



COPPE/UFRJ

MODELAGEM DE MANCAIS LINEARES SUPERCONDUTORES
CONSIDERANDO O RESFRIAMENTO NA PRESENÇA DE CAMPO MAGNÉTICO

Daniel Henrique Nogueira Dias

Tese de Doutorado apresentada ao Programa de Pós-graduação em Engenharia Elétrica, COPPE, da Universidade Federal do Rio de Janeiro, como parte dos requisitos necessários à obtenção do título de Doutor em Ciências em Engenharia Elétrica.

Orientador: Rubens de Andrade Jr.

Rio de Janeiro
Setembro de 2009

MODELAGEM DE MANCAIS LINEARES SUPERCONDUTORES
CONSIDERANDO O RESFRIAMENTO NA PRESENÇA DE CAMPO
MAGNÉTICO

Daniel Henrique Nogueira Dias

TESE SUBMETIDA AO CORPO DOCENTE DO INSTITUTO ALBERTO LUIZ
COIMBRA DE PÓS-GRADUAÇÃO E PESQUISA DE ENGENHARIA (COPPE) 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. Rubens de Andrade Jr., D.Sc.

Prof. Richard Magdalena Stephan, Dr.-Ing.

Prof. Antônio Carlos Ferreira, Ph.D.

Prof. Durval Rodrigues Junior, D.Sc.

Prof. Fernando Manuel Araújo-Moreira, D.Sc.

Prof. Guilherme Gonçalves Sotelo, D.Sc.

RIO DE JANEIRO, RJ - BRASIL

SETEMBRO DE 2009

Dias, Daniel Henrique Nogueira

Modelagem de mancais lineares supercondutores considerando o resfriamento na presença de campo magnético/Daniel Henrique Nogueira Dias. – Rio de Janeiro: UFRJ/COPPE, 2009.

XV, 142 p.: il.; 29,7 cm.

Orientador: Rubens de Andrade Jr.

Tese (doutorado) – UFRJ/ COPPE/ Programa de Engenharia Elétrica, 2009.

Referencias Bibliográficas: p. 103-107.

1. Modelo do Estado Crítico. 2. Mancais Magnéticos Supercondutores. 3. Simulação de Supercondutores. I. de Andrade Jr., Rubens. II. Universidade Federal do Rio de Janeiro, COPPE, Programa de Engenharia Elétrica. III. Título.

Agradecimentos

Em especial à minha esposa Carolina de Souza Teixeira, que sempre me deu forças e muito incentivo para alcançar meus objetivos,
aos meus pais, em quem pude sempre contar e por sempre me apoiar em minhas decisões e nos momentos de maiores dificuldades,
aos amigos e colegas de trabalho do LASUP, pela grande contribuição dada para realização do trabalho e também, não menos importante, pelos momentos de descontração,
ao meu orientador Dr. Rubens de Andrade Jr. e ao Prof. Dr. Richard Magdalena Stephan pelo apoio e incentivo dado durante este período e
ao CNPq e à CAPES pelo apoio financeiro aos meus estudos.

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 MANCAIS LINEARES SUPERCONDUTORES
CONSIDERANDO O RESFRIAMENTO NA PRESENÇA DE CAMPO
MAGNÉTICO

Daniel Henrique Nogueira Dias

Setembro/2009

Orientador: Rubens de Andrade Jr.

Programa: Engenharia Elétrica

O presente trabalho tem como objetivo desenvolver uma técnica para modelagem de mancais lineares supercondutores a ser utilizada como ferramenta de simulação para o desenvolvimento de um veículo de levitação magnética supercondutora (MagLev). Esta técnica consiste na modelagem de supercondutores utilizando o modelo do estado crítico. Este é um modelo semi-empírico que permite tratar o supercondutor como um condutor elétrico não linear. A simulação dos supercondutores é realizada através do método dos elementos finitos (MEF) com formulação pelo potencial vetor magnético em conjunto com uma minimização por diferenças finitas (MDF). Com o modelo desenvolvido, é possível considerar o aprisionamento de fluxo no interior do supercondutor (a causa da histerese na força de levitação) na simulação dos mancais magnéticos supercondutores. Dessa forma, são realizadas simulações de força de levitação e força lateral para a transição supercondutora tanto na ausência (Zero Field Cooling - ZFC) quanto na presença (Field Cooling - FC) de campo magnético. Para validação das simulações são utilizados sistemas de medidas de força e de mapeamento de campo magnético de modo a confrontá-las com resultados experimentais. Os resultados obtidos nas simulações mostram-se em acordo com os resultados experimentais.

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

SUPERCONDUCTING LINEAR BEARINGS MODELLING CONSIDERING THE
FIELD COOLING PROCESS

Daniel Henrique Nogueira Dias

September/2009

Advisor: Rubens de Andrade Jr.

Department: Electrical Engineering

This work aims to develop a technique for modelling of superconducting linear bearings to be used as a simulation tool for the development of a superconducting magnetic levitation vehicle (MagLev). This technique represents the superconductors using the critical state model. This is a semi-empirical model that allows to treat the superconductors as a non-linear electrical conductor. The simulations are performed using the finite element method (FEM) with a formulation by the magnetic vector potential together with a minimization of finite differences (FDM). With the developed model, it is possible to consider the trapped field within the superconductor (the cause of hysteresis in the levitation force) in the simulation of superconducting magnetic bearings. Thus, levitation force and lateral force simulations are performed with superconducting transition both in the absence (Zero Field Cooling - ZFC) and in the presence (Field Cooling - FC) of magnetic field. To validate the simulations experimental rigs to measure the magnetic force and to map the magnetic field are used in order to compare them with experimental data. Results obtained with the simulations show in agreement with the experimental results.

Sumário

1	Introdução	1
1.1	Mancais lineares magnéticos para um veículo de levitação magnética .	4
1.1.1	Levitação eletromagnética	4
1.1.2	Levitação eletrodinâmica	6
1.1.3	Levitação supercondutora	7
2	Introdução à Supercondutividade	9
2.1	Resumo histórico	9
2.2	Resposta magnética de um supercondutor	12
2.2.1	Supercondutores do tipo I e do tipo II	13
2.2.2	Profundidade de penetração e comprimento de coerência . . .	15
2.2.3	Energia de superfície	16
2.2.4	Modelo de London	17
	Placa infinita supercondutora	20
2.3	Modelo do estado crítico	24
2.3.1	Formulação de Bean	25
2.3.2	Formulação de Anderson-Kim	29
3	Modelos Matemáticos para a simulação de mancais magnéticos supercondutores	33
3.1	Modelagem utilizando Método dos Elementos Finitos (MEF) e modelo do estado crítico	34
3.1.1	Descrição matemática do modelo do estado crítico	34
3.1.2	Formulação do modelo do estado crítico pelo potencial vetor magnético para o modelo de Bean	36
3.1.3	Implementação numérica do modelo	38
3.2	Modelo de Anderson-Kim para simulação de um cilindro supercondutor na presença de um ímã cilíndrico	42
3.2.1	Implementação numérica do modelo	45
4	Equipamentos para medidas experimentais	50
4.1	Sistemas para medidas de força em mancais supercondutores	50

4.2	Sistema para mapeamento da densidade de fluxo magnético	58
5	Resultados obtidos	60
5.1	Resultados obtidos pelo modelo de Bean e Método dos elementos finitos (MEF)	61
5.1.1	Resultados de simulação e medidas de força de levitação em ZFC	61
5.1.2	Comprovação experimental da condição inicial para a densidade de corrente em FC	78
5.1.3	Resultados de simulação e medidas de força de levitação em FC	79
5.1.4	Resultados de simulação e medidas de força lateral em FC . .	87
5.2	Resultados obtidos a partir do modelo de Anderson-Kim	95
6	Conclusões e trabalhos futuros	100
	Referências Bibliográficas	103
A	Arquivo para Geração das matrizes M, BX_{sc} e BY_{sc} à serem usadas no programa de força lateral e de levitação	108
B	Arquivo para Geração das matrizes A_{ext}, BX_{ext} e BY_{ext} à serem usadas no programa de força lateral	114
C	Arquivo para Geração das matrizes A_{ext} e BX_{ext} à serem usadas no programa de força de levitação	121
D	Arquivo para simulação da força de levitação usando MEF	128
E	Arquivo para simulação da força lateral usando MEF	136

Lista de Figuras

1.1	Demonstração de sistema de levitação eletromagnética por uma esfera metálica e um eletroímã	4
1.2	Representação esquemática de um veículo de levitação eletromagnética.	5
1.3	Representação esquemática de um veículo de levitação eletrodinâmica [11].	6
1.4	Protótipo de veículo de levitação supercondutora, em escala real, desenvolvido pelo LASUP. Destaque para o mancal linear supercondutor composto por criostatos (onde são acomodados os supercondutores) e trilho magnético.	8
2.1	Experiência que mostra a diferença entre um (a) condutor ideal e um (b) supercondutor quando faz a transição de fase na presença de campo. O supercondutor apresenta o efeito Meissner enquanto que o condutor ideal não	13
2.2	Comportamento magnético de um supercondutor do tipo I (linha tracejada) e de um supercondutor do tipo II (linha sólida).	14
2.3	Rede de vórtices ou Fluxóides distribuída homoganeamente em um supercondutor do tipo II no estado misto.	15
2.4	Fronteira entre uma região normal e supercondutora, relacionando a profundidade de penetração λ e o comprimento de coerência ξ para os supercondutores do (a) tipo I e (b) II.	16
2.5	Placa supercondutora infinita de espessura $2a$ imersa em um campo magnético homogêneo de módulo B_a	20
2.6	Densidade de fluxo magnético ($B_z(y)$) para um placa infinita supercondutora imersa em um campo homogêneo constante de módulo B_a	24
2.7	Placa infinita de espessura d , com um campo externo aplicado paralelo à face.	26
2.8	Perfil de campo e densidade de corrente de blindagem numa placa infinita supercondutora na presença de um campo magnético externo variante no tempo em ZFC.	27
2.9	Perfil de campo e densidade de corrente de blindagem numa placa infinita supercondutora na presença de um campo magnético externo variante no tempo em FC.	28

2.10	Relação do Campo elétrico e da densidade de corrente variando-se n de 1 (Comportamento ôhmico) até $n \rightarrow \infty$ (Modelo de Bean). Figura modificada de [33].	32
3.1	Representação de um fluxóide em uma placa supercondutora juntamente com as grandezas vetoriais que nele atuam.	35
3.2	Diagrama de bloco que resume o processo de determinação do perfil da densidade de corrente no supercondutor para cada posição em relação à fonte magnética.	41
3.3	Ímã cilíndrico na presença de um bloco supercondutor também cilíndrico. A imagem da direita ilustra a seção supercondutora dividida em elementos e a densidade superficial K do ímã permanente.	42
3.4	Sistema de coordenadas utilizado para formulação do modelo proposto.	43
3.5	Grade para o mapeamento da seção de revolução do supercondutor cilíndrico.	46
4.1	Sistema de medida de força de levitação dos mancais supercondutores utilizado para a primeira etapa do trabalho (S-Lasup).	51
4.2	Arquivo do Simulink para realização da medida de força de levitação em mancais supercondutores.	52
4.3	Célula de carga 6D utilizada para o novo sistema de medidas.	53
4.4	Diagrama de blocos em Simulink para leitura do sensor de força 6D.	54
4.5	Desenho esquemático do sistema de medidas de força com 3 graus de liberdade no deslocamento espacial.	55
4.6	Linhas de comando do algoritmo escrito em linguagem do Matlab para executar a comunicação do controlador com o computador através de porta serial.	56
4.7	Interface gráfica para acionamento do sistema de medidas de força.	57
4.8	Foto do novo sistema de medidas de força montado no laboratório do IFW-Dresden.	58
4.9	Foto do sistema de mapeamento da densidade de fluxo magnético utilizado para determinação do campo aprisionado em um supercondutor e para mapear a indução magnética nos trilhos magnéticos dos mancais lineares supercondutores.	59
5.1	Duas configurações de trilho magnético utilizadas. Na parte (a) os ímãs permanentes estão magnetizados na direção z (configuração <i>Up-Down</i> , UD), enquanto que na parte (b) estes estão magnetizados na direção y (configuração concentrador de fluxo, CF-LASUP).	62
5.2	Distribuição das linhas de fluxo de um corte transversal da configuração de trilho (a) UD e (b) CF-LASUP.	63

5.3	Magnitude da componente z da densidade de fluxo magnético para o trilho (a) UD e (b) CF-LASUP. A linha cheia foi obtida por simulação e os círculos são os resultados experimentais.	63
5.4	Criostato utilizado para as primeiras medidas em ZFC (C2-1). Os blocos supercondutores de YBCO possuem dimensões de $65mm \times 30mm \times 13mm$	64
5.5	Linhas de fluxo magnético de uma seção transversal do mancal linear quando o supercondutor é modelado como diamagneto perfeito ($\mu = 0$) para o trilho (a) UD e (b) CF-LASUP.	65
5.6	Comparação da força de levitação magnética com o supercondutor modelado como diamagneto perfeito. Os círculos são os resultados medidos e a linha sólida os resultados simulados para a configuração UD e criostato C2-1.	66
5.7	Comparação da força de levitação magnética utilizando o modelo do estado crítico para o supercondutor. Os círculos são os resultados medidos e a linha sólida os resultados simulados para o trilho UD e criostato C2-1.	66
5.8	Comparação da força de levitação magnética utilizando o modelo do estado crítico para o supercondutor. Os círculos são os resultados medidos e a linha sólida os resultados simulados para o trilho UD e Am2.	67
5.9	Comparação da força de levitação magnética utilizando o modelo do estado crítico para o supercondutor. Os círculos são os resultados medidos e a linha sólida os resultados simulados para o trilho CF-LASUP com $H_c = 891kA/m$ e Am2.	68
5.10	Comparação da força de levitação magnética utilizando o modelo do estado crítico para o supercondutor. Os círculos são os resultados medidos e a linha sólida os resultados simulados para o trilho CF-LASUP com $H_c = 626kA/m$ e Am2.	68
5.11	Perfil da densidade de corrente que flui no supercondutor (Am2) devido a presença do campo externo (trilho UD) juntamente com a densidade de fluxo magnético em algumas posições em relação ao trilho bem como o fluxo aprisionado após o afastamento completo do supercondutor.	70
5.12	Configuração de trilho utilizado para a segunda etapa do trabalho (CF-IFW). Os ímãs permanentes estão magnetizados na direção y formando uma configuração do tipo concentrador de fluxo.	71

5.13	Mapeamento da componente z da densidade de fluxo magnético (B_z) para o trilho CF-IFW ao longo do eixo y em função da altura z (parte (a)) e a comparação com simulação à 1mm da superfície do trilho (parte (b)), onde a linha cheia foi obtida por simulação e os círculos são os resultados experimentais.	72
5.14	Blocos supercondutores utilizados para a segunda etapa do trabalho.	73
5.15	Medidas de força de levitação realizadas com os sistemas de medidas de força S-IFW2 e S-IFW1. A parte (a) são medidas realizadas com a amostra Am3 e (b) com a amostra Am4.	73
5.16	Densidade de fluxo magnético aprisionado devido à presença de um ímã de $Nd - Fe - B$ para as amostras Am3 (a) e Am4 (b).	74
5.17	Comparação entre simulação e medidas experimentais da força de levitação magnética utilizando o modelo do estado crítico para o supercondutor. Os círculos são os resultados medidos e a linha sólida os resultados simulados para o trilho CF-IFW e amostra Am3.	76
5.18	Comparação entre simulação e medidas experimentais da força de levitação magnética em ZFC, utilizando o modelo do estado crítico para o supercondutor representado por um (curva cheia) e três (curva pontilhada) domínios distintos. Os círculos são os resultados medidos para o trilho CF-IFW e amostra Am3.	76
5.19	Perfil da densidade de corrente que flui no supercondutor (Am2) devido a presença do campo externo (trilho UD) juntamente com a densidade de fluxo magnético em algumas posições em relação ao trilho bem como o fluxo aprisionado após o afastamento completo do supercondutor em ZFC. O valor de J_c utilizado foi de $1,2 \times 10^7 A/m^2$	77
5.20	Mapeamento da densidade de fluxo magnético na superfície do supercondutor antes ($B_{Antes\ de\ FC}$) e depois ($B_{Depois\ de\ FC}$) da transição supercondutora em FC e também a diferença entre as medidas ($B_{Antes\ de\ FC} - B_{Depois\ de\ FC}$).	79
5.21	Comparação entre simulação e medidas experimentais da força de levitação magnética em FC, utilizando o modelo do estado crítico para o supercondutor resfriado a $30mm$ do trilho. Os círculos são os resultados medidos e a linha sólida os resultados simulados para o trilho CF-IFW e amostra Am3.	81
5.22	Comparação entre simulação e medidas experimentais da força de levitação magnética em FC, utilizando o modelo do estado crítico para o supercondutor resfriado a $25mm$ do trilho. Os círculos são os resultados medidos e a linha sólida os resultados simulados para o trilho CF-IFW e amostra Am3.	81

5.23	Comparação entre simulação e medidas experimentais da força de levitação magnética em FC, utilizando o modelo do estado crítico para o supercondutor resfriado a $20mm$ do trilho. Os círculos são os resultados medidos e a linha sólida os resultados simulados para o trilho CF-IFW e amostra Am3.	82
5.24	Comparação entre simulação e medidas experimentais da força de levitação magnética em FC, utilizando o modelo do estado crítico para o supercondutor resfriado a $15mm$ do trilho. Os círculos são os resultados medidos e a linha sólida os resultados simulados para o trilho CF-IFW e amostra Am3.	82
5.25	Comparação entre simulação e medidas experimentais da força de levitação magnética em FC, utilizando o modelo do estado crítico para o supercondutor resfriado a $10mm$ do trilho. Os círculos são os resultados medidos e a linha sólida os resultados simulados para o trilho CF-IFW e amostra Am3.	83
5.26	Comparação entre simulação e medidas experimentais da força de levitação magnética em FC, utilizando o modelo do estado crítico para o supercondutor representado por um (curva cheia) três (curva pontilhada) domínios distintos e resfriado a $25mm$ do trilho. Os círculos são os resultados medidos para o trilho CF-IFW e amostra Am3.	84
5.27	Perfil da densidade de corrente que flui no supercondutor (Am3) devido a presença do campo externo (trilho CF-IFW) juntamente com a densidade de fluxo magnético em algumas posições em relação ao trilho. O valor de J_c utilizado foi de $1,2 \times 10^7 A/m^2$ com o supercondutor representado por um domínio.	85
5.28	Perfil da densidade de corrente que flui no supercondutor (Am3) devido a presença do campo externo (trilho CF-IFW) juntamente com a densidade de fluxo magnético em algumas posições em relação ao trilho. O valor de J_c utilizado foi de $1,7 \times 10^7 A/m^2$ com o supercondutor representado por três domínios.	86
5.29	Comparação entre simulação e medidas experimentais de força lateral, com o supercondutor resfriado a $30mm$ do trilho. Os círculos são os resultados medidos e a linha sólida os resultados simulados para o trilho CF-IFW e amostra Am3.	88
5.30	Comparação entre simulação e medidas experimentais de força lateral, com o supercondutor resfriado a $25mm$ do trilho. Os círculos são os resultados medidos e a linha sólida os resultados simulados para o trilho CF-IFW e amostra Am3.	89

5.31	Comparação entre simulação e medidas experimentais de força lateral, com o supercondutor resfriado a $20mm$ do trilho. Os círculos são os resultados medidos e a linha sólida os resultados simulados para o trilho CF-IFW e amostra Am3.	89
5.32	Comparação entre simulação e medidas experimentais de força lateral, com o supercondutor resfriado a $15mm$ do trilho. Os círculos são os resultados medidos e a linha sólida os resultados simulados para o trilho CF-IFW com e amostra Am3.	90
5.33	Comparação entre simulação e medidas experimentais de força lateral, com o supercondutor resfriado a $10mm$ do trilho. Os círculos são os resultados medidos e a linha sólida os resultados simulados para o trilho CF-IFW e amostra Am3.	90
5.34	Comparação entre simulação e medidas experimentais de força lateral, para o supercondutor representado por um (linha sólida) e três (linha pontilhada) domínios distintos e resfriado a $25mm$ do trilho. Os círculos são os resultados medidos para o trilho CF-IFW e amostra Am3.	91
5.35	Comparação entre simulação e medidas experimentais de força lateral, para o supercondutor representado por um (linha sólida) e três (linha pontilhada) domínios distintos e resfriado a $10mm$ do trilho. Os círculos são os resultados medidos para o trilho CF-IFW e amostra Am3.	92
5.36	Perfil da densidade de corrente que flui no supercondutor (Am3), representado por um domínio, devido à presença do campo externo (trilho CF-IFW) juntamente com a densidade de fluxo magnético em quatro posições em relação ao trilho após um ciclo de deslocamento lateral. O valor de J_c utilizado foi de $1,2 \times 10^7 A/m^2$	93
5.37	Perfil da densidade de corrente que flui no supercondutor (Am3), representado por três domínios distintos, devido à presença do campo externo (trilho CF-IFW) juntamente com a densidade de fluxo magnético em quatro posições em relação ao trilho após um ciclo de deslocamento lateral. O valor de J_c utilizado foi de $1,7 \times 10^7 A/m^2$	94
5.38	Comparação da força de levitação magnética supercondutora entre os resultados experimentais (linha cheia) e o resultado simulado (linha tracejada). A amostra utilizada para o ensaio foi a amostra B e a velocidade de aproximação de $1,25mm/s$	96
5.39	Comparação do <i>flux creep</i> entre os resultados experimentais (linha cheia) e os resultados simulados (linha tracejada), para a amostra A e um gap final de $5mm$. A velocidade de aproximação foi de $1,25mm/s$	97

5.40	Comparação do <i>flux creep</i> entre os resultados experimentais (linha cheia) e os resultados simulados (linha tracejada), para a amostra A e um gap final de $3mm$. A velocidade de aproximação foi de $1,25mm/s$.	98
5.41	Comparação do <i>flux creep</i> entre os resultados experimentais (linha cheia) e os resultados simulados (linha tracejada), para a amostra B e um gap final de $5mm$. A velocidade de aproximação foi de $1,25mm/s$.	98
5.42	Simulações de força de levitação magnética para diferentes valores de velocidade de aproximação. O gap final para todas as curvas é de $5mm$.	99
5.43	Força de levitação máxima para diferentes valores da velocidade de aproximação.	99

Capítulo 1

Introdução

Desde a descoberta da supercondutividade em materiais metálicos como o mercúrio, que apresentam como característica o transporte de uma corrente elétrica sem dissipação de energia, tem-se estudado a aplicação destes materiais em sistemas elétricos [1, 2]. Porém, somente com a descoberta dos supercondutores de alta temperatura crítica (HTS) [3], houve um aumento do interesse por aplicações da supercondutividade no desenvolvimento de dispositivos elétricos supercondutores [4]. A explicação das propriedades magnéticas e os motivos que tornam os HTS tão promissores para aplicações na indústria serão apresentados no capítulo 2.

As aplicações dos supercondutores podem ser agrupadas em dois tipos: pequena escala, com aplicações em biomedicina, metrologia e geofísica, e larga escala, onde encontram-se os magnetos supercondutores e as aplicações em transporte e em sistemas de energia elétrica por exemplo. Dentre as diversas aplicações da supercondutividade, algumas das mais fascinantes são aquelas relacionadas à levitação magnética [1, 5], cujo componente principal é o mancal magnético.

Os mancais magnéticos podem ser divididos em duas diferentes classes: rotativo e linear. Os mancais rotativos são elementos que permitem somente um grau de liberdade em equipamentos que operam com movimentos de rotação. O aumento da velocidade angular do rotor desse mecanismo pode diminuir o rendimento do mancal devido às perdas de energia mecânica do rotor. Dentre as muitas razões existentes para que essas perdas ocorram, pode-se destacar duas principais: 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.

Já os mancais magnéticos lineares são utilizados para construção de veículos de levitação magnética (MagLev). O mancal linear magnético é utilizado em substituição às rodas dos veículos sobre trilhos convencionais. Uma vez que o uso de rodas implica em perdas por atrito de escorregamento com o trilho, a substituição deste sistema por um dispositivo de levitação, ou seja, sem rodas, permite alcançar velocidades muito mais elevadas, com mais eficiência e sem ruídos. Dentre os tipos de levitação magnética, pode-se destacar os de levitação eletromagnética, eletrodinâmica e supercondutora, cujas características serão introduzidas com mais detalhes no decorrer deste capítulo. Em comparação com os outros dois tipos de levitação magnética, um sistema de levitação magnética supercondutora demanda menos energia para manter-se levitando. Por outro lado, um dos principais fatores que colaboram para a elevação do custo final de um sistema deste tipo é o trilho magnético, que necessita de ímãs permanentes ao longo de toda via. Portanto, devido a estes fatores, a utilização deste tipo de veículo para transportes urbanos de curtas distâncias e baixas velocidades torna-se mais vantajosa do que sua utilização para grandes distâncias em altas velocidades. Para esta última aplicação, os sistemas de levitação eletromagnética e eletrodinâmica são os mais adequados.

A equipe do Laboratório de Aplicação de Supercondutores (LASUP) vem, ao longo dos anos, trabalhando no desenvolvimento de modelagens matemáticas para a simulação de mancais magnéticos supercondutores e importantes avanços nesta área já foram alcançados [6, 7, 8]. Apesar de todos esses avanços, as modelagens desenvolvidas até agora só permitem a simulação de supercondutores com resfriamento na ausência de campo magnético (ZFC). Porém, para aplicação prática dos mancais supercondutores, utiliza-se o resfriamento do supercondutor na presença de campo (FC), uma vez que este processo confere estabilidade ao sistema. Dessa forma, o foco deste trabalho consiste no desenvolvimento de um modelo computacional capaz de simular os principais parâmetros de um mancal linear magnético supercondutor, para calcular a força de levitação e a força lateral tanto em ZFC quanto em FC. Isso faz-se necessário para que seja possível a determinação da configuração ótima de mancal a ser utilizado com menor custo e em menor tempo.

Assim, esta tese está dividida da seguinte maneira: o presente capítulo é dedicado à introdução ao trabalho proposto e a apresentação do mesmo. No segundo capítulo serão apresentados as principais propriedades dos materiais supercondutores, que determinam suas diferentes classes, e algumas das teorias fenomenológicas mais relevantes para este trabalho. No terceiro capítulo deste documento serão apresentados os modelos matemáticos utilizados para a simulação da interação entre o supercondutor e o campo magnético. Para comprovação experimental da modelagem desenvolvida faz-se necessário a comparação com dados experimentais de força e campo magnético. Para tais medidas foram utilizados os aparatos experimentais descritos no quarto capítulo. Os resultados obtidos pelas simulações realizadas para diferentes tipos de amostras supercondutoras e trilhos magnéticos bem como as medidas executadas para comprovação do modelo serão apresentadas no capítulo cinco. Os resultados estão divididos em simulações e medidas de força de levitação em ZFC e FC e de força lateral em FC. Também serão apresentados neste capítulo os resultados de medidas e simulações da influência da relaxação das linhas de fluxo aprisionado no supercondutor na força de levitação supercondutora. Finalmente, no sexto e último capítulo, serão discutidas as conclusões deste trabalho bem como sugestões de trabalhos a serem realizados futuramente visando o aprimoramento da técnica de simulação desenvolvida.

1.1 Mancais lineares magnéticos para um veículo de levitação magnética

Os mancais lineares magnéticos podem ser divididos em três diferentes classes: Os mancais eletromagnéticos, eletrodinâmicos e os supercondutores. Nesta seção serão abordados em mais detalhes cada um desses três tipos de mancais lineares, bem como algumas das principais aplicações na área de Engenharia, em especial os tipos de levitação que são utilizados nos meios de transportes atualmente [9].

1.1.1 Levitação eletromagnética

A levitação eletromagnética ou levitação por atração, é aquela em que um corpo de material ferromagnético se mantém suspenso pelo equilíbrio entre as forças peso e uma força eletromagnética atuante no corpo. A força eletromagnética pode ser gerada, por exemplo, por um eletroímã, como mostrado na figura 1.1. O eletroímã é responsável por gerar uma força magnética \vec{F} em função da distância entre a esfera e o eletroímã e da corrente que circula na bobina. Este sistema é instável, uma vez que qualquer variação de corrente ou na posição da esfera faz com que a mesma se desprenda ou grude no eletroímã. Portanto, para que a levitação seja estável, é necessário um sistema de controle robusto, o que representa uma das dificuldades deste tipo de levitação.

