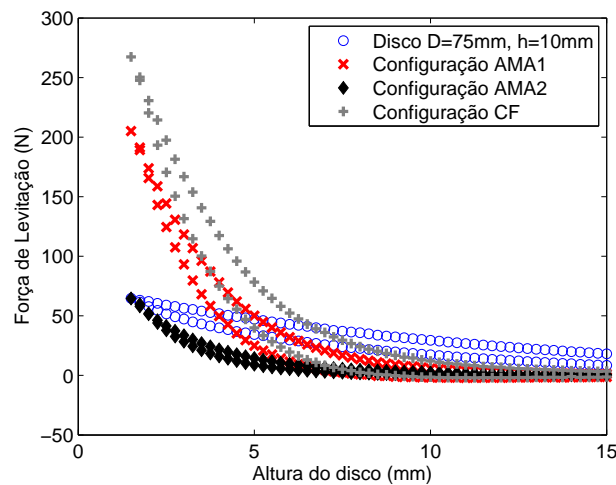


Figura 5.20: Medida da força de levitação em ZFC entre o HTS C75 e um ímã (com as mesmas dimensões de C75) e os rotores reduzidos. Altura mínima de 1,5mm.

Repetindo os testes acima substituindo o bloco C75 pela base supercondutora com 7 blocos de YBCO (figura 5.19), obtém-se os resultados apresentados na figura 5.21. Nesta nova base há uma redução da força de levitação das configurações CF e AMA1. Entretanto, a configuração AMA2 e o disco de Nd-Fe-B ( $D=75\text{mm}$ ,  $h=10\text{mm}$ ) têm maior valor na força de levitação do que tinha em C75. Estes resultados estão associados ao fato comentado acima do bloco C75 ter uma área de aproximadamente  $60\text{mm} \times 60\text{mm}$  (limitada por uma circunferência de 75mm de diâ-



metro), onde o HTS apresenta boa qualidade em relação ao crescimento dos cristais.

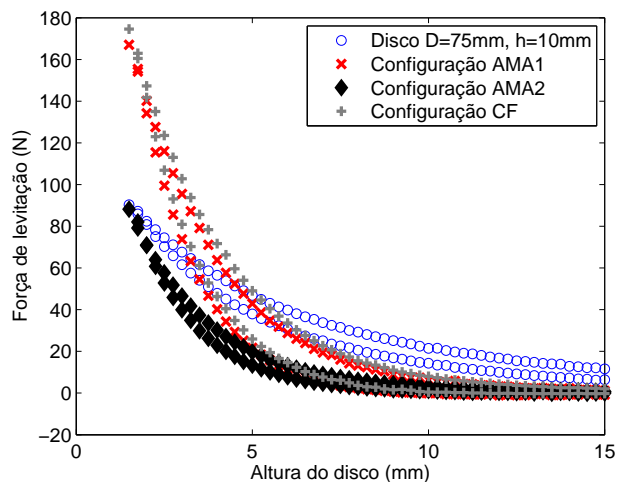


Figura 5.21: Medida da força de levitação em ZFC para os rotores reduzidos e o arranjo de supercondutores da figura 5.19. Altura mínima de 1,5mm.

Enquanto a base C75 apresenta uma área total de supercondutor de  $17.671,5\text{mm}^2$ , a base com 7 amostras apresenta uma área de YBCO com  $4.310\text{mm}^2$ . Os volumes de YBCO em C75 e na base com 7 supercondutores são  $282.743\text{mm}^3$  e  $43102,7\text{mm}^3$ , respectivamente, ou seja, há quase 6,6 vezes mais material em C75 do que em 7 amostras com 28mm de diâmetro e 10mm de espessura.

A figura 5.22(a) apresenta os resultados da força de levitação do rotor CF quando medido nas duas bases supercondutoras que estão sendo comparadas. Nota-se que a substituição da base com o HTS C75 pela base com 7 blocos provoca uma redução de 33% na força de levitação. Entretanto, devido à maior área de YBCO o arranjo C75 apresenta menor pressão de levitação do que o arranjo com as 7 amostras, conforme apresentado na figura 5.22(b). Isto indica que caso fosse possível organizar vários discos similares a C10 de forma a se obter a mesma área de C75, a força de levitação seria superior.

A mesma análise realizada para o rotor CF é feita para a topologia AMA1 e está apresentada nas figuras 5.23(a) e 5.23(b). É possível observar que a redução na força de levitação quando trocou-se a base com C75 pela outra com 7 discos foi de aproximadamente 19%. Esta redução foi bem inferior que a redução da topologia CF. Novamente atribui-se esse motivo à área de boa qualidade da amostra C75 ser limitada.

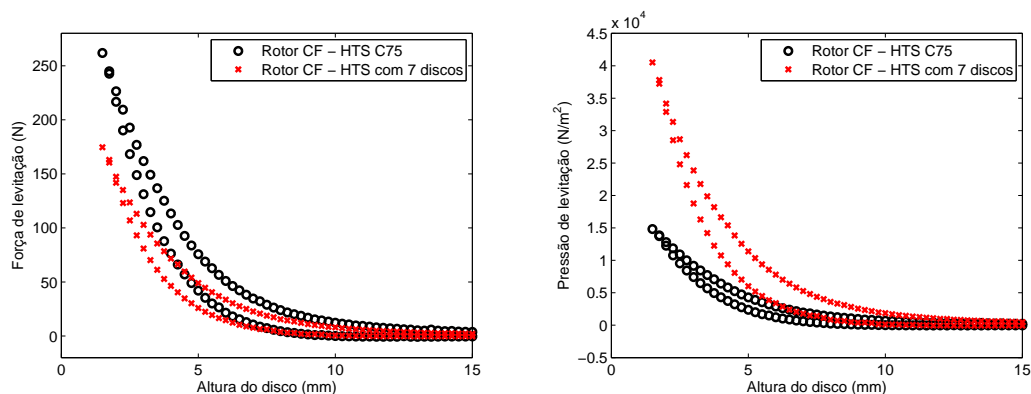


Figura 5.22: Comparação da força e pressão de levitação em ZFC para o rotor CF (reduzido) para a base supercondutora com C75 e com o arranjo da figura 5.19. Altura mínima de 1,5mm.

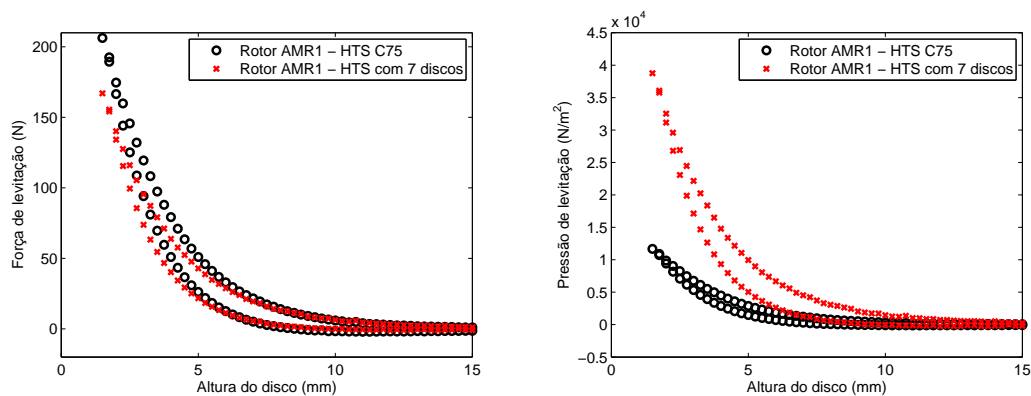


Figura 5.23: Comparação da força e pressão de levitação em ZFC para o rotor AMR1 (reduzido) para a base supercondutora com C75 e com o arranjo da figura 5.19. Altura mínima de 1,5mm.

Acredita-se que caso o supercondutor C75 mantivesse a mesma propriedade de alinhamento dos seus cristais ao longo de todo o raio da amostra, os resultados da força de levitação entre as configurações AMA e CF para a base C75 seriam mais semelhantes. Esperava-se que os resultados observados na figura 5.21, em relação à semelhança da força medida para as configurações CF e AMA1 serem iguais, se repetiriam (com maior magnitude) para a amostra C75. Essa expectativa se justifica pela dualidade da densidade de fluxo magnético apresentada pelas configurações CF e AMA.

### 5.4.2 Comparação entre medidas e simulações em ZFC

Utilizando o modelo híbrido MEF/MDF descrito na seção 4.3.4, implementou-se o cálculo da força de levitação no mancal supercondutor composto pelos rotores CF e AMA1 e o bloco C75. Devido à simetria axial apresentada pelos mancais, simulações axissimétricas puderam ser realizadas. Usando o programa comercial de elementos finitos ANSYS, foram geradas a partir das soluções clássicas do MEF (Poisson e Laplace) as seguintes matrizes:  $[M]$ ,  $[A_{\phi_{ext}}]$ ,  $[B_{\rho_{sc}}]$ ,  $[B_{\rho_{ext}}]$  e  $[Volume]$ . Essas soluções foram importadas para o Matlab, onde foi usado o algoritmo descrito no fluxograma da figura 4.14. Aplicando densidade de corrente apenas à malha da região do HTS e considerando todo o contorno do supercondutor como tendo a permeabilidade do vácuo ( $\mu_0$ ), as matrizes  $[M]$ ,  $[B_{\rho_{sc}}]$  e  $[Volume]$  foram encontradas. Dessa forma, mesmo que se deseje simular outra configuração qualquer de mancal, desde que use o bloco C75 (ou com as mesmas dimensões), essas matrizes não necessitam ser recalculadas. Quando faz-se a troca da fonte de campo externo (CF, AMA1, etc...), será necessário gerar novamente no programa de MEF apenas as matrizes  $[A_{\phi_{ext}}]$  e  $[B_{\rho_{ext}}]$ .

O primeiro caso simulado foi o da configuração CF operando em conjunto com o supercondutor C75. Os resultados entre as simulações e as medidas realizadas estão apresentadas na figura 5.24.

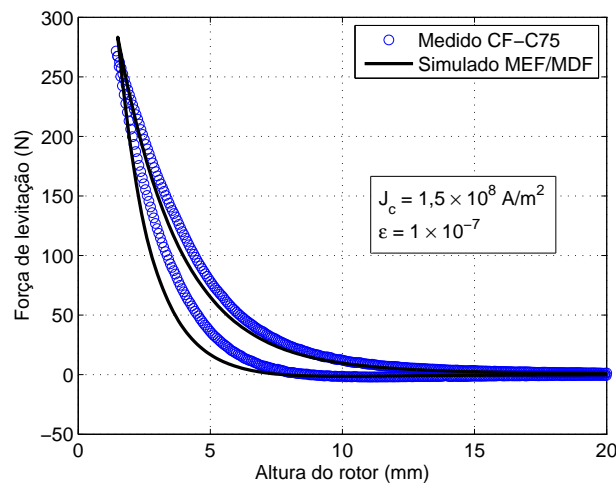


Figura 5.24: Comparação entre as medidas e as simulações em ZFC para o rotor CF e a base composta por C75. A altura mínima do rotor é 1,5mm.

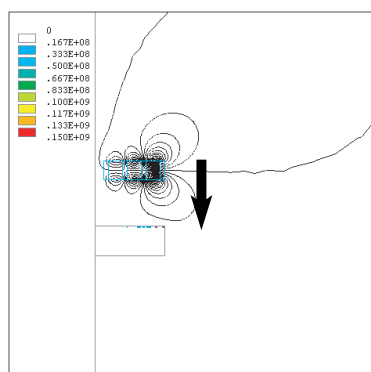
É possível observar que o modelo utilizado é capaz de prever com razoável exati-

dão a força de levitação em ZFC no mancal, que apresenta uma geometria consideravelmente complicada. A diferença existente entre a simulação e a medida de força pode ser atribuída aos seguintes fatores:

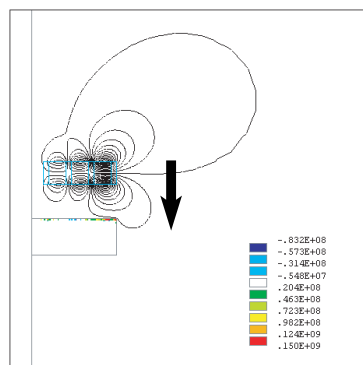
- aproximação na permeabilidade magnética do ferro para um valor constante  $\mu_r = 10$ , devido ao alto grau de saturação do ferro no concentrador de fluxo;
- desconhecimento do tipo de Nd-Fe-B utilizado na montagem dos rotores magnéticos, onde resolveu-se adotar o N35 e
- não homogeneidade nas propriedades físicas do bloco C75, que não apresentou o mesmo crescimento de grãos em toda a região do bloco.

Dessas aproximações realizadas, as duas últimas foram as que tiveram maior grau de contribuição para as diferenças observadas na força de levitação. A figura 5.25 apresenta a densidade de corrente elétrica simulada na amostra C75 e que irá percorre-la numa direção azimutal, devido à aproximação do rotor magnético CF. Novamente estes resultados estão de acordo com o modelo de Bean, pois a corrente na superfície superior de C75 na região central do HTS possui sentido oposto ao sentido das correntes mais interna e mais externa (em relação ao raio). Outro fato que chama a atenção é que há uma penetração na corrente elétrica da região externa para dentro do HTS e isto ocorre da mesma forma quando há a inversão de movimento do rotor. Dessa forma o modelo prevê o efeito histerético na supercondutividade.

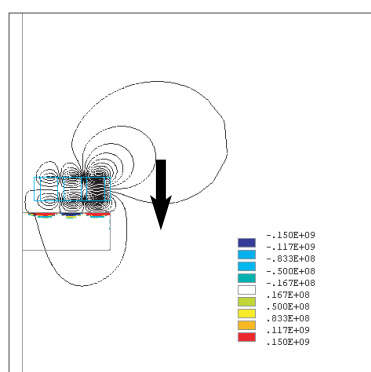
O próximo resultado apresentado é para a configuração de rotor magnético AMA1, também operando com o bloco C75. Os parâmetros adotados para a densidade de corrente elétrica no supercondutor e parâmetro de convergência são os mesmos utilizados para a simulação da topologia CF. Os resultados da comparação entre simulação e medidas estão apresentados na figura 5.26. Como é possível observar, a estimativa feita pelo cálculo computacional prevê um valor maior para a força de levitação do que as medidas realizadas. Isto permite que se conclua que o valor de  $J_c$  pode estar inadequado e/ou que o campo simulado no rotor AMA1 é superior ao valor do campo no protótipo (atribuição do material como sendo N35 não condiz com a realidade). O principal ponto é que, mesmo com algumas divergências apresentadas, o modelo mostrou-se eficiente para a simulação dos mancais magnéticos supercondutores em ZFC.