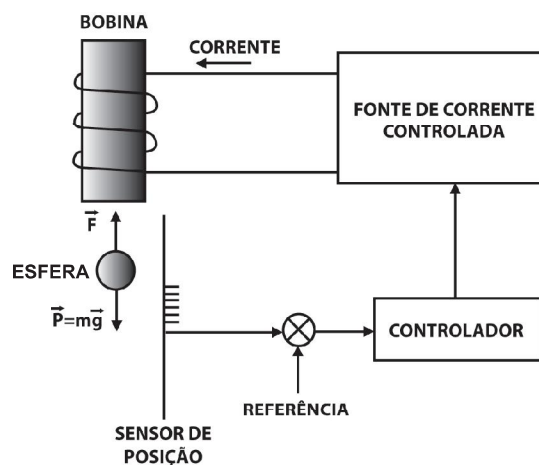


Figura 1.1: Demonstração de sistema de levitação eletromagnética por uma esfera metálica e um eletroímã

Baseado neste princípio pode-se construir um veículo de levitação eletromagnética. A figura 1.2 mostra o esquema utilizado em um trem de levitação eletromagnética desenvolvido pela *Transrapid International* [10], na Alemanha. O sistema de levitação é composto por eletromagnetos laterais, que mantêm o veículo lateralmente no trilho e eletromagnetos na parte inferior do trem que mantêm o veículo levitando. Tanto a estabilidade lateral quanto a levitação é alcançada devido à interação dos eletromagnetos com uma parte de material ferromagnético fixa no trilho, cujo princípio de funcionamento é análogo ao utilizado para levitação da esfera (figura 1.1).

O sistema de propulsão deste veículo é feito através de um motor linear síncrono. Uma corrente alternada imposta no enrolamento do estator gera uma onda trafegante fazendo com que o trem entre em movimento. A variação da frequência desta onda faz com que o trem diminua ou aumente a velocidade, permitindo a aceleração e frenagem do veículo.

O Transrapid foi o primeiro a utilizar esse tipo de levitação e teve sua versão comercial inaugurada na China, fazendo o trajeto entre o aeroporto de Pudong e o centro de Shanghai. Veículos desse tipo podem operar em velocidades de até 430km/h .

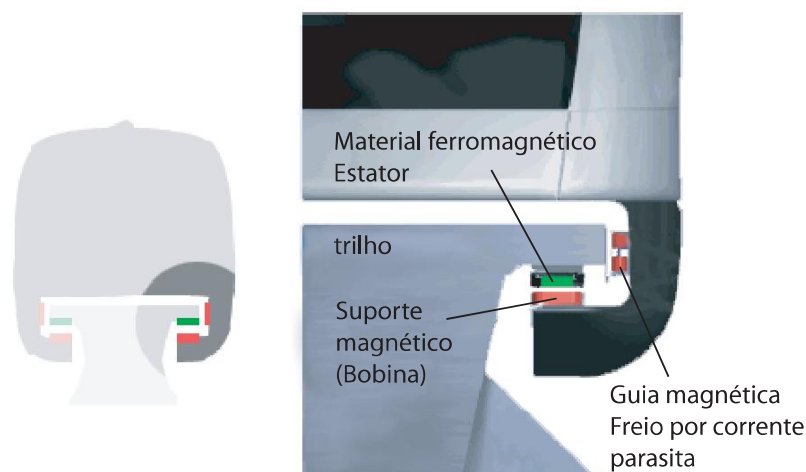


Figura 1.2: Representação esquemática de um veículo de levitação eletromagnética.

1.1.2 Levitação eletrodinâmica

A levitação eletrodinâmica é baseada na lei de indução de Faraday-Lenz. É sabido do eletromagnetismo que, pela lei de Faraday, a variação do fluxo magnético próximo a um condutor gera uma corrente induzida no material. A lei de Lenz diz que esta corrente induzida deve ser de sentido contrário à variação do campo magnético que a gera. Havendo diminuição do fluxo magnético, a corrente criada gerará um campo magnético de mesmo sentido do fluxo magnético da fonte. Caso o fluxo magnético aumente, a corrente induzida gerará um campo magnético oposto ao sentido do fluxo magnético da fonte.

Este tipo de levitação é utilizado no projeto do trem japonês, desenvolvido pela *Japanese Railways* [11]. Neste sistema, um trem com rodas se desloca sobre trilhos convencionais antes de começar a levantar. A lateral do veículo é cercada por um trilho lateral formado por bobinas de material condutor. Paralelamente ao trilho corre a lateral do veículo onde são instaladas bobinas supercondutoras responsáveis pela produção de um campo magnético intenso. Este campo induz corrente nas bobinas condutoras do trilho lateral, gerando um campo magnético que se opõe à variação do campo magnético gerado pelas bobinas supercondutoras. A interação entre esses campos gera uma força repulsiva fazendo com que o trem levite. A velocidade necessária para fazer com que o trem comece a levantar é de aproximadamente 100km/h . Uma representação esquemática deste tipo de trem pode ser encontrado na figura 1.3



Figura 1.3: Representação esquemática de um veículo de levitação eletrodinâmica [11].

Diferentemente do sistema de levitação eletromagnética, a levitação eletrodinâ-

mica permite uma sustentação estável e passiva. Porém, as complicações existentes em um sistema mecânico de rodas não são eliminados. Os custos de implementação são bem altos e o consumo de energia bastante elevado.

1.1.3 Levitação supercondutora

A levitação supercondutora se dá pela exclusão parcial do campo magnético no interior do supercondutor. A parte do campo que é aprisionada pelo material supercondutor é responsável pela alta estabilidade desse sistema de levitação. Este tipo de levitação só pôde ser devidamente explorado a partir do final do século XX com a sintetização dos supercondutores de alta temperatura crítica, cuja temperatura de transição é acima da temperatura de liquefação do nitrogênio. Uma das vantagens da levitação supercondutora em relação à levitação eletromagnética é a sua estabilidade passiva. Devido a esta característica, a utilização de um mecanismo de controle, como o utilizado na levitação eletromagnética, não se faz necessário. Com relação ao sistema eletrodinâmico, apesar de também ser estável, a levitação só ocorre após o trem entrar em movimento. Este fato não permite a ausência total do sistema roda trilho convencional, o que não ocorre com a levitação supercondutora.

A figura 1.4 mostra a foto de um módulo com 1m de comprimento em escala real de um trem de levitação supercondutora que está sendo desenvolvido no LA-SUP. O sistema consiste em um veículo composto por um conjunto desses módulos, em cuja base são colocados criostatos. Dentro dos criostatos encontram-se blocos supercondutores responsáveis pela levitação do veículo devido à interação com o campo gerado pelo trilho magnético. Como não apresenta nenhum ponto de contato com o trilho, o veículo se movimenta sem atrito através de um motor elétrico linear instalado entre os dois seguimentos do trilho magnético.

Um dos principais fatores responsáveis pela elevação do custo final de um sistema de levitação supercondutora é o trilho magnético, composto basicamente por blocos de ímãs de Nd-Fe-B e barras de aço. Devido ao alto custo dos ímãs, a utilização deste tipo de veículo para longas distâncias torna-se inviável, restringindo sua utilização a distâncias mais curtas, como para o transporte urbano [5, 12]. Contudo faz-se necessário a otimização da força de levitação em relação ao custo do trilho.



Figura 1.4: Protótipo de veículo de levitação supercondutora, em escala real, desenvolvido pelo LASUP. Destaque para o mancal linear supercondutor composto por criostatos (onde são acomodados os supercondutores) e trilho magnético.

O interesse em aplicações das propriedades magnéticas dos materiais supercondutores justifica a necessidade de ferramentas de simulação para dar suporte ao desenvolvimento de um protótipo de trem de levitação supercondutora em escala real.

Capítulo 2

Introdução à Supercondutividade

Para que as aplicações utilizando materiais supercondutores sejam possíveis, faz-se necessário um estudo das teorias desenvolvidas para explicar as principais propriedades destes materiais. Neste capítulo serão apresentados as principais propriedades dos materiais supercondutores bem como efeitos associados ao fenômeno da supercondutividade. Primeiramente será apresentado um breve resumo histórico dos fatos experimentais e teóricos mais relevantes sobre o desenvolvimento da supercondutividade. No decorrer do capítulo, as propriedades eletromagnéticas destes materiais que determinam suas diferentes classes, bem como algumas das teorias fenomenológicas mais relevantes para este trabalho serão introduzidas.

2.1 Resumo histórico

O fenômeno da supercondutividade foi descoberto em 1911 pelo físico holandês Heike Kamerlingh Onnes [13] ao perceber que a resistividade do mercúrio caía repentinamente a zero quando sua temperatura era inferior a uma temperatura crítica T_c de $4,2K$. Em 1913 foi descoberto que o chumbo também se tornava supercondutor quando resfriado a uma temperatura abaixo de $7,2K$. Em 1914, Kamerlingh Onnes notou que a supercondutividade podia ser destruída por um campo magnético aplicado, quando ultrapassado um valor crítico H_c . Devido a esse fato, verificou-se também que existe um valor crítico para a densidade de corrente que flui no material, acima do qual este passa da fase supercondutora para a fase normal. Em resumo,

a supercondutividade é destruída quando for superado qualquer um dos parâmetros críticos: a temperatura crítica T_c , o campo crítico H_c e a densidade de corrente crítica J_c .

Uma outra característica dos supercondutores é a capacidade de expulsar o campo magnético de dentro do material. Esse efeito é chamado de efeito Meissner, descoberto em 1933 por W. Meissner e R. Ochsenfeld [14]. Assim, os supercondutores, além de apresentarem resistividade elétrica bem próxima de zero, são também diamagnetos perfeitos (efeito Meissner). Com relação a esse efeito, sabemos que existem dois tipos de supercondutores: Os supercondutores do tipo I, onde existe apenas o efeito Meissner, e os supercondutores do tipo II, onde existe uma região em que todo fluxo é expulso de seu interior (efeito Meissner) e uma região em que as linhas de fluxo penetram parcialmente no material (estado misto).

A partir dessa descoberta muitas teorias surgiram para tentar explicar as propriedades básicas desses materiais relacionadas com a supercondutividade. Em 1935, F. e H. London [15] desenvolveram uma teoria para explicar estas duas propriedades, mas só em 1950 houve uma primeira sugestão visando o entendimento teórico do fenômeno da supercondutividade. Foi proposta, por V.L. Ginzburg e L.D. Landau, uma teoria fenomenológica para explicar as propriedades termodinâmicas da transição do estado normal para o supercondutor [16]. Embora originalmente fenomenológica, a teoria provou ser muito poderosa. Até os dias de hoje, a descrição de óxidos supercondutores de altas temperaturas críticas é possível com o uso deste formalismo.

Tanto a teoria de London quanto a de Ginzburg-Landau, serviram para estabelecer relações entre diferentes fenômenos. No entanto, ambas são descrições matemáticas dos efeitos observados em laboratório, isto é, teorias fenomenológicas, incapazes de explicar o fenômeno da supercondutividade como consequência das leis fundamentais da Física. Este fenômeno começou realmente a ser entendido em 1956, quando Leon Cooper [17] teve a idéia de que os elétrons que transportam a corrente se associam em pares enquanto se deslocam pelo material. Esses pares são conhecidos como pares de Cooper, e são eles os responsáveis pela corrente supercondutora em materiais a baixas temperaturas. Cooper sugeriu que a atração entre os elétrons, necessária para a formação desses pares, poderia ser mediada por fónons, excitações

da rede cristalina do material.

Em 1957, John Bardeen, Leon Cooper e Robert Srieffer [18] apresentaram uma teoria microscópica onde os pares de elétrons ligados transportam a supercorrente e que existe um "gap" de energia separando os elétrons emparelhados dos elétrons normais. Esse gap aparece abaixo da temperatura crítica supercondutora T_c e é uma característica intrínseca dos supercondutores, conforme demonstrado por vários experimentos como o de tunelamento [19], por exemplo. Essa teoria ficou conhecida por teoria BCS e teve enorme sucesso, explicando muito bem o comportamento da maioria dos materiais supercondutores conhecidos até a década de 80 do século passado (supercondutores convencionais).

Em 1962, Charles P. Bean [20] 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 seu interior 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.

Mas, em 1986, J.G. Bednorz e K.A. Müller [21] descobriram novos compostos supercondutores a base de óxidos de lantânio e bário, com temperaturas críticas mais elevadas. Começa então, a partir desse momento, a fase dos supercondutores de altas temperaturas críticas (HTS). A descoberta de compostos com temperatura crítica acima da temperatura de liquefação do nitrogênio permitiu um avanço muito grande nas aplicações dos materiais supercondutores. O custo energético do nitrogênio líquido, cuja temperatura de ebulição é de aproximadamente 77K, é muito menor do que o hélio líquido, antes utilizado para resfriar os supercondutores de baixa temperatura crítica (LTS).

Os supercondutores de alta temperatura crítica revolucionaram as pesquisas na área e diversas aplicações propostas utilizando materiais supercondutores podem ser encontradas em [22]. Maiores informações sobre as características físicas de alguns supercondutores de alta temperatura crítica para o desenvolvimento de dispositivos elétricos, podem ser encontradas no trabalho de Larbalestier [4].

2.2 Resposta magnética de um supercondutor

Como visto anteriormente, o estado supercondutor de um material é definido por apresentar características tanto de um condutor ideal quanto de um diamagneto ideal. Esta última propriedade resulta na expulsão total do fluxo magnético do interior de um supercondutor maciço. Este fenômeno foi observado pela primeira vez por Meissner e Ochsenfeld em 1933 e ficou conhecido como efeito Meissner. Contudo, o comportamento magnético de um condutor ideal é muito diferente de um supercondutor.

A diferença entre um condutor ideal e um supercondutor pode ser entendida mais facilmente através da figura 2.1. Na parte (a) mostra-se uma esfera maciça condutora submetida a um campo magnético externo H . Este campo penetra totalmente na esfera conforme previsto pela Eletrodinâmica clássica. Para um condutor ideal o fluxo é excluído devido a correntes induzidas no material geradas pela variação do campo magnético no mesmo. Quando $T < T_c$, a esfera condutora se torna um condutor ideal, isto é, possui resistência nula. Como não ocorre nenhuma variação de fluxo magnético também não surge nenhuma corrente induzida e o fluxo permanece inalterado. Quando o campo magnético externo é eliminado ($H = 0$), uma corrente é induzida e cria um fluxo magnético interno igual ao fluxo magnético externo original. Como não há perda de energia, este fluxo se mantém no material. Já na parte (b) da figura 2.1 mostra-se uma esfera feita com material supercondutor. No início, a esfera supercondutora é submetida a um campo magnético externo em uma temperatura $T > T_c$. Neste caso a esfera encontra-se numa fase condutora normal, e o fluxo magnético penetra em seu interior. Quando T possui um valor menor que T_c , a esfera sofre uma transição de fase e passa para a fase supercondutora, expulsando o fluxo magnético do seu interior (efeito Meissner), o que não ocorre para um condutor ideal. Quando o campo externo H vai a zero, a esfera não aprisiona nenhum fluxo magnético em seu interior, como ocorre no condutor ideal.

Apesar da diferença existente entre um supercondutor e um condutor ideal, a propriedade de resistência nula de um supercondutor é fundamental para a existência do efeito Meissner. A corrente que circula na superfície de um supercondutor é responsável pela criação de uma magnetização volumétrica que possui sentido contrário ao sentido do campo magnético externo H . Por esta razão, o valor de B se

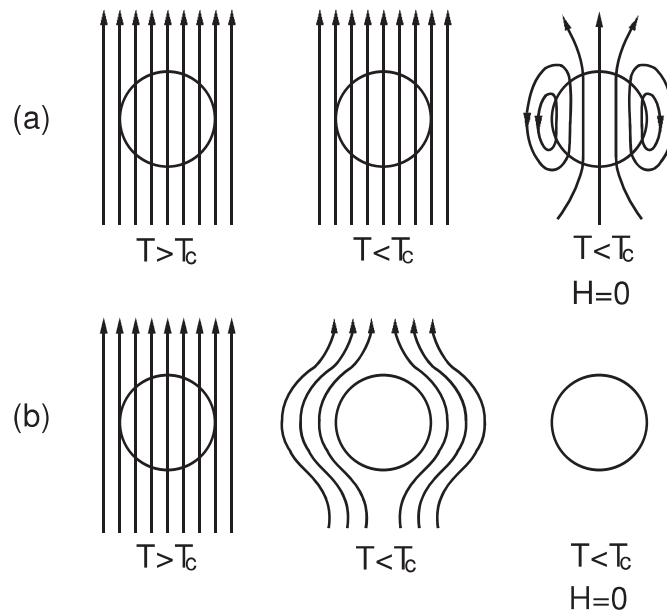


Figura 2.1: Experiência que mostra a diferença entre um (a) condutor ideal e um (b) supercondutor quando faz a transição de fase na presença de campo. O supercondutor apresenta o efeito Meissner enquanto que o condutor ideal não

anula sempre no interior de um supercondutor. Se a resistência elétrica não fosse nula, a corrente superficial (que produz a magnetização necessária para anular o valor de H) deveria diminuir com o tempo e, portanto, o valor de B deixaria de ser nulo no interior do supercondutor.

2.2.1 Supercondutores do tipo I e do tipo II

Com relação à propriedade de exclusão total do fluxo magnético interno, os materiais supercondutores podem ser classificados como supercondutores do tipo I, também conhecidos como supercondutores moles ("soft") e supercondutores do tipo II, também conhecidos como supercondutores duros ("hard"). Para um supercondutor do tipo I só existe um valor para o campo magnético crítico H_c , acima do qual o supercondutor passa para a fase normal. No entanto, para um supercondutor do tipo II existem dois valores para o campo magnético crítico: o campo crítico superior H_{c2} e o campo crítico inferior H_{c1} . A figura 2.2 mostra a magnetização M em função do campo magnético H . Pode-se observar que, ao contrário dos supercondutores do tipo I que a magnetização vai a zero quando o campo ultrapassa um valor crítico

H_c , para um supercondutor do tipo II até um valor de $H = H_{c1} < H_c$ o fluxo magnético é completamente excluído de seu interior (estado Meissner). Entretanto, na região entre H_{c1} e H_{c2} , o fluxo magnético não é completamente expulso e penetra parcialmente no interior do material. Quando $H > H_{c2}$, o material deixa de ser supercondutor e a magnetização vai a zero.

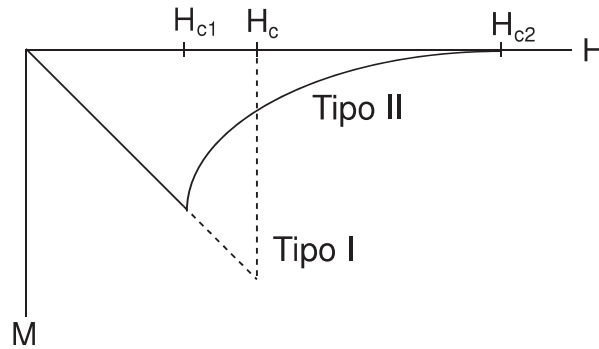


Figura 2.2: Comportamento magnético de um supercondutor do tipo I (linha tracejada) e de um supercondutor do tipo II (linha sólida).

Em um supercondutor do tipo II a região entre H_{c1} e H_{c2} é conhecida como estado misto. O estado misto é caracterizado pela coexistência de regiões normais e supercondutoras no material. Essas regiões normais existem em forma de tubos, distribuídas homoganeamente pelo material e são circundadas por vórtices de supercorrentes que as mantêm isoladas das regiões supercondutoras. Por essa razão esses tubos de região normal são conhecidos como vórtices. Cada um desses vórtices apresenta um fluxo magnético ϕ_0 , que por sua vez é quantizado

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

onde h é a constante de Plank e e a carga elementar. Os vórtices, também chamados de fluxóides, devido ao fluxo quantizado, se distribuem no supercondutor em uma rede regular triangular. Essa estrutura foi prevista pela primeira vez pelo cientista russo Alexei A. Abrikosov [23]. Esta distribuição regular dos vórtices recebeu o nome de rede de Abrikosov. A figura 2.3 mostra uma representação esquemática de uma rede de vórtices presente em um supercondutor do tipo II.

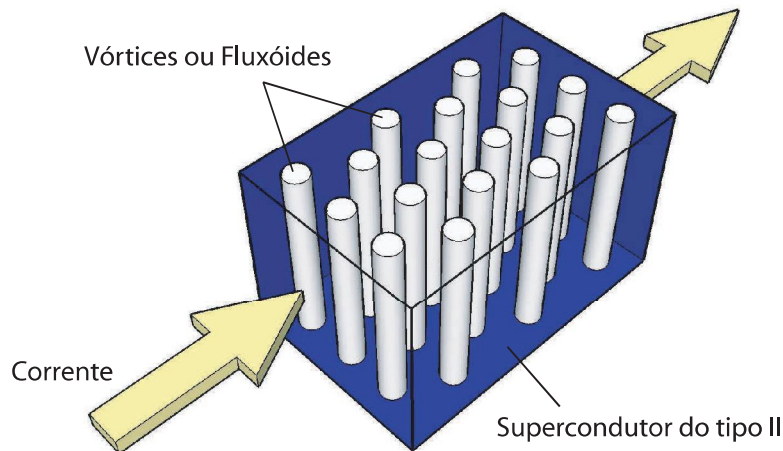


Figura 2.3: Rede de vórtices ou Fluxóides distribuída homogênea em um supercondutor do tipo II no estado misto.

2.2.2 Profundidade de penetração e comprimento de coerência

A profundidade de penetração e o comprimento de coerência são dois parâmetros importantes para a caracterização de um supercondutor do tipo I e do tipo II, como será mostrado mais adiante. Para um supercondutor do tipo I, a indução magnética B só penetra no material em uma camada muito pequena da superfície. A distância média que caracteriza esta penetração é chamada de profundidade de penetração λ . Com relação a profundidade de penetração, uma das diferenças básicas entre um supercondutor do tipo I e um supercondutor do tipo II é que para um supercondutor do tipo I, o valor de λ é muito menor do que para um supercondutor do tipo II. O comprimento de coerência ξ é uma distância que caracteriza o diâmetro médio de um par de Cooper [24]. Este também pode ser entendido como a extensão em que a densidade de portadores de carga (superelétrons) por unidade de volume n_s no limite entre regiões normais e supercondutoras sobe de zero até seu valor no interior do material. O valor deste parâmetro para os supercondutores do tipo I é maior do que para os supercondutores do tipo II. A figura 2.4 mostra o comportamento da densidade de portadores de carga na fronteira entre uma região normal e supercondutora relacionando os parâmetros λ e ξ para supercondutores do tipo I e do tipo II.

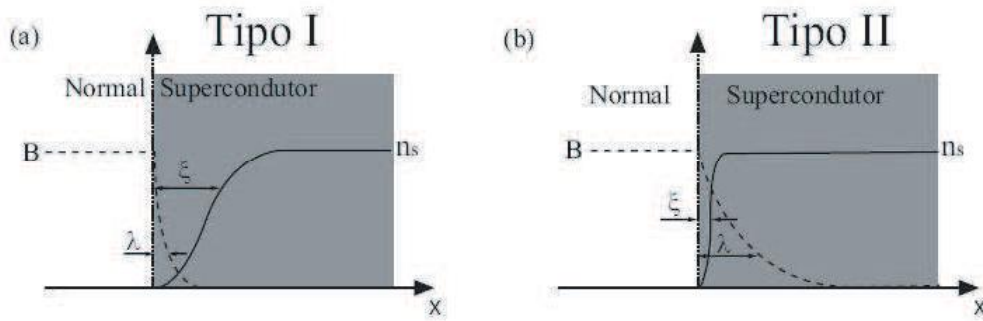


Figura 2.4: Fronteira entre uma região normal e supercondutora, relacionando a profundidade de penetração λ e o comprimento de coerência ξ para os supercondutores do (a) tipo I e (b) II.

2.2.3 Energia de superfície

Como visto na seção 2.2.1, uma das características magnéticas dos supercondutores do tipo I é a total exclusão de fluxo de seu interior. A existência deste diamagnetismo perfeito implica na existência de uma energia de superfície que surge no contorno entre a região normal e supercondutora [24]. Essa energia de superfície representa um papel importante na determinação do comportamento de um supercondutor, ela determina se um supercondutor é do tipo I ou do tipo II.

Nos supercondutores do tipo I a energia de superfície é positiva. Dessa forma para que essa energia seja minimizada deve-se obter uma solução onde a superfície entre regiões normais e supercondutoras seja a menor possível. Esta solução é encontrada quando o contorno entre essas duas regiões é dado pela própria superfície do material.

Já para os supercondutores do tipo II a energia de superfície é negativa. Logo, para que essa energia seja minimizada é necessário que haja uma maximização da superfície entre as regiões normais e supercondutoras. Essa maximização se dá com o surgimento de regiões normais dentro do material. Este estado com energia de superfície negativa e caracterizado pela presença de regiões normais (fluxóides) distribuídas homogeneamente dentro do material é conhecido como estado misto, conforme explicitado na seção 2.2.1.

A partir dos valores da profundidade de penetração (λ) e do comprimento de coerência (ξ), pode-se definir uma constante $\kappa = \lambda/\xi$ que é conhecida como parâmetro

do Ginzburg-Landau. Este parâmetro é invariante com a temperatura e determina o sinal da energia de superfície. se $\kappa < 0,707$, então a energia de superfície será positiva, o que diz que o material deve ser um supercondutor do tipo I (supercondutor de Pippard). Se $\kappa > 0,707$ a energia de superfície será negativa e o material deve ser um supercondutor do tipo II (supercondutor de London).

2.2.4 Modelo de London

Para explicar o efeito Meissner nos supercondutores Fritz e Heinz London [15] desenvolveram uma teoria fenomenológica baseada em uma aplicação das equações de Maxwell. Considerando então o caso de um condutor ideal, aplica-se um campo elétrico constante. Este campo produzirá uma força sobre os portadores de carga dada por

$$\vec{F}_p = m \frac{d\vec{v}_p}{dt} = e\vec{E}, \quad (2.2)$$

onde v_p é a velocidade dos portadores de carga e m sua massa. Se existem n_p portadores de carga por unidade de volume movendo-se a uma velocidade média v_p , pode-se escrever uma densidade de corrente J_s como

$$\vec{J}_s = n_p e \vec{v}_p, \quad (2.3)$$

onde e é a carga de um portador de carga. Derivando em relação ao tempo a equação 2.3 e substituindo $\frac{d\vec{v}}{dt}$ na equação 2.2 obtém-se a seguinte equação

$$\dot{\vec{J}}_s = \frac{n_p e^2}{m} \vec{E}. \quad (2.4)$$

Para obter uma equação descrevendo campos magnéticos, faz-se uso das seguintes equações de Maxwell

$$\dot{\vec{B}} = -\vec{\nabla} \times \vec{E} \quad (2.5)$$

e

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \vec{J} + \dot{\vec{D}}. \quad (2.6)$$

Aplicando o rotacional em ambos termos da equação 2.4 e utilizando a lei de Maxwell dada pela equação 2.5 tem-se que

$$\begin{aligned} \vec{\nabla} \times \dot{\vec{J}}_s &= -\frac{1}{\mu_0 \lambda_L^2} \dot{\vec{B}}, \\ \lambda_L &= \sqrt{\frac{m}{\mu_0 n_p e^2}}, \end{aligned} \quad (2.7)$$

onde λ_L é a profundidade de penetração de London e tem unidade de comprimento. 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 ($\dot{\vec{D}} = 0$) e a lei de Maxwell da equação 2.6 se reduz a $\vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_0 \vec{J}$. Substituindo então a derivada temporal desta equação na equação 2.7 tem-se

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

Aplicando a regra da segunda derivada onde $\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{B} = \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{B}) - \nabla^2 \vec{B}$ e usando a definição do divergente de \vec{B} pela lei de Gauss do magnetismo ($\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0$) a equação 2.8 pode ser reescrita como

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

Esta equação descreve a exclusão total da derivada temporal da indução magnética no interior de um condutor perfeito. Para os valores de m e e relacionados a massa e carga de um elétron, e tomando n_s como $4 \times 10^{28} m^{-3}$ [24], tem-se um valor da ordem de $10^{-6} cm$ para λ_L . Conclui-se então que $\dot{\vec{B}}$ é nulo no interior do condutor ideal, exceto para uma camada muito fina na superfície do material. É sabido que para um supercondutor, não somente a derivada da indução magnética, mas também a própria indução magnética no interior do material deve ser nula. Partindo deste princípio, F. e H. London [25] sugeriram que a equação 2.9 deveria ser estendida também para B e reescrita como

$$\nabla^2 \vec{B} = \frac{1}{\lambda_L^2} \vec{B}. \quad (2.10)$$

substituindo a profundidade de penetração λ_L na equação 2.4 e utilizando a hipótese descrita anteriormente para reescrever a equação 2.7, obtém-se as duas equações de London descritas por

$$\vec{\nabla} \times \vec{J}_s = -\frac{1}{\mu_0 \lambda_L^2} \vec{B}, \quad (2.11)$$

$$\vec{J}_s = \frac{1}{\mu_0 \lambda_L^2} \vec{E}. \quad (2.12)$$

A equação 2.11 é conhecida como primeira equação de London e é capaz de descrever a propriedade diamagnética de um supercondutor (efeito Meissner), ou seja, no caso dos materiais supercondutores, as correntes de blindagem surgem independente da variação temporal da indução magnética.

É possível também deduzir uma formulação do modelo de London para o potencial vetorial magnético \vec{A} . Seguindo basicamente os mesmos passos mostrados anteriormente e usando a definição do potencial vetor magnético $\vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A}$ dentro do calibre de Coulomb onde $\vec{\nabla} \cdot \vec{A} = 0$ chega-se a seguinte equação

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

Esta equação descreve igualmente o comportamento diamagnético do supercondutor com a vantagem de poder ser representado por apenas uma variável, o potencial vetorial magnético \vec{A} . Outra vantagem desta formulação é o fato da equação 2.13 ser encontrada com certa freqüência em programas comerciais para simulação utilizando Método dos elementos finitos (MEF).

A seguir será apresentada a solução da equação 2.13 para a situação física de uma placa infinita supercondutora.

Placa infinita supercondutora

Nesta seção será apresentada a situação clássica de uma placa infinita supercondutora de espessura $2a$, cuja geometria pode ser vista na figura 2.5. Paralelamente à placa é aplicado um campo magnético homogêneo de módulo B_a produzido por uma fonte externa.

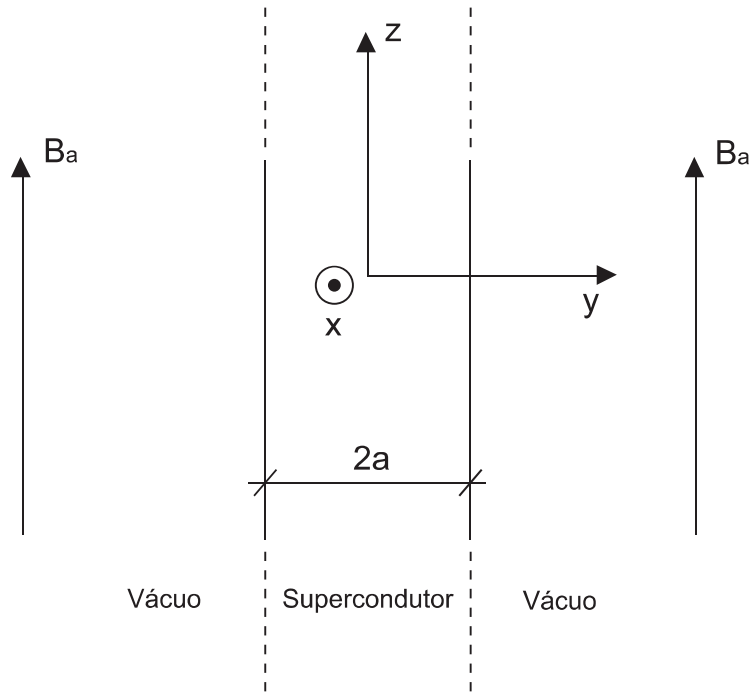


Figura 2.5: Placa supercondutora infinita de espessura $2a$ imersa em um campo magnético homogêneo de módulo B_a .

Considerando que o meio externo é vácuo e que o material supercondutor é isotrópico, as supercorrentes só podem fluir na direção x . Através da expressão do rotacional e do divergente de um vetor e da identidade vetorial $\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{A} = \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{A}) - \nabla^2 \vec{A}$, tem-se a seguinte expressão para o laplaciano de uma função vetorial em coordenadas cartesianas

$$\nabla^2 \vec{A} = \left(\frac{\partial^2 A_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 A_x}{\partial z^2} \right) \hat{a}_x + \left(\frac{\partial^2 A_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_y}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 A_y}{\partial z^2} \right) \hat{a}_y + \left(\frac{\partial^2 A_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_z}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 A_z}{\partial z^2} \right) \hat{a}_z. \quad (2.14)$$

Pela geometria do problema, percebe-se que só há variação do potencial vetor

na direção y . Portanto, todas as derivadas parciais em relação a x e a z serão nulas. Além disso, como só existe densidade de fluxo magnético na direção z , pode-se escrever que $\vec{A} = A_x \hat{a}_x$. Com base nas considerações feitas anteriormente, a equação de London que descreve o problema se reduz à seguinte equação diferencial

$$\frac{\partial^2 A_x}{\partial y^2} = \frac{1}{\lambda_L^2} A_x. \quad (2.15)$$

A equação diferencial acima deve ser resolvida separadamente para a região externa e interna à placa supercondutora. Para a região externa à placa (A_x^{ext}), pode-se considerar que a profundidade de penetração é infinita ($\lambda_L^{ext} \rightarrow \infty$), ou seja, não há impedimento para a densidade de fluxo preencher todo o espaço. Dessa forma, a equação diferencial 2.15 se reduz à

$$\frac{\partial^2 A_x^{ext}(y)}{\partial y^2} = 0, \quad (2.16)$$

cuja solução geral pode ser escrita da seguinte forma

$$A_x^{ext}(y) = b_1 y + b_2. \quad (2.17)$$

Os valores das constantes b_1 e b_2 podem ser obtidos através das condições de contorno. Pela definição de $\vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A}$ e da condição do problema em que $\vec{B}^{ext}(y) = B_a \hat{a}_z$ tem-se como primeira condição de contorno que $\frac{\partial A_x^{ext}(y=a)}{\partial y} = -B_a$. A segunda condição é atribuir um valor inicialmente arbitrário A_0^{ext} ao potencial vetor, quando $y = 0$. Aplicando-se então as duas condições de contorno do problema tem-se que

$$A_x^{ext}(0) = b_2 = A_0^{ext}, \quad (2.18)$$

$$\frac{\partial A_x^{ext}(a)}{\partial y} = b_1 = -B_a. \quad (2.19)$$

A solução particular pode, portanto, ser escrita como

$$A_x^{ext}(y) = -B_a y + A_0^{ext}. \quad (2.20)$$

Já para a solução da equação 2.15 na região interna à placa supercondutora deve-se levar em consideração a profundidade de penetração λ_L . Considerando a geometria do problema tem-se que

$$\frac{\partial^2 A_x^{int}(y)}{\partial y^2} = \frac{1}{\lambda_L^2} A_x^{int}(y). \quad (2.21)$$

A solução geral homogênia para a equação acima é dada por

$$A_x^{int}(y) = c_1 e^{-\frac{y}{\lambda_L}} + c_2 e^{\frac{y}{\lambda_L}}. \quad (2.22)$$

Os valores das constantes c_1 e c_2 podem ser obtidos, considerando que há continuidade do potencial vetor magnético na fronteira entre o meio externo e o supercondutor. Se o valor de \vec{A} na fronteira tiver módulo A_F as condições de contorno podem ser escritas como:

$$(i) \quad A_x^{int}(-a) = A_x^{ext}(-a) = A_F$$

$$(ii) \quad A_x^{int}(a) = A_x^{ext}(a) = -A_F$$

A partir das condições de contorno (i) e (ii),

$$A_x^{int}(-a) = c_1 e^{\frac{a}{\lambda_L}} + c_2 e^{-\frac{a}{\lambda_L}} = A_F, \quad (2.23)$$

$$A_x^{int}(a) = c_1 e^{-\frac{a}{\lambda_L}} + c_2 e^{\frac{a}{\lambda_L}} = -A_F. \quad (2.24)$$

Somando as duas expressões acima tem-se que

$$c_1 \left(e^{-\frac{a}{\lambda_L}} + e^{\frac{a}{\lambda_L}} \right) + c_2 \left(e^{-\frac{a}{\lambda_L}} + e^{\frac{a}{\lambda_L}} \right) = 0, ,$$

$$c_1 = -c_2. \quad (2.25)$$

Utilizando esta última igualdade na condição de contorno (ii), tem-se que

$$\begin{aligned} c_1 e^{-\frac{a}{\lambda_L}} - c_1 e^{\frac{a}{\lambda_L}} &= -A_F, \\ c_1 &= \frac{A_F}{e^{\frac{a}{\lambda_L}} - e^{-\frac{a}{\lambda_L}}} = \frac{A_F}{2 \operatorname{senh}\left(\frac{a}{\lambda_L}\right)}. \end{aligned} \quad (2.26)$$

Portanto, substituindo o valor de c_1 na equação 2.22 e rearranjando os termos das exponenciais, a solução para o potencial vetor no interior da placa infinita supercondutora é dada por

$$A_x^{int}(y) = - \left(\frac{A_F}{\operatorname{senh}\left(\frac{a}{\lambda_L}\right)} \right) \operatorname{senh}\left(\frac{y}{\lambda_L}\right) \hat{a}_x. \quad (2.27)$$

Utilizando novamente a definição de $\vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A}$ e simplificações devido a geometria do problema, a densidade de fluxo magnético no interior do supercondutor pode ser escrita como

$$\vec{B}^{int}(y) = - \frac{\partial A_x^{int}(y)}{\partial y} \hat{a}_z = \left(\frac{A_F}{\lambda_L \operatorname{senh}\left(\frac{a}{\lambda_L}\right)} \right) \operatorname{cosh}\left(\frac{y}{\lambda_L}\right) \hat{a}_z. \quad (2.28)$$

Na fronteira entre o supercondutor e o meio externo, a densidade de fluxo deve ser a mesma. Portanto:

$$\begin{aligned} B^{ext}(a) = B^{int}(a) &= - \frac{\partial A_x^{int}(a)}{\partial y} = \left(\frac{A_F}{\lambda_L \operatorname{senh}\left(\frac{a}{\lambda_L}\right)} \right) \operatorname{cosh}\left(\frac{a}{\lambda_L}\right) = B_a, \\ A_F &= B_a \lambda_L \operatorname{tanh}\left(\frac{a}{\lambda_L}\right). \end{aligned} \quad (2.29)$$

Substituindo este resultado na equação 2.28, tem-se a expressão final para a densidade de fluxo no interior da placa supercondutora

$$\vec{B}^{int}(y) = B_a \operatorname{sech}\left(\frac{a}{\lambda_L}\right) \cosh\left(\frac{y}{\lambda_L}\right) \hat{a}_z. \quad (2.30)$$

Na figura 2.6, são apresentados os resultados obtidos para a densidade de fluxo magnético dentro da placa supercondutora pela aplicação da equação 2.30. Os dados utilizados para implementação foram: $a = 12,5\text{mm}$, $\lambda_L = 3,0\text{mm}$ e $B_a = 0,1\text{T}$.

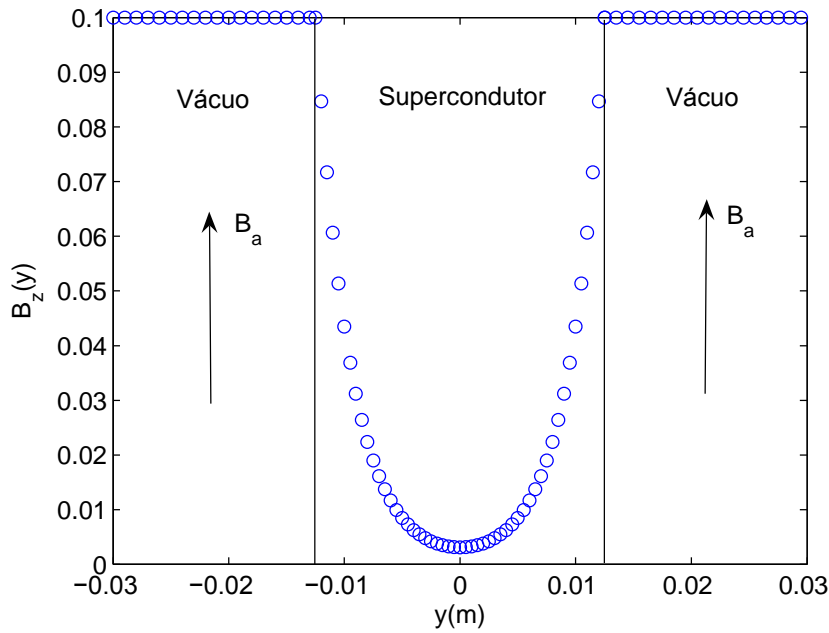


Figura 2.6: Densidade de fluxo magnético ($B_z(y)$) para um placa infinita supercondutora imersa em um campo homogêneo constante de módulo B_a .

Apesar das vantagens apresentadas pelo modelo de London, este permite somente uma descrição de supercondutores do tipo I e supercondutores do tipo II na região abaixo de H_{c1} (estado Meissner). Porém, na maioria das aplicações práticas, estes materiais operam na região de estado misto, onde o fluxo não é completamente expulso e a modelagem proposta por F. e H. London não pode ser aplicada.

2.3 Modelo do estado crítico

Como visto na seção anterior os materiais supercondutores podem ser divididos em dois tipos: tipo I e tipo II. Devido ao alto valor do campo crítico H_{c2} , os supercondutores do tipo II são utilizados na maioria das aplicações práticas. Como o valor de

H_{c1} é muito baixo, estes operam sempre no estado misto. Dessa forma, é necessária a utilização de uma modelagem que descreva o comportamento dos supercondutores quando estes estão no estado misto, ou seja, é preciso levar em consideração a influência da rede do fluxo aprisionado no material. Devido aos valores infinitesimais de λ e ξ torna-se muito difícil a representação geométrica dos n fluxóides presentes em uma rede de Abrikosov. Para contornar este problema, faz-se uso do modelo do estado crítico, que permite uma abordagem macroscópica da penetração parcial do fluxo em um supercondutor do tipo II.

Idealmente um supercondutor do tipo II no estado misto apresenta uma resistividade finita, porém, quando um supercondutor do tipo II apresenta não-homogeneidades em sua estrutura (defeitos estruturais e composicionais), este possibilita o aprisionamento dos fluxóides que penetram no material (*flux pinning*). Este aprisionamento confere propriedades supercondutoras importantes ao material, sendo uma das razões que torna os supercondutores do tipo II mais indicados para aplicações tecnológicas. No caso de uma corrente externa aplicada, a força de Lorentz que age sobre um fluxóide é dada por

$$\vec{F}_L = \vec{J}_{ext} \times \vec{B}. \quad (2.31)$$

Com os fluxóides aprisionados, estes tendem a permanecer parados até que a força de Lorentz seja suficiente para vencer a força de aprisionamento. O chamado estado crítico se dá no limiar em que o supercondutor se torna resistivo, isto é, a força de pinning é igual a força de Lorentz devido a uma corrente crítica J_c dada por

$$\vec{F}_p = \vec{J}_c \times \vec{B}. \quad (2.32)$$

2.3.1 Formulação de Bean

O primeiro a propor um modelo de estado crítico foi C. P. Bean [20], em 1962. A idéia seria representar grandezas microscópicas a partir de grandezas macroscópicas, como por exemplo a densidade de corrente crítica J_c , que substitui as densidades

de corrente microscópicas de cada fluxóide. Neste modelo, a densidade de corrente é considerada constante, variando apenas a profundidade de penetração conforme a variação do campo externo aplicado. Dessa forma, pelo modelo de Bean, a densidade de corrente crítica do supercondutor é nula ou pode assumir os valores $\pm J_c$. Com relação ao campo elétrico, pode-se escrever que

$$\begin{aligned}\vec{E} = 0 &\longrightarrow \frac{\partial \vec{J}}{\partial t} = 0, \\ \vec{E} \neq 0 &\longrightarrow \frac{\partial \vec{J}}{\partial t} \neq 0,\end{aligned}\tag{2.33}$$

ou seja, se $\vec{E} = 0$, a densidade de corrente não varia e seu valor é mantido constante. Porém, se $\vec{E} \neq 0$, a densidade de corrente pode variar e assumir novos valores ($J = \pm J_c$). Um exemplo bem simples que facilita a visualização do modelo de Bean é o de uma placa supercondutora infinita de espessura d , com um campo externo aplicado paralelo à face como mostra a figura 2.7. De acordo com a representação dos eixos, a densidade de corrente estará fluindo na direção z podendo assumir valores $-J_c, 0, +J_c$. Como a densidade de corrente deve ser constante, conclui-se, pela lei de Ampère ($\vec{\nabla} \times \vec{H} = \vec{J}$), que o campo no interior da placa deve variar linearmente ao longo do eixo x .

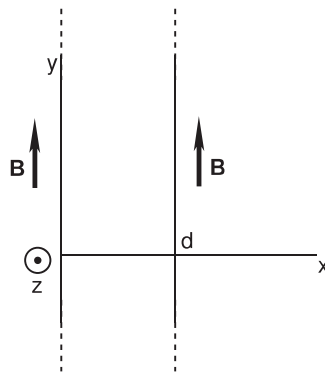


Figura 2.7: Placa infinita de espessura d , com um campo externo aplicado paralelo à face.

Em uma primeira abordagem, a aplicação do campo é feita supondo que o material tenha realizado a transição do estado normal para o estado supercondutor na ausência de campo. Este tipo de processo é conhecido como ZFC (*zero field cooling*), que significa resfriamento na ausência de campo. Anteriormente à aplicação

do campo a densidade de corrente induzida é nula. Porém, quando o campo deixa de ser nulo um perfil de densidade de corrente começa a aparecer na placa, como pode ser visto na figura 2.8(a). O campo é aumentado lentamente no tempo até um valor $B^* = \frac{1}{2}\mu_0 J_c d$, o qual penetra completamente no interior da placa (figura 2.8(b)). Nessa situação, a corrente elétrica de blindagem flui em toda região da placa supercondutora. Devido à linearidade do perfil de campo no interior da placa, se o campo externo for aumentado até $2B^*$, o perfil de campo e de corrente será tal qual mostrado na figura 2.8(c). 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 (figura 2.8(d)). A partir da figura 2.8(e) pode-se observar o efeito de aprisionamento de fluxo no interior da placa supercondutora causado pelo efeito de pinning dos fluxóides. Com essa modelagem é possível prever o comportamento histerético dos supercondutores.

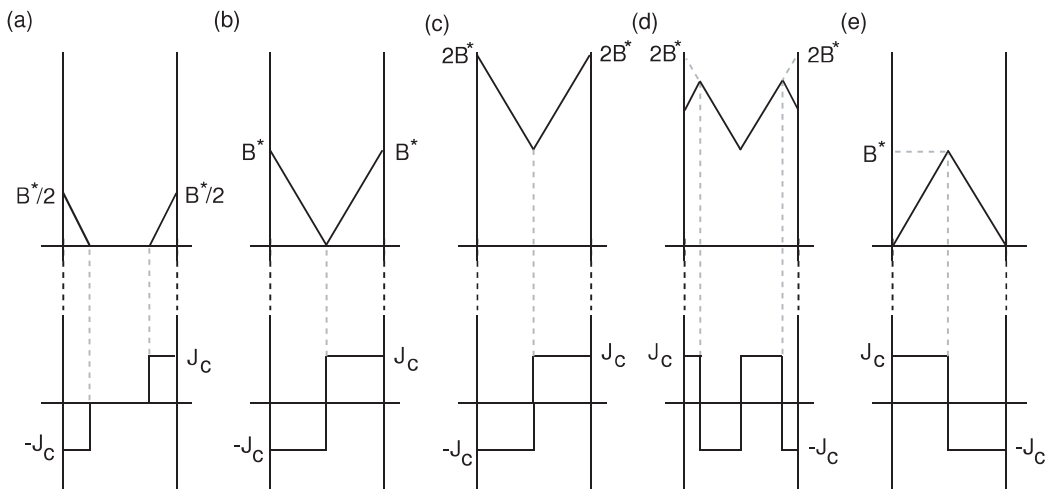


Figura 2.8: Perfil de campo e densidade de corrente de blindagem numa placa infinita supercondutora na presença de um campo magnético externo variante no tempo em ZFC.

O outro caso que deve ser levado em consideração é quando o material realiza a transição supercondutora na presença de campo. Dessa forma, mais fluxo será aprisionado inicialmente no material. Este tipo de processo é conhecido como FC (*field cooled*), que significa resfriamento na presença de campo. Supõe-se que todo o fluxo que permeava o material antes da transição é aprisionado após o resfriamento. Resultados experimentais que mostram que esta hipótese é aceitável no caso de amostras com corrente crítica elevada (centro de aprisionamento forte), serão

apresentados posteriormente neste trabalho. A figura 2.9 (a) mostra a aplicação de um campo paralelo a placa de valor B^* . Como todo o fluxo é aprisionado e não há variação do mesmo, o perfil da densidade de corrente inicial, após a transição, é nulo. De maneira análoga ao caso anterior, a medida que o campo aplicado diminui uma densidade de corrente começa a surgir na placa (figura 2.9 (b)). Quando o campo aplicado é completamente removido pode-se perceber o efeito de aprisionamento de fluxo como para o primeiro caso em ZFC. Utilizando a hipótese de corrente inicial nula esta mesma modelagem pode ser usada para simulação também em FC.

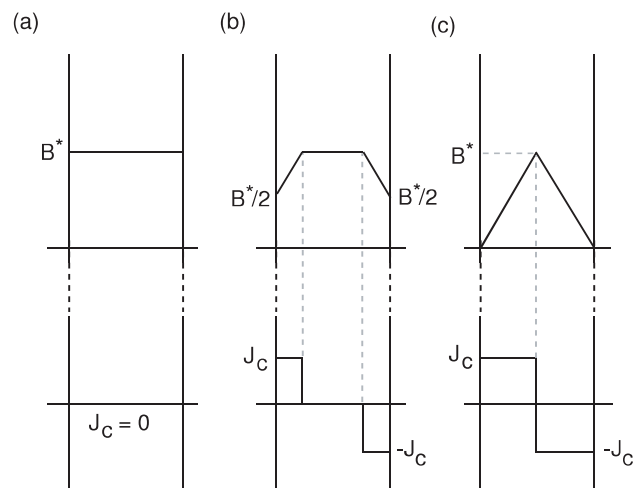


Figura 2.9: Perfil de campo e densidade de corrente de blindagem numa placa infinita supercondutora na presença de um campo magnético externo variante no tempo em FC.

Como visto anteriormente, o modelo de Bean (que é o modelo do estado crítico na forma mais simplificada) considera que a soma da corrente elétrica dos fluxóides pode ser substituída por uma corrente macroscópica, sobre a forma de uma densidade de corrente crítica constante. Contudo, em 1962, Y. B. Kim, C. F. Hempstead e A. R. Strnad [26] investigaram o comportamento da densidade de corrente persistente nos supercondutores por meio de um experimento de indução magnética. Através deste experimento foi possível observar uma relação entre a densidade de corrente e a intensidade de campo magnético aplicada. Dentre os modelos que consideram esta dependência podem-se destacar os seguintes:

i Modelo de Kim [26];

$$J(|\vec{B}|) = \frac{J_c}{1 + \alpha B}, \quad (2.34)$$

em que α indica a capacidade de transporte de corrente do mesmo e está intrinsecamente ligada à estrutura microscópica do supercondutor, ao campo magnético aplicado e à temperatura do sistema.

ii e modelo de Matsushita [27]

$$J(|\vec{B}|) = J_c |\vec{B}|^{-1/2}. \quad (2.35)$$

2.3.2 Formulação de Anderson-Kim

Nas formulações do modelo do estado crítico apresentadas anteriormente, considera-se a densidade de corrente crítica constante (Bean) ou apenas a variação com a densidade de fluxo magnético B (Kim e Matsushita). Porém, além da dependência da densidade de corrente com a densidade de fluxo magnético, existe ainda uma dependência temporal que, apesar de ser verificada experimentalmente [28], não é levada em consideração. É sabido que, para os supercondutores de alta temperatura crítica (HTS), a rede de fluxóides está menos firme, ou seja, os fluxóides estão mais livres para se mover. Esse movimento gera um campo elétrico $\vec{E} = \vec{B} \times \vec{v}$ expresso em termos do campo magnético aplicado $\vec{B} = \mu_0 \vec{H}$ e da velocidade \vec{v} dos vórtices e é responsável pela dissipação de energia no supercondutor (dependência temporal). Com o intuito de determinar a variação da força de levitação magnética com o tempo, a formulação de Anderson-Kim [29] estabelece uma relação entre o campo elétrico e a densidade de corrente elétrica no supercondutor.

Pode-se utilizar a lei de Arrhenius [30], que descreve a dependência da velocidade de uma reação química com a temperatura, para escrever o campo elétrico $E(J)$ em função da energia de ativação $U(J)$. Arrhenius propôs que os reagentes teriam que possuir uma quantidade de energia mínima para que fosse possível a ocorrência da reação química. Essa quantidade de energia é definida como energia de ativação. Aplicando-se a distribuição de Maxwell-Boltzmann, pode-se determinar que o percentual de moléculas que possuem energia superior à de ativação é proporcional a $e^{-\frac{U}{kT}}$, onde U é a energia de ativação, k é a constante de Boltzmann e T é a temperatura do sistema. Assim, a velocidade da reação química é dada por

$$v = Ae^{\frac{-U}{kT}}, \quad (2.36)$$

onde A é uma constante específica de cada reação química. Da mesma maneira que a velocidade de uma reação química está relacionado com uma energia de ativação U , o movimento dos fluxóides, gerado por uma densidade de corrente, também estará. Para que eles possam se mover, eles devem possuir uma energia de ativação, que nesse caso depende da densidade de corrente, dada pela equação

$$U(J) = U_c \ln \left(\frac{J_c}{J} \right), \quad (2.37)$$

onde U_c é o valor crítico da energia de ativação. A Equação 2.37 aplicada à lei de Arrhenius dará a relação entre o campo elétrico e a energia de ativação. Fazendo a analogia do campo elétrico com a velocidade da reação química, pode-se escrever a seguinte equação

$$E(J) = E_c e^{\left(-\frac{U}{kT}\right)}, \quad (2.38)$$

onde E_c é o campo elétrico crítico do supercondutor em que se considera que os fluxóides estão se movendo. Este valor é obtido experimentalmente e pode ser encontrado em inúmeras referências como $1\mu V/cm$, dentre as quais pode-se citar a referência [31]. Assim, a densidade de corrente que implica no surgimento de um campo elétrico desse valor é a densidade de corrente crítica do supercondutor J_c . Substituindo a equação 2.37 na equação 2.38 obtém-se a seguinte expressão

$$E(J) = E_c \left(\frac{J}{J_c} \right)^{\frac{U_c}{kT}}. \quad (2.39)$$

Definindo o parâmetro $n = \frac{U_c}{kT}$ obtém-se a lei que relaciona o campo elétrico à densidade de corrente que flui no supercondutor

$$E(J) = E_c \left(\frac{J}{J_c} \right)^n. \quad (2.40)$$

Variando-se o valor de n pode-se modelar o comportamento do supercondutor em condições distintas, conforme mostrado na figura 2.10:

- Resistência nula: dissipação de difícil detecção com nenhum movimento de fluxóides ($n \rightarrow \infty$ - Modelo de Bean [20]);
- TAFF - *Thermally activated flux-flow*: observável quando a barreira de pinning é pequena e a temperatura é suficiente para se ultrapassar esta barreira;
- *Flux-creep*: movimento de fluxóides para valores de corrente as quais induzem forças de Lorentz nos fluxóides da ordem de grandeza das forças de pinning ($n \simeq 10$ - região em que a equação 2.40 é mais aplicável [32]);
- *Flux-flow*: Movimento de fluxóides para valores grandes de corrente as quais induzem forças de Lorentz nos fluxóides muito superiores às forças de pinning ($n \simeq 2$);
- Normal: Comportamento ôhmico, dissipação proporcional ao quadrado da corrente ($n=1$).

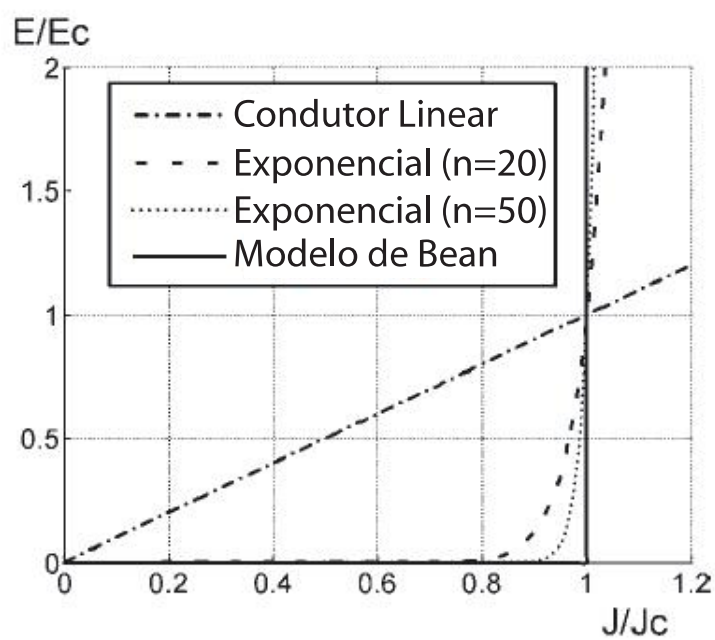


Figura 2.10: Relação do Campo elétrico e da densidade de corrente variando-se n de 1 (Comportamento ôhmico) até $n \rightarrow \infty$ (Modelo de Bean). Figura modificada de [33].

Capítulo 3

Modelos Matemáticos para a simulação de mancais magnéticos supercondutores

Neste capítulo serão introduzidos alguns modelos matemáticos utilizados para a simulação de mancais magnéticos supercondutores. Em uma primeira etapa será apresentado um método para simulação de mancais magnéticos supercondutores que pode ser estendido a qualquer geometria mais complexa. Para a simulação da fonte magnética foi utilizado o método dos elementos finitos através de um software comercial (ANSYS). Para modelagem do supercondutor, dois modelos foram propostos. O primeiro, mais simples, considera a permeabilidade magnética do supercondutor igual a zero ($\mu = 0$), ou seja, o supercondutor é descrito como um diamagneto perfeito (efeito Meissner). Com o uso desta técnica, o supercondutor pode ser modelado diretamente no ANSYS, onde é atribuído um zero numérico para o valor da permeabilidade magnética e a força de levitação é determinada através de cálculos utilizando trabalho virtual. No entanto, este tipo de modelagem apresenta diversas desvantagens, como a previsão da força máxima de levitação muito superior ao valor medido e a não previsão do efeito de aprisionamento de fluxo, característico dos supercondutores do tipo II. O segundo é baseado no modelo do estado crítico que é utilizado para determinar o perfil da densidade de corrente que flui no interior do supercondutor devido às fontes de campos externos. Uma vez determinado

este perfil, a força de levitação pode ser facilmente determinada através da força de Lorentz.