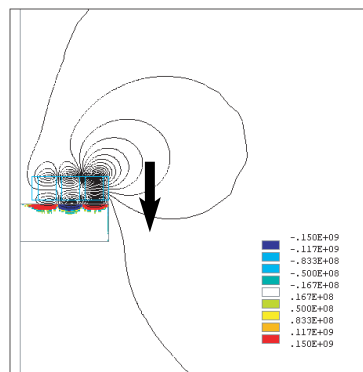
(a) Descida, gap = 25mm



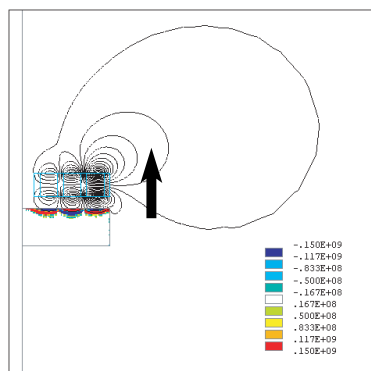
(b) Descida, gap = 15mm



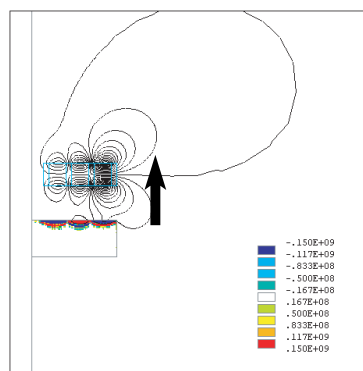
(c) Descida, gap = 5mm



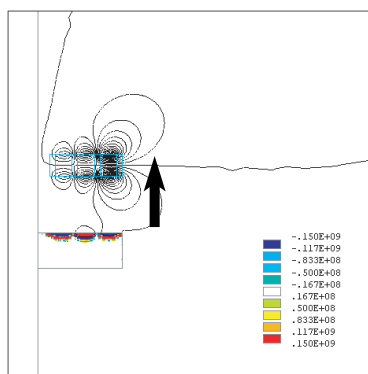
(d) Descida, gap = 1,5mm



(e) Subida, gap = 5mm



(f) Subida, gap = 15mm



(g) Subida, gap = 25mm

Figura 5.25: Equipotenciais de A e  $J_{sc}$  em C75 em A/m<sup>2</sup> para o rotor CF.

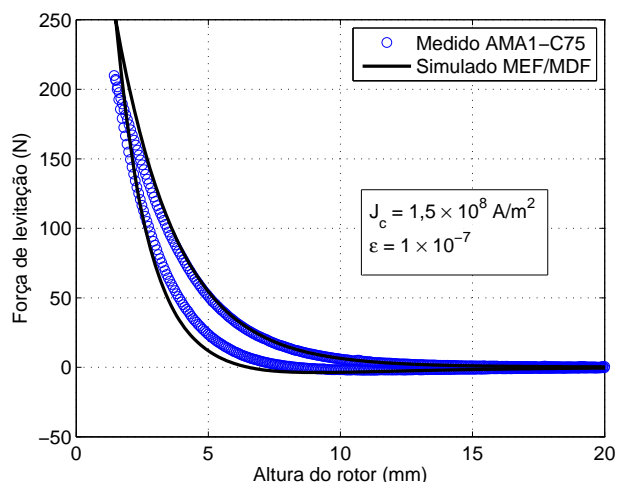


Figura 5.26: Comparação entre as medidas e as simulações em ZFC para o rotor AMA1 e a base composta por C75. A altura mínima do rotor é 1,5mm.

### 5.4.3 Medidas em FC

A partir dos resultados obtidos para os ensaios em ZFC, observou-se que a configuração AMA2 possui força de levitação muito inferior às configurações AMA1 e CF. Resolveu-se excluir o rotor AMA2 dos ensaios em FC, pois, em relação à sua força de levitação o mesmo mostrou-se muito aquém das expectativas. A figura 5.27 apresenta a medida da força de levitação para o mancal CF, usando C75 em sua base. Neste teste, o rotor magnético parte de uma posição inicial (3mm, 5mm ou 7mm) onde o HTS é refrigerado na presença do campo magnético produzido pelos ímãs do disco. Após a transição para o estado supercondutor, o rotor magnético é suspenso verticalmente 50mm (a 1,25mm/s) e posteriormente tem seu sentido de deslocamento invertido e é reaproximado até a distância de 1,5mm do HTS. Observa-se que para distâncias menores o campo aprisionado é menor, dada a menor força atrativa durante a suspensão do rotor. Em contrapartida, isto reduz a carga vertical que o rotor é capaz de suportar. A figura 5.27 também mostra que para a altura de aprisionamento de campo de 7mm, não há quase laço de histerese na força, indicando que a esta distância a presença do campo magnético do rotor não tem tanta influência sobre o HTS.

A figura 5.28 apresenta o mesmo ensaio apresentado na figura 5.27, com a diferença de agora a base de HTS utilizada para o mancal supercondutor é composta

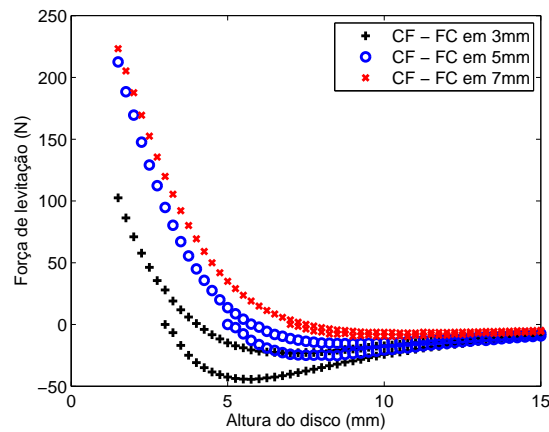


Figura 5.27: Medida da força de levitação em FC para o rotor reduzidos CF e a base composta por C75. Altura mínima de 1,5mm.

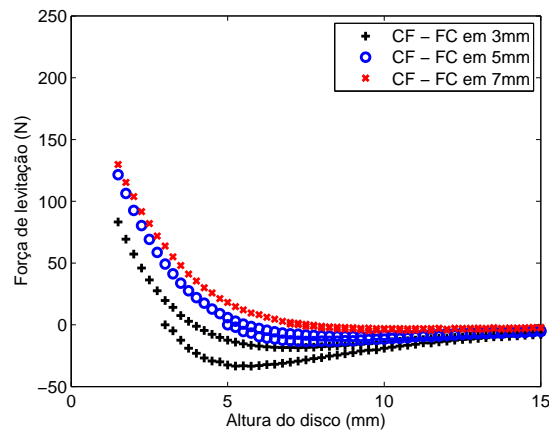


Figura 5.28: Medida da força de levitação em FC para o rotor reduzidos CF e a base composta por 7 amostras (figura 5.19). Altura mínima de 1,5mm.

pelos 7 blocos de YBCO num arranjo geométrico conforme apresentado na figura 5.19. A base composta pelos 7 blocos apresenta uma redução na força de levitação em todas as distâncias iniciais de refrigeração do HTS analisadas. Da mesma forma que procedido para os testes em ZFC, se forem considerados os resultados para a pressão magnética (dividindo a força de levitação pela área de supercondutor na base), a base composta pelas 7 amostras (similares a C10), apresentarão melhores resultados que em C75. Entretanto, sabe-se que é impossível preencher tão densamente uma região com blocos supercondutores com o diâmetro de 28mm.

Para realizar uma melhor comparação entre as duas bases de HTS (figuras 5.4 e 5.19) para os mancais supercondutores, as figuras 5.29(a), 5.29(b) e 5.29(c) apresen-

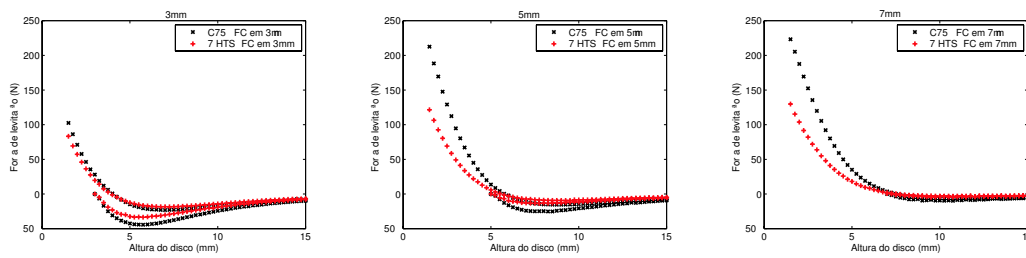


Figura 5.29: Medida da força de levitação para a configuração CF para ensaios em FC nas posições: 3mm, 5mm e 7mm. Comparam-se as duas bases com supercondutores: C75 e com 7 amostras.

tam os resultados, para as alturas de refrigeração entre o rotor e supercondutor de 3mm, 5mm e 7mm, respectivamente. É possível notar que para todas as situações analisadas há uma redução na força de levitação quando a base composta pelo bloco C75 é substituída pelo arranjo com 7 blocos. Entretanto, para a reaproximação do rotor no caso onde a posição inicial era de 3mm, a redução na força de levitação foi em menor proporção que nos outros casos.

Outro tipo de teste em FC pode ser realizado variando o deslocamento inicial dos blocos supercondutores. Nos testes apresentados acima, primeiramente o rotor magnético era afastado do supercondutor para posteriormente ser movido em sua direção. Nesse novo ensaio, refrigera-se o HTS na presença do campo magnético do rotor, aproxima-se o rotor até a posição mínima possível, depois muda-se o sentido de deslocamento do rotor (afastando-o da base com o supercondutor) e finalmente reaproxima-se o disco com magnetos da base até novamente atingir a posição mínima. Em vez de apresentar os resultados em função da altura vertical entre o rotor e a base, as medidas serão apresentadas em função do tempo para facilitar a visualização dos resultados. As figuras 5.30(a) e 5.30(b) apresentam as medidas realizadas para este ensaio, partindo de 3 alturas iniciais distintas onde o HTS é refrigerado (3mm, 5mm e 7mm), aproximando o rotor até a distância de 1,5mm, posteriormente o rotor é suspenso 50mm e finalmente é retornado até a posição mínima de 1,5mm. Em todos os casos medidos, a velocidade de deslocamento do rotor foi a mesma, 1,25mm/s. A figura 5.30(a) apresenta os instantes iniciais da medida, ao passo que a figura 5.30(b) apresenta a reaproximação do rotor em direção à base.

A figura 5.30(a) mostra que se o rotor estiver a uma altura de 3mm no momento



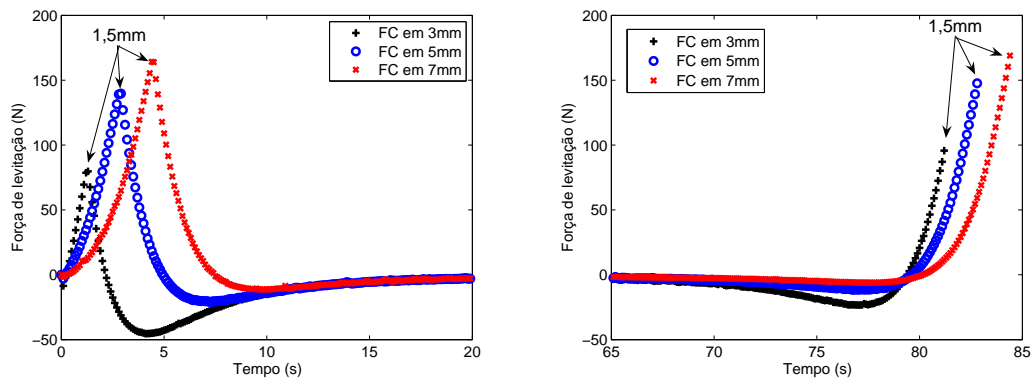


Figura 5.30: Medida da força de levitação para a configuração CF na base C75 para ensaios em FC nas posições de refrigeração: 3mm, 5mm e 7mm. O disco é descido da posição de refrigeração até 1,5mm, suspenso 50mm e é reaproximado até 1,5mm de distância do estator.

em que o HTS for resfriado abaixo de  $T_c$ , o mancal será capaz de suportar um peso de 80 N, para uma distância de 1,5mm. Se essa distância inicial for mudada para 5mm ou 7mm, esses valores passam para 140N e 164N, respectivamente. Todavia, a força suportada verticalmente na direção oposta ao peso é de 45N, 21N e 11,5N, para as alturas de 3mm, 5mm e 7mm, respectivamente. Finalmente, no retorno do rotor para a reaproximação com a base, quando a distância for de 1,5mm, o mancal é capaz de suportar agora pesos de 95,6N (3mm), 147,6N (5mm) e 169N (7mm). Essas variações na força de levitação se devem ao efeito de histerese.

Finalmente serão comparadas as configurações CF e AMA1 para as duas bases de HTS, na altura de aprisionamento de campo de 3mm, conforme apresentado na figura 5.31. Nesses testes, os rotores ficam a 3mm da base, enquanto o HTS presente na base do mancal sofre a transição do estado normal para o estado supercondutor. Aproxima-se o rotor até 1,5mm da base e depois faz-se a inversão de sentido, afastando-o da base. É possível observar que as configurações AMA1 apresenta uma força de levitação ligeiramente superior à topologia CF quando a base C75 é utilizada. Entretanto, se a base com HTS for o arranjo com 7 blocos (figura 5.19) a força de levitação reduz para ambas topologias e agora, a configuração CF passa a ter força de levitação maior que a configuração AMA1. Isso mostra que a dualidade do campo magnético entre duas configurações de rotores de mancais supercondutores não necessariamente implicará na mesma força de levitação em FC, mas os

resultados de força terão a mesma ordem de grandeza.

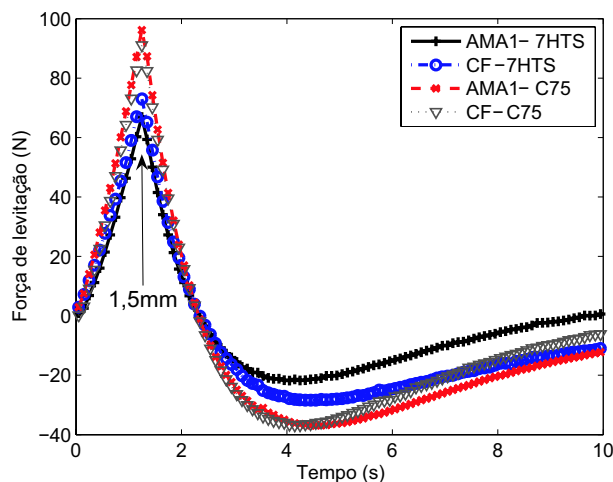


Figura 5.31: Medida da força de levitação em FC para os rotores CF e AMA1 e as bases composta por 7 amostras (figura 5.19) e C75 (figura 5.4). O HTS é resfriado a 3mm do disco e em seguida o disco é aproximado até 1,5mm e posteriormente afastado da base.