Posteriormente será abordado um método baseado no modelo de Anderson-Kim, para simulação da interação entre um supercondutor cilíndrico e um ímã cilíndrico. Este método é capaz de prever a relaxação da força de levitação (*flux creep*). O *flux creep* é importante para determinar a força final de levitação depois de períodos de perturbações mecânicas, aumento de carga e transitórios. Apesar das vantagens apresentadas por esse método, para geometrias com simetrias mais complexas, este se torna não trivial.

3.1 Modelagem utilizando Método dos Elementos Finitos (MEF) e modelo do estado crítico

Nesta seção será apresentada uma descrição matemática do modelo do estado crítico e uma abordagem pelo potencial vetor magnético. Também será apresentada aqui a implementação numérica deste método através de cálculos realizados por MEF juntamente com a relação não linear $E - J$ deduzida do modelo do estado crítico.

3.1.1 Descrição matemática do modelo do estado crítico

O estado crítico se dá no limiar em que a força de arraste dos vórtices (F_L) é igual à força de aprisionamento (F_p) dos mesmos devido a imperfeições no material, ver seção 2.3. Dessa forma, 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 $B = n\phi_0$ é a indução magnética, sendo ϕ_0 o fluxo quantizado de um fluxóide (quanta de fluxo) e n o número de fluxóides presentes no supercondutor. No estado crítico, a densidade de corrente tem um valor crítico J_c , que, no modelo de Bean, é assumido como constante. Essa relação pode ser escrita vetorialmente como

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

em que \vec{v} é a velocidade de propagação dos fluxóides. Na seção 2.3.2 foi visto que este movimento gera um campo elétrico transverso, na mesma direção da corrente, dado por

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

uma vez que a carga tem sinal negativo. Para melhor ilustrar esta situação mostra-se na figura 3.1 uma placa com apenas um fluxóide, em que aparece representado vetorialmente o quanta de fluxo ϕ_0 , a densidade de corrente elétrica \vec{J} e a velocidade de deslocamento do fluxóide \vec{v} . Quando a densidade de corrente elétrica é perpendicular ao quanta de fluxo magnético no fluxóide, surge uma força de arraste fazendo com que os vórtices se movimentem com velocidade \vec{v} . Dessa forma, tem-se que, se $\vec{E} \neq 0$, a variação da densidade de corrente no tempo é diferente de zero ($\frac{\partial \vec{J}}{\partial t} \neq 0$), o que permite escrever a seguinte relação para a densidade de corrente elétrica no interior de todo o supercondutor:

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

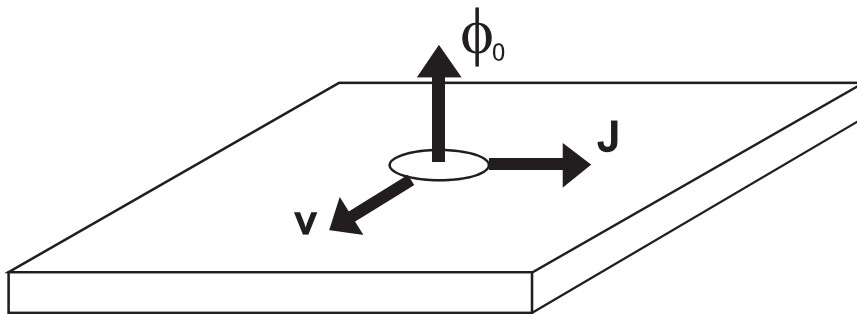


Figura 3.1: Representação de um fluxóide em uma placa supercondutora juntamente com as grandezas vetoriais que nele atuam.

A equação 3.3 mostra que para um campo elétrico não nulo, obtém-se uma densidade de corrente elétrica $J_c(B)$, devido ao movimento dos vórtices, na mesma direção e sentido de \vec{E} . Vale ressaltar que a variação na corrente somente ocorre com

um campo magnético variante no tempo. Se não há variação do campo magnético, o campo elétrico é nulo. Logo, não há movimento dos vórtices e a seguinte relação pode ser escrita:

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

As equações 3.3 e 3.4 descrevem o comportamento E_J do supercondutor e são responsáveis por introduzir a não linearidade do problema. Como o supercondutor está sendo modelado na região de estado misto, o modelo do estado crítico permite considerar a permeabilidade magnética do supercondutor como μ_0 , de forma que a equação $\vec{B} = \mu_0 \vec{H}$ seja usada para o campo magnético.

Então, a descrição macroscópica dos fenômenos eletromagnéticos de um supercondutor do tipo II no estado misto pode ser feita através das equações básicas do eletromagnetismo e da relação não linear $E - J$ dada pelas equações 3.3 e 3.4. Essas equações para as correntes de blindagem em supercondutores do tipo II são análogas às das correntes parasitas em condutores convencionais. A principal diferença está na relação não linear da densidade de corrente elétrica e do campo elétrico, que, para os supercondutores é representada pelas equações 3.3 e 3.4, enquanto que para os condutores convencionais essa relação é dada pela lei de Ohm ($\vec{J} = \sigma \vec{E}$). A introdução desta não linearidade é o grande obstáculo para representação dos supercondutores do tipo II.

3.1.2 Formulação do modelo do estado crítico pelo potencial vetor magnético para o modelo de Bean

Com o objetivo de reduzir o número de graus de liberdade envolvido no problema, será introduzida uma descrição do estado crítico a partir do potencial vetor magnético \vec{A} . Esta descrição é conhecida como formulação $A - V$. A definição do potencial vetor é dada pela equação

$$\vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A}. \quad (3.5)$$

A partir da definição do potencial vetor (equação 3.5) e da lei de Faraday $\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$ é possível escrever a seguinte relação entre o campo elétrico e o potencial vetor magnético \vec{A} como:

$$\vec{E} = -\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} - \vec{\nabla}V, \quad (3.6)$$

em que V é o potencial elétrico escalar. No caso do mancal linear, com simetria longitudinal, o problema é resolvido bidimensionalmente em um corte feito ao longo do eixo de simetria e $\nabla V = 0$, uma vez que um gradiente não nulo produziria uma corrente em uma direção perpendicular a do potencial vetor \vec{A} . Dessa forma o potencial vetor magnético e o campo elétrico têm uma única direção, ou seja, $\vec{A} = A_z \hat{z}$ e $\vec{E} = E_z \hat{z}$. Com essas aproximações, a equação 3.6 se reduz a

$$E_z = -\frac{\partial A_z}{\partial t}. \quad (3.7)$$

A partir da lei de Ampere para correntes variando lentamente no tempo ($\frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \simeq 0$), $\vec{\nabla} \times \vec{H} = \vec{J}$, e da equação 3.5 é possível escrever:

$$\frac{1}{\mu_0} \vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{A} = \vec{J} \quad (3.8)$$

considerando que a densidade de fluxo magnético pode ser relacionada com o campo \vec{H} através da equação $\vec{B} = \mu_0 \vec{H}$. Aplicando na equação 3.8 a identidade vetorial $\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{A}) = \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{A}) - \nabla^2 \vec{A}$, utilizando o calibre de Coulomb, onde $\vec{\nabla} \cdot \vec{A} = 0$, e considerando a simetria do problema, é possível obter uma relação para o potencial vetor magnético e a densidade de corrente elétrica, dada por.

$$\nabla^2 A_z = -\mu_0 J_z. \quad (3.9)$$

Para o caso a ser estudado, tanto o potencial vetor magnético A_z quanto a densidade de corrente J_z podem ser divididos em duas parcelas, ou seja, $A_z = A_{z_{ext}} + A_{z_{sc}}$ e $J_z = J_{z_{ext}} + J_{z_{sc}}$, onde o índice *ext* é devido a fontes externas e o

índice sc é devido ao supercondutor. Dessa forma, através das equações 3.7 e 3.9 e da relação não linear para as correntes de blindagem dos supercondutores, dada pelas equações ??, é possível escrever as seguintes equações para modelagem do supercondutor

$$\nabla^2 A_z = -\mu_0(J_{z_{ext}} + J_{z_{sc}}), \quad (3.10)$$

onde

$$\vec{J} = J_c(B) \frac{\vec{E}}{|\vec{E}|} \quad se \quad \vec{E} \neq 0, \quad (3.11)$$

$$\frac{\partial \vec{J}}{\partial t} = 0 \quad se \quad \vec{E} = 0, \quad (3.12)$$

$$E_z = -\frac{\partial A_{z_{ext}}}{\partial t} - \frac{\partial A_{z_{sc}}}{\partial t}. \quad (3.13)$$

A não linearidade entre o campo elétrico e a densidade de corrente é representada pelas equações 3.11 e 3.12 (relação E-J). O equacionamento acima pode ser resolvido de diferentes formas. Para geometrias com simetrias não muito complexas, o laplaciano da equação 3.10 pode ser resolvido analiticamente. Porém, quando se quer resolver o problema para uma geometria mais complexa, o uso de programas que utilizam o método de elementos finitos se torna necessário. A implementação numérica para resolução das equações 3.10 a 3.13 utilizando um método híbrido MEF/MDF, será introduzida na seção seguinte.

3.1.3 Implementação numérica do modelo

Nesta seção será introduzida a implementação numérica da modelagem descrita acima, para determinação da força de interação entre um supercondutor e uma fonte magnética. Como dito no início do capítulo, este método consiste na determinação do perfil da densidade de corrente que surge no supercondutor devido à presença de um campo magnético aplicado externamente (fonte magnética). Este tipo de resolução das equações foi proposto pela primeira vez por Ruiz-Alonso e colaboradores [34, 35].

Para o cálculo de E_z (equação 3.13) é necessário determinar A_{sc} e A_{ext} . Usando o princípio da superposição na equação 3.10, este problema pode ser dividido em duas

etapas. Primeiro pode-se resolver a equação de Poisson somente considerando fontes externas, diretamente por um programa de elementos finitos. Dessa forma, o valor de A_{ext} pode ser determinado para cada região do espaço. Resta agora determinar o valor de A_{sc} , devido às correntes de blindagem que circulam no supercondutor. Para isso, eliminando-se qualquer excitação externa (A_{ext}), pode-se escrever

$$\nabla^2 A_{z_{sc}} = -\mu_0 J_{z_{sc}}. \quad (3.14)$$

Utilizando esta equação, deseja-se escrever o potencial vetor A_{sc} como uma função da densidade de corrente que flui no supercondutor, ao invés de resolver a equação acima a cada instante de tempo. O potencial vetor magnético será obtido a partir de uma função G , onde a relação $A_{sc} = \mu_0 G \cdot J_{sc}$ é obedecida. A função G pode ser obtida de duas maneiras: pela forma integral da relação 3.14 e uma função de Green apropriada [36] ou por matrizes geradas a partir de múltiplas soluções da equação de Poisson pelo MEF para as condições de contorno adequadas [8, 37], uma vez que o problema é discretizado e as grandezas físicas passam a ser representadas por vetores ou matrizes. Devido a complexidade das geometrias dos trilhos magnéticos utilizados, optou-se pela segunda opção. Supondo a malha da região do supercondutor com N elementos, serão necessárias N soluções da equação de Poisson no programa de MEF. Cada solução irá gerar um vetor contendo a informação do potencial vetor magnético $A_{z_{sc}}$ devido a uma densidade de corrente aplicada em um elemento da região supercondutora. Faz-se então o agrupamento das N soluções em uma matriz $[M]$ de dimensão $N \times N$ de modo que $\mu_0 G \rightarrow [M]$. Dessa forma, o potencial vetor magnético supercondutor em sua forma vetorial, pode ser escrito como

$$[A_{z_{sc}}]_{N \times 1} = [M]_{N \times N} \times [J_{z_{sc}}]_{N \times 1}. \quad (3.15)$$

Apesar de ter que resolver N vezes a equação de Poisson, este procedimento só necessita ser executado uma única vez para a mesma configuração de supercondutor. Para simulação com diferentes valores de J_c , por exemplo, não é necessário recalcular a matriz $[M]$. Substituindo agora o resultado obtido para A_{ext} e a expressão para A_{sc} (equação 3.15) na equação 3.13, e utilizando diferenças finitas para a discretização

temporal, obtém-se a seguinte expressão para o campo elétrico na formulação $A - V$

$$[E_{AV}^t] = -\frac{[M] \times ([J_{zsc}^t] - [J_{zsc}^{t-1}])}{\Delta t} - \frac{[A_{zext}^t] - [A_{zext}^{t-1}]}{\Delta t}. \quad (3.16)$$

Essa equação deve ser resolvida para determinação da densidade de corrente que flui no supercondutor no instante t ($[J_{zsc}^t]$). Através da inversão das equações 3.11 e 3.12, obtém-se o valor do campo elétrico E_{EC}^t para cada elemento e do supercondutor da seguinte maneira. Quando o módulo da densidade de corrente no elemento for inferior a $|J_c|$ teremos $E_{EC}^t(e) = 0$. Porém, quando o valor do módulo da densidade de corrente elétrica for igual a J_c o campo elétrico no elemento calculado pelo modelo de estado crítico será considerado diferente de zero e igual ao obtido pela formulação $A - V$ ($E_{EC}^t(e) = E_{AV}^t(e)$).

Assim, a diferença existente entre os dois valores de campo elétrico, escrita na forma de uma matriz de erro $[ERRO]_{N \times 1}$, deve ser minimizada a cada altura do supercondutor em relação à fonte magnética, para que seja possível a obtenção do vetor $[J_{zsc}^t]$ em cada posição do espaço. Escreve-se então que

$$[ERRO]_{N \times 1} = [E_{EC}^t]_{N \times 1} - [E_{AV}^t]_{N \times 1}. \quad (3.17)$$

Para a solução da relação 3.17 define-se um critério de convergência ϵ , de forma que, se todos os termos de $[ERRO]_{N \times 1}$ forem inferiores a esta constante, ocorre a convergência do problema. O algoritmo 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 elemento que possua o maior módulo. Para este elemento de índice k , calcula-se iterativamente um ΔJ_{sc} e atualiza-se a densidade de corrente no elemento ($J_{sc_k} + \Delta J_{sc}$) até que a condição $[erro_k] < \epsilon$ seja obedecida. Este procedimento será refeito ainda no instante t até que o módulo de todos os elementos da matriz $[ERRO]_{N \times 1}$ sejam inferiores ao critério de convergência. Para as simulações realizadas neste trabalho considerou-se um critério de convergência $\epsilon = 4 \times 10^{-6}$. Dessa forma obtém-se o valor de $[J_{sc}^t]$ e passa-se para a nova posição, ou seja, o instante $t + \Delta t$. Este processo pode ser melhor observado pelo diagrama de blocos do algoritmo na figura 3.2.

Como dito anteriormente, a equação 3.16 será usada para resolver o problema da

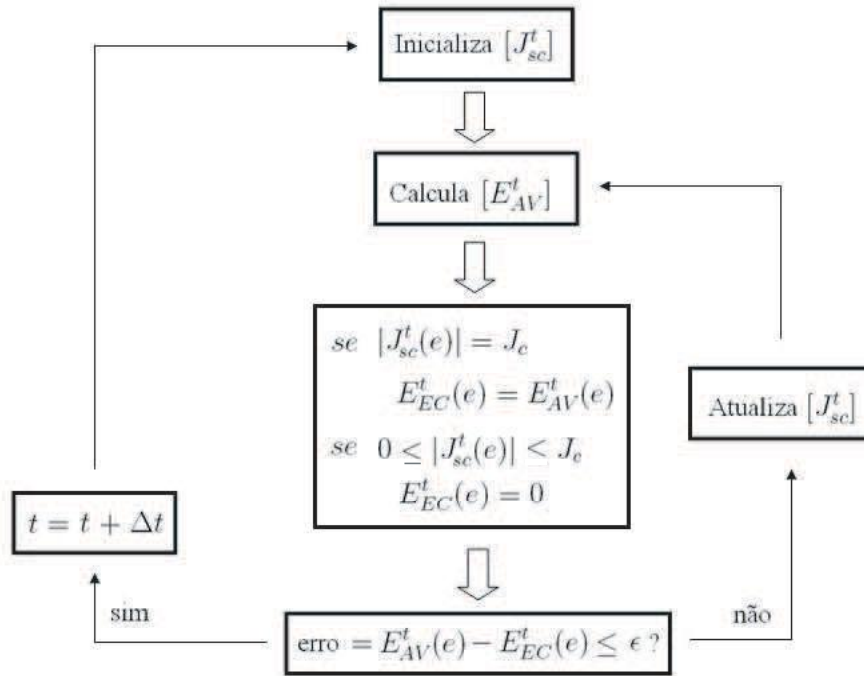


Figura 3.2: Diagrama de bloco que resume o processo de determinação do perfil da densidade de corrente no supercondutor para cada posição em relação à fonte magnética.

determinação da densidade de corrente. Uma vez obtida essa informação, o cálculo da força de interação entre o supercondutor e o campo magnético é calculada diretamente pela força de Lorentz, através da informação de B_{tot} devido ao supercondutor e o campo magnético:

$$F_y = \int_V J_{z_{sc}} \times B_{x_{tot}} dV, \quad (3.18)$$

em que V é o volume total do supercondutor. A implementação numérica desta equação é dada da seguinte maneira. A força F_y total é dada pelo somatório das forças obtidas para cada elemento do supercondutor ($F_y = \sum_N F_y(e)$). Cada elemento produz uma parcela da força total que pode ser escrita como $F_y(e) = J_{z_{sc}}(e) \cdot B_{x_{tot}}(e) \cdot V(e)$, onde $V(e) = V/N$ é o volume de cada elemento. Vale ressaltar que, para determinação da força lateral total (F_x), basta substituir o valor da componente $B_{x_{tot}}(e)$ por $B_{y_{tot}}(e)$ na equação para $F_y(e)$.

3.2 Modelo de Anderson-Kim para simulação de um cilindro supercondutor na presença de um ímã cilíndrico

Nesta seção será apresentado um método para simulação da interação entre um supercondutor cilíndrico na presença de um ímã cilíndrico, baseado no modelo de Anderson-Kim. O desenvolvimento detalhado deste formalismo com diferentes geometrias pode ser encontrado na referência [7]. Como dito anteriormente, este método se torna muito trabalhoso quando utilizado para geometrias mais complexas, porém, é bastante eficaz para prever o efeito da relaxação das linhas de fluxo aprisionadas no supercondutor na força de levitação.

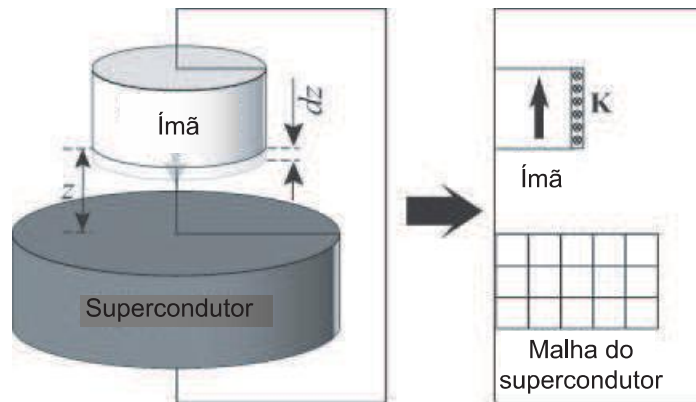


Figura 3.3: Ímã cilíndrico na presença de um bloco supercondutor também cilíndrico. A imagem da direita ilustra a seção supercondutora dividida em elementos e a densidade superficial K do ímã permanente.

Para simular o movimento entre o ímã permanente e o supercondutor, cujo esquema é representado pela figura 3.3, é preciso que seja determinado o campo magnético total do sistema. Para a descrição do campo magnético gerado pelo ímã permanente, será considerada uma corrente superficial (\vec{K}) que circula o ímã. Essa densidade de corrente superficial está relacionada com a densidade de fluxo residual do ímã (B_{res}), onde $|\vec{K}| = B_{res}/\mu_0$. Pode-se agora escrever a expressão do potencial vetor relacionado ao ímã em função da densidade residual de fluxo. Pela lei de Biot-Savart tem-se a seguinte expressão

$$\vec{A}_{pm} = \mu_0 \int \frac{\vec{K}}{4\pi R_{pm}} dS. \quad (3.19)$$

Esta integral é resolvida para toda a superfície do ímã permanente, onde R_{pm} é a distância entre um ponto da superfície do ímã cilíndrico e um ponto da região do espaço. Para a resolução desta equação integral, foi necessário a mudança de coordenadas do sistema. Os eixos cartesianos e cilíndricos utilizados estão representados na figura 3.4. Dessa forma, em coordenadas cilíndricas, obtém-se

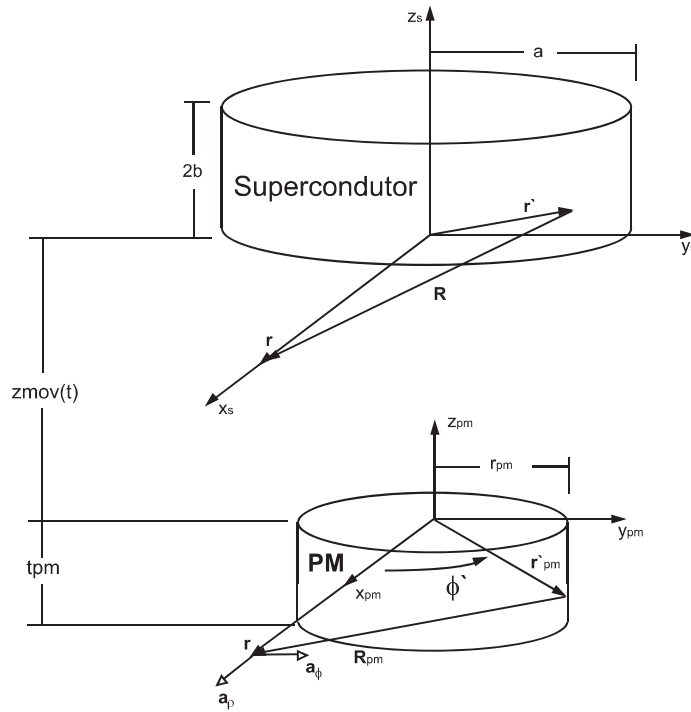


Figura 3.4: Sistema de coordenadas utilizado para formulação do modelo proposto.

$$\vec{A}_{pm} = \frac{B_{res}}{2\pi} \int r_{pm} \cos(\phi'_{pm}) \ln \left[\frac{(z + t_{pm}) + \sqrt{r_{pm}^2 + \rho^2 - 2\rho r_{pm} \cos(\phi'_{pm}) + (z + t_{pm})^2}}{z + \sqrt{r_{pm}^2 + \rho^2 - 2\rho r_{pm} \cos(\phi'_{pm}) + z^2}} \right] d\phi'_{pm}. \quad (3.20)$$

A integral da equação 3.20 não tem solução analítica, e deve ser resolvida numericamente. Os passos seguidos para implementação da solução numérica desta equação podem ser encontrados em [39]. Deve-se agora encontrar uma expressão para o potencial vetor relativo ao supercondutor, devido às correntes de blindagem $\vec{J}(\vec{A}_{sc})$. Para isso, aplica-se a lei de Biot-Savart, em função do potencial vetor,

para a situação descrita na figura 3.4. Em coordenadas cilíndricas, o vetor \vec{R} , que expressa a diferença vetorial entre o vetor \vec{r} e o vetor \vec{r}' , pode ser escrito como

$$\vec{R} = [\rho - \rho' \cos(\phi')] \hat{a}_\rho + [\rho' \sin(\phi')] \hat{a}_\phi + (z - z') \hat{a}_z. \quad (3.21)$$

Sabendo que $R = |\vec{R}|$, tem-se que a expressão para o potencial vetor devido às supercorrentes pode ser escrita como

$$\vec{A}_{sc} = \mu_0 \int d\rho' \int dz' \int \frac{d\phi'}{2\pi} \frac{\rho' \cos(\phi')}{\sqrt{\rho^2 - 2\rho\rho' \cos(\phi') + \rho'^2 + (z - z')^2}} \vec{J}(r, t) \hat{a}_\phi. \quad (3.22)$$

Definindo um Kernel de integração $Q_{cilpm}(r, r')$ como

$$Q_{cilpm}(r, r') = \int \frac{d\phi'}{2\pi} \frac{\rho' \cos(\phi')}{\sqrt{\rho^2 - 2\rho\rho' \cos(\phi') + \rho'^2 + (z - z')^2}}, \quad (3.23)$$

a equação 3.22 se reduz a

$$\vec{A}_{sc} = \mu_0 \int d\rho' \int dz' Q_{cilpm}(r, r') \vec{J}(r, t) \hat{a}_\phi. \quad (3.24)$$

Fixando a referência do sistema de coordenadas no ímã permanente pode-se simular o movimento deste em relação ao supercondutor. Este movimento é estabelecido pela seguinte equação

$$z_{mov}(t) = z_{00} + z_0 - v_s t, \quad (3.25)$$

em que z_{00} é a distância mínima entre o ímã e o supercondutor e $z_{00} + z_0$ é a distância máxima. O parâmetro v_s é a velocidade de aproximação ou afastamento do sistema. Para obter a expressão do potencial vetor total do sistema basta somar as equações obtidas para A_{pm} e A_{sc} . Dessa forma, somando as equações 3.20 e 3.24 e considerando o movimento entre o ímã e o supercondutor (equação 3.25) obtém-se

$$\vec{A}_{tot} = \mu_0 \int d\rho' \int dz' Q_{cilpm}(r, r') \vec{J}(r, t) + \vec{A}_{pm}. \quad (3.26)$$

Derivando a equação 3.26 no tempo, aplicando a lei de Faraday para o potencial vetor ($\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} = -\vec{E}$) e invertendo a equação para a derivada temporal da densidade de corrente supercondutora obtém-se

$$\frac{\partial \vec{J}}{\partial t} = -\mu_0^{-1} \int d\rho' \int dz' Q_{cilpm}^{-1}(r, r') \left[\vec{E} + \frac{\partial \vec{A}_{pm}}{\partial t} \right]. \quad (3.27)$$

O modelo de Anderson-Kim é introduzido através da dependência do campo elétrico com a densidade de corrente do supercondutor. Como descrito no capítulo 2, esta relação pode ser escrita como

$$\vec{E}(J) = E_c \left[\frac{|\vec{J}|}{J_c} \right]^n \frac{\vec{J}}{|\vec{J}|}, \quad (3.28)$$

onde E_c é o campo elétrico crítico e n é o parâmetro do supercondutor. Substituindo então a equação 3.28 na equação 3.27, obtém-se uma equação integral para a densidade de corrente, dada por

$$\frac{\partial \vec{J}}{\partial t} = -\mu_0^{-1} \int d\rho' \int dz' Q_{cilpm}^{-1}(r, r') \left[E_c \left[\frac{|\vec{J}|}{J_c} \right]^n \frac{\vec{J}}{|\vec{J}|} + \frac{\partial \vec{A}_{pm}}{\partial t} \right]. \quad (3.29)$$

3.2.1 Implementação numérica do modelo

Para implementação numérica da equação 3.29, foi proposta uma malha com pontos equidistantes, como ilustrada na figura 3.5. Esta equação não tem solução analítica e deve ser resolvida para cada ponto da malha através do método dos momentos [40]. Para este caso os seguintes parâmetros de referência para o sistema de unidades reduzidas foram adotados:

$$\mu_0 = a = E_c = B_{res} = 1,$$

$$\frac{\mu_0 J_c a}{B_{res}} = 0, 1. \quad (3.30)$$

Para a construção de uma malha equidistante adotou-se a seguinte relação para o número de pontos na direção z (N_z) em função das dimensões do material (a e b) e o número de pontos na direção ρ (N_ρ):

$$N_z = \frac{2b}{a} N_\rho, \quad (3.31)$$

Assim, para uma malha com $N_\rho = 6$ e $b = 0,5$, tem-se uma grade com $N = N_\rho N_z = 36$ pontos, conforme ilustrado na figura 3.5.

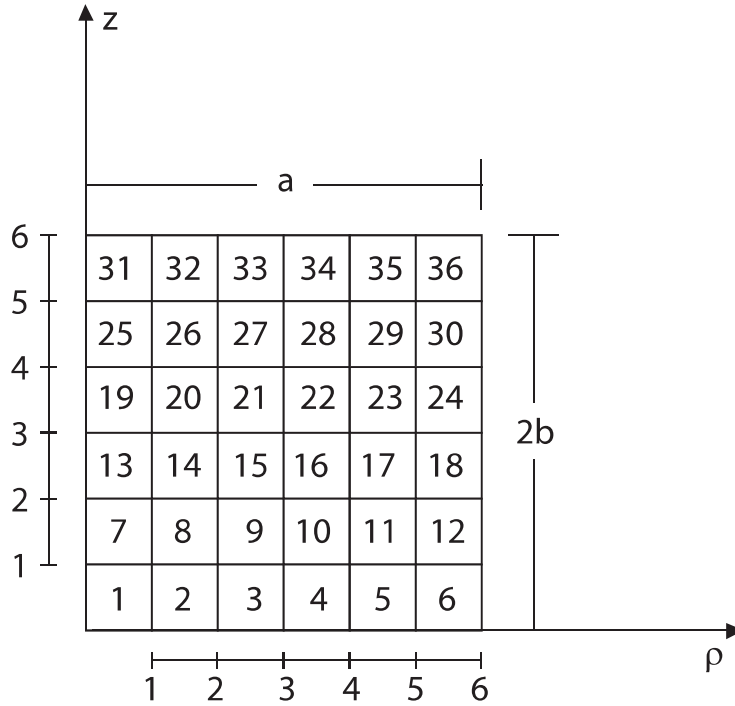


Figura 3.5: Grade para o mapeamento da seção de revolução do supercondutor cilíndrico.

As expressões para a lógica de construção da malha são dadas por:

(i) Para a direção ρ

$$\left\{ \begin{array}{l} \rho_i = (i - \frac{1}{2}) \frac{a}{N_\rho}; \\ i = 1, 2, \dots, N_\rho. \end{array} \right. \quad (3.32)$$

$$d\rho = \frac{a}{N_\rho} \quad (3.33)$$

(ii) Para a direção z

$$\begin{cases} z_i = (i - \frac{1}{2}) \frac{2b}{N_z}; \\ i = 1, 2, \dots, N_\rho. \end{cases} \quad (3.34)$$

$$dz = \frac{2b}{N_z} \quad (3.35)$$

Passando a equação integral analítica 3.29 para sua formulação numérica pelo método dos momentos, tem-se

$$\frac{\partial J(t)_i}{\partial t} = -\mu_0^{-1} \sum_{j=1}^N Q_{cilpm_{ij}}^{-1} \left[E_c \left| \frac{J(t)_j}{J_c} \right|^n \text{sign}[J(t)_j] + \frac{\partial \vec{A}_{pm}}{\partial t} \right] d\rho dz, \quad (3.36)$$

em que $\text{sign}[J(t)_j]$ é uma função que representa o sinal do vetor densidade de corrente $\vec{J}(t)$. Substituindo o somatório por uma multiplicação de matrizes tem-se

$$-\mu_0^{-1} Q_{cilpm_{(N \times N)}}^{-1} \left[E_c \left| \frac{J(t)_{(N \times 1)}}{J_c} \right|^n \text{sign}[J(t)_{(N \times 1)}] + \frac{\partial \vec{A}_{pm}}{\partial t} \right] d\rho dz = \frac{\partial J(t)_{(N \times 1)}}{\partial t} \quad (3.37)$$

Os elementos de $Q_{cilpm_{ij}}$ são obtidos aplicando-se a aproximação numérica da expressão 3.24, juntamente com as regras de formação da malha definidas por 3.32 e 3.34, obedecendo a seguinte convenção

$$\begin{cases} \rho \rightarrow \rho_i \\ \rho' \rightarrow \rho_j \\ z \rightarrow z_i \\ z' \rightarrow z_j \\ i = 1, 2, \dots, N \\ j = 1, 2, \dots, N \end{cases} \quad (3.38)$$

O valor da densidade de corrente em um ponto da malha, para um determinado instante de tempo t , é calculado por meio de uma regra de integração direta dada por

$$J(t)_{(N \times 1)} = \frac{\partial J(t)_{(N \times 1)}}{\partial t} dt + J(t - dt)_{(N \times 1)}, \quad (3.39)$$

onde dt é o intervalo de tempo. Dessa forma, aplicando a equação 3.37 na equação 3.39 tem-se que

$$-\mu_0^{-1} Q_{cilpm(N \times N)}^{-1} \left[E_c \left| \frac{J(t)_{(N \times 1)}}{J_c} \right|^n \text{sign}[J(t)_{(N \times 1)}] + \frac{\partial \vec{A}_{pm}}{\partial t} \right] d\rho dz. \quad (3.40)$$

O valor inicial para o campo magnético e para a densidade de corrente é nulo. A fórmula para dt utilizada neste algoritmo é expressa por

$$dt_{(N \times 1)} = \frac{c_1}{[\min(\rho_i(t)) + c_2]}, \quad (3.41)$$

em que

$$c_1 = b \frac{10^{-4}}{n N_\rho w}, \quad (3.42)$$

$$c_2 = 0,01, \quad (3.43)$$

$$\rho(t)_{(N \times 1)} = E_c \left| \frac{J(t)_{(N \times 1)}}{J_c} \right|^{n-1}. \quad (3.44)$$

A força de levitação que aparece entre o supercondutor e o ímã é calculada aplicando-se a expressão de Lorentz. Sabendo que o potencial vetor devido ao ímã e a densidade de corrente existem somente na direção ϕ , e que a força de levitação está na direção z , considera-se somente a componente da densidade de fluxo produzida pelo ímã na direção ρ . Logo, a expressão para a força de levitação é dada por

$$F_z(t) = -2\pi \int d\rho' \int dz' \rho' [J(\vec{r}', t) B_{pm\rho}(\vec{r}', t)], \quad (3.45)$$

em que a componente radial da densidade de fluxo é dada por

$$B_{pm\rho}(\vec{r}, t) = -\frac{\partial A_{pm}(\vec{r}, t)}{\partial z}, \quad (3.46)$$

Utilizando integrais elípticas de primeira (K) e segunda (E) ordens, pode-se reescrever a equação 3.46 como

$$B_{pm\rho}(\vec{r}, t) = \frac{B_{res}}{\pi} \sqrt{\frac{r_{pm}}{\rho}} \sum_{i=0}^1 \left\{ \frac{(-1)^i}{k_i} \left[\left(1 - \frac{1}{2}k_i^2\right) K(k_i) - E(k_i) \right] \right\}, \quad (3.47)$$

$$k_i^2 = \frac{4\rho r_{pm}}{(r_{pm} + \rho)^2 + (z + it_{pm})^2}, \quad i = 0, 1. \quad (3.48)$$

Neste capítulo foram introduzidos dois formalismos matemáticos que serão utilizados para a simulação dos mancais lineares magnéticos supercondutores. O primeiro, baseado no modelo do estado crítico de Bean, através de cálculos de minimização de energia, permite a obtenção do perfil da densidade de corrente macroscópica que flui no supercondutor. Uma vez encontrado este perfil, a força de levitação é facilmente determinada pela força de Lorentz.

Com o intuito de iniciar o estudo da influência da relaxação temporal das linhas de fluxo aprisionadas no supercondutor (*flux creep*) na força de levitação, um segundo formalismo, baseado no modelo de Anderson-Kim, foi introduzido. Esta técnica permite a realização de uma simulação dinâmica ao invés da minimização de energia utilizada na técnica anterior, que permitia somente a simulação quase estática do mancal. Apesar da consideração do *flux creep*, este último formalismo se torna não trivial quando aplicado às configurações mais complexas. Os resultados obtidos com as simulações serão apresentados no capítulo 5.

Capítulo 4

Equipamentos para medidas experimentais

Este capítulo se destina à apresentação de todos os equipamentos utilizados para realização das medidas, bem como o desenvolvimento de alguns deles realizado durante o período de doutorado. Tais equipamentos são necessários para a realização de testes com mancais magnéticos supercondutores cujo resultado experimental será usado para a validação do modelo de simulação desenvolvido. As medidas realizadas e os resultados das simulações serão apresentadas no próximo capítulo desta tese.

4.1 Sistemas para medidas de força em mancais supercondutores

Nesta seção será abordado em detalhes o funcionamento do sistema de medidas de força utilizado inicialmente para levantamento das curvas de força de levitação dos mancais supercondutores. Este equipamento foi desenvolvido pela equipe do LASUP [8, 41, 42], na UFRJ (S-Lasup) e sua utilização foi de fundamental importância para a realização da primeira etapa do presente trabalho bem como as medidas de decaimento temporal da força de levitação (*flux creep*) realizadas para a comparação com as simulações pelo modelo de Anderson-Kim [29]. Também será apresentado o detalhamento da construção e automatização de um novo sistema de medidas

de força (S-IFW1) desenvolvido durante período de estágio de Doutorado sanduíche realizado no Leibniz-Institut für Festkörper- und Werkstoffforschung Dresden (IFW-Dresden) na Alemanha. Para efeito de comparação com as medidas realizadas com este novo sistema, foi utilizado um sistema de medidas em operação neste mesmo Laboratório (S-IFW2). Estes resultados serão apresentados no capítulo 5 desta tese.

O primeiro sistema de medidas de força utilizado (S-Lasup), mostrado na figura 4.1, consiste basicamente em um atuador linear responsável pelo deslocamento vertical do supercondutor em relação à fonte de campo magnético. Este atuador é composto por uma guia linear cujo deslocamento é obtido a partir da conversão do movimento de rotação de um motor de passo em movimento de translação através de um fuso de esfera. O motor de passo foi escolhido para realização desta tarefa devido a facilidade no controle em malha aberta da posição angular do rotor. À extremidade livre do atuador é conectado um sensor de força capaz de enviar sinais de tensão proporcionais à força de levitação. No sensor de força podem ser acoplados tanto o supercondutor quanto a fonte de campo magnético. Para medidas realizadas com os mancais lineares o supercondutor é fixado no sensor enquanto que para os mancais rotativos o supercondutor é acomodado na base do sistema.

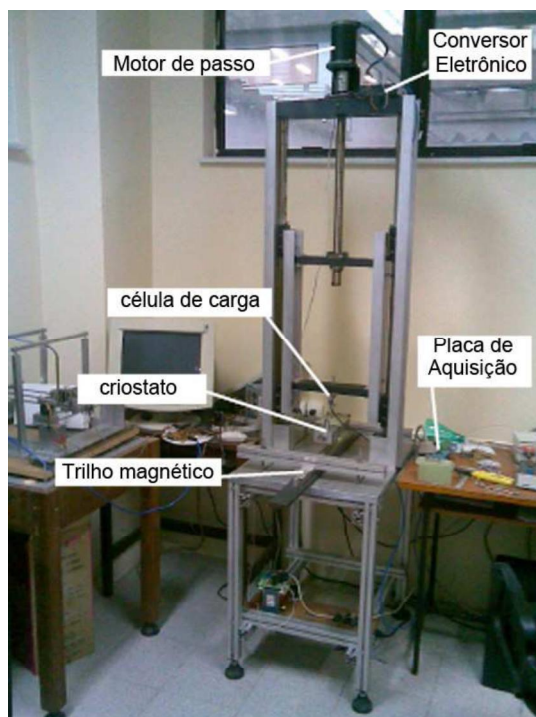


Figura 4.1: Sistema de medida de força de levitação dos mancais supercondutores utilizado para a primeira etapa do trabalho (S-Lasup).

A automatização deste sistema de medidas se dá através de uma placa de aquisição de dados Advantech modelo 1711, cuja comunicação com o micro-computador é feita usando o pacote Simulink do programa Matlab, através do "Real Time WorkShop" no modo de simulação em tempo real. Detalhes da configuração da placa de aquisição e do programa Simulink/Matlab podem ser encontrados em [43]. Este dispositivo facilita a aquisição de dados por parte do sensor de força e também o acionamento do motor de passo. Para acionamento do motor de passo é utilizado um conversor eletrônico responsável pelo interfaceamento entre os sinais gerados pelo computador e os interpretados pelo motor. Com isso é possível criar uma lógica de pulsos dentro do ambiente gráfico do Simulink que, ao serem enviados ao conversor, permite a realização da medida desejada. Os sinais de tensão recebidos pelo sensor de força também são aquisitados pela placa através de um conversor analógico digital (A/D). Como estes sinais são muito baixos, antes de passarem pelo conversor, são amplificados por um amplificador operacional de instrumentação modelo INA111. Um exemplo do diagrama de blocos do programa Simulink que realiza tal função pode ser vista na figura 4.2.

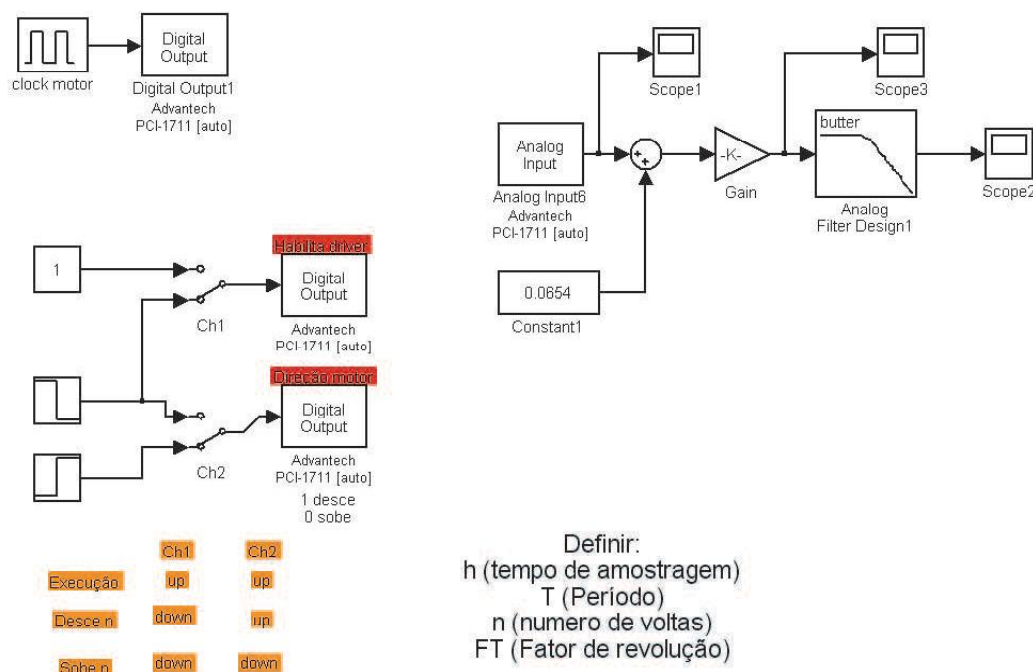


Figura 4.2: Arquivo do Simulink para realização da medida de força de levitação em mancais supercondutores.

O aparato experimental descrito anteriormente mostrou-se satisfatório para rea-

lização de medidas de força de levitação com deslocamentos em apenas uma direção do espaço (deslocamento vertical). No entanto, além da medida da força de levitação, é necessária também a medida da força lateral para estudos de estabilidade do supercondutor frente a possíveis oscilações em torno de sua posição de equilíbrio. Resultados experimentais [44, 45] e estudos teóricos [46, 47] vêm mostrando que quando o supercondutor é deslocado lateralmente, a força de levitação tende a diminuir. Isso faz com que o ponto de levitação do sistema seja modificado, podendo gerar problemas para operação do mesmo. Este comportamento deve ser considerado quando projetamos um veículo de levitação supercondutora, como o desenvolvido no LASUP/UFRJ. Dessa forma fez-se necessário o desenvolvimento de um novo sistema de força capaz de realizar deslocamentos verticais e horizontais bem como a medição das forças nestas mesmas direções. Para essas medidas foi utilizado um sensor de força capaz de medir forças com seis graus de liberdade (3 eixos de força e 3 eixos de torque). Este sensor foi adquirido pelo IFW da ATI e pode ser visto na figura 4.3.



Figura 4.3: Célula de carga 6D utilizada para o novo sistema de medidas.

O processamento (amplificação e conversão A/D) dos sinais aferidos pelo sensor é feito por uma placa de interfaceamento fornecida pelo fabricante. A leitura dos sinais pós processados, já em níveis de tensão apropriados, foi feita através da placa de aquisição de dados Meilhaus Electronics ME-2600 conectada a um microcomputador. Para a comunicação com a placa foi utilizado o pacote de simulação em tempo real do Simulink, o "Real Time Workshop", como já feito para o primeiro sistema. A principal diferença deste caso é que, por se tratar de um sensor com seis graus de liberdade, os seis sinais de tensão enviados estão acoplados entre si. É

necessário então efetuar o desacoplamento destes sinais e convertê-los para unidade de força. Para isso deve-se primeiro concatenar os sinais recebidos em uma matriz e efetuar a multiplicação com uma matriz de desacoplamento, fornecida pelo fabricante, de acordo com o nível de força em que deseja-se trabalhar. Para o caso em questão fez-se uso de uma matriz de calibração para força máxima na direção z de $580N$. Para que os valores de força e de torque estivessem com as unidades em N e $N.m$, respectivamente, fez-se a multiplicação do sinal obtido após a operação com a matriz de desacoplamento por um vetor de calibração da célula, também fornecido pelo fabricante. Após todos estes procedimentos as informações de todas as forças e torques lidos pelo sensor estão desacoplados e os valores dos mesmos são atualizados em tempo real no *workspace* (área de trabalho) do Matlab para futura utilização. O diagrama de blocos do programa desenvolvido no Simulink pode ser visto na figura 4.4.

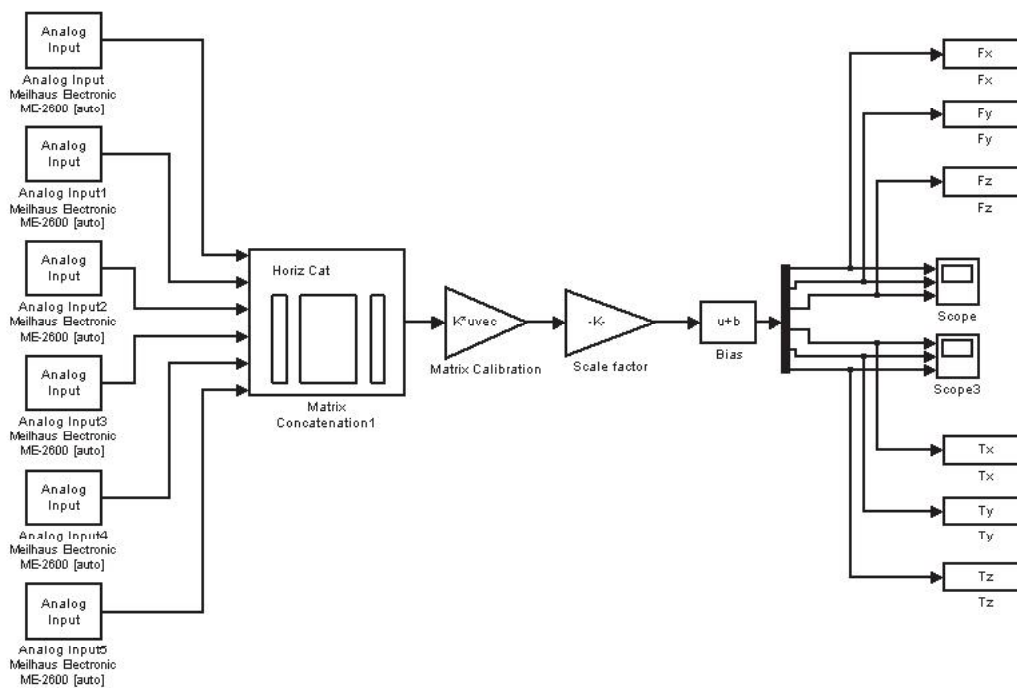


Figura 4.4: Diagrama de blocos em Simulink para leitura do sensor de força 6D.

Uma vez que a leitura do sensor de força foi implementada, faz-se necessário obter o deslocamento do supercondutor no espaço em relação à fonte de campo magnético. Para tentar aproximar ao máximo as medidas realizadas dinamicamente a uma medida estática, a automatização do sistema foi feita da seguinte maneira: primeiramente o supercondutor se desloca da posição inicial para a seguinte e permanece

parado por um período de um segundo. Durante este tempo os valores de força são adquiridos pelo sensor e enviados ao *workspace* do Matlab. Faz-se então uma média desses valores e esta passa a representar o valor de força relativo à posição em que o supercondutor se encontra. Na sequência, o supercondutor se desloca para a próxima posição e o procedimento de aferição da força se repete de maneira idêntica à realizada para o passo anterior. Este processo se repete até que o movimento do supercondutor tenha completado o ciclo de medidas desejado.

As direções escolhidas para deslocamento do supercondutor foram as direções cartesianas y e z e a direção de rotação em torno do eixo z (ϕ). Como o foco das medidas a serem realizadas foi dado à mancais lineares e considerando a direção de movimento do veículo em x , a força nesta direção é nula. Vale lembrar que, para mancais rotativos a direção que passa a ter força nula é a direção ϕ , podendo assim, ser substituída por deslocamentos em x . O movimento nas direções y e z é executado por dois atuadores lineares da *ISEL Automation*. O movimento na direção ϕ é realizado por um motor de passo conectado ao atuador linear que executa o movimento em z . O trilho magnético fica fixado no atuador y e o supercondutor é fixado ao sensor de força que por sua vez é acoplado ao motor de movimentação em ϕ . Desta maneira consegue-se o movimento independente do supercondutor em relação ao trilho nas três direções citadas. Uma figura esquemática ilustrando como funciona o sistema pode ser vista na figura 4.5.

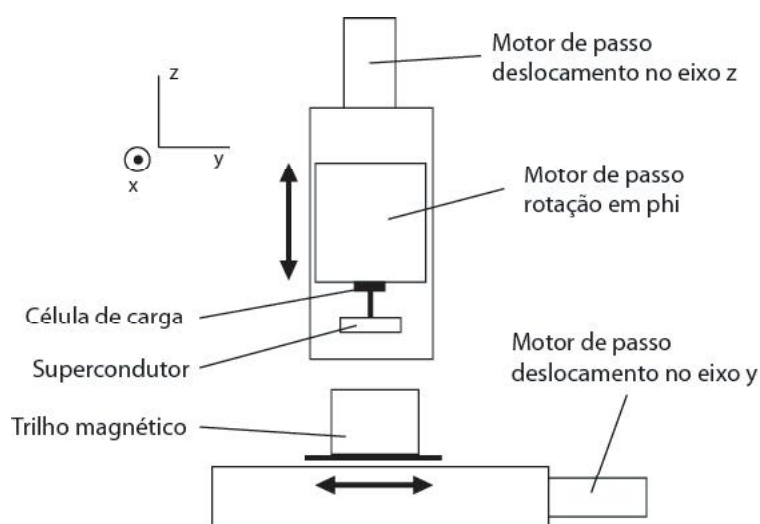


Figura 4.5: Desenho esquemático do sistema de medidas de força com 3 graus de liberdade no deslocamento espacial.

Para acionamento dos motores de passo que controlam a movimentação do sistema foi utilizado um controlador cuja comunicação com o micro-computador é realizada através de porta serial. Este equipamento, proveniente do mesmo fabricante dos atuadores lineares, permite o controle de até três motores de passo simultaneamente. Para enviar a instrução de movimento ao controlador fez-se uso de um *script* escrito em linguagem do *Matlab*. O código realiza a tarefa de acionar a porta serial desejada através do comando *fopen* e envia a instrução desejada pelo comando *fprintf*. As linhas de comando do algoritmo utilizado para executar o movimento dos três motores de passo pode ser visto na figura 4.6.

```

***** Open serial *****

if length (instrfind) > 0
    fclose (instrfind);
end

s = serial('COM1',...
          'BaudRate',9600,...
          'Parity','none',...
          'DataBits',8,...
          'StopBits',1,...
          'Terminator','CR',...
          'Timeout',1)

fopen(s)
disp ('COM-Port opened successfully');

fprintf(s,'%s','@07\n');
fprintf(s,'%s',['@0A ' x ',' vx ',' y ',' vy ',' z ',' vz ','0,30\n']);

```

Figura 4.6: Linhas de comando do algoritmo escrito em linguagem do Matlab para executar a comunicação do controlador com o computador através de porta serial.

O comando *fprintf('@07\n')* indica ao controlador que ele irá operar os três motores de passo simultaneamente. Já o comando *fprintf('@0A 'x','vx','y','vy','z','vz','0,30\n')* indica quantos passos e com qual velocidade os motores irão se movimentar. As variáveis *x* e *vx* são os valores do número de passos e velocidade na direção ϕ , *y* e *vy* na direção y e *z* e *vz* na direção z . Sabendo-se a relação de transformação entre o número de passos que o motor realiza e a distância que a guia linear se desloca pode-se entrar com os valores de deslocamento em *mm* (deslocamento linear).

Com o intuito de facilitar a futura utilização do sistema, foi desenvolvida uma

interface gráfica para acionamento do equipamento. Esta interface foi desenvolvida através do pacote GUI (*Graphical User Interfaces*) do *Matlab*. Este pacote permite a criação de um ambiente gráfico que possibilita a inclusão dos valores das variáveis de entrada e a visualização das variáveis de saída (Forças e torques). Esta interface está mostrada na figura 4.7. Vale ressaltar que, apesar do sistema de medidas permanecer no IFW após o término dos trabalhos no IFW, pretende-se, com o conhecimento adquirido, desenvolver um equipamento semelhante no LASUP/UFRJ.

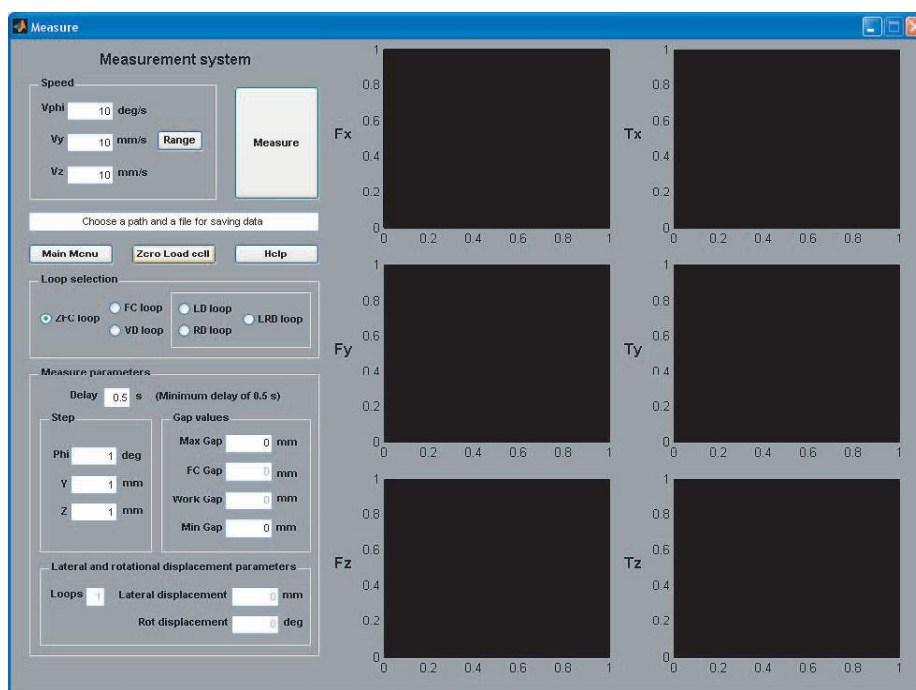


Figura 4.7: Interface gráfica para acionamento do sistema de medidas de força.

A parte mecânica do sistema de medidas foi desenvolvido pelo IFW. Uma foto do equipamento completo pode ser vista na figura 4.8.

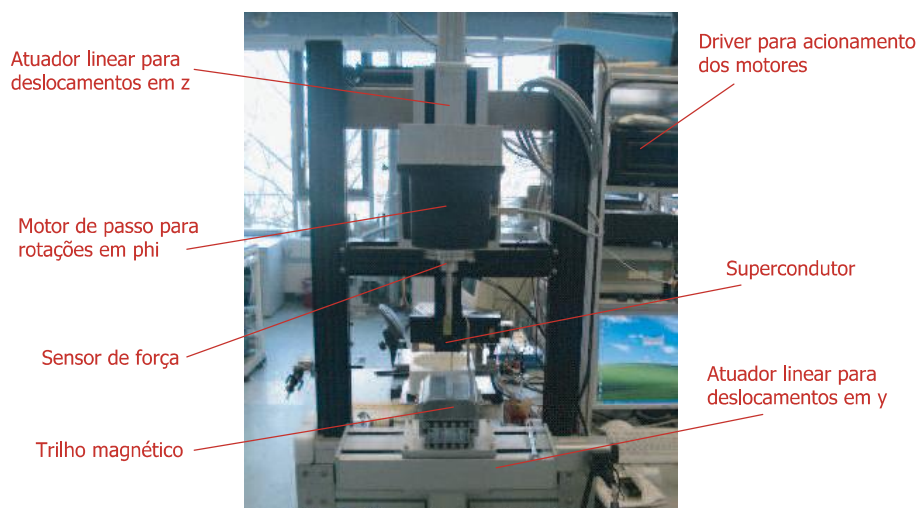


Figura 4.8: Foto do novo sistema de medidas de força montado no laboratório do IFW-Dresden.

4.2 Sistema para mapeamento da densidade de fluxo magnético

O mapeamento tridimensional da densidade de fluxo magnético em uma superfície pode ser utilizado como ferramenta de análise no desenvolvimento de dispositivos magnéticos. Neste contexto, um dispositivo de mapeamento é de grande valia para determinação do campo aprisionado em um supercondutor e para mapear a indução magnética nos trilhos magnéticos dos mancais lineares supercondutores. Para realização destas medidas fez-se uso de um sistema de mapeamento de fluxo magnético em três dimensões cuja foto pode ser vista na figura 4.9. Conforme será mostrado mais adiante, estes resultados foram utilizados como passo inicial para a validação do modelo de cálculo de força.