## 5.5 Síntese do capítulo

Esse capítulo apresentou os testes e as simulações realizados nos mancais magnéticos supercondutores que foram construídos para este trabalho. Foram testados rotores com 130mm de diâmetro e rotores reduzidos com aproximadamente 80mm de diâmetro. Dentre as 2 topologias de rotores magnéticos analisadas, a primeira é de um concentrador de fluxo magnético e a outra de anéis magnetizados axialmente, conforme o projeto descrito no capítulo 3. Os rotores magnéticos desenvolvidos totalizam 5 protótipos construídos (3 em miniatura e 2 em escala maior) e foram submetidos a diversos ensaios de força de levitação. Em algumas situações, os resultados medidos foram comparados com cálculos numéricos pelo MEF a partir das 2 modelagens não lineares apresentadas no capítulo 4. As duas modelagens não-lineares mostraram resultados convergentes com as medidas de força em ZFC para todas as alturas do disco de ímãs, mesmo utilizando diferentes métodos de cálculos de força. Entretanto, somente uma das modelagens foi capaz de prever corretamente o fenômeno da histerese no HTS. Uma vez que a modelagem não-linear foi

considerada validada, é possível utilizá-la no projeto de futuros mancais magnéticos supercondutores. Identificou-se que as duas topologias de rotores magnéticos desenvolvidas (CF e AMA) que são duais em campo, podem apresentar forças de levitação diferentes em ZFC, mas terão forças de levitação bem similares em ensaios em FC, dependendo do arranjo de HTS utilizado na base do estator do mancal.

# Capítulo 6

## Conclusões e trabalhos futuros

### 6.1 Conclusões

Este trabalho apresentou o desenvolvimento e estudo de topologias para mancais magnéticos supercondutores. A revisão bibliográfica realizada permitiu fazer uma comparação entre os diversos tipos de mancais rotativos, onde concluiu-se que o mancal supercondutor representa uma alternativa bastante promissora. O fato desta tecnologia para mancais ser a menos difundida de todas estimulou o estudo desses dispositivos. Como a literatura apresenta diversos modelos para se simular a interação entre um campo magnético e os seus efeitos nos HTS, fez-se uma investigação das modelagens consideradas mais adequadas para a aplicação no problema do cálculo da força de levitação em mancais magnéticos supercondutores. Os modelos testados para a simulação dos HTSs foram: permeabilidade magnética nula, equações de London pelo MEF, modelo de estado crítico de Kim pelo MEF e modelo de estado crítico de Bean pelo MEF/MDF pelo princípio da superposição. Para poder verificar a eficácia e validação dos modelos desenvolvidos, 2 sistemas de medida de força foram desenvolvidos, além de um sistema de mapeamento de campo que foi operacionalizado. Também foram construídos cinco protótipos de rotores magnéticos para os mancais supercondutores, com a finalidade de utilizá-los na validação dos modelos e investigar a topologia de mancal mais adequada para cada aplicação.

Os modelos lineares implementados através do MEF ( $\mu = 0$ , através de um

zero numérico e equações de London), mostraram-se bastante simples, mas vão se tornando ineficazes para o cálculo de força, à medida que o campo aplicado se torna suficientemente grande, ou seja, acima de alguns milésimos de Tesla. Mesmo sabendo que esses modelos têm seu domínio de validade restritos ao estado Meissner, a análise realizada comparou os resultados de ambas modelagens com medidas de força em um mancal de escora supercondutor, em função da altura do disco de magnetos. Dessa forma foi possível verificar que para uma distância de 10mm, entre o disco de ímãs permanentes e os blocos supercondutores, os resultados de ambas modelagens (zero numérico para permeabilidade magnética e modelo de London) convergem com as medidas de força. Essa verificação é importante pois permite realizar uma rápida investigação preliminar de um determinado mancal supercondutor e descobrir o valor do limitante superior da força de levitação deste mancal. Estes modelos também são incapazes de prever em sua formulação a histerese existente nos supercondutores. A simulação usando as equações de London fornece os mesmos resultados que a modelagem pela permeabilidade magnética nula no limite em que a profundidade de penetração de London tende a zero. Como essas modelagens mostraram-se bastante limitadas (permitem apenas simular corretamente o estado Meissner completo e não são capazes de prever efeitos como a histerese num supercondutor), torna-se necessário utilizar algum modelo mais sofisticado para simular os supercondutores do tipo II, no caso de se desejar obter resultados mais acurados. A única função dessas modelagens lineares seria obter o limitante superior da força de levitação em mancais magnéticos supercondutores.

Outros dois modelos mais complexos foram implementados para o cálculo da força de levitação, utilizando agora abordagens não lineares para o tratamento do problema, baseadas no modelo de estado crítico. A primeira modelagem não linear implementada utiliza um critério de corrente crítica e determina as regiões onde o campo elétrico é ou não nulo, a partir da variação do potencial vetor magnético no tempo para a região do HTS. O campo elétrico no HTS definirá quais elementos terão ou não densidade de corrente elétrica para blindar o campo externo no supercondutor. A solução do problema, tanto no espaço como no tempo foi feita completamente dentro de um programa comercial de MEF. Dessa forma, o modelo foi capaz de prever a força de levitação em ímãs cilíndricos e em mancais supercondutores durante a aproximação da fonte de campo do HTS. Entretanto, a previsão

do efeito histerético do supercondutor não apresentou concordância com as medidas realizadas. Outro problema dessa modelagem é a necessidade de ajuste de três parâmetros, mediante tentativa e erro, para que a simulação apresente resultados coerentes com as medidas. Após o ajuste dos parâmetros para um rotor CF, foi então feita a utilização do método para o cálculo da força de levitação de uma outra configuração de rotor magnético para um mancal supercondutor. Dentre as configurações analisadas, aquela que apresentou maior força de levitação foi uma que utiliza o arranjo de Halbach. Espera-se que este arranjo seja capaz de incrementar a força de levitação do mancal em pelo menos 40%.

A segunda modelagem não linear implementada gerou 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. Essa modelagem apresentou erro inferior a 5% em todas as 998 posições diferentes onde a força de levitação entre um ímã e um supercondutor foi calculada, isso já considerando a aproximação do ímã e o seu afastamento vertical. Assim, a técnica utilizada mostrou-se eficiente para prever corretamente o efeito da histerese no supercondutor. Outra vantagem nesta modelagem é a necessidade do ajuste de uma única constante para a simulação, ou seja, a densidade de corrente crítica  $J_c$ . A utilização deste modelo também foi aplicada para a simulação de dois protótipos de mancais supercondutores. Assim, mostrou-se que o modelo é capaz de prever corretamente a força de levitação em mancais supercondutores, mesmo com algumas diferenças obtidas entre simulações e medidas devido às aproximações realizadas na modelagem. A principal aproximação foi feita em relação às propriedades do ímã permanente, cujo tipo de material não foi informado pelo fabricante e utilizou-se nas simulações os dados de outro tipo de Nd-Fe-B. A grande limitação apresentada por estas modelagens baseadas no modelo de estado crítico, é que não é possível prever a relaxação do fluxo magnético (*flux creep*.)

Em relação às contribuições da parte experimental deste trabalho, as medidas em ZFC entre ímãs e blocos supercondutores comprovou (através de vários ensaios) as expectativas apresentadas na literatura de que a força de levitação em um HTS

depende tanto da magnitude da densidade de fluxo magnético como do gradiente da indução magnética sobre o supercondutor. Outra contribuição é que em ensaios realizados em FC, as topologias duais CF e AMA apresentam aproximadamente a mesma força de levitação.

## 6.2 Trabalhos futuros

Este manuscrito apresentou algumas contribuições que o autor pretende fornecer para a evolução tecnológica nacional. Muito trabalho ainda pode ser feito em realização ao desenvolvimento da supercondutividade para a aplicação na levitação magnética e em mancais supercondutores. Como sugestões propõem-se a construção de outros protótipos de mancais radiais (mancal tipo *journal*), a modelagem dos supercondutores para a refrigeração na presença de campo magnético (*field cooling*), desenvolvimento de modelos dinâmicos para a simulação dos mancais e utilização de simulações em três dimensões para os cálculos de força em outros graus de liberdade.

# Referências Bibliográficas

- [1] E. I. Radzimovsky, *Lubification of Bearings: Theoretical Principles and Design*. Nova York: The Ronald Press, 1<sup>a</sup> ed., 1959.
- [2] N. C. G. de Oliveira, *Manuais de deslizamento*. São Paulo: Impresso no Departamento de Livros e Publicações do Grêmio Politécnico, 1<sup>a</sup> ed., 1960.
- [3] J. W. Powell, *Design of aerostatic bearings*. The machinery publishing co., 1<sup>a</sup> ed., 1970.
- [4] D. F. Wilcock and E. R. Bosser, *Bearing design and application*. Nova York: McGraw-Hill, 1<sup>a</sup> ed., 1957.
- [5] H. Heshmat, “Advancements in the performance of aerodynamic foil journal bearings: high speed and load capability,” *Journal of Tribology, Transactions of the ASME*, vol. 116, pp. 287–295, abril 1994.
- [6] B. B. Ahuja, P. P. Chikate, and S. K. Basu, “High speed supports using aerostatic aerodynamic bearing,” *Industrial Lubrication and Tribology*, vol. 52, no. 2, pp. 67–75, 2000.
- [7] R. C. Juvinall, *Fundamentals of Machine Component Design*. Singapura: John Wiley and Sons, 1<sup>a</sup> ed., 1983.
- [8] M. F. Spotts, *Design of Machine Elements*. Nova Jersey: Prentice-Hall, 5<sup>a</sup> ed., 1978.
- [9] D. N. Reshetov, *Machine Design*. Moscou: Mir Publishers, 1<sup>a</sup> ed., 1978.
- [10] A. Deutschman, W. J. Michels, and C. E. Wilson, *Machine Design: Theory and Practice*. Nova York: Macmillan Publishing Co., 1<sup>a</sup> ed., 1975.



- [11] Website, “[http://www.lmp.ufsc.br/publicacoes/arquivo/tese\\_milton/principio\\_09.htm](http://www.lmp.ufsc.br/publicacoes/arquivo/tese_milton/principio_09.htm),” em:04/05/2005.
- [12] SKF inc., *Catálogo Geral de rolamentos*.
- [13] G. Schweitzer, H. Bleuler, and A. Traxler, *Active Magnetic Bearings: basics, properties and applications of active magnetic bearings*. Zurich: VDF, 1<sup>a</sup> ed., 1994.
- [14] J. Yonnet, “Passive magnetic bearings with permanent magnets,” *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 14, no. 5, pp. 803–805, 1978.
- [15] J. Yonnet, “Permanent magnetic bearings and couplings,” *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 17, no. 1, pp. 1169–1173, 1981.
- [16] 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.
- [17] 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.
- [18] 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.
- [19] E. H. Brandt, “Levitation in physics,” *Science*, vol. 243, pp. 349–355, janeiro 1989.
- [20] 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.
- [21] F. C. Moon, *Superconductin levitation: Applications to bearings and magnetic transportation*. Nova York: A Wiley-Interscience, 1<sup>a</sup> ed., 1994.
- [22] 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.

- [23] 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.
- [24] J. R. Hull and M. Murakami, “Applications of bulk high-temperature superconductors,” *Proceedings of the IEEE*, vol. 92, pp. 1705–1718, outubro 2004.
- [25] P. F. Ribeiro and *et al*, “Energy storage systems for advanced power applications,” *Proceedings of the IEEE*, vol. 89, pp. 1744–1756, dezembro 2001.
- [26] R. de Andrade Jr. and *et al*, “A superconducting high-speed flywheel energy storage system,” *Physica C*, vol. 408-410, pp. 930–931, 2004.
- [27] R. E. Horner and N. J. Proud, “The key factors in the design and construction of advanced flywheel energy storage systems and their application to improve telecommunication power back-up,” in *Proceeding of INTELEC 96*, vol. 1, pp. 668–675, outubro 1996.
- [28] S. Nagaya and *et al*, “Study on high temperature superconducting magnetic bearing for 10 kwh flywheel energy storage system,” *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 11, pp. 1649–1652, março 2001.
- [29] V. Babuska and *et al*, “A review of technology developments in flywheel attitude control and energy transmission systems,” in *Proceedings of the IEEE Aerospace Conference*, vol. 4, pp. 2784–2800, março 2004.
- [30] N. G. Hingorani, “Introducing custom power,” *IEEE Spectrum*, vol. 32, pp. 41–48, Junho 1995.
- [31] Z. Jiancheng and *et al*, “Research on flywheel energy storage system for power quality,” in *Proceedings of the PowerCon*, vol. 1 of 13-17, pp. 496–497, outubro 2002.
- [32] G. G. Sotelo, A. C. Ferreira, and R. de Andrade Jr., “Halbach array superconducting magnetic bearing for a flywheel energy storage system,” *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 15, pp. 2253–2256, junho 2005.
- [33] 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.

- [34] J. L. da Silva Neto, L. G. B. Rolim, and G. G. Sotelo, “Control of power circuit interface of a flywheel-based energy storage system,” in *Proceeding of the ISIE 2003*, vol. 2, (Rio de Janeiro), pp. 962–967, junho 2003.
- [35] G. G. Sotelo, “Comparação de estruturas de máquinas de relutância variável para uso em armazenador cinético de energia,” Master’s thesis, Universidade Federal do Rio de Janeiro, Rio de Janeiro, Fevereiro 2003.
- [36] L. G. B. Rolim and *et al*, “Flywheel generator with switched reluctance machine,” in *Proceedings of the XV International Conference on Eletrical Machines*, vol. 1, (Bruges), 2002.
- [37] F. N. Werfel and *et al*, “Centrifuge advances using hts magnetic bearings,” *Physica C: Superconductivity*, vol. 354, pp. 13–17, Maio 2001.
- [38] P. Stoye and *et al*, “Superconducting magnetic bearing in high speed motor,” in *Proceedings of the European Applied Superconductivity Conference*, vol. 1, (Holanda), p. 1535, Junho 1997.
- [39] T. L. Wilson, “A high-temperature superconductor energy-momentum control system for small satellites,” *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 13, pp. 2287–2290, Junho 2003.
- [40] M. Lamb and *et al*, “High temperature superconducting bearings for lunar telescope mounts,” *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 5, pp. 638–642, Junho 1995.
- [41] E. Lee and *et al*, “Characterization of superconducting bearings for lunar telescopes,” *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 9, pp. 911–915, Junho 1999.
- [42] J. J. Wang and *et al*, “Magnetic levitation force between a superconductor bulk magnet and a permanent magnet,” *Superconducting and Science Technology*, vol. 16, pp. 527–533, 2003.
- [43] C. P. Bean, “Magnetization of hard superconductors,” *Physical Review Letters*, vol. 8, pp. 250–253, março 1962.
- [44] C. P. Bean, “Magnetization of high-field superconductors,” *Review of Modern Physics*, vol. 36, pp. 31–39, janeiro 1964.