A varredura das três direções espaciais é comandada pelo acionamento de três motores de passo que compõe uma mesa xyz. Cada motor está associado a um atuador linear, como no sistema de medidas de força. Um sensor Hall é fixado na base de um desses atuadores conforme pode-se observar na figura 4.9. A automatização do sistema foi desenvolvida no IFW-Dresden utilizando o LabView. Este sistema é preparado para realizar medidas a baixas temperaturas com a calibração prévia do sensor Hall já efetuada.

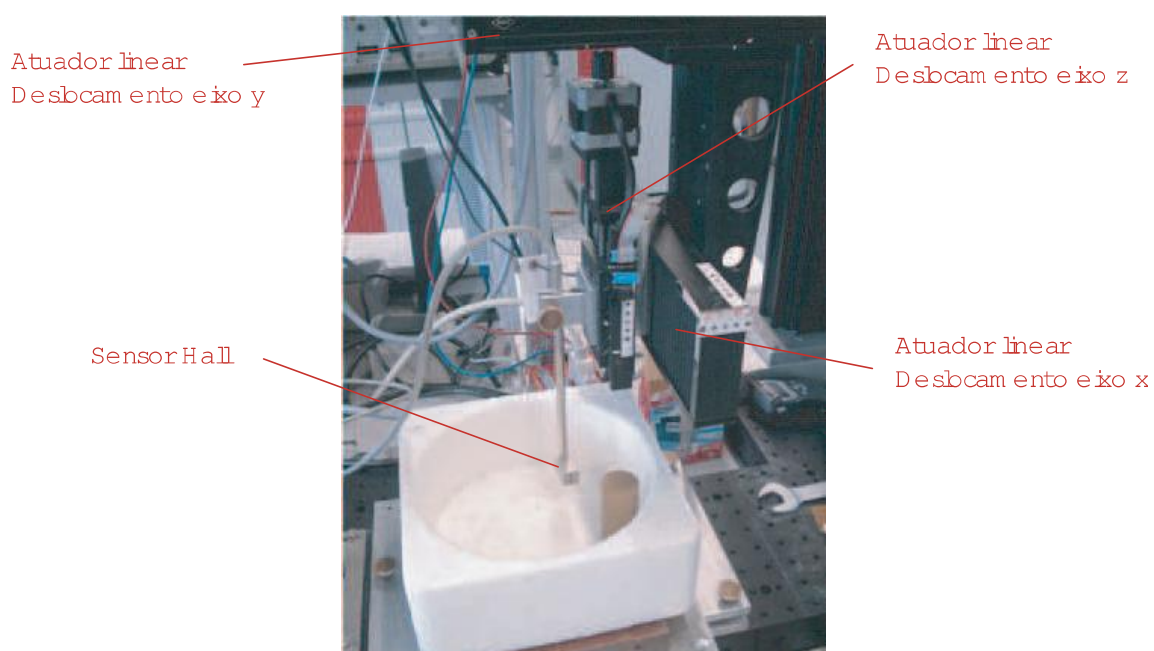


Figura 4.9: Foto do sistema de mapeamento da densidade de fluxo magnético utilizado para determinação do campo aprisionado em um supercondutor e para mapear a indução magnética nos trilhos magnéticos dos mancais lineares supercondutores.

Capítulo 5

Resultados obtidos

Neste capítulo, serão apresentados os resultados obtidos a partir de simulações e medidas realizadas para as duas diferentes modelagens descritas no capítulo 3. A utilização do modelo do estado crítico permitiu o desenvolvimento de uma modelagem que se aplica a geometrias mais complexas. Esse tipo de modelagem torna possível o estudo de mancais lineares supercondutores, determinando a melhor geometria a ser utilizada para o desenvolvimento de um veículo de levitação supercondutora. O tempo de simulação para uma configuração de mancal supercondutor é de aproximadamente 12 horas, sendo metade deste tempo para o trilho magnético e a outra metade para o supercondutor. Uma vez obtida as configurações de campo para o mancal, a simulação temporal para determinação da força de levitação ou força lateral pode ser realizada em torno de duas horas. Os tempos computacionais descritos neste documento foram necessários para um computador com processador Intel Core(TM)2 quad 2.33GHz, memória RAM de 4GB e sistema operacional Windows Vista de 32 Bits. O mancal linear é composto de duas partes. A parte magnética, que consiste em um trilho montado utilizando ímãs permanentes e o bloco supercondutor, que consiste na parte móvel do mancal (veículo). Em uma primeira etapa, foram realizadas medidas de força de levitação, em *Zero Field Cooling*, para duas diferentes configurações de trilho, *Up-Down* e *Concentrador de Fluxo*. A razão do nome dessas duas configurações será explicada mais adiante. Posteriormente utilizou-se um terceiro trilho magnético, com configuração de *concentrador de fluxo*, para realização medidas de força de levitação em *Zero Field Cooling* e *Field Cooling* e medidas de força lateral. As simulações realizadas para todos os casos

mostraram-se em bom acordo com os dados experimentais.

Em uma segunda abordagem, fez-se uso do modelo de Anderson-Kim, descrito na seção 3.2 do capítulo 3. As simulações foram executadas para um supercondutor cilíndrico na presença de um ímã cilíndrico. Através deste modelo, foi possível descrever o efeito da relaxação das linhas de fluxo (*flux creep*) bem como o efeito de alargamento ou achatamento do laço de histerese da curva de força de levitação e o aumento de seu valor máximo devido à variação da velocidade de aproximação entre o supercondutor e o ímã. Os resultados simulados mostraram-se em bom acordo com as medidas realizadas.

5.1 Resultados obtidos pelo modelo de Bean e Método dos elementos finitos (MEF)

5.1.1 Resultados de simulação e medidas de força de levitação em ZFC

Como dito anteriormente, a presente técnica modela a fonte magnética do mancal e o supercondutor separadamente, onde para este último é utilizado o modelo descrito na seção 3.1. Os resultados obtidos são utilizados em uma minimização por diferenças finitas a fim de obter o perfil da densidade de corrente que flui no interior do supercondutor [48]. A figura 5.1 mostra duas configurações de trilho magnético utilizadas nas medidas e simulações.

O trilho da figura 5.1(a) é composto por ímãs permanentes de $Nd - Fe - B$ com dimensões de $25mm \times 25mm \times 12,5mm$ e magnetização na direção z . A força coercitiva do ímã utilizado é de $891kA/m$. A relação entre custo e força coercitiva dos ímãs $Nd - Fe - B$ utilizados e a melhor dentre os disponíveis no mercado. Entre o arranjo de ímãs permanentes é colada uma barra de alumínio (espaçador), com a única função de espaçar os ímãs permanentes, e abaixo é colocada uma barra de ferro para melhorar a distribuição da densidade de fluxo magnético no topo do trilho. Devido à direção e sentido da magnetização dos ímãs, esta configuração é chamada de *Up-Down* (UD). A figura 5.1(b) mostra uma outra configuração de trilho magnético

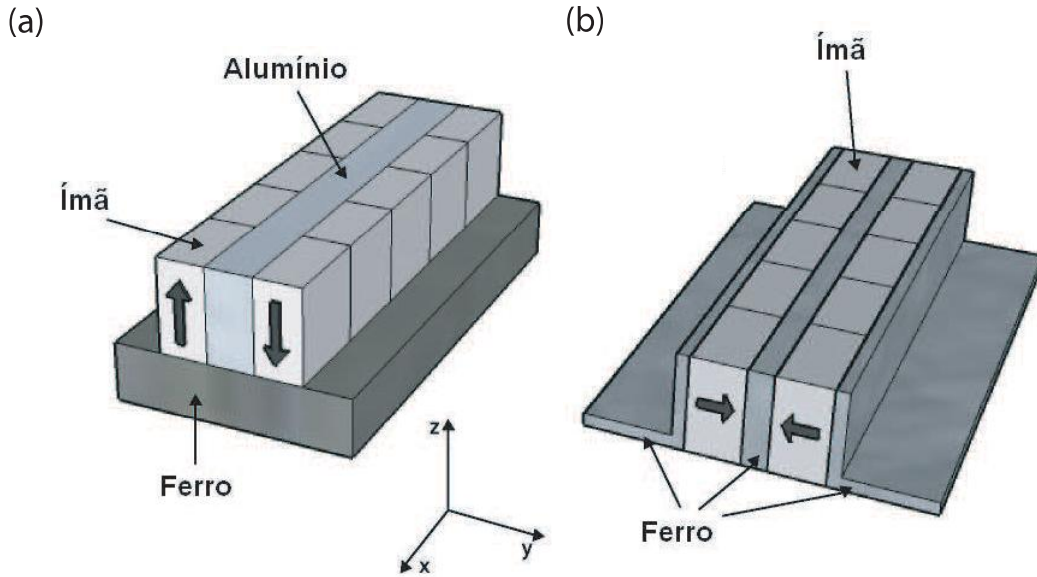


Figura 5.1: Duas configurações de trilho magnético utilizadas. Na parte (a) os ímãs permanentes estão magnetizados na direção z (configuração *Up-Down*, UD), enquanto que na parte (b) estes estão magnetizados na direção y (configuração concentrador de fluxo, CF-LASUP).

composto por ímãs de mesma geometria e força coercitiva, porém com magnetização na direção y . Entre os ímãs é colocado um espaçador de material ferromagnético, funcionando como concentrador de fluxo magnético. Este tipo de configuração é conhecida como concentrador de fluxo (CF-LASUP). É sabido que tanto o valor da densidade de fluxo quanto o gradiente do mesmo são importantes para a força de interação entre o trilho e o supercondutor. O primeiro passo foi simular as configurações de trilho e obter a distribuição de fluxo gerado. Para isso utilizou-se um software comercial (ANSYS), que realiza cálculos por método dos elementos finitos (MEF). Como a geometria de mancal linear proposta apresenta simetria ao longo do eixo x , os cálculos foram realizados para uma seção $2D$, transversal ao trilho, no plano yz . A figura 5.2 mostra os resultados obtidos para a distribuição das linhas de fluxo magnético das duas configurações de trilho propostas.

Para verificar a validade das simulações foi feito o mapeamento da densidade de fluxo magnético B_z , na superfície do trilho, ao longo do eixo y . Os resultados simulados comparados com os valores medidos para a densidade de fluxo magnético podem ser observados através da figura 5.3(a) para a configuração UD, e 5.3(b) para a configuração CF-LASUP. Os resultados encontrados para a configuração CF-LASUP

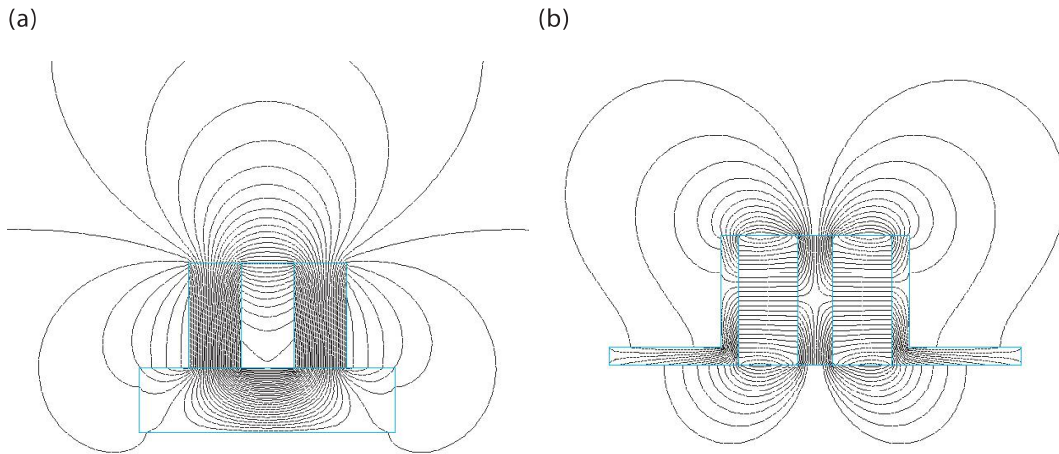


Figura 5.2: Distribuição das linhas de fluxo de um corte transversal da configuração de trilho (a) UD e (b) CF-LASUP.

utilizando ímãs idênticos aos utilizados para a configuração UD apresentaram uma pequena discordância com os valores medidos. Isto deve-se ao fato de que, para a montagem do trilho, foi necessário o lixamento do mesmo, acarretando o possível aquecimento dos ímãs e, conseqüentemente, uma diminuição da força coercitiva. As dimensões dos ímãs também podem ter sido afetadas. Com a correção destes parâmetros (Força coercitiva ajustada para 626 kA/m e altura do ímã reduzida em 2 mm) os resultados simulados se mostraram em bom acordo com os valores medidos (figura 5.3(b) curva vermelha).

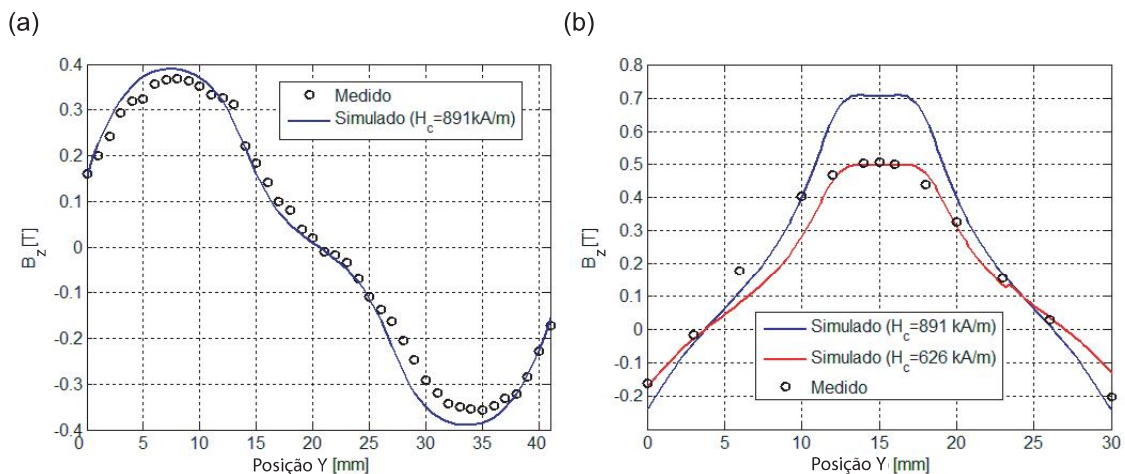


Figura 5.3: Magnitude da componente z da densidade de fluxo magnético para o trilho (a) UD e (b) CF-LASUP. A linha cheia foi obtida por simulação e os círculos são os resultados experimentais.

Para comparação da força de levitação simulada com os resultados experimentais utilizou-se o sistema de medidas S-LASUP, descrito no capítulo 4 (figura 4.1). A parte móvel do mancal é composta por um criostato contendo dois blocos supercondutores de YBCO policristalinos de grão orientado com crescimento por sementes de topo, e possui dimensões de $65\text{mm} \times 30\text{mm} \times 13\text{mm}$ (C2-1). Este criostato foi produzido pela Adelwitz Technologiezentrum GmbH (ATZ) e é utilizado em um protótipo de trem de levitação supercondutora desenvolvido pela equipe do LASUP. Um esquema ilustrativo do criostato utilizado pode ser visto na figura 5.4. Nesta seção serão apresentados ensaios realizados a *Zero Field Cooling* (ZFC), ou seja, o supercondutor deve ser resfriado a uma distância do trilho onde o campo gerado pelo mesmo seja desprezível. Para isso, o criostato é, inicialmente, posicionado a uma distância de 50mm (altura inicial) em relação ao trilho. Este inicia um movimento de aproximação ao trilho, a uma velocidade baixa e constante, até atingir uma posição final (altura final). Finalmente, o criostato inicia um movimento de afastamento e é suspenso até retornar a posição inicial (altura inicial). Este é um procedimento típico para realização de ensaios a ZFC.

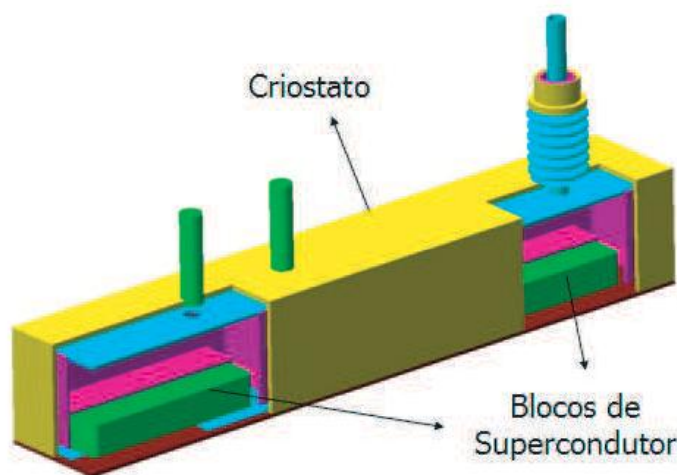


Figura 5.4: Criostato utilizado para as primeiras medidas em ZFC (C2-1). Os blocos supercondutores de YBCO possuem dimensões de $65\text{mm} \times 30\text{mm} \times 13\text{mm}$.

Como descrito no capítulo 3, o supercondutor será representado por dois diferentes modelos. O primeiro supõe o supercondutor como um diamagneto perfeito, com permeabilidade magnética relativa nula ($\mu_r = 0$). Na figura 5.5 pode ser observada a interação das linhas de fluxo geradas pelo trilho com o supercondutor, para a configuração UD (figura 5.5(a)) e para a configuração CF-LASUP (figura 5.5(b)).

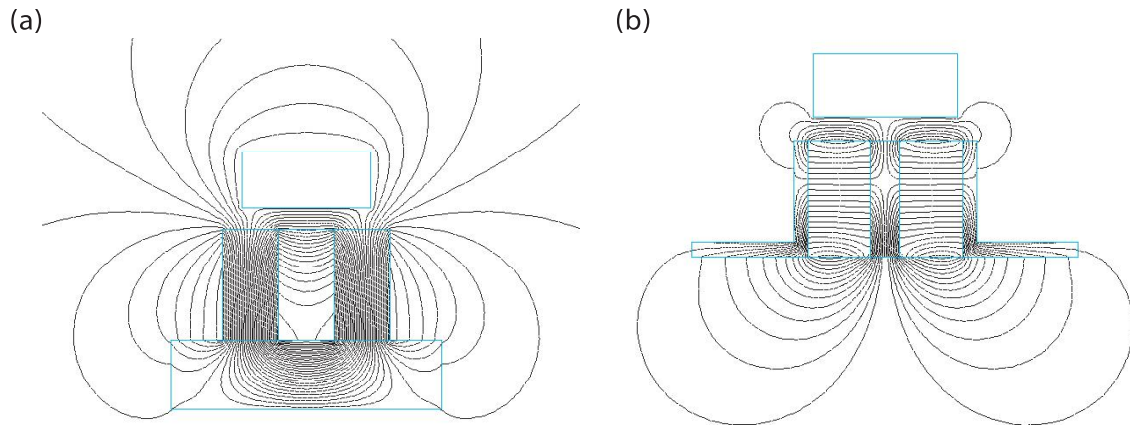


Figura 5.5: Linhas de fluxo magnético de uma seção transversal do mancal linear quando o supercondutor é modelado como diamagneto perfeito ($\mu = 0$) para o trilho (a) UD e (b) CF-LASUP.

Como a região que define o supercondutor é definida com $\mu_r = 0$, o fluxo é impedido de penetrar em seu interior. Este tipo de modelagem apresenta um domínio de validade restrito ao efeito Meissner, resultando numa previsão superestimada para a força máxima de levitação supercondutora. Contudo, por ser de rápida execução, é de fundamental importância no processo de otimização de um mancal linear supercondutor.

A figura 5.6 mostra a comparação entre a força de levitação medida e simulada para o trilho UD. Como dito anteriormente, para este modelo, a força de levitação pôde ser calculada diretamente pelo ANSYS utilizando trabalho virtual. Como o modelo é uma aproximação, este permite apenas uma determinação do valor máximo limite da força de levitação, uma vez que nenhum fluxo é aprisionado no interior do supercondutor. Outro aspecto importante a ser observado é o comportamento histerético da força de levitação que também não pode ser percebido por esta aproximação. Por outro lado, o segundo modelo, baseado no estado crítico, resolve este problema e calcula o perfil da densidade de corrente que surge no interior do supercondutor à medida que a densidade de fluxo magnético varia. A figura 5.7 mostra os resultados simulados comparados com os valores medidos para a força de levitação, considerando um valor de $J_c = 1 \times 10^8 \text{ A/m}^2$ (trilho UD). Este modelo é muito mais preciso para determinar a força de levitação máxima e o efeito histerético é corretamente obtido.

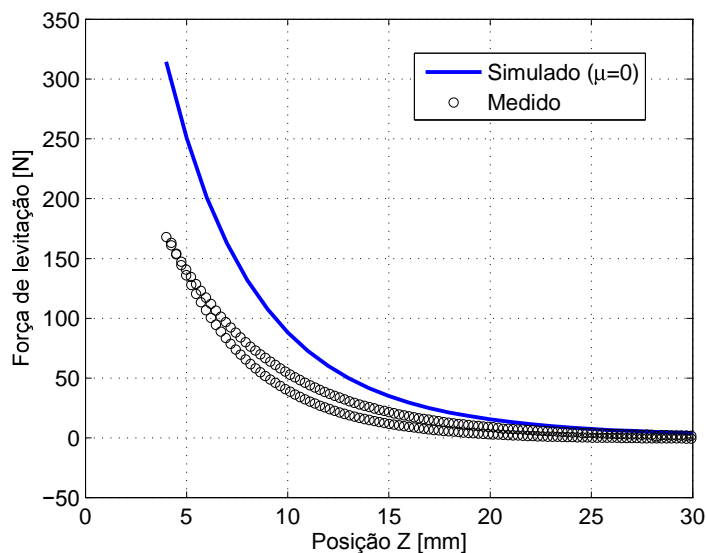


Figura 5.6: Comparação da força de levitação magnética com o supercondutor modelado como diamagneto perfeito. Os círculos são os resultados medidos e a linha sólida os resultados simulados para a configuração UD e criostato C2-1.

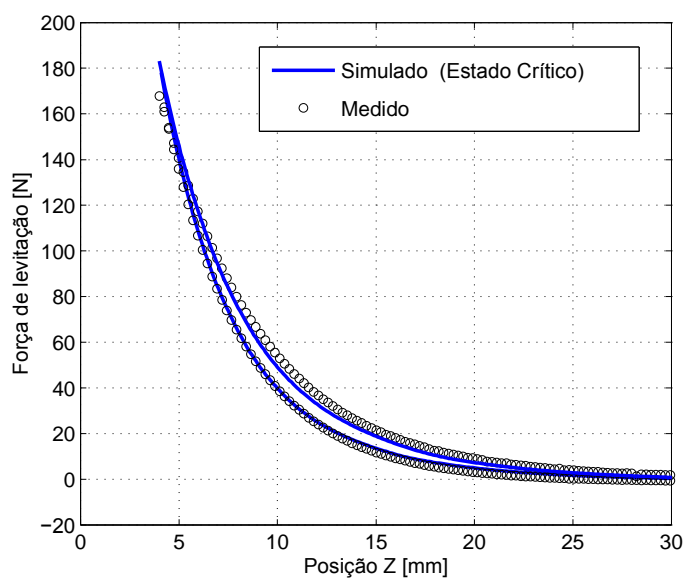


Figura 5.7: Comparação da força de levitação magnética utilizando o modelo do estado crítico para o supercondutor. Os círculos são os resultados medidos e a linha sólida os resultados simulados para o trilho UD e criostato C2-1.

Foram realizados também ensaios utilizando um bloco supercondutor com dimensões de $83\text{mm} \times 31\text{mm} \times 5\text{mm}$ (Am²), com as mesmas características dos supercondutores que compõem o criostato C2-1, descrito anteriormente. O supercondutor é

posicionado com sua maior aresta ao longo do trilho magnético. Os resultados obtidos para a interação entre Am2 e os dois tipos de trilhos magnéticos, considerando um valor de $J_c = 1 \times 10^8 A/m^2$, serão mostrados a seguir. Na figura 5.8 pode-se observar a comparação da força de levitação simulada e medida para o trilho UD. Mais uma vez o método baseado no modelo do estado crítico se mostrou bastante satisfatório para determinação do comportamento da força de levitação magnética, apresentando erro percentual máximo de 8,6%.

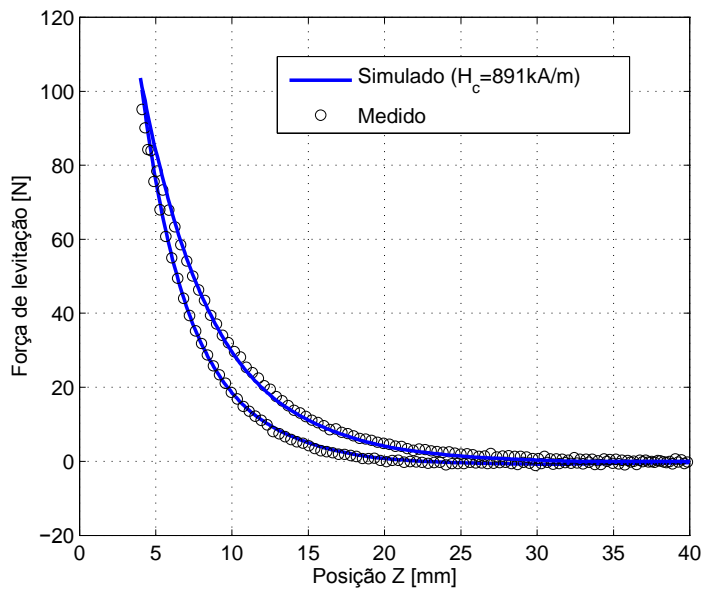


Figura 5.8: Comparação da força de levitação magnética utilizando o modelo do estado crítico para o supercondutor. Os círculos são os resultados medidos e a linha sólida os resultados simulados para o trilho UD e Am2.

As figuras 5.9 e 5.10 mostram os resultados obtidos para o trilho CF-LASUP. Na figura 5.9 a simulação foi realizada considerando os ímãs idênticos àqueles utilizados no trilho UD, ou seja, mesmas dimensões e força coercitiva. Pode-se observar que tanto o valor máximo quanto a largura do laço de histerese da força de levitação não estão em acordo com os valores medidos, o que reforça o argumento utilizado para correção do perfil de densidade de fluxo magnético gerado pelo trilho. Já na figura 5.10, após a correção da força coercitiva e da altura do ímã utilizados na simulação, houve uma melhora significativa dos resultados simulados em comparação com os valores medidos, porém, ainda apresentando erro percentual de 50% para um gap de 10mm.

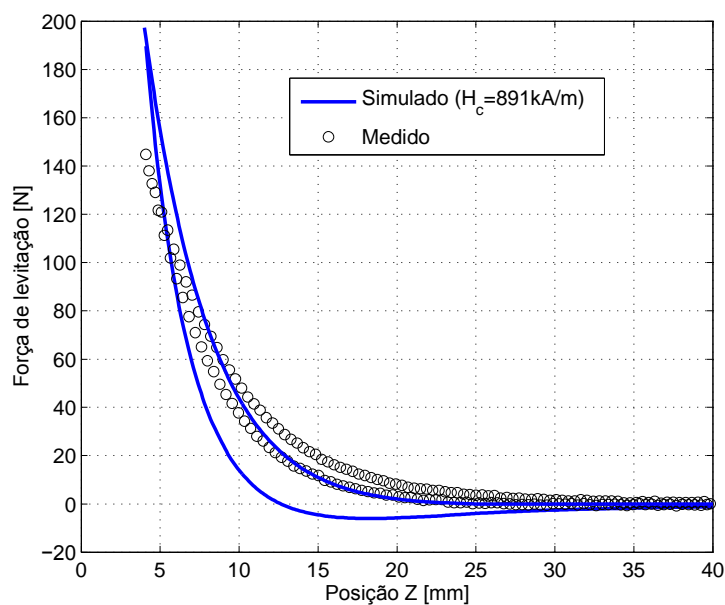


Figura 5.9: Comparação da força de levitação magnética utilizando o modelo do estado crítico para o supercondutor. Os círculos são os resultados medidos e a linha sólida os resultados simulados para o trilho CF-LASUP com $H_c = 891 \text{ kA/m}$ e Am^2 .

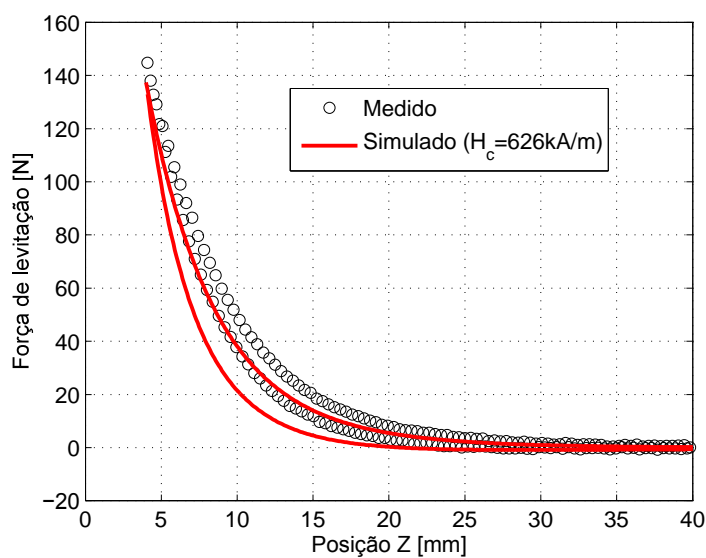


Figura 5.10: Comparação da força de levitação magnética utilizando o modelo do estado crítico para o supercondutor. Os círculos são os resultados medidos e a linha sólida os resultados simulados para o trilho CF-LASUP com $H_c = 626 \text{ kA/m}$ e Am^2 .

A figura 5.11 mostra o perfil da densidade de corrente crítica (J_c) que circula no supercondutor (Am2), em algumas posições em relação ao trilho UD, durante o processo de medição realizado a ZFC. 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 supercondutor. Quando há inversão no sentido do deslocamento do supercondutor, 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 supercondutor, uma densidade de corrente elétrica permanece circulando. Essa corrente elétrica produz um campo magnético nas redondezas do supercondutor.

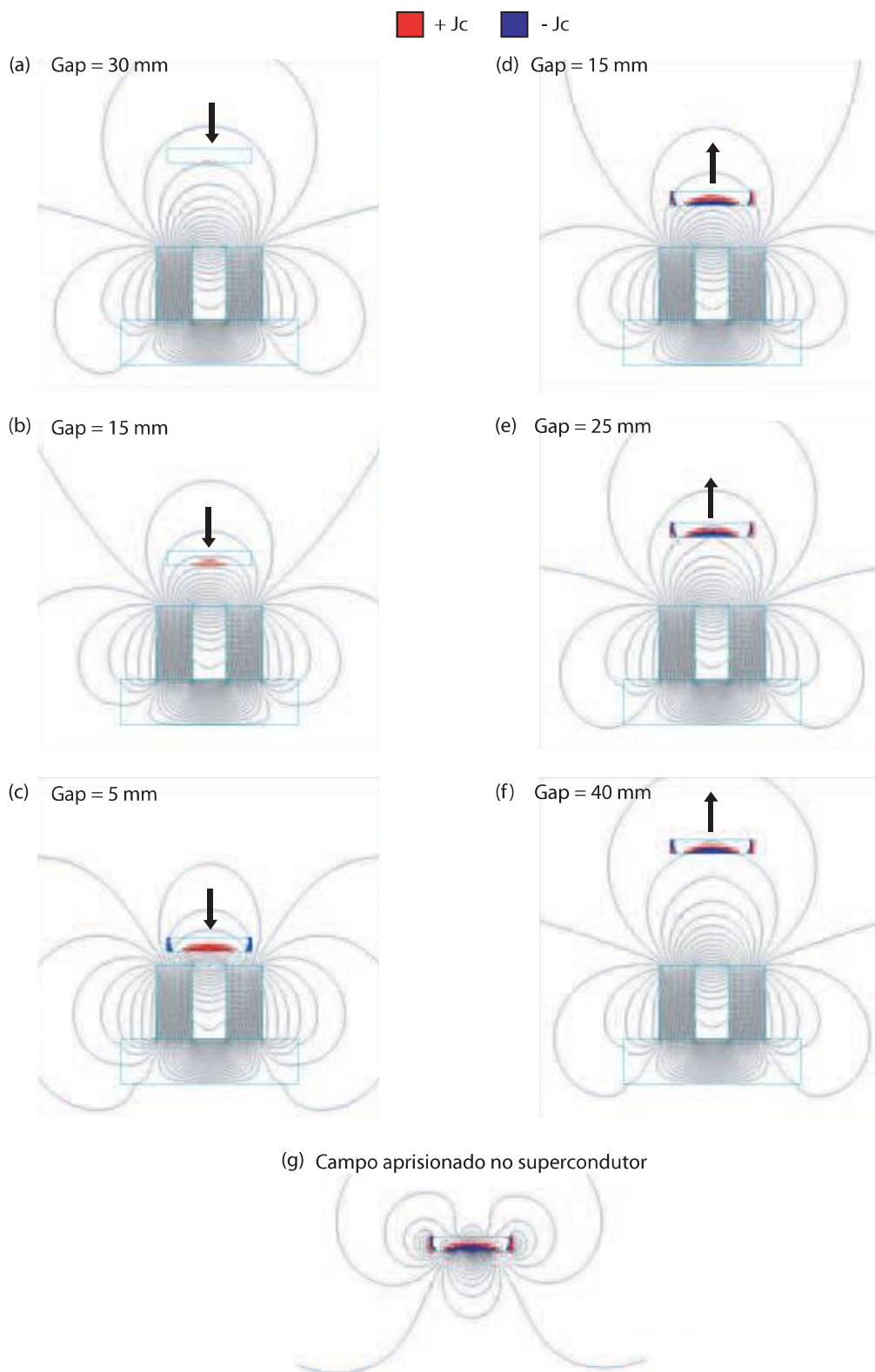


Figura 5.11: Perfil da densidade de corrente que flui no supercondutor (Am²) devido a presença do campo externo (trilho UD) juntamente com a densidade de fluxo magnético em algumas posições em relação ao trilho bem como o fluxo aprisionado após o afastamento completo do supercondutor.

Como discutido no capítulo 4, deseja-se, além da força de levitação, realizar a medição da força lateral que atua no supercondutor devido a deslocamentos laterais em relação ao trilho magnético. Para isso utilizou-se o sistema de medidas de força mostrado na figura 4.8. Primeiramente, para verificação desse novo sistema, medidas realizadas em ZFC com um sistema já em operação (S-IFW2) foram comparadas com as mesmas medidas realizadas com o novo sistema de medidas desenvolvido no IFW-Dresden (S-IFW1). A parte magnética do mancal linear utilizado para esta verificação consiste em um trilho magnético (CF-IFW) composto por ímãs permanentes de $Nd - Fe - B$ com dimensões de $50mm \times 50mm \times 50mm$ e magnetização na direção y [49]. A força coercitiva do ímã utilizado é de $788kA/m$. Estes ímãs são agrupados juntamente com peças de ferro e o conjunto fixado à uma base de alumínio formando uma configuração do tipo concentrador de fluxo, como pode ser visto na figura 5.12.

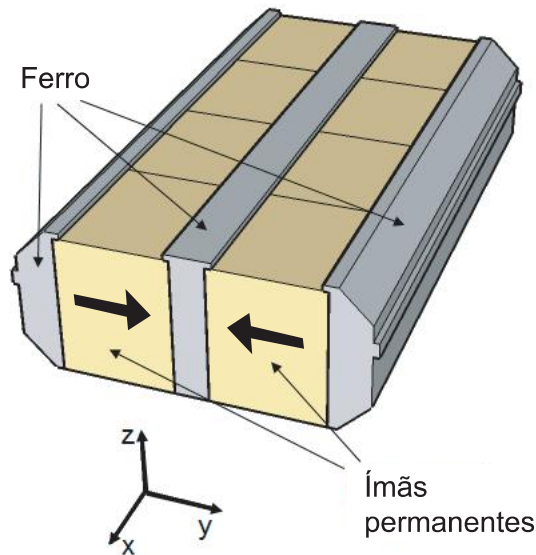


Figura 5.12: Configuração de trilho utilizado para a segunda etapa do trabalho (CF-IFW). Os ímãs permanentes estão magnetizados na direção y formando uma configuração do tipo concentrador de fluxo.

Assim como realizado para as configurações de trilhos anteriores, para verificar a validade da simulação, foi feito o mapeamento da densidade de fluxo magnético B_z , na superfície do trilho, ao longo do eixo y . A figura 5.13 (a) mostra o resultado deste mapeamento variando a altura z em relação ao trilho. É possível observar que para uma altura de $100mm$ em relação ao trilho, o campo gerado pelo mesmo é pratica-

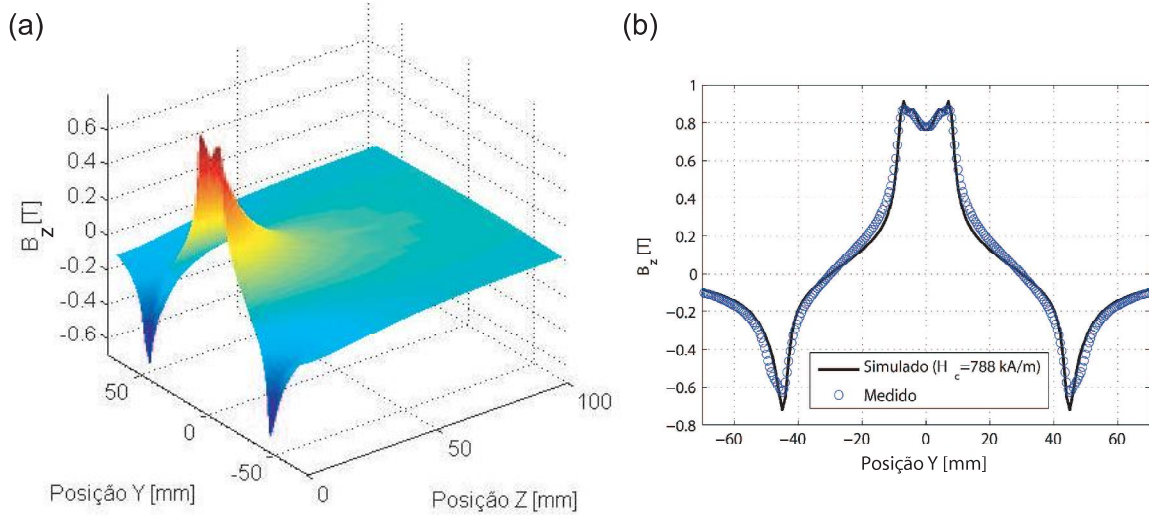


Figura 5.13: Mapeamento da componente z da densidade de fluxo magnético (B_z) para o trilho CF-IFW ao longo do eixo y em função da altura z (parte (a)) e a comparação com simulação à 1mm da superfície do trilho (parte (b)), onde a linha cheia foi obtida por simulação e os círculos são os resultados experimentais.

mente nulo. Por esta razão, para medidas realizadas com este trilho magnético, a altura inicial de ZFC foi escolhida como sendo igual a 100mm . Os resultados simulados comparados com os valores medidos podem ser observados através da figura 5.13 (b). Nota-se que estes estão em bom acordo com os valores medidos.

Os supercondutores utilizados nesta etapa podem ser vistos na figura 5.14 (a) e (b) e foram denominados como Am3 e Am4 respectivamente. Os blocos são idênticos em tamanho com dimensões de $90\text{mm} \times 36\text{mm} \times 15\text{mm}$. Estas amostras são policristalinas de grão orientado com crescimento por três sementes de topo e dimensões de $30\text{mm} \times 36\text{mm} \times 15\text{mm}$. Isto faz com que o bloco supercondutor resultante apresente três domínios distintos para circulação de corrente. A figura 5.15 mostra os resultados de medidas de força de levitação realizadas em ZFC para os dois sistemas que estão sendo comparados. A altura inicial, como dito anteriormente, foi de 100mm e a altura final de 5mm . As medidas foram realizadas com o supercondutor posicionado perpendicularmente ao trilho, ou seja, com a maior aresta ao longo do eixo y . A seqüência de movimentos foi a mesma utilizada para os ensaios anteriores em ZFC. A parte (a) da figura 5.15 mostra a comparação feita com a amostra Am3, enquanto que a parte (b) são os resultados obtidos utilizando a amostra Am4. As

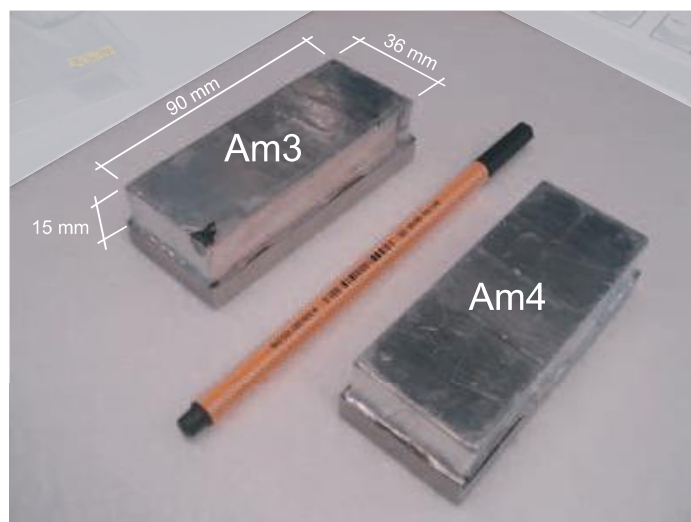


Figura 5.14: Blocos supercondutores utilizados para a segunda etapa do trabalho.

curvas para ambas amostras obtidas com o sistema de medidas S-IFW2 estão em bom acordo com as curvas obtidas pelo novo sistema de medidas S-IFW1, com erro percentual máximo de 5,7%.

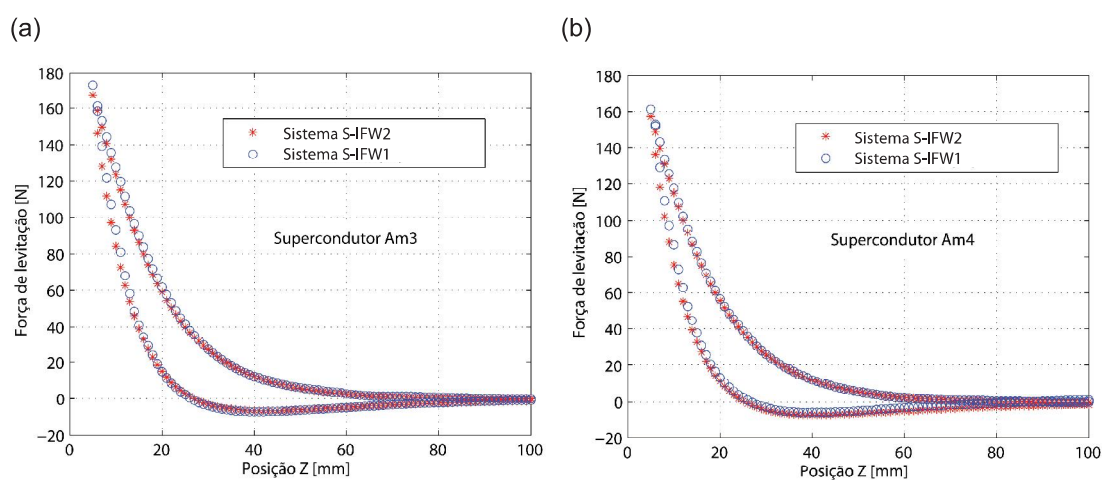


Figura 5.15: Medidas de força de levitação realizadas com os sistemas de medidas de força S-IFW2 e S-IFW1. A parte (a) são medidas realizadas com a amostra Am3 e (b) com a amostra Am4.

Outro aspecto importante a ser destacado na análise da figura 5.15 é que a força máxima de levitação para a amostra Am3 apresenta um valor mais elevado do que da amostra Am4, apesar de ambas terem as mesmas dimensões. A razão para esta diferença pode ser explicada pela diferença entre a qualidade das amostras Am3

e Am4. A figura 5.16 mostra o mapeamento da componente z da densidade de fluxo magnético aprisionado no supercondutor resfriado na presença de um ímã de $Nd - Fe - B$, com dimensões suficientemente grandes para cobrir toda a área do supercondutor. Após a transição o ímã é retirado e o campo aprisionado mapeado. Os domínios em um bloco supercondutor são delimitados por regiões do material onde a densidade de fluxo magnético é nula, ou seja, não há aprisionamento de campo. Como o bloco é formado pelo crescimento de três sementes, este deve apresentar somente três domínios distintos. Contudo percebe-se a presença de mais do que três domínios nas amostras utilizadas. Este aumento indica o aparecimento de rachaduras que dividem um domínio supercondutor em duas ou mais partes. Por esta razão decidiu-se utilizar apenas a amostra Am3, que apresenta melhor qualidade, para a comparação com as simulações.

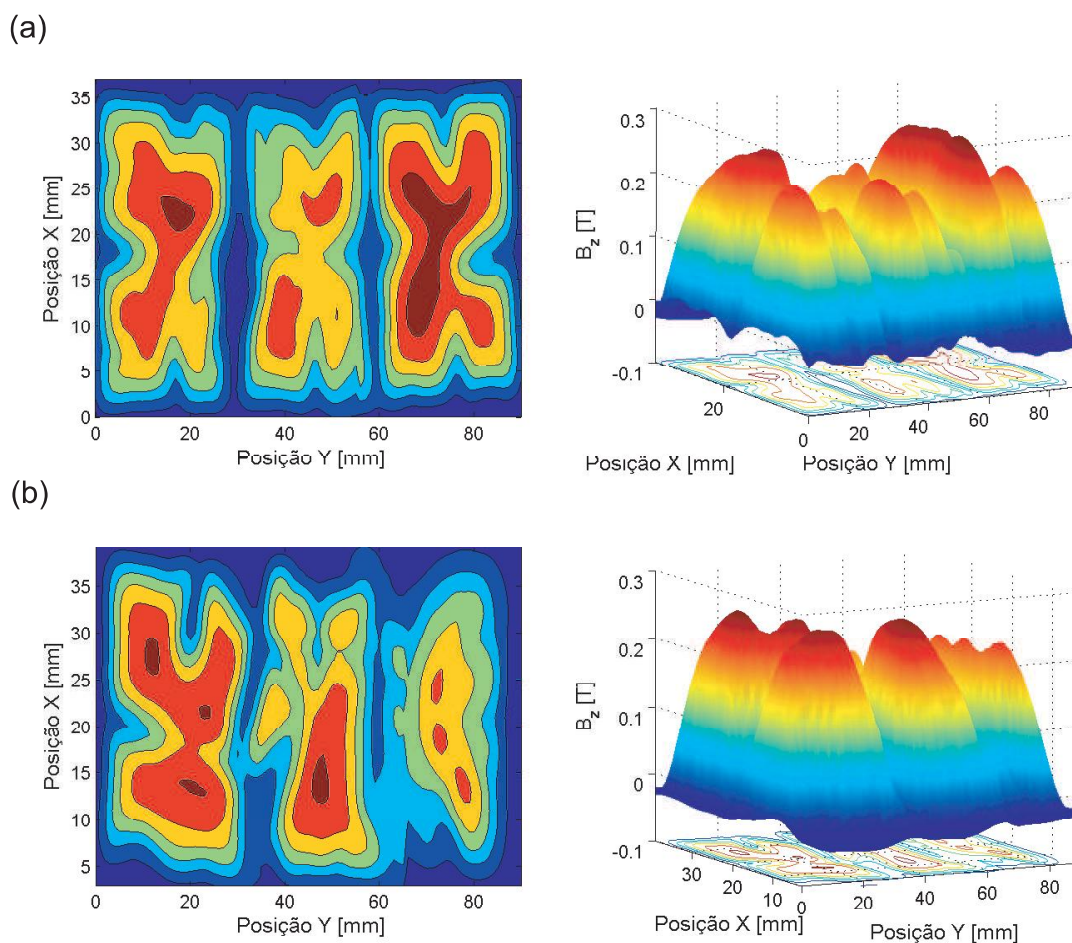


Figura 5.16: Densidade de fluxo magnético aprisionado devido à presença de um ímã de $Nd - Fe - B$ para as amostras Am3 (a) e Am4 (b).

A figura 5.17 mostra a comparação da simulação realizada com as medidas para a força de levitação entre o trilho CF-IFW e o supercondutor Am3. O valor da densidade de corrente (J_c) utilizado para essa amostra, quando simulada com apenas um domínio, foi de $1,2 \times 10^7 A/m^2$, que é um valor médio. A diminuição do valor de J_c para as amostras Am3 e Am4 em relação à amostra Am2 e os blocos do criostato C2-1, pode ser explicada pela diferença entre a qualidade das amostras utilizadas. Contudo, apesar desta diferença, em todas as simulações feitas para Am3 e Am4 utilizou-se o mesmo valor de J_c , o que confere ao modelo uma maior confiabilidade. Outro fator que também influencia neste decréscimo é o fato do supercondutor apresentar três domínios distintos, devido ao crescimento através de sementes, enquanto que a simulação considera o bloco com um único domínio supercondutor. Para comprovação deste fato, fez-se a simulação da força de levitação dividindo a área do supercondutor em três partes iguais, restringindo assim a circulação de corrente em cada área. A figura 5.18 mostra a comparação das medidas experimentais com simulações realizadas considerando o supercondutor com um e três domínios distintos. A densidade de corrente utilizada para a representação com três domínios foi de $1,7 \times 10^7 A/m^2$, uma vez que a divisão do bloco em três faz com que a força de levitação diminua. O aumento do valor de J_c faz com que menos campo penetre no interior do material com uma corrente fluindo principalmente na região mais externa e diminua a região de circulação de corrente. Isto faz com que o laço de histerese da curva fique mais estreito e a força máxima aumente, aproximando-se mais dos resultados experimentais.

A figura 5.19 (a), (b) e (c) mostra o perfil da densidade de corrente que circula no supercondutor (Am3), em algumas posições em relação ao trilho CF-IFW, durante um ciclo de operação realizado a ZFC. Como para o caso anterior, quanto mais próximo do trilho está o supercondutor, maior será a penetração de campo no material e maior será a região onde circulará J_c no supercondutor. Após o afastamento do supercondutor, uma densidade de corrente elétrica permanece circulando, fazendo com que uma parcela do fluxo seja aprisionado no interior do material (figura 5.19 (d)).

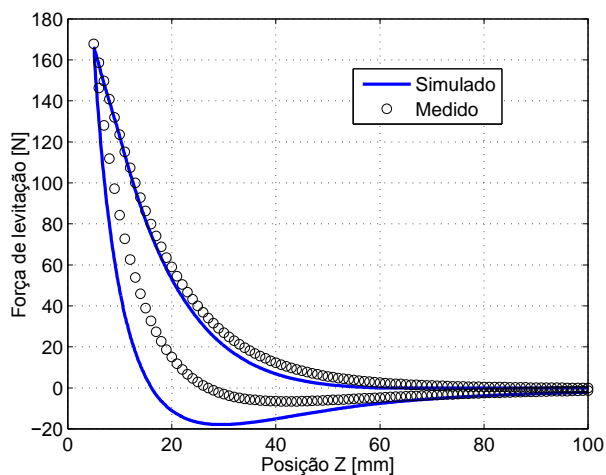


Figura 5.17: Comparação entre simulação e medidas experimentais da força de levitação magnética utilizando o modelo do estado crítico para o supercondutor. Os círculos são os resultados medidos e a linha sólida os resultados simulados para o trilho CF-IFW e amostra Am3.

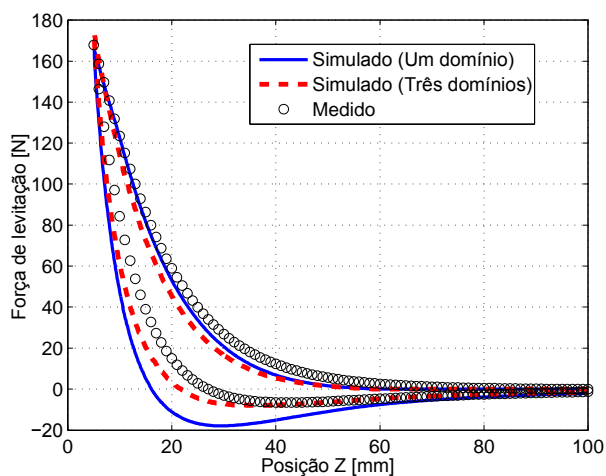


Figura 5.18: Comparação entre simulação e medidas experimentais da força de levitação magnética em ZFC, utilizando o modelo do estado crítico para o supercondutor representado por um (curva cheia) e três (curva pontilhada) domínios distintos. Os círculos são os resultados medidos para o trilho CF-IFW e amostra Am3.

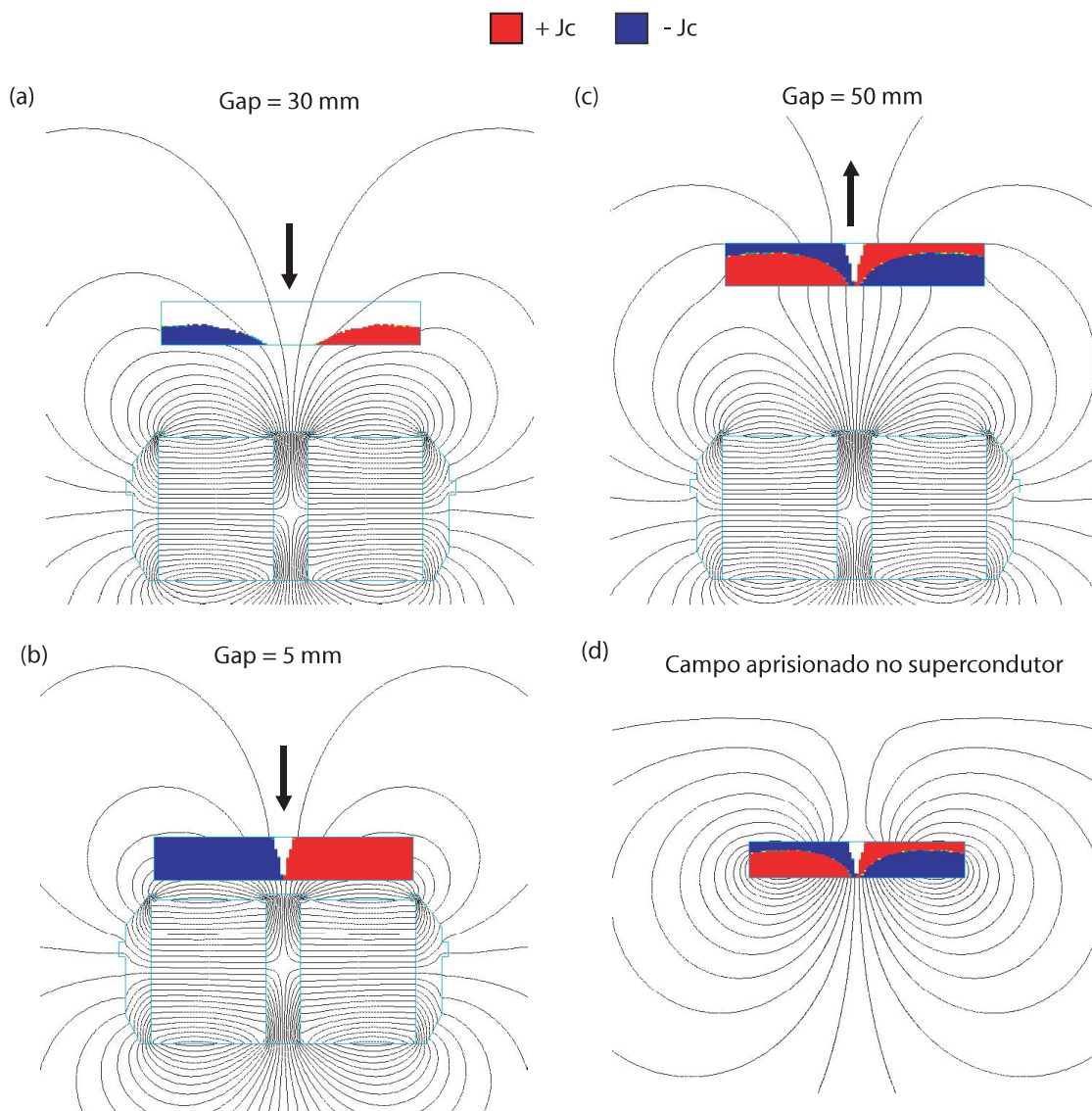


Figura 5.19: Perfil da densidade de corrente que flui no supercondutor (A/m^2) devido a presença do campo externo (trilho UD) juntamente com a densidade de fluxo magnético em algumas posições em relação ao trilho bem como o fluxo aprisionado após o afastamento completo do supercondutor em ZFC. O valor de J_c utilizado foi de $1,2 \times 10^7 A/m^2$.

Nesta seção foram apresentados os resultados de medidas experimentais e simulações para diferentes arranjos de trilho magnético e amostras supercondutoras em ensaios realizados em ZFC. Como dito anteriormente, a aplicação prática destes materiais em mancais magnéticos supercondutores requer o resfriamento na presença de campo (FC). Dessa forma, para possibilitar um estudo prático desses mancais, é preciso que o modelo seja capaz também de simular a força de levitação em FC. A seção seguinte irá apresentar a comprovação experimental do artifício utilizado para a simulação de mancais magnéticos supercondutores em FC.