- [45] P. P. Silvester and R. L. Ferrari, *Finite elements for electrical engineers*. Cambridge, Reino Unido: Cambridge University press, 2<sup>a</sup> ed., 1991.
- [46] M. N. O. Sadiku, *Numerical techniques in Eletromagnetics*. EUA: CRC Press, 2<sup>a</sup> ed., 2001.
- [47] J. Jin, *The finite element method in eletromagnetics*. EUA: Wiley-Interscience, 2<sup>a</sup> ed., 2002.
- [48] J. P. A. Bastos, *Eletromagnetismo e cálculo de campos*. Santa Catarina: Editora da UFSC, 3<sup>a</sup> ed., 1996.
- [49] J. R. Cardoso, *Introdução ao Método dos Elementos Finitos para Engenheiros Eletricistas*. Publicação Independente.
- [50] E. H. Brandt, “Superconductors of finite thickness in a perpendicular magnetic field: Strips and slabs,” *Physical Review B*, vol. 54, no. 6, pp. 4246–4264, 1996.
- [51] E. H. Brandt, “Superconductor disk and cylinders in an axial magnetic field. i. flux penetration and magnetization curves,” *Physical Review B*, vol. 58, no. 10, pp. 6506–6522, 1998.
- [52] M. J. Qin and *et al*, “Calculation of the hysteretic force between a superconductor and a magnet,” *Physical Review B*, vol. 66, no. 024516, pp. 1–11, 2002.
- [53] R. B. Kasal, “Simulação de supercondutores pelo modelo de estado crítico,” Master’s thesis, COPPE, Universidade Federal do Rio de Janeiro, Rio de Janeiro, Fevereiro 2006.
- [54] R. B. Kasal, J. R. de Andrade, G. G. Sotelo, and A. C. Ferreira, “Simulation of dynamic levitation force taking flux creep into account,” *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, aceito para publicação 2007.
- [55] A. Sanchez and C. Navau, “Magnetic properties of finite superconducting cylinders. i. uniform applied field,” *Physical Review B*, vol. 64, pp. 1–10, novembro 2001.
- [56] C. Navau and A. Sanchez, “Magnetic properties of finite superconducting cylinders. ii. nonuniform applied field and levitation force,” *Physical Review B*, vol. 64, pp. 1–10, novembro 2001.

- [57] C. Navau and A. Sanchez, “Stiffness and energy losses in cylindrically symmetric superconductor levitating systems,” *Superconducting and Science Technology*, vol. 15, pp. 1445–1453, setembro 2002.
- [58] C. Navau, A. Sanchez, and E. Pardo, “Lateral force in permanent magnet-superconductor levitation systems with high critical current,” *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 13, pp. 2185–2188, junho 2003.
- [59] A. S. Pereira, *Aplicação do Método dos elementos finitos ao estudo da resposta magnética de supercondutores de alta  $T_C$ : levitação magnética e caracterização não destrutiva*. PhD thesis, IF, Universidade Federal do Rio de Janeiro, Rio de Janeiro, Julho 2004.
- [60] G. C. da Costa, *Estuda da levitação magnética e determinação da corrente crítica de blocos supercondutores de alta  $T_C$  pelo método dos elementos finitos*. PhD thesis, COPPE, Universidade Federal do Rio de Janeiro, Rio de Janeiro, Junho 2005.
- [61] T. Sugiura, H. Hashizume, and K. Miya, “Numerical electromagnetic field analysis of type-ii superconductors,” *International Journal of Applied Electromagnetics in Materials*, vol. 2, pp. 183–196, 1991.
- [62] M. Tsuchimoto and T. Honma, “Numerical evaluation of levitation force of htsc flywheel,” *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 4, no. 4, pp. 211–215, 1994.
- [63] N. Takeda, M. Uesaka, and K. Miya, “Computation and experiments on the static and dynamic characteristics of high tc superconducting levitation,” *Cryogenics*, vol. 34, no. 9, pp. 745–752, 1994.
- [64] 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.
- [65] Y. D. Chun, “Finite element analysis of magnetic field in high temperature bulk superconductor,” *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 11, pp. 2000–2003, março 2001.

- [66] 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.
- [67] 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.
- [68] G. G. Sotelo, R. de Andrade Jr., and A. C. Ferreira, “Modelagem e simulação de supercondutores aplicada ao projeto de mancais magnéticos rotativos,” in *Anais do Momag 2006 - XII Simpósio Brasileiro de Microondas e Optoeletrônica e VII Congresso Brasileiro de Eletromagnetismo*, vol. I, (Belo Horizonte), Agosto 2006.
- [69] 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 American Association of Physics Teachers*, vol. 34, no. b, pp. 55–70, 1913.
- [70] F. London and H. London, “The electromagnetic equations of the supraconductor,” *Proceedings of the Royal Society*, vol. A149, pp. 71–78, 1935.
- [71] F. London, *Superfluids*, vol. I e II. Nova York, EUA: Dover, 1964.
- [72] D. Dew-Hughes, “The critical current of superconductors: an historical review,” *Low Temperature Physics*, vol. 27, pp. 713–722, setembro-outubro 2001.
- [73] J. Bardeen, L. N. Cooper, and J. R. Schrieffer, “Theory of superconductivity,” *Physics Review*, vol. 2, no. 108, pp. 1175–1204, 1957.
- [74] J. Nagamatsu and *et al*, “Superconductivity at 39k in magnesium diboride,” *Nature*, vol. 410, pp. 63–64, março 2001.
- [75] 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.
- [76] A. M. Luiz, *Aplicações de Supercondutividade*. São Paulo, Brasil: Edgard Blücher, 1ª ed., 1992.

- [77] D. Larbalestier and *et al*, “High- $t_c$  superconducting materials for electric power applications,” *Nature*, vol. 414, pp. 368–377, novembro 2001.
- [78] A. C. Rose-Innes and E. H. Rhoderick, *Introduction to Superconductivity*. Oxford, Inglaterra: Pergamon, 2<sup>a</sup>-reimpressa ed., 1994.
- [79] J. R. Reitz, F. J. Milford, and R. W. Christy, *Fundamentos da teoria Eletromagnética*. Rio de Janeiro: Editora Campus, terceira ed., 1982.
- [80] G. G. Sotelo and *et al*, “Utilização das equações de London para a modelagem de supercondutores,” in *Anais do Momag 2004 - XI Simpósio Brasileiro de Microondas e Optoeletrônica e VI Congresso Brasileiro de Eletromagnetismo*, vol. I, (São Paulo), Agosto 2004.
- [81] 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.
- [82] P. V. Ferreira and *et al*, “Implementação de um sistema de caracterização de mancais magnéticos supercondutores,” in *Anais do XVI Congresso Brasileiro de Automática*, vol. I, (Salvador), pp. 2531–2535, Setembro 2006.
- [83] R. das Neves Calvo, “Uso de observadores em malha fechada no controle de velocidade de motores de corrente contínua.” Projeto de fim de curso em Engenharia Elétrica, UFRJ, Rio de Janeiro, Maio 2006.
- [84] R. A. Amorim, “Sistemas de medidas do lasup.” Relatório de estágio em Engenharia Elétrica, UFRJ, Rio de Janeiro, Dezembro 2006.
- [85] D. F. B. David, *Levitação de rotor por mancais-motores radiais magnéticos e mancal axial supercondutor auto-estável*. Tese de d.sc., Universidade Federal do Rio de Janeiro, Rio de Janeiro, Brasil, 2000.
- [86] J. A. Stratton, *Electromagnetic Theory*. McGraw-Hill Company Inc., 1941.
- [87] D. J. Griffiths, *Introduction to Electrodynamics*. Prentice-Hall Inc., 1981.
- [88] K. Halbach, “Application of permanent magnets in accelerators and storage rings,” *Journal Physics*, vol. 57, pp. 3605–3608, 1985.

- [89] 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.
- [90] P. Stoye and *et al*, “Static forces in a superconducting magnet bearing,” *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 31, no. 6, pp. 4220–4222, 1995.
- [91] Consol, *Electromagnetics module users’ guide*, 3 ed., janeiro 2004.
- [92] Ansys Co., *ANSYS Reference Manual*, 2003.
- [93] “Can superconductors, [www.cansuperconductors.cz](http://www.cansuperconductors.cz),” Janeiro 2007.
- [94] Y. B. Kim, C. F. Hempstead, and A. R. Strnad, “Magnetization and critical supercurrents,” *Physical Review*, vol. 129, pp. 528–536, janeiro 1963.
- [95] T. Matsushita and B. Ni, “Critical current characteristics in high  $t_c$  superconductors,” *IEEE Transactions on magnetics*, vol. 25, pp. 2285–2288, março 1989.
- [96] G. Barnes, M. McCulloch, and D. Des-Hughes, “Computer modelling of tipe ii superconductors in applications,” *Superconducting and Science Technology*, vol. 12, pp. 518–522, setembro 1999.
- [97] W. M. Yang, L. Zhou, and R. Nicolsky, “The relationship of levitation force between individual discs and double-layer disc  $yba_2cu_3o_{7-x}$  superconductors,” *Superconducting and Science Technology*, vol. 16, pp. 451–454, fevereiro 2003.
- [98] G. G. Sotelo, J. L. da Silva Neto, R. de Andrade Jr., A. C. Ferreira, and R. Nicolsky, “Comparative analysis of two topologies for rotational superconducting magnetic bearing,” *Physica C*, aceito para publicação 2007.
- [99] G. G. Sotelo, A. C. Ferreira, and R. de Andrade Jr., “Magnetic bearing sets for a flywheel system,” *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, aceito para publicação 2007.



# Apêndice A

## Calibração da célula de carga

Abaixo é apresentada a curva de calibração da célula de carga utilizada.

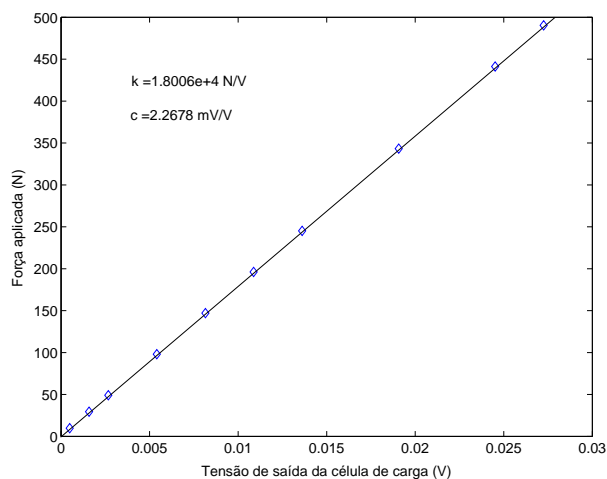


Figura A.1: Curva de calibração da célula de carga de 50 kg.

## Apêndice B

# Calibração das ponteiras de efeito hall

Abaixo são apresentadas as curvas de calibração dos sensores de efeito hall utilizados. Para a temperatura ambiente (figura B.1) a constante de calibração obtida foi de  $0,69\text{V/T}$ , já considerando o ganho do amplificador operacional utilizado (INA 111), que é de  $1,7353$ .

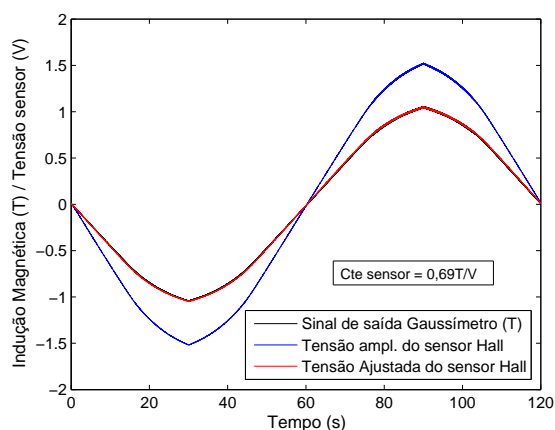


Figura B.1: Curva de calibração do sensor de efeito hall para a temperatura ambiente.

Para a temperatura de  $77\text{K}$ , ou seja, em banho de nitrogênio líquido, a curva de calibração é apresentada na figura B.1. A constante de calibração obtida foi de  $0,57\text{V/T}$ , já considerando o ganho do amplificador operacional utilizado (INA 111),

que é de 1,7353. Para medidas de indução magnética que não ultrapassem 0,7T, o sensor de efeito Hall apresentou-se linear e a constante obtida mostrou-se válida.

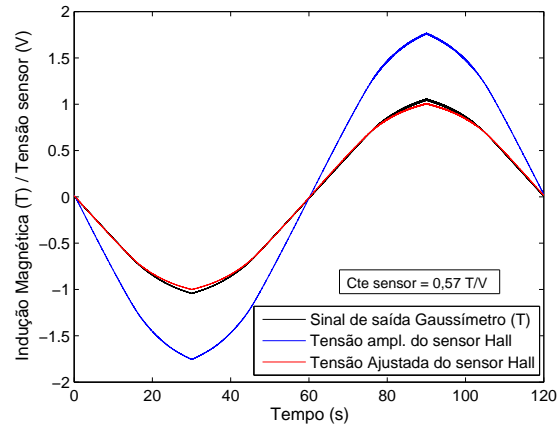


Figura B.2: Curva de calibração do sensor de efeito hall para a temperatura de 77K.

# Apêndice C

## Simulação da penetração do campo em um supercondutor a partir da modelagem linear

### C.1 Resultados da placa infinita

Para verificar a eficácia da modelagem de London pelo MEF será feita uma comparação desses resultados com outros obtidos a partir de cálculos analíticos. Essa modelagem analítica apresenta resultados bastante consolidados. Para efeito de simplificação podem ser utilizadas geometrias que permitam reduzir o número de graus de liberdade do sistema, de forma a obter um problema unidimensional. A solução do problema em casos unidimensionais é bastante comum na literatura didática [78], apresentando normalmente como solução a indução magnética em função da posição numa dada direção. Como exemplo, tem-se o caso de uma placa de espessura  $2a$  que apresenta profundidade e altura de extensões infinitas, com um campo magnético constante aplicado paralelamente numa das faces da placa, conforme ilustra a figura C.1.

Considera-se na análise que o meio externo é o vácuo e que o material supercondutor é isotrópico. Desta forma, as supercorrentes só podem fluir na direção  $z$ . As correntes aplicadas à bobina percorrem os planos infinitos, paralelos à direção  $z$  e

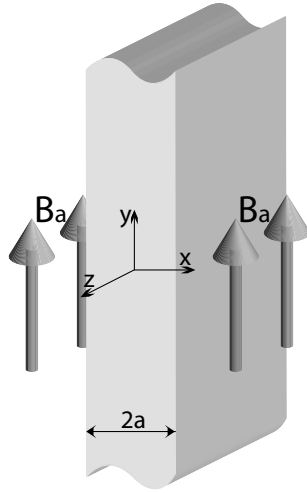


Figura C.1: Placa infinita supercondutora com campo magnético aplicado paralelamente em sua face.

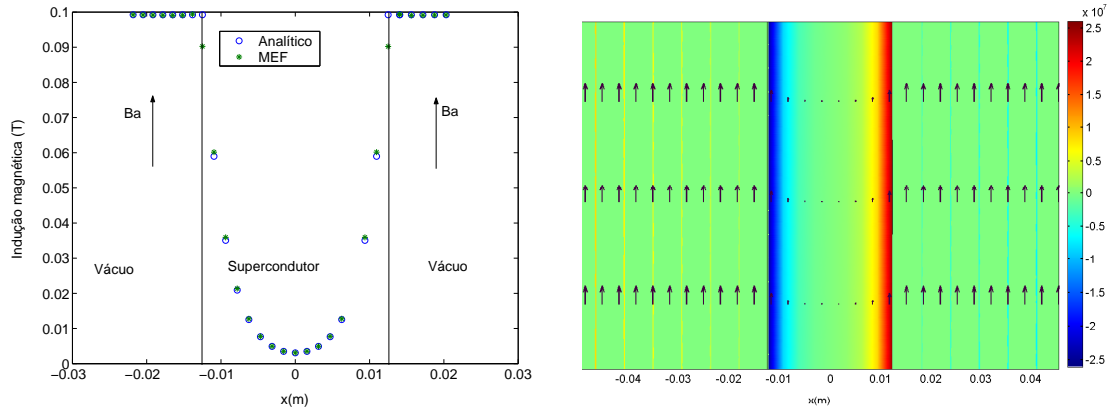
são separados por uma distância  $D$ . A extensão de  $D$  é muito superior a de  $2a$ , para que os efeitos de borda possam ser desprezados. A densidade de corrente aplicada na bobina deve possuir um determinado valor para que a indução magnética na região externa à placa seja igual a indução magnética aplicada  $B_a$ . Aplicando a equação 2.17 ao caso estudado, obtemos a seguinte equação diferencial:

$$\frac{\partial^2 A_z(x)}{\partial x^2} = \frac{1}{\lambda_L^2} A_z(x) \quad (\text{C.1})$$

A solução pode ser obtida arbitrando-se, inicialmente, valores para o potencial vetor nas fronteiras entre o supercondutor e o meio externo. Em seguida, deve-se igualar a expressão da densidade de fluxo a  $B_a$  que, por hipótese, é conhecida. Assim, para o interior da placa ( $-a \leq x \leq a$ ), aplicando o rotacional do potencial vetor magnético, pode-se chegar à seguinte expressão para a densidade de fluxo magnético:

$$B(x) = \frac{B_a}{\cosh(a/\lambda_L)} \cosh(x/\lambda_L) \quad (\text{C.2})$$

Utilizando então o MEF para resolver a equação 2.17 e aplicando a equação C.1 para o cálculo analítico, obtém-se os resultados mostrados na figura C.2(a), para a indução magnética em função da posição  $x$ , onde considera-se:  $a = 12,5\text{mm}$ ,  $\lambda_L = 3,0\text{mm}$  e  $B_a = 0,1\text{T}$ . A profundidade de penetração  $\lambda_L$  depende fortemente da tem-



(a) Indução magnética ( $B_y$ ) em função da posição ( $x$ ). (b) Densidade de corrente elétrica de blindagem (código de cores), indução magnética (setas) e linhas de fluxo magnético.

Figura C.2: Resultados pelo MEF para uma placa infinita.

peratura [78], variando de um valor  $\lambda_L$  (da ordem de  $\mu m$ ) em baixas temperaturas até o infinito, na temperatura crítica. O valor inicialmente adotado de  $\lambda_L = 3mm$  tem como objetivo permitir melhor visualização das correntes de blindagem.

Como pode ser observado na figura C.2(a), os resultados calculados pelo MEF encontram-se em acordo com os obtidos pelo modelo analítico. A única divergência observada nesses resultados é para a indução magnética na fronteira supercondutor-vácuo, que pode ser justificada pela quantidade limitada do número de nós (vértices dos elementos finitos) nessa região. No limite que a quantidade de nós tender a um valor infinito, esses resultados na fronteira tenderão a convergir.

Os resultados da densidade de corrente de blindagem (na direção  $z$ ) na superfície do supercondutor (código de cores), indução magnética (setas) e linhas de fluxo são mostrados na figura C.2(b). A corrente elétrica de blindagem deve fluir superficialmente no supercondutor. Entretanto, como foi adotado um valor de  $\lambda_L$  relativamente elevado ( $3mm$ ), observa-se que a região onde há circulação de corrente é da ordem de grandeza da extensão de  $\lambda_L$ .

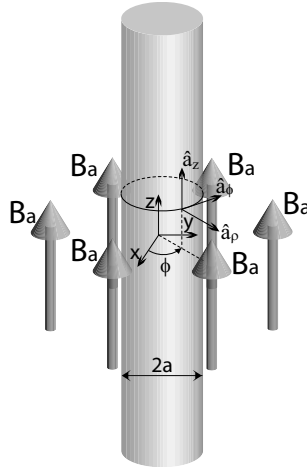


Figura C.3: Cilindro infinito supercondutor com campo magnético aplicado na direção  $z$ .

## C.2 Resultados do cilindro infinito

Outro problema que pode ser abordado é o caso do cilindro infinito supercondutor, que se encontra imerso em um campo magnético homogêneo aplicado paralelamente à direção  $z$ . A densidade de fluxo magnético aplicada é constante e igual a  $B_a$ . O cilindro possui raio  $a = 12,5\text{mm}$ . Da mesma forma que efetuado no caso anterior, considera-se que o meio externo é o vácuo e que o material supercondutor é isotrópico. Essa situação é ilustrada pela figura C.3. Nesse caso, devido a simetria da geometria, é conveniente adotar o sistema de coordenadas cilíndricas, que facilitaria o estudo do problema. A partir de todas essas considerações, a componente azimutal ( $\phi$ ) do potencial vetor magnético passa a depender unicamente da componente  $\rho$ , e como não há variação na direção  $z$ , esse problema se reduz a um caso unidimensional. Neste caso, aplicando o Laplaciano de uma função vetorial, a equação 2.17 reduz-se a:

$$\frac{\partial^2 A_\phi(\rho)}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial A_\phi(\rho)}{\partial \rho} - \frac{1}{\rho^2} \cdot A_\phi(\rho) = \frac{1}{\lambda_L^2} \cdot A_\phi(\rho) \quad (\text{C.3})$$

Para uma solução correta da equação C.3 é necessário estipular como condição de contorno que a referência do potencial vetor magnético se encontra no centro da seção transversal do cilindro. Como a solução do problema envolve funções de Bessel(K), que tendem para o infinito quando a variável se anula, considera-se que

essa referência encontra-se num raio de 0,0001m do centro do cilindro. Com o auxílio de um programa de manipulação simbólica, obteve-se a seguinte expressão para o potencial vetor magnético no interior do supercondutor ( $0 < r \leq a$ ) [80]:

$$\vec{A}(\rho) = \left[ A_1 \cdot BesselI \left( 1, \frac{\rho}{\lambda_L} \right) + A_2 \cdot BesselK \left( 1, \frac{\rho}{\lambda_L} \right) \right] \cdot \hat{a}_\phi \quad (C.4)$$

onde as constantes  $A_1$  e  $A_2$  são extensas combinações lineares de funções de Bessel modificadas de ordens 0, 1 e 2. A indução magnética é obtida tomando-se o rotacional da equação C.4, com o auxílio do mesmo programa. A expressão final envolve um grande número de termos de funções de Bessel (I e K) de ordem 0, 1 e 2 [53].

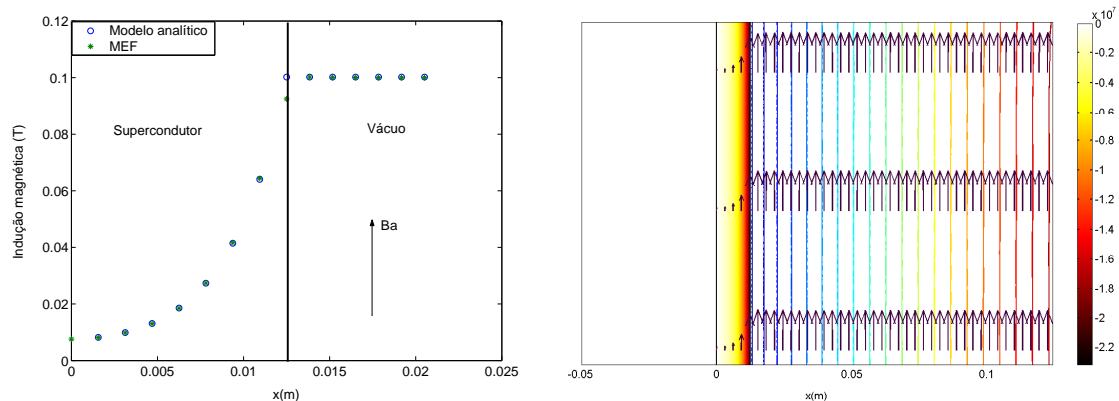
Para a simulação do cilindro infinito pelo MEF, novamente a profundidade de penetração de London será de 3mm e a densidade de corrente aplicada na bobina será tal que a indução magnética na região externa seja de 0,1T. Os resultados obtidos pelo MEF para a densidade de fluxo magnético foram comparados com as previsões analíticas obtidas pelo rotacional da expressão C.4, conforme apresentado na C.4(a). Novamente os resultados obtidos pelo MEF encontram-se em acordo com aqueles previstos pelo modelo analítico, havendo somente duas divergências: na fronteira supercondutor-vácuo (cuja justificativa é a mesma apresentada na seção anterior para o caso da placa infinita) e na posição  $\rho = 0$ , cuja expressão analítica não apresenta solução nesse ponto.

A figura C.4(b) mostra os resultados de densidade de corrente de blindagem na direção azimutal no interior do cilindro supercondutor (código de cores), onde observa-se novamente o efeito da supercorrente atenuando a indução magnética no interior do cilindro, cuja magnitude é representada pela extensão das setas. As linhas de fluxo magnético são também apresentadas na figura C.4(b), e estão representadas através das regiões equipotenciais de  $A_\phi$ .

### C.3 Resultados da esfera

As 2 subseções anteriores apresentaram situações que permitiam realizar uma simplificação das equações de forma a tratar o problema como um caso unidimensional. Essa simplificação permite que uma modelagem analítica seja facilmente ado-





(a) Indução magnética ( $B_y$ ) em função da posição ( $x$ ).

(b) Densidade de corrente elétrica de blindagem (código de cores), indução magnética (setas) e linhas de fluxo magnético.

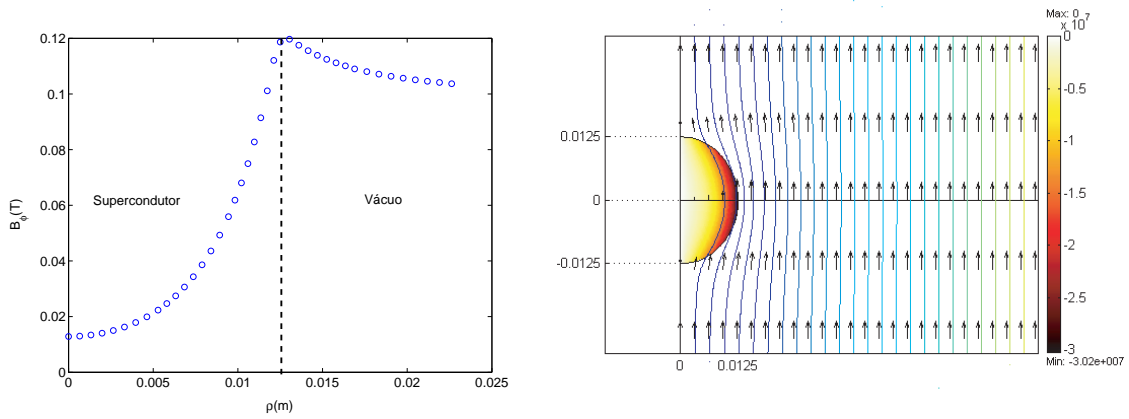
Figura C.4: Resultados pelo MEF para um cilindro infinito.

tada. Entretanto, na maioria dos casos de interesse prático, não é possível reduzir o número de graus de liberdade do problema. Nesse contexto, os métodos numéricos apresentam a possibilidade de simular esses casos em que uma solução analítica torna-se extremamente trabalhosa, ou ainda inviável. Nessa situação enquadram-se as 2 próximas geometrias analisadas (esfera e cilindro finito), que utilizam a mesma formulação pelo MEF que os casos estudados acima.

Na situação agora analisada apresenta-se uma esfera supercondutora que possui um raio de 12,5mm e adotou-se  $\lambda_L = 3,0mm$ . Esse valor para a profundidade de penetração de London foi o mesmo adotado nas simulações anteriores. No caso da esfera supercondutora observa-se que a indução magnética sofre um acréscimo nas redondezas da esfera em sua região equatorial, conforme mostra a figura C.5(a). Tal acréscimo pode ser entendido mais facilmente através da observação da figura C.5(b), que ilustra bem a compressão de fluxo magnético nessa região.

## C.4 Resultados do cilindro finito

Na simulação do cilindro finito estuda-se um caso de interesse prático, pois pode reproduzir a levitação de um cilindro supercondutor sobre um ímã também cilíndrico, usando uma simetria axial. Essa situação é muito comum, pois os fabricantes de blocos supercondutores realizam normalmente ensaios para obter a força de levitação



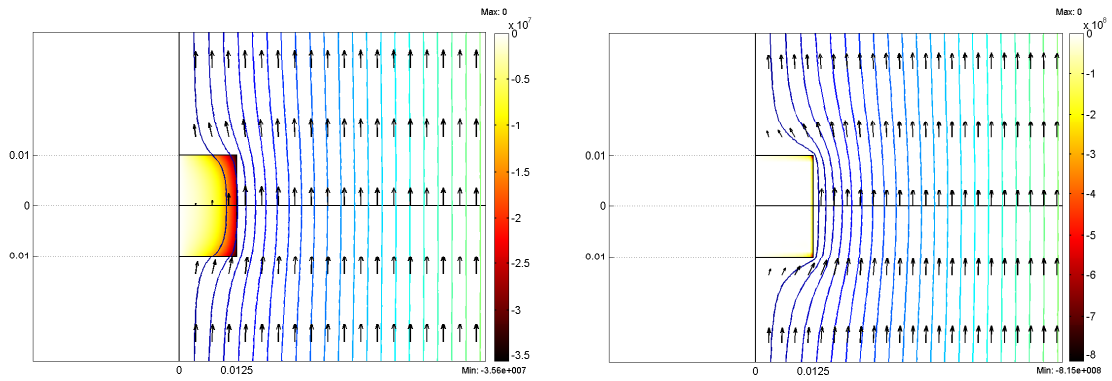
(a) Indução magnética ( $B_y$ ) em função da posição ( $x$ ). (b) Densidade de corrente elétrica de blindagem (código de cores), indução magnética (setas) e linhas de fluxo magnético.

Figura C.5: Resultados pelo MEF para uma esfera supercondutora imersa num campo homogêneo constante.

exercida por um único bloco supercondutor cilíndrico, que é a geometria mais comum de ser encontrada (em se tratando de blocos supercondutores maciços texturizados por fusão semeada, de alta temperatura crítica).

Uma comparação interessante pode ser realizada através de dois cilindros de mesmo tamanho (25mm de diâmetro e 20mm de altura), mas com valores de profundidade de penetração de London distintos. Essa situação pode ser apresentada nas figuras C.6(a) e C.6(b), que mostram os resultados para 2 cilindros que apresentam valores  $\lambda_L$  iguais a 3,0mm e 0,3mm, respectivamente. Na situação da figura C.6(a), em que  $\lambda_L$  apresenta um valor típico para temperaturas da ordem de grandeza de  $T_c$  do material, observa-se uma grande penetração do campo no interior do supercondutor. Enquanto que no caso onde  $\lambda_L$  possuía menor valor, observa-se que a corrente elétrica de blindagem flui apenas numa fina camada da superfície do supercondutor, responsável por anular quase que completamente o campo no interior do supercondutor. Isso também indica que somente essa restrita região terá a presença de indução magnética.

Outro fator relevante que pode ser observado pelas figuras C.6(a) e C.6(b), é que a indução magnética no interior do supercondutor tende a decair abruptamente a zero conforme faz-se a profundidade de penetração de London tender a zero. Novamente observa-se que ocorre uma concentração do fluxo magnético na região externa



(a) Resultados para  $\lambda_L = 3mm$ .

(b) Resultados para  $\lambda_L = 0.3mm$ .

Figura C.6: Resultados pelo MEF para um cilindro infinito.

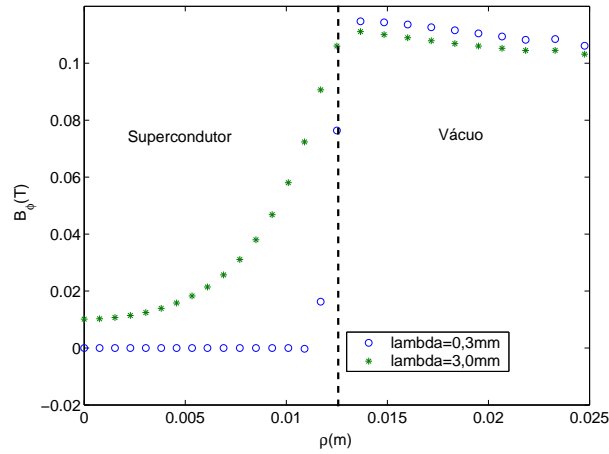


Figura C.7: Indução magnética num cilindro finito supercondutor.

ao supercondutor, cujo valor da densidade de fluxo nessa região torna-se superior a 0,1T (valor aplicado pela fonte externa de campo). Isso é ilustrado pela distorção do campo magnético externo na região do supercondutor devido à propriedade diamagnética apresentada pelo material. A visualização de todos esses resultados pode ser obtida através da observação da indução magnética em função da posição (para a região central) para esses 2 casos em questão, conforme mostra a figura C.7.

# Apêndice D

## Figuras das malhas usadas nas simulações

Abaixo são apresentadas as figuras das malhas obtidas para as simulações lineares.

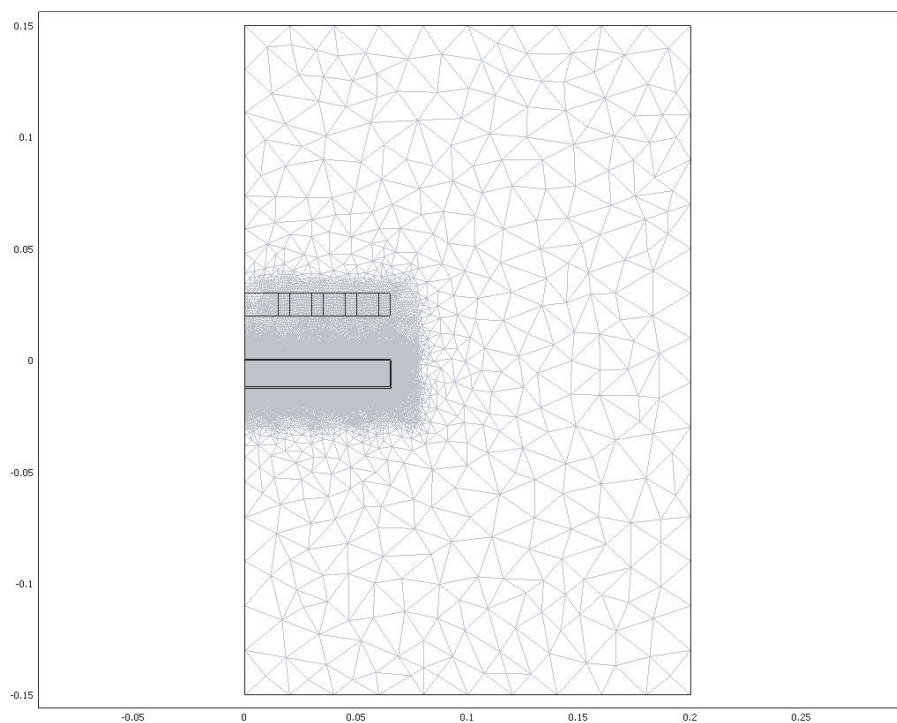


Figura D.1: Malha para a simulação do mancal supercondutor com rotor CF. Contorno de ar externo com altura de 0,3m e raio de 0,2m.

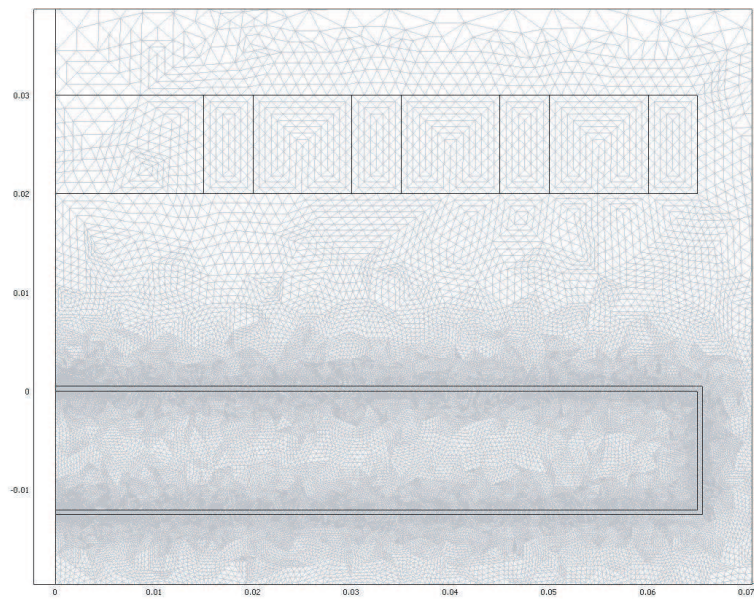


Figura D.2: Malha para a simulação do mancal supercondutor com rotor CF. Detalhe para a região do rotor magnético e do HTS.

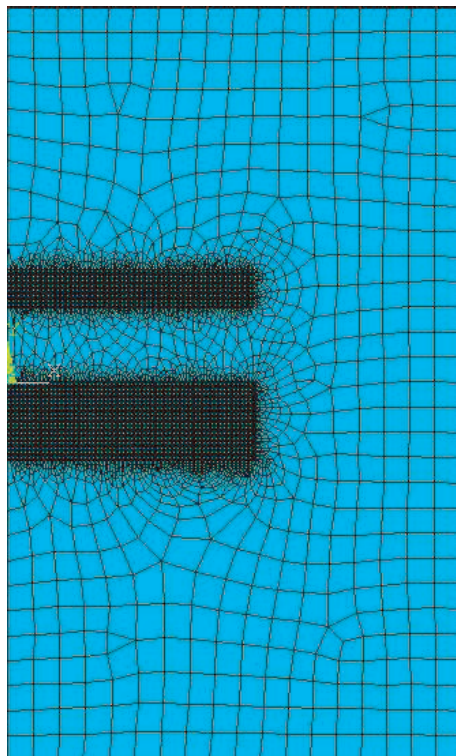


Figura D.3: Malha para a simulação do mancal supercondutor com rotor CF. Contorno de ar externo com altura de 0,3m e raio de 0,2m.

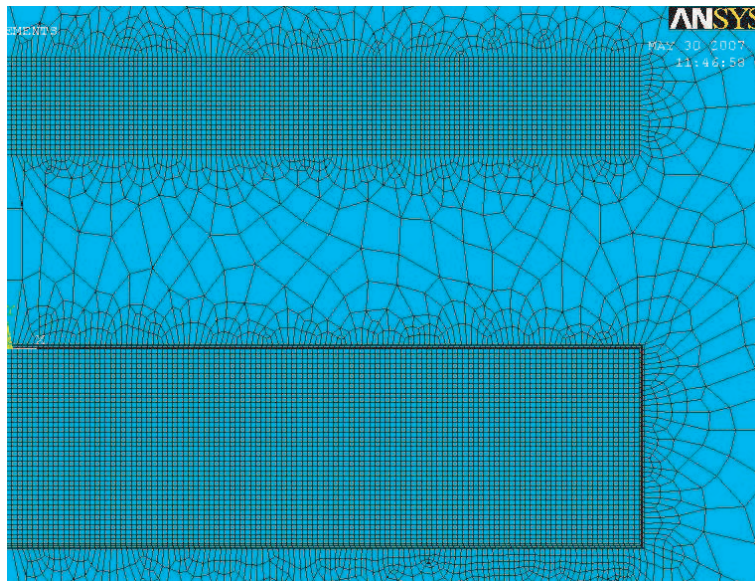


Figura D.4: Malha para a simulação do mancal supercondutor com rotor CF. Detalhe para a região do rotor magnético e do HTS.

# Apêndice E

## Arquivo para simulação com o modelo de estado crítico.

Seguem as linhas de comando para a simulação no ANSYS de um disco de Nd-Fe-B sobre outro de YBCO, pela modelagem apresentada na seção 4.3.3.

```
/COM,ANSYS RELEASE 7.1   UP20030501   09:14:06   04/29/2004
/PREP7
SMRT,OFF
/TITLE, Cilindro finito
ANTYPE,STATIC           ! ANALISe ELETROSTATICA
PIR= 4*ATAN(1)          !PIR=3.1415...(RADIANOS)

ET,1,PLANE13
KEYOPT,1,1,0
KEYOPT,1,2,0
KEYOPT,1,3,1           !análise axissimétrica
KEYOPT,1,4,0
KEYOPT,1,5,0

epsilon=3/100000       !constante que será comparada com Delta_A para definir os elementos que terão uma densidade de correntes

rs=17.5/1000           !raio do cilindro supercondutor
hs=15/1000             !altura do cilindro supercondutor
Jc=2e7                 !densidade de corrente crítica do supercondutor
lsv=30                 !número de divisões verticais das linhas do supercondutor
lsh=40                 !número de divisões horizontais das linhas do supercondutor
contorno=0.5/1000
bo=0.5                 !constante para utilização com o modelo de Kim
!0 número de elementos no supercondutor será o produto de lsv e lsh
```

!a numeração dos elementos no supercondutor será de 1 até lsv\*lsh

gapini=35

ri=12.5/1000 !raio do cilindro supercondutor

hi=22.5/1000 !altura do cilindro supercondutor

Br=1.12 !força coercitiva (residual flux density)

liv=20 !número de divisões verticais das linhas do ímã

lih=10 !número de divisões horizontais das linhas do ímã

hcaixa=100/1000 !1/2 altura da caixa externa

rcaixa=80/1000 !raio da caixa externa

```
*DIM,result,ARRAY,2*gapini,5,0,
*DIM,tempA,ARRAY,(lsv*lsh),2*gapini,0,
*DIM,dif,ARRAY,(lsv*lsh),2*gapini,0,,
*DIM,bsoma,ARRAY,(lsv*lsh),2*gapini,0,,
*DIM,boo,ARRAY,(lsv*lsh),1,0,,
*DIM,JJ,ARRAY,(lsv*lsh),2*gapini,0,,
*DIM,JJ1,ARRAY,(lsv*lsh),2*gapini,0,,
*DIM,tempB,ARRAY,(lsv*lsh),2*gapini,0,,
```

\*do,x,1,(lsv\*lsh),1

\*VFILL,boo(x,1),DATA,bo,,,,,,,,,

\*enddo

/COLOR,OUTL,BLAC !linhas em preto

k,1,0,gapini/1000

k,2,0,hi+gapini/1000

k,3,ri,hi+gapini/1000

k,4,ri,gapini/1000

k,5,0,-hs

k,6,0,0

k,7,rs,0

k,8,rs,-hs

k,9,0,-hs-contorno

k,10,0,contorno

k,11,rs+contorno,contorno

k,12,rs+contorno,-hs-contorno

k,13,0,-hcaixa

k,14,0,hcaixa

k,15,rcaixa,hcaixa

k,16,rcaixa,-hcaixa

a,1,2,3,4

a,6,7,8,5



a,6,10,11,7  
a,7,11,12,8  
a,8,12,9,5  
a,14,15,16,13

aovlap,all  
numcmp,all

EMUNIT,MKS ! MKS UNITS  
MP,MURX,1,1 ! permanent magnet Relative Permeability  
MP,MURY,1,1.005 ! permanent magnet Relative Permeability  
MP,MGXX,1,0 ! MGXX  
MP,MGY,1,891267 ! MGY  
MP,MURX,2,1 ! superconductor Relative Permeability  
MP,MURY,2,1 ! superconductor Permeability  
MP,MURX,3,1 ! AIR Relative Permeability  
MP,MURY,3,1 ! AIR Relative Permeability

ASEL,S,,1  
AATT,1 ! Atribui como ímã

ASEL,S,,2  
AATT,2 ! Atribui como supercondutor

ASEL,S,,3,6,1  
AATT,3 ! Atribui ar

Asel,all  
Allsel,all

!\*\*\*\*\*malha\*\*\*\*\*  
LESIZE,5, , ,lsh, , , ,1 !divisão das linhas Horizontais do supercondutor  
LESIZE,7, , ,lsh, , , ,1  
LESIZE,10, , ,lsh, , , ,1  
LESIZE,14, , ,lsh, , , ,1  
LESIZE,6, , ,lsv, , , ,1 !divisão das linhas verticais do supercondutor  
LESIZE,8, , ,lsv, , , ,1  
LESIZE,12, , ,lsv, , , ,1  
LESIZE,2, , ,lih, , , ,1 !divisão das linhas horizontais do ímã  
LESIZE,4, , ,lih, , , ,1  
LESIZE,1, , ,liv, , , ,1 !divisão das linhas verticais do ímã  
LESIZE,3, , ,liv, , , ,1  
LESIZE,9, , ,2, , , ,1 !divisão das linhas pequenas do contorno  
LESIZE,11, , ,2, , , ,1  
LESIZE,13, , ,2, , , ,1

```
LESIZE,15, , ,2, , , , ,1
```

```
MSHKEY,1  
AMESH,2  
AMESH,3,5,1  
AMESH,1  
MSHKEY,0  
SMRT,1  
AMESH,6
```

```
!cria componente de nome super para os elementos do supercondutor  
ESEL,S,MAT,,1  
CM,super,ELEM  
FMAGBC,'super'  
allsel,all
```

```
!Atribui potencial vetor = zero na fronteira externa  
NSEL,S,LOC,X,rcaixa ! SELEÇÃO DO CONTORNO EXTERNO  
NSEL,A,LOC,Y,hcaixa ! SELEÇÃO DO CONTORNO EXTERNO  
NSEL,A,LOC,Y,-hcaixa ! SELEÇÃO DO CONTORNO EXTERNO  
D,ALL,AZ,0 !  
NSEL,ALL  
FINISH
```

```
/SOLU  
/STAT,SOLU  
SOLVE  
FINISH
```

```
/post1  
ESEL,S,MAT,,2 !seleciona os elementos pertencentes ao supercondutor  
ETABLE, ,A,Z !armazena Bsum nesses elementos  
*VGET,tempA(1,1),ELEM,1,ETAB,AZ, ,4
```

```
allsel,all
```

```
/PREP7  
ACLEAR,1,6,1 !apaga a malha e as áreas  
Adele,1,6,1,1
```

```
!término da primeira etapa para determinação dos valores iniciais de potencial vetor no supercondutor
```

```
*do,var,2,(gapini),1 !*DO, Par, IVAL, FVAL, INC  
vari=gapini-var+1  
gap=vari/1000 !distância vertical entre o supercondutor e o ímã
```

```
k,1,0,gap  
k,2,0,hi+gap  
k,3,ri,hi+gap  
k,4,ri,gap
```

k,5,0,-hs  
k,6,0,0  
k,7,rs,0  
k,8,rs,-hs

k,9,0,-hs-contorno  
k,10,0,contorno  
k,11,rs+contorno,contorno  
k,12,rs+contorno,-hs-contorno

k,13,0,-hcaixa  
k,14,0,hcaixa  
k,15,rcaixa,hcaixa  
k,16,rcaixa,-hcaixa

a,1,2,3,4  
a,6,7,8,5  
a,6,10,11,7  
a,7,11,12,8  
a,8,12,9,5  
a,14,15,16,13

aovlap,all  
numcmp,all

EMUNIT,MKS                   ! MKS UNITS  
MP,MURX,1,1               ! permanent magnet Relative Permeability  
MP,MURY,1,1.005           ! permanent magnet Relative Permeability  
MP,MGXX,1,0               ! MGXX  
MP,MGY,1,891267           ! MGY

MP,MURX,2,1               ! superconductor Relative Permeability  
MP,MURY,2,1               ! superconductor Permeability

MP,MURX,3,1               ! AIR Relative Permeability  
MP,MURY,3,1               ! AIR Relative Permeability

ASEL,S,,1  
AATT,1                   ! Atribui como ímã

ASEL,S,,2  
AATT,2                   ! Atribui como superconductor

ASEL,S,,3,6,1  
AATT,3                   ! Atribui ar

Ase1,all  
Allsel,all

```

!*****malha*****
LESIZE,5, , ,lsh, , , , ,1      !divisão das linhas Horizontais do supercondutor
LESIZE,7, , ,lsh, , , , ,1
LESIZE,10, , ,lsh, , , , ,1
LESIZE,14, , ,lsh, , , , ,1
LESIZE,6, , ,lsv, , , , ,1      !divisão das linhas verticais do supercondutor
LESIZE,8, , ,lsv, , , , ,1
LESIZE,12, , ,lsv, , , , ,1

LESIZE,2, , ,lih, , , , ,1      !divisão das linhas horizontais do ímã
LESIZE,4, , ,lih, , , , ,1
LESIZE,1, , ,liv, , , , ,1      !divisão das linhas verticais do ímã
LESIZE,3, , ,liv, , , , ,1

LESIZE,9, , ,2, , , , ,1        !divisão das linhas pequenas do contorno
LESIZE,11, , ,2, , , , ,1
LESIZE,13, , ,2, , , , ,1
LESIZE,15, , ,2, , , , ,1

MSHKEY,1
AMESH,2
AMESH,3,5,1
AMESH,1
MSHKEY,0
SMRT,1
AMESH,6

!cria componente de nome super para os elementos do supercondutor
ESEL,S,MAT,,2
CM,super,ELEM
FMAGBC,'super'
allsel,all

!Atribui potencial vetor = zero na fronteira externa
NSEL,S,LOC,X,rcaixa              ! SELEÇÃO DO CONTORNO EXTERNO
NSEL,A,LOC,Y,hcaixa              ! SELEÇÃO DO CONTORNO EXTERNO
NSEL,A,LOC,Y,-hcaixa             ! SELEÇÃO DO CONTORNO EXTERNO
D,ALL,AZ,0                        !
NSEL,ALL
FINISH

/SOLU
/STAT,SOLU
SOLVE
FINISH

/post1

```

```

ESEL,S,MAT,,2          !seleciona os elementos pertencentes ao supercondutor
ETABLE, ,A,Z          !armazena Bsum nesses elementos
ETABLE,bsum,B,SUM
*VGET,tempA(1,VAR),ELEM,1,ETAB,AZ, ,4
*VGET,bsoma(1,VAR),ELEM,1,ETAB,bsum, ,4
allsel,all
finish

/PREP7
*VOPER,Dif(1,var),tempA(1,VAR),SUB,tempA(1,VAR-1), , ,

%!aplica densidade de corrente nos elementos que possuem delta_A maior que epsilon
*VOPER,tempB(1,var),bsoma(1,var),ADD,boo(1,1), , ,
*VOPER,JJ(1,var),boo(1,1),DIV,tempB(1,var), , ,

/PREP7
!looping para aplicação das densidades de correntes de blindagem do supercondutor
*DO,x,1,(lsv*lsh)
FLST,2,1,2,ORDE,1
FITEM,2,x
  *if,dif(x,var),ge,0,then
    *if,dif(x,var),ge,epsilon,then
      JJJ=JC*JJ(x,var)
      JJ1(x,var)=JJJ
      BFE,x,JS,1, , , -JJJ, ,
    *endif
    *if,dif(x,var),lt,epsilon,then
      BFE,x,JS,1, , , -JJ1(x,var-1), ,
    *endif
  *endif
  *if,dif(x,var),lt,0,then
    *if,dif(x,var),le,-epsilon,then
      JJJ=JC*JJ(x,var)
      JJ1(x,var)=JJJ
      BFE,x,JS,1, , , JJJ, ,
    *endif
    *if,dif(x,var),gt,-epsilon,then
      BFE,x,JS,1, , , JJ1(x,var-1), ,
    *endif
  *endif
*enddo

!Atribui potencial vetor = zero na fronteira externa
NSEL,S,LOC,X,rcaixa          ! SELEÇÃO DO CONTORNO EXTERNO
NSEL,A,LOC,Y,hcaixa          ! SELEÇÃO DO CONTORNO EXTERNO
NSEL,A,LOC,Y,-hcaixa          ! SELEÇÃO DO CONTORNO EXTERNO
D,ALL,AZ,0                    !
NSEL,ALL
FINISH

/SOLU

```

```

/STAT,SOLU
SOLVE
FINISH

/POST1
/INPUT,'Forbean','txt',,, 0 !arquivo para cálculo de forças pelo tensor de Maxwell
FMAGSUM,'super'
$*GET,FVW,SSUM, ,ITEM,FVW_Y$
$*GET,FMX,SSUM, ,ITEM,FMX_Y$

ETABLE,BX,B,X
ETABLE,JTZ,JT,Z
ETABLE,volu,VOLU, !armazena áreas dos elementos do supercondutor
SMULT,Jxvolu,JTZ,volu,1,1,
SMULT,Floren,BX,Jxvolu,1,1,
SSUM
*GET,Floren,SSUM, ,ITEM,Floren

result(var,1)=vari
result(var,2)=FY !pelo tensor de Maxwell tradicional
result(var,3)=FVW !pelo trabalho virtual
result(var,4)=FMX !pelo tensor maxwell novo
result(var,5)=Floren !pela força de Lorentz
*CFOPEN,result,txt,
*VWRITE,result(1,1),result(1,2),result(1,3),result(1,4),result(1,5)
(1X,' ',F20.12,' ',F20.12,' ',F20.12,' ',F20.12,' ',F20.12)
*CFCLOS

*if,var,lt,(gapini),then
reset
/PREP7
ACLEAR,1,6,1 !apaga a malha e as áreas
Adele,1,6,1,1
*endif

*enddo

```

# Apêndice F

## Arquivo para Geração das matrizes $M$ e $BX_{sc}$ .

Seguem as linhas de comando para a geração das Matrizes  $[M]$  e  $[BX_{sc}]$ .

```
!GERA as matrizes [M] e [BXsc]
!A malha está OK
/COM,ANSYS RELEASE 7.1   UP20030501   09:14:06   04/29/2004

/PREP7
SMRT,OFF
/TITLE, Gera M
ANTYPE,STATIC           ! ANALISe ELETROSTATICA

ET,1,PLANE13
KEYOPT,1,1,0
KEYOPT,1,2,0
KEYOPT,1,3,1           !análise axissimétrica
KEYOPT,1,4,0
KEYOPT,1,5,0

rs=14/1000             !raio do cilindro supercondutor
hs=10/1000             !altura do cilindro supercondutor

ri=11/1000             !raio do cilindro supercondutor
hi=10/1000             !altura do cilindro supercondutor
Jc=1                   !densidade de corrente crítica do supercondutor

contv=30/1000          !contorno vertical
conth=30/1000          !contorno horizontal

Hima=891267            !força coercitiva
```

```

hcaixa=150/1000      !1/2 altura da caixa externa
rcaixa=160/1000      !raio da caixa externa

/COLOR,OUTL,BLAC          !linhas em preto

*DIM,M,ARRAY,(1.6e7*rs*hs),(1.6e7*rs*hs),0,
*DIM,BxSC,ARRAY,(1.6e7*rs*hs),(1.6e7*rs*hs),0,
*DIM,result,ARRAY,(1.6e7*rs*hs),1,0,

!*****
!*****Geometria*****
!*****

var=10
gap=1/1000

k,1,0,-hs-contv
k,2,ri,-hs-contv
k,3,rs,-hs-contv
k,4,rs+conth,-hs-contv

k,5,0,-hs
k,6,ri,-hs
k,7,rs,-hs
k,8,rs+conth,-hs

k,9,0,0
k,10,ri,0
k,11,rs,0
k,12,rs+conth,0

k,13,0,gap
k,14,ri,gap
k,15,rs,gap
k,16,rs+conth,gap

k,17,0,gap+hi
k,18,ri,gap+hi
k,19,rs,gap+hi
k,20,rs+conth,gap+hi

k,21,0,gap+hi+contv
k,22,ri,gap+hi+contv
k,23,rs,gap+hi+contv
k,24,rs+conth,gap+hi+contv

k,25,0,-hcaixa-hs-contv
k,26,rcaixa,-hcaixa-hs-contv
k,27,0,hcaixa+gap+hi+contv
k,28,rcaixa,hcaixa+gap+hi+contv

```



```

*do,x,0,16,4
a,1+x,2+x,6+x,5+x
a,2+x,3+x,7+x,6+x
a,3+x,4+x,8+x,7+x
*enddo
a,25,26,28,27
aovlap,all
numcmp,all

EMUNIT,MKS                ! MKS UNITS
MP,MURX,1,1                ! permanent magnet Relative Permeability
MP,MURY,1,1                ! permanent magnet Relative Permeability
MP,MGXX,1,0                ! MGXX
MP,MGY,1,0                 ! MGY

MP,MURX,2,1                ! superconductor Relative Permeability
MP,MURY,2,1                ! superconductor Permeability

MP,MURX,3,1                ! AIR Relative Permeability
MP,MURY,3,1                ! AIR Relative Permeability

ASEL,S,,10
AATT,1                      ! Atribui como ímã

ASEL,S,,4,5,1
AATT,2                      ! Atribui como supercondutor

ASEL,S,,1,3,1
ASEL,A,,6
ASEL,A,,7,9,1
ASEL,A,,11,12,1
ASEL,A,,13,16,1
AATT,3                      ! Atribui ar
Allsel,all

!*****malha*****
LESIZE,1, , ,(ri*4000), , , ,1      !divisão das linhas Horizontais com ri
LESIZE,3, , ,(ri*4000), , , ,1
LESIZE,12, , ,(ri*4000), , , ,1
LESIZE,19, , ,(ri*4000), , , ,1
LESIZE,26, , ,(ri*4000), , , ,1
LESIZE,33, , ,(ri*4000), , , ,1

LESIZE,5, , ,(rs-ri)*4000, , , ,1    !divisão das linhas Horizontais com rs-ri
LESIZE,7, , ,(rs-ri)*4000, , , ,1
LESIZE,15, , ,(rs-ri)*4000, , , ,1
LESIZE,22, , ,(rs-ri)*4000, , , ,1
LESIZE,29, , ,(rs-ri)*4000, , , ,1

```

```

LESIZE,36, , ,(rs-ri)*4000), , , , ,1

LESIZE,8, , ,(conth*1000), , , , ,1      !divisão das linhas Horizontais com conth
LESIZE,10, , ,(conth*1000), , , , ,1
LESIZE,17, , ,(conth*1000), , , , ,1
LESIZE,24, , ,(conth*1000), , , , ,1
LESIZE,31, , ,(conth*1000), , , , ,1
LESIZE,38, , ,(conth*1000), , , , ,1

LESIZE,2, , ,(contv*1000), , , , ,1      !divisão das linhas verticais com contv
LESIZE,4, , ,(contv*1000), , , , ,1
LESIZE,6, , ,(contv*1000), , , , ,1
LESIZE,9, , ,(contv*1000), , , , ,1
LESIZE,32, , ,(contv*1000), , , , ,1
LESIZE,34, , ,(contv*1000), , , , ,1
LESIZE,35, , ,(contv*1000), , , , ,1
LESIZE,37, , ,(contv*1000), , , , ,1

LESIZE,11, , ,(hs*4000), , , , ,1      !divisão das linhas verticais com hs
LESIZE,13, , ,(hs*4000), , , , ,1
LESIZE,14, , ,(hs*4000), , , , ,1
LESIZE,16, , ,(hs*4000), , , , ,1

LESIZE,25, , ,(hi*4000), , , , ,1
LESIZE,27, , ,(hi*4000), , , , ,1
LESIZE,28, , ,(hi*4000), , , , ,1
LESIZE,30, , ,(hi*4000), , , , ,1

LESIZE,18,2e-4, , , , , ,1
LESIZE,20,2e-4, , , , , ,1
LESIZE,21,2e-4, , , , , ,1
LESIZE,23,2e-4, , , , , ,1

MSHAPE,0,2D
MSHKEY,1
AMESH,4,5,1
AMESH,10,11,1
AMESH,1,3,1
AMESH,6
AMESH,12,15,1
AMESH,7,9,1
MSHAPE,1,2D
MSHKEY,0
SMRT,4
AMESH,16
SMRT,OFF

!Atribui potencial vetor = zero na fronteira externa
  NSEL,S,LOC,X,rcaixa      ! SELEÇÃO DO contsup EXTERNO
  NSEL,A,LOC,Y,-hcaixa-hs-contv      ! SELEÇÃO DO contsup EXTERNO
  NSEL,A,LOC,Y,hcaixa+gapsup+hi+contv      ! SELEÇÃO DO contsup EXTERNO

```

```

D,ALL,AZ,0          !
NSEL,ALL
FINISH

*do,x,1,(1.6e7*rs*hs),1    !*do,x,1,1,1
/prep7
ESEL,S,MAT,,2          !seleciona os elementos pertencentes ao supercondutor
BFE,all,JS,1, , ,0, ,
BFE,x,JS,1, , ,jc, ,
allsel,all

/SOLU
/STAT,SOLU
SOLVE
FINISH

/post1
ESEL,S,MAT,,2          !seleciona os elementos pertencentes ao supercondutor
ETABLE,M,A,Z          !armazena Bsum nesses elementos
ETABLE,BX,B,X
*VGET,M(1,X),ELEM,1,ETAB,M, ,4
*VGET,BxSC(1,X),ELEM,1,ETAB,BX, ,4
allsel,all
FINISH

result(X,1)=X
*CFOPEN,result,txt,
*VWRITE,result(1,1)
(1X,' ',F20.12)
*CFCLOSE

*enddo

SAVE,M,db,C:

```

# Apêndice G

## Arquivo para Geração das matrizes $A_{ext}$ e $BX_{ext}$ .

Seguem as linhas de comando para a geração das Matrizes  $[A_{ext}]$  e  $[BX_{ext}]$ .

```
!GERA as matrizes [Aext] e [BXext]
!A malha está OK
/COM,ANSYS RELEASE 7.1   UP20030501   09:14:06   04/29/2004

RESUME,Aext,db,D:\Ansys\temp\Temporarios_ANSYS\,0,0

/PREP7
SMRT,OFF
/TITLE, Gera A
ANTYPE,STATIC           ! ANALISE ELETROSTATICA

ET,1,PLANE13
KEYOPT,1,3,1           !análise axissimétrica

rs=14/1000           !raio do cilindro supercondutor
hs=10/1000           !altura do cilindro supercondutor

gapmenor=38
gapmaior=50
ri=11/1000           !raio do cilindro supercondutor
hi=10/1000           !altura do cilindro supercondutor

contv=30/1000         !contorno vertical
conth=30/1000         !contorno horizontal

Hima=891267           !força coercitiva

hcaixa=150/1000       !1/2 altura da caixa externa
```

```

rcaixa=160/1000      !raio da caixa externa

/COLOR,OUTL,BLAC      !linhas em preto

! *DIM,Aext,ARRAY,(1.6e7*rs*hs),500,0,
! *DIM,BxEXT,ARRAY,(1.6e7*rs*hs),500,0,
! *DIM,result,ARRAY,(1.6e7*rs*hs),500,0,

!*****
!*****Geração de [A] e [Bxext]*****
!*****

!var=500
*do,var,10*gapmenor,10*gapmaior,1      !*DO, Par, IVAL, FVAL, INC
gap=var/10000

k,1,0,-hs-contv
k,2,ri,-hs-contv
k,3,rs,-hs-contv
k,4,rs+conth,-hs-contv

k,5,0,-hs
k,6,ri,-hs
k,7,rs,-hs
k,8,rs+conth,-hs

k,9,0,0
k,10,ri,0
k,11,rs,0
k,12,rs+conth,0

k,13,0,gap
k,14,ri,gap
k,15,rs,gap
k,16,rs+conth,gap

k,17,0,gap+hi
k,18,ri,gap+hi
k,19,rs,gap+hi
k,20,rs+conth,gap+hi

k,21,0,gap+hi+contv
k,22,ri,gap+hi+contv
k,23,rs,gap+hi+contv
k,24,rs+conth,gap+hi+contv

k,25,0,-hcaixa-hs-contv
k,26,rcaixa,-hcaixa-hs-contv
k,27,0,hcaixa+gap+hi+contv
k,28,rcaixa,hcaixa+gap+hi+contv

```

```

*do,x,0,16,4
a,1+x,2+x,6+x,5+x
a,2+x,3+x,7+x,6+x
a,3+x,4+x,8+x,7+x
*enddo
a,25,26,28,27
aovlap,all
numcmp,all

EMUNIT,MKS                ! MKS UNITS
MP,MURX,1,1                ! permanent magnet Relative Permeability
MP,MURY,1,1.005           ! permanent magnet Relative Permeability
MP,MGXX,1,0                ! MGXX
MP,MGY,1,Hima              ! MGY

MP,MURX,2,1                ! superconductor Relative Permeability
MP,MURY,2,1                ! superconductor Permeability

MP,MURX,3,1                ! AIR Relative Permeability
MP,MURY,3,1                ! AIR Relative Permeability

ASEL,S,,10
AATT,1                      ! Atribui como ímã

ASEL,S,,4,5,1
AATT,2                      ! Atribui como supercondutor

ASEL,S,,1,3,1
ASEL,A,,6
ASEL,A,,7,9,1
ASEL,A,,11,12,1
ASEL,A,,13,16,1
AATT,3                      ! Atribui ar
Allsel,all

!*****malha*****
LESIZE,1, , ,(ri*4000), , , ,1      !divisão das linhas Horizontais com ri
LESIZE,3, , ,(ri*4000), , , ,1
LESIZE,12, , ,(ri*4000), , , ,1
LESIZE,19, , ,(ri*4000), , , ,1
LESIZE,26, , ,(ri*4000), , , ,1
LESIZE,33, , ,(ri*4000), , , ,1

LESIZE,5, , ,(rs-ri)*4000), , , ,1   !divisão das linhas Horizontais com rs-ri
LESIZE,7, , ,(rs-ri)*4000), , , ,1
LESIZE,15, , ,(rs-ri)*4000), , , ,1
LESIZE,22, , ,(rs-ri)*4000), , , ,1
LESIZE,29, , ,(rs-ri)*4000), , , ,1
LESIZE,36, , ,(rs-ri)*4000), , , ,1

```

```

LESIZE,8, , ,(conth*1000), , , ,1      !divisão das linhas Horizontais com conth
LESIZE,10, , ,(conth*1000), , , ,1
LESIZE,17, , ,(conth*1000), , , ,1
LESIZE,24, , ,(conth*1000), , , ,1
LESIZE,31, , ,(conth*1000), , , ,1
LESIZE,38, , ,(conth*1000), , , ,1

LESIZE,2, , ,(contv*1000), , , ,1      !divisão das linhas verticais com contv
LESIZE,4, , ,(contv*1000), , , ,1
LESIZE,6, , ,(contv*1000), , , ,1
LESIZE,9, , ,(contv*1000), , , ,1
LESIZE,32, , ,(contv*1000), , , ,1
LESIZE,34, , ,(contv*1000), , , ,1
LESIZE,35, , ,(contv*1000), , , ,1
LESIZE,37, , ,(contv*1000), , , ,1

LESIZE,11, , ,(hs*4000), , , ,1      !divisão das linhas verticais com hs
LESIZE,13, , ,(hs*4000), , , ,1
LESIZE,14, , ,(hs*4000), , , ,1
LESIZE,16, , ,(hs*4000), , , ,1

LESIZE,25, , ,(hi*4000), , , ,1
LESIZE,27, , ,(hi*4000), , , ,1
LESIZE,28, , ,(hi*4000), , , ,1
LESIZE,30, , ,(hi*4000), , , ,1

LESIZE,18,2e-4, , , , ,1
LESIZE,20,2e-4, , , , ,1
LESIZE,21,2e-4, , , , ,1
LESIZE,23,2e-4, , , , ,1

MSHAPE,0,2D
MSHKEY,1
AMESH,4,5,1
AMESH,10,11,1
AMESH,1,3,1
AMESH,6
AMESH,12,15,1
AMESH,7,9,1
MSHAPE,1,2D
MSHKEY,0
SMRT,4
AMESH,16
SMRT,OFF

!Atribui potencial vetor = zero na fronteira externa
NSEL,S,LOC,X,rcaixa      ! SELEÇÃO DO contsup EXTERNO
NSEL,A,LOC,Y,-hcaixa-hs-contv      ! SELEÇÃO DO contsup EXTERNO
NSEL,A,LOC,Y,hcaixa+gap+hi+contv      ! SELEÇÃO DO contsup EXTERNO
D,ALL,AZ,0      !
NSEL,ALL

```

FINISH

/SOLU

/STAT,SOLU

SOLVE

FINISH

/post1

ESEL,S,MAT,,2 !seleciona os elementos pertencentes ao supercondutor

ETABLE,AZ,A,Z !armazena Bsum nesses elementos

ETABLE,BX,B,X

\*VGET,Aext(1,var),ELEM,1,ETAB,AZ, ,4

\*VGET,BxExt(1,var),ELEM,1,ETAB,BX, ,4

allsel,all

finish

result(VAR,1)=var

\*CFOPEN,result,txt,C:\temp

\*VWRITE,result(1,1)

(1X,' ',F20.12)

\*CFCLOS

/PREP7

reset

/PREP7

ACLEAR,1,16,1 !apaga a malha e as áreas

Adele,1,16,1,1

SAVE,Aext,db,C:\temp\

\*enddo



# Apêndice H

## Arquivo para a simulação no tempo pelo método MEF/MDF

Seguem as linhas de comando para a simulação no MATLAB de um disco de Nd-Fe-B sobre outro de YBCO, pela modelagem apresentada na seção 4.3.4.

```
load matriz2240.mat
gapmaior=50; %gap na posição mais alta (em milímetros)
gapmenor=1;
rs=14; %raio do cilindro supercondutor (em milímetros)
hs=10; %altura do cilindro supercondutor (em milímetros)
Epsilon=1e-7; %critério de parada para a convergencia da corrente
Jc=1.8e8; %densidade de corrente crítica do supercondutor em A/m2
N=rs*hs*16; %numero total de elementos no HTS
Jscd=zeros(N,500);
Eavd=zeros(N,500);
Ecsd=zeros(N,500);
Bxd=zeros(N,500);

for var=gapmaior*10-1:-1:gapmenor*10;
    DAext(:,var)=Aext(:,var)-Aext(:,var+1);
end

for k=1:N;
    M1(k)=1/M(k,k);
end

%var=499;

for var=gapmaior*10-1:-1:gapmenor*10; %for var=499:-1:10
    gapd(var)=var*0.1; %gap de descida em mm
    u=Jscd(:,var+1);
```

```

Red(:,var)=DAext(:,var);
emax=max(abs(Red(:,var)));
k=find(abs(Red(:,var))==emax);
erro=Red(k,var);
n=1;
while abs(erro)>Epsilon
    gama=erro*M1(1,k);
    Delta_u=sign(gama)*min((abs(gama)),(abs(sign(gama)*Jc-u(k))));
    n=n+1;
    u(k)
    u(k)=u(k)+Delta_u;
    Eavd(:,var)=-DAext(:,var)-M*(u(:)-Jscd(:,var+1));
    if abs(u(k))==Jc
        Ecsd(k,var)=Eavd(k,var);
    else
        Ecsd(k,var)=0;
    end
    Red(:,var)=Eavd(:,var)-Ecsd(:,var);
    emax=max(abs(Red(:,var)));
    k=find(abs(Red(:,var))==emax);
    erro=Red(k,var);
    var
    n
    k
    erro
    clc;
end
Jscd(:,var)=u;
Bxd(:,var)=BXsc*u+BXext(:,var);
Fd(:,var)=sum((u.*Bxd(:,var)).*volume));
end

Jscs=zeros(N,500);
Eavs=zeros(N,500);
Ecscs=zeros(N,500);
Bxs=zeros(N,500);
Jscs(:,gapmenor*10)=Jscd(:,gapmenor*10);
Res=zeros(N,500);

for var=gapmenor*10+1:1:gapmaior*10-1; %for var=499:-1:10
    gaps(var)=var*0.1;           %gap de subida em mm
    u=Jscs(:,var-1);
    Res(:,var)=-DAext(:,var);
    emax=max(abs(Res(:,var)));
    k=find(abs(Res(:,var))==emax);
    erro=Res(k,var);
    n=1;
    while abs(erro)>Epsilon
        gama=erro*M1(1,k);
        Delta_u=sign(gama)*min((abs(gama)),(abs(sign(gama)*Jc-u(k))));
        n=n+1;

```

```

u(k)
u(k)=u(k)+Delta_u;
Eavs(:,var)=DAext(:,var)-M*(u(:)-Jscs(:,var-1));
if abs(u(k))==Jc
    Ecss(k,var)=Eavs(k,var);
else
    Ecss(k,var)=0;
end
Res(:,var)=Eavs(:,var)-Ecss(:,var);
emax=max(abs(Res(:,var)));
k=find(abs(Res(:,var))==emax);
erro=Res(k,var);
var
n
k
erro
clc;

end
Jscs(:,var)=u;
Bxs(:,var)=BXsc*u+BXext(:,var);
Fs(:,var)=sum((u.*Bxs(:,var)).*volume));
end

```

# Apêndice I

## Artigos publicados em periódicos.

Esta seção apresenta alguns dos trabalhos publicados pelo autor desta tese em periódicos internacionais.