5.1.2 Comprovação experimental da condição inicial para a densidade de corrente em FC

Sabe-se que em ZFC não há campo aprisionado inicialmente no supercondutor, por isso, a densidade de corrente macroscópica inicial que circula no bloco é nula. Já em FC, o supercondutor é resfriado na presença de campo magnético, fazendo com que exista campo aprisionado inicialmente no interior do supercondutor. Devido à forte força de aprisionamento dos fluxóides do supercondutor (alto valor de corrente crítica), quase nenhum fluxo é expulso do material. Isso quer dizer que a variação do fluxo antes e depois do resfriamento é praticamente nula, como mostrado na figura 5.20. Este fato permite dizer que, apesar de existirem correntes microscópicas circulando no supercondutor (vórtices de supercorrentes que geram os fluxóides), a densidade de corrente macroscópica (Bean) inicial para FC também é nula [47, 50].

Para comprovar este fato foi realizado o seguinte procedimento: Primeiramente posicionou-se o bloco supercondutor a uma distância de 12mm da superfície de um ímã de $Nd-Fe-B$. Com o supercondutor ainda à temperatura ambiente, foi feito o mapeamento da densidade de fluxo magnético na superfície do mesmo ($B_{Antes\ de\ FC}$). Em seguida, o supercondutor é imerso em Nitrogênio Líquido (LN_2) sem modificar sua posição inicial em relação ao ímã. É feito então um novo mapeamento após o bloco ter efetuado a transição para o estado supercondutor ($B_{Depois\ de\ FC}$). A figura 5.20 mostra o mapeamento de campo realizado na superfície do supercondutor para as duas situações descritas acima e a diferença entre elas ($B_{Antes\ de\ FC} - B_{Depois\ de\ FC}$). Como essa diferença é praticamente nula, pode-se concluir que a distribuição de fluxo não varia após a transição supercondutora e a corrente inicial pode ser considerada

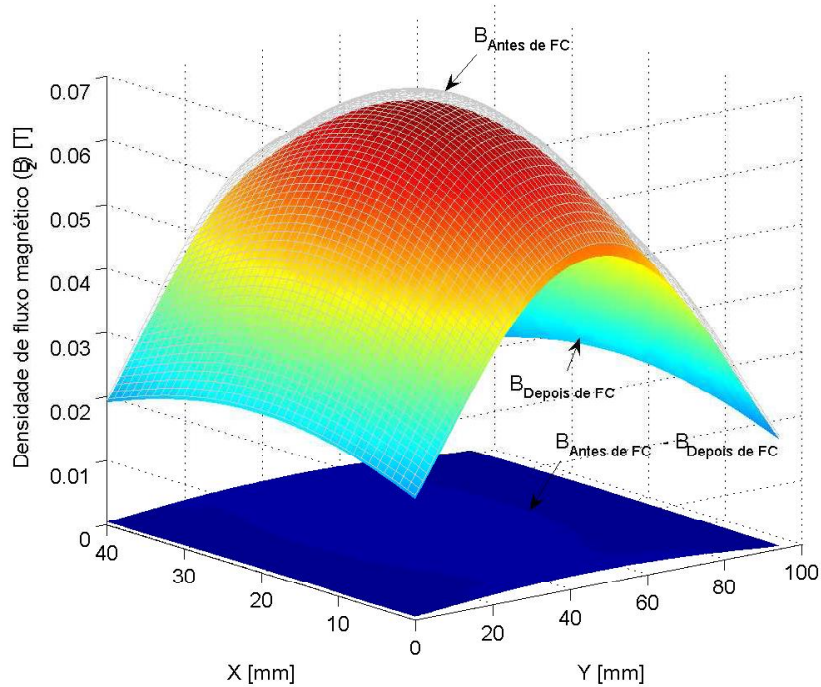


Figura 5.20: Mapeamento da densidade de fluxo magnético na superfície do supercondutor antes ($B_{Antes\ de\ FC}$) e depois ($B_{Deois\ de\ FC}$) da transição supercondutora em FC e também a diferença entre as medidas ($B_{Antes\ de\ FC} - B_{Deois\ de\ FC}$).

nula. À medida em que o supercondutor varia de posição em relação ao trilho, o campo magnético estático gerado pelo trilho varia, fazendo com que apareça uma densidade de corrente não nula circulando no interior do supercondutor.

5.1.3 Resultados de simulação e medidas de força de levitação em FC

Na seção 5.1.1 deste capítulo foram apresentados alguns resultados de simulações e medidas da força de levitação de um supercondutor na presença de um trilho magnético em ZFC. Contudo, é de extrema importância a simulação da força de levitação também em FC, uma vez que, para aplicações práticas, é esse o processo utilizado. Como dito anteriormente, o processo de FC confere ao sistema uma maior estabilidade aumentando a força lateral, porém reduzindo a força de levitação. Nesta seção serão apresentados resultados de simulações e medidas realizadas em FC para

diferentes alturas iniciais.

A partir dos resultados obtidos para os testes em ZFC, observou-se que a configuração de trilho UD apresenta força de levitação muito inferior à configuração de trilho do tipo concentrador de fluxo (CF). Por esta razão decidiu-se eliminar a configuração de trilho UD dos ensaios em FC e deslocamento lateral. Outro aspecto fundamental que levou a essa tomada de decisão é a maior uniformidade do campo ao longo do eixo x para a configuração CF, devido à utilização de ferro entre os arranjos de ímã. Este fato faz com que o supercondutor, ao trafegar por um trilho CF, perceba menos variação de fluxo do que perceberia em um trilho UD, reduzindo a força de arraste eletromagnética (forças contrárias ao movimento devido à variação do fluxo) e as oscilações do supercondutor. Assim, para o desenvolvimento de um sistema de levitação magnética supercondutora, aconselha-se o uso de uma configuração do tipo concentrador de fluxo.

A configuração de trilho e o supercondutor utilizados para os demais resultados apresentados neste trabalho são, respectivamente, o trilho CF-IFW (figura 5.12) e a amostra Am3. Para os ensaios em FC, o bloco supercondutor parte de uma posição inicial (gap inicial) em relação ao trilho onde é resfriado na presença do campo magnético gerado por este. Após a transição supercondutora, o supercondutor inicia um movimento de aproximação até uma distância de $5mm$ (gap mínimo) do trilho magnético. Então, o supercondutor é elevado até uma altura de $100mm$, onde o campo é considerado desprezível. Finalmente a amostra inicia um movimento de retorno e pára na posição inicial de FC. Os testes em FC foram executados variando-se a posição inicial do supercondutor. As figuras 5.21, 5.22, 5.23, 5.24 e 5.25 apresentam os resultados de medidas e simulações realizadas para este ensaio, partindo de 5 alturas iniciais distintas ($30mm$, $25mm$, $20mm$, $15mm$ e $10mm$) onde o supercondutor é resfriado. Assim como em ZFC, a densidade de corrente utilizada para a amostra Am3, nas simulações considerando o supercondutor com um único domínio, foi de $1,2 \times 10^7 A/m^2$. Como dito anteriormente, este fato aumenta a confiabilidade do modelo, uma vez que, ajustado o valor médio de J_c para uma amostra supercondutora, este não apresenta parâmetro algum de ajuste.

Pode-se observar que as simulações realizadas através do modelo proposto são capazes de prever com precisão a força de levitação para ensaios realizados em FC.

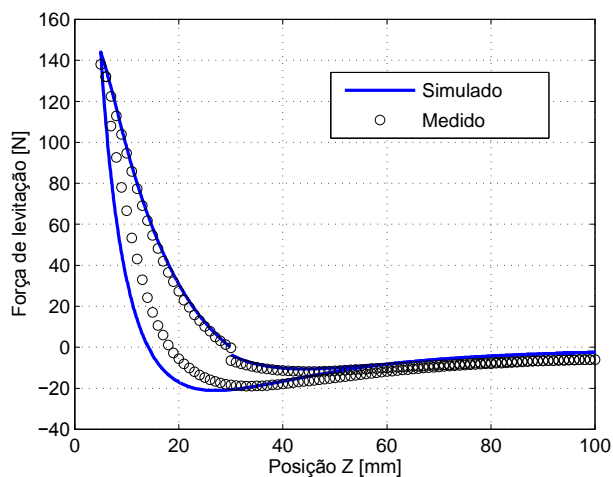


Figura 5.21: Comparação entre simulação e medidas experimentais da força de levitação magnética em FC, utilizando o modelo do estado crítico para o supercondutor resfriado a 30mm do trilho. Os círculos são os resultados medidos e a linha sólida os resultados simulados para o trilho CF-IFW e amostra Am3.

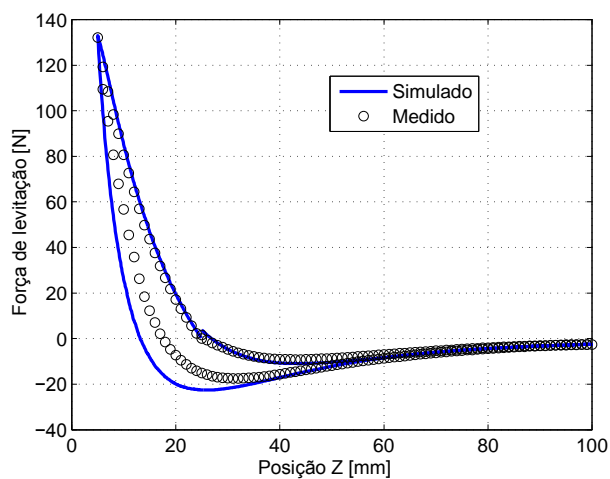


Figura 5.22: Comparação entre simulação e medidas experimentais da força de levitação magnética em FC, utilizando o modelo do estado crítico para o supercondutor resfriado a 25mm do trilho. Os círculos são os resultados medidos e a linha sólida os resultados simulados para o trilho CF-IFW e amostra Am3.

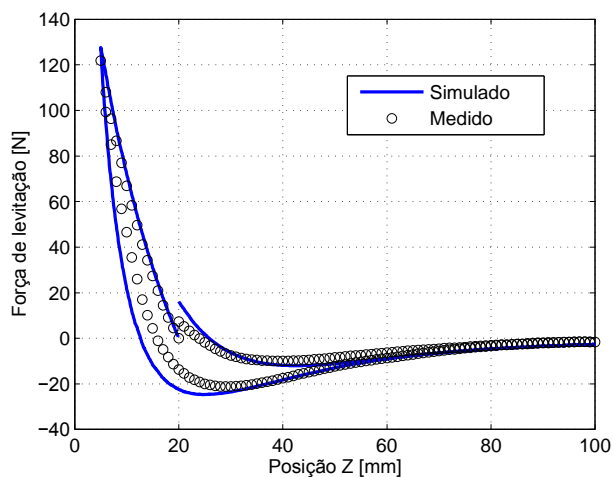


Figura 5.23: Comparação entre simulação e medidas experimentais da força de levitação magnética em FC, utilizando o modelo do estado crítico para o supercondutor resfriado a 20mm do trilho. Os círculos são os resultados medidos e a linha sólida os resultados simulados para o trilho CF-IFW e amostra Am3.

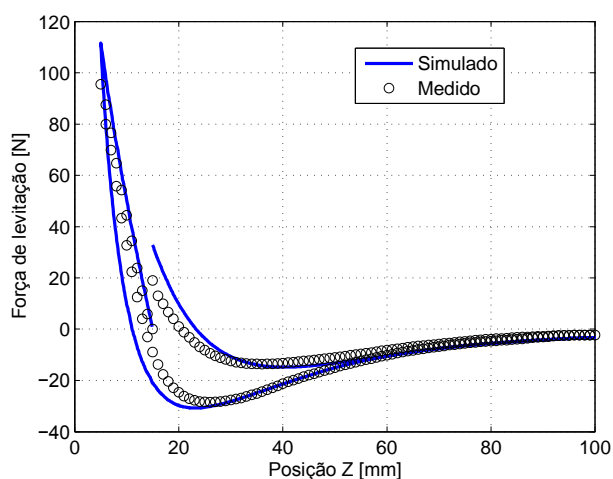


Figura 5.24: Comparação entre simulação e medidas experimentais da força de levitação magnética em FC, utilizando o modelo do estado crítico para o supercondutor resfriado a 15mm do trilho. Os círculos são os resultados medidos e a linha sólida os resultados simulados para o trilho CF-IFW e amostra Am3.

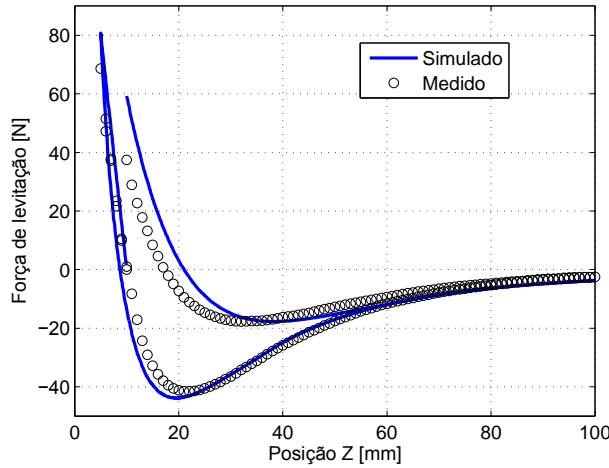


Figura 5.25: Comparação entre simulação e medidas experimentais da força de levitação magnética em FC, utilizando o modelo do estado crítico para o supercondutor resfriado a 10mm do trilho. Os círculos são os resultados medidos e a linha sólida os resultados simulados para o trilho CF-IFW e amostra Am3.

A discrepância observada na curva de retorno da força simulada, em comparação com a medida, pode ser atribuída aos seguintes fatores: Primeiramente, o bloco supercondutor utilizado para realização das medidas não apresenta homogeneidade em sua estrutura devido ao crescimento realizado por três sementes distintas como dito anteriormente. Esse fato faz com que a amostra apresente três domínios para circulação de corrente enquanto que o modelo considera o bloco com somente um domínio. Como realizado na seção de resultados em ZFC, fez-se também simulações em FC da força de levitação considerando o supercondutor com três domínios distintos. A figura 5.26 mostra a comparação das medidas com as simulações, considerando-se o supercondutor com um (curva cheia) e três (curva pontilhada) domínios distintos e resfriado a 25mm do trilho. A densidade de corrente utilizada, considerando o supercondutor com três domínios distintos, foi a mesma utilizada para as simulações em ZFC ($J_c = 1,7 \times 10^7 \text{A/m}^2$). Observa-se que, assim como em ZFC, o laço de histerese se torna mais estreito, o que faz com que a simulação se aproxime mais das medidas.

Outro fator que influencia na discrepância observada entre as medidas e simulação é a relaxação das linhas de fluxo aprisionado no supercondutor (*flux creep*). Este efeito faz com que a força diminua com o tempo, sendo perceptível, principal-

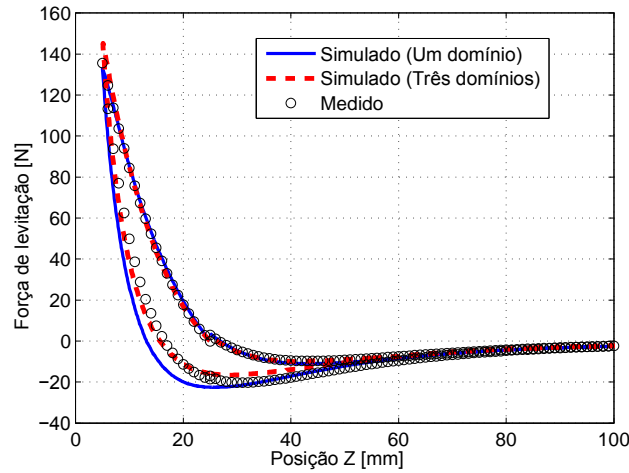


Figura 5.26: Comparação entre simulação e medidas experimentais da força de levitação magnética em FC, utilizando o modelo do estado crítico para o supercondutor representado por um (curva cheia) três (curva pontilhada) domínios distintos e resfriado a 25mm do trilho. Os círculos são os resultados medidos para o trilho CF-IFW e amostra Am3.

mente, durante a fase de aproximação final do supercondutor em relação ao trilho magnético. Assim, para uma melhor precisão do modelo, faz-se necessário a inclusão do *flux creep*. Resultados deste efeito na força de levitação entre um ímã e um supercondutor cilíndricos serão mostrados na seção 5.2 deste capítulo.

Um aspecto importante a ser observado é a diminuição da força de levitação a 5mm conforme diminui-se a altura de FC. Pode-se observar que, se o supercondutor é resfriado na posição inicial de 30mm , a força de levitação a 5mm é igual a 140N . Porém se a posição inicial é reduzida à 10mm a força de levitação a 5mm cai para 70N . Contudo, vale lembrar que, quanto menor a posição inicial do supercondutor, maior é a rigidez lateral (força lateral) obtida. Dessa forma, para determinar-se a altura a ser realizado o FC, em um veículo de levitação supercondutora, deve-se achar uma posição inicial ótima que confira tanto força de levitação quanto força lateral satisfatórias para a aplicação.

As figuras 5.27 e 5.28 mostram o perfil da densidade de corrente que circula no supercondutor (Am3), representado por um e três domínios distintos, respectivamente. São apresentados os resultados obtidos para cinco posições em relação ao trilho CF-IFW, durante um ciclo de operação realizado em FC com altura inicial de

resfriamento a 25mm . Pode-se observar que, conforme a região do supercondutor é dividida, a área de circulação da corrente diminui, explicando a redução no valor final da força de levitação e o aumento do valor de J_c .

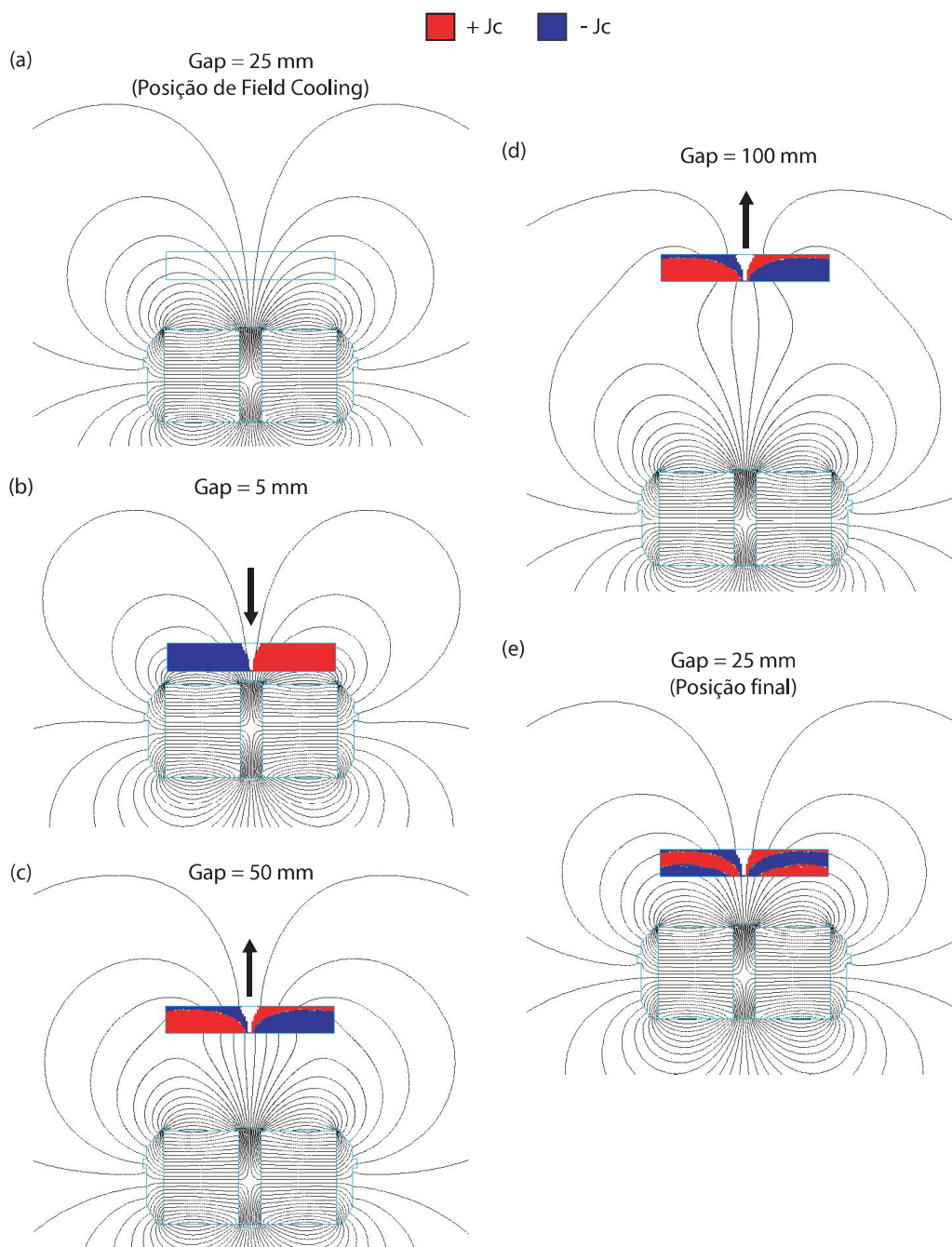


Figura 5.27: Perfil da densidade de corrente que flui no supercondutor (Am^3) devido a presença do campo externo (trilho CF-IFW) juntamente com a densidade de fluxo magnético em algumas posições em relação ao trilho. O valor de J_c utilizado foi de $1,2 \times 10^7 \text{ A/m}^2$ com o supercondutor representado por um domínio.

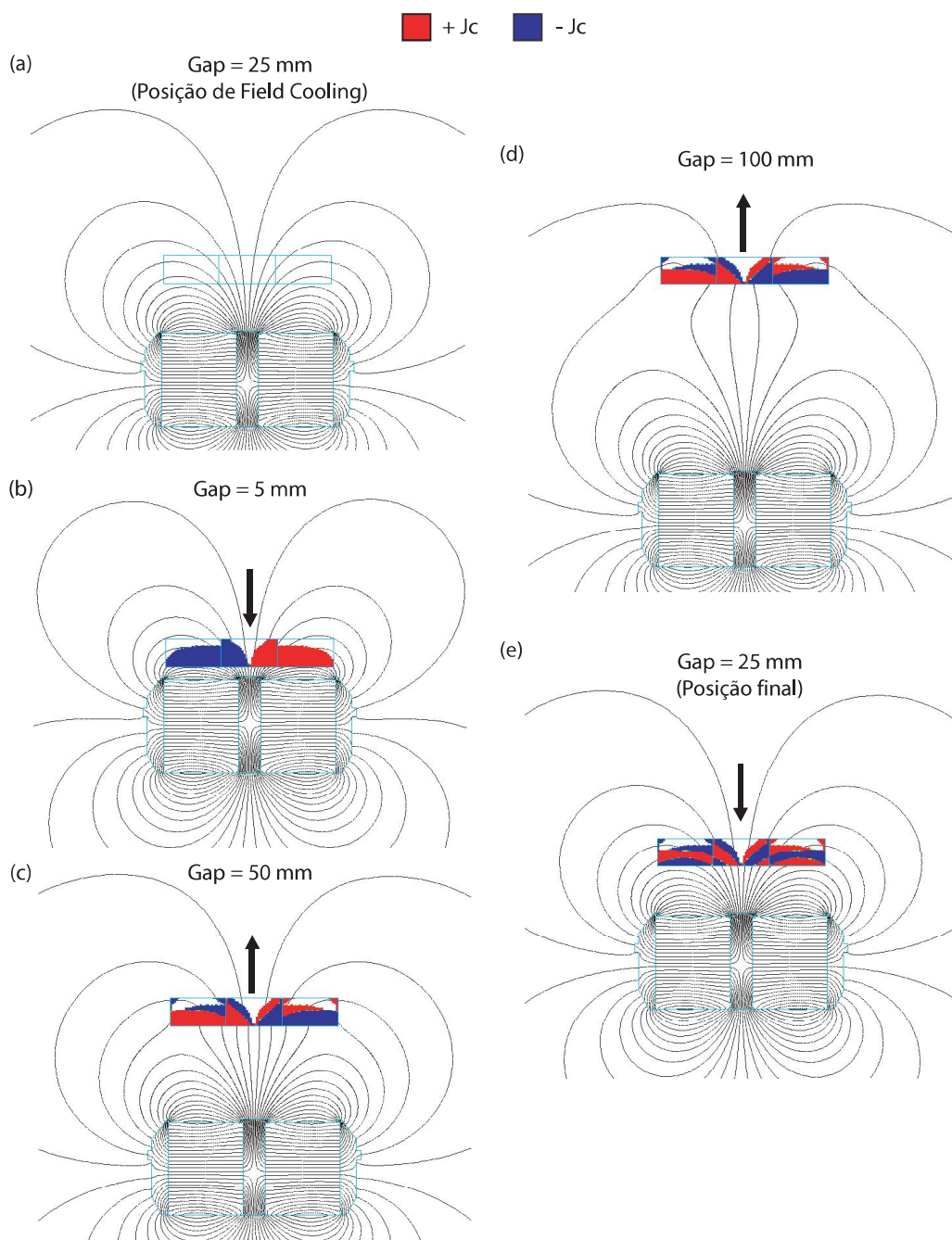


Figura 5.28: Perfil da densidade de corrente que flui no supercondutor (A/m^3) devido a presença do campo externo (trilho CF-IFW) juntamente com a densidade de fluxo magnético em algumas posições em relação ao trilho. O valor de J_c utilizado foi de $1,7 \times 10^7 A/m^2$ com o supercondutor representado por três domínios.

5.1.4 Resultados de simulação e medidas de força lateral em FC

Como dito na seção anterior, quanto menor é a distância inicial para o resfriamento do supercondutor em relação ao trilho magnético, menor é a força de levitação e maior é a força lateral. Nesta seção serão apresentados resultados de simulações e medidas para a força lateral que ocorre entre o supercondutor e o trilho, quando o primeiro é deslocado lateralmente. Para esses testes, seguiu-se os mesmos passos dos testes realizados em FC até a posição mínima de $5mm$. Porém, ao invés de iniciar um movimento de afastamento do supercondutor, inicia-se um movimento oscilatório lateral com amplitude de $10mm$. As simulações para cálculo da força lateral considera como ponto de partida a posição em que o supercondutor está a $5mm$ do trilho e consiste na execução de um período da oscilação lateral. O movimento de aproximação, em que o supercondutor parte de uma posição inicial até $5mm$ do trilho, é utilizado somente para obtenção do perfil da densidade de corrente em que o deslocamento lateral será iniciado. Dessa forma, consegue-se prever a força lateral atuante no supercondutor nos dois extremos deste deslocamento. As figuras 5.29, 5.30, 5.31, 5.32, 5.33 apresentam os resultados de medidas e simulações realizadas para este ensaio, com o supercondutor resfriado à $30mm$, $25mm$, $20mm$, $15mm$ e $10mm$, respectivamente. Vale ressaltar que, a densidade de corrente utilizada para Am3 e Am4 considerando-se o supercondutor com apenas um domínio foi de $1,2 \times 10^7 A/m^2$, que é o mesmo valor utilizado anteriormente.

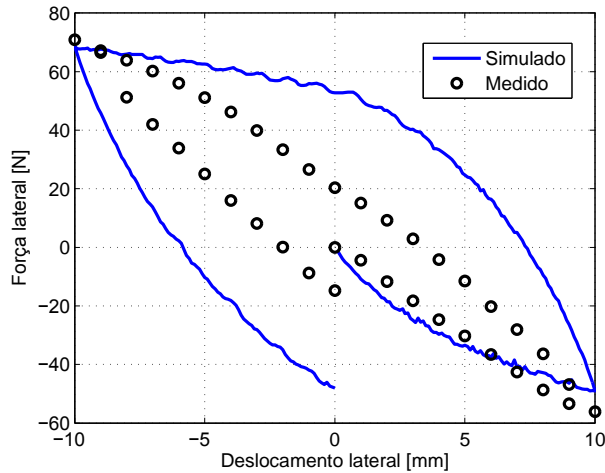


Figura 5.29: Comparação entre simulação e medidas experimentais de força lateral, com o supercondutor resfriado a 30mm do trilho. Os círculos são os resultados medidos e a linha sólida os resultados simulados para o trilho CF-IFW e amostra Am3.

Pode-se observar que o modelo proposto é capaz de prever qualitativamente o comportamento da força lateral e com razoável precisão o valor da força lateral máxima, que ocorre quando o supercondutor encontra-se na posição de deslocamento máximo (10mm). Outro aspecto a ser observado pelas medidas é o aumento da força lateral máxima conforme diminui-se a posição de resfriamento do supercondutor. Contudo, como dito anteriormente, a diminuição na posição de resfriamento reduz a força máxima de levitação tornando-se necessário a determinação de uma posição ótima de resfriamento em que tanto a força de levitação quanto a força lateral atendam as especificações do projeto.

Apesar das simulações estarem em acordo qualitativo com as medidas, o laço de histerese da curva de força lateral obtido pela simulação é mais largo que o da curva experimental. Como para os resultados de força de levitação em FC e ZFC, a influência da relaxação das linhas de fluxo magnético aprisionado no supercondutor (*flux creep*) é fundamental para explicar um laço de histerese mais estreito no comportamento da força lateral medida. Outro fator que contribui para esta divergência é o fato das simulações, devido à simetria apresentada ao longo do eixo x , serem realizadas para uma seção 2D no plano yz . Esta aproximação faz com que os efeitos de borda presentes neste problema sejam desprezados. Além dessas aproximações, o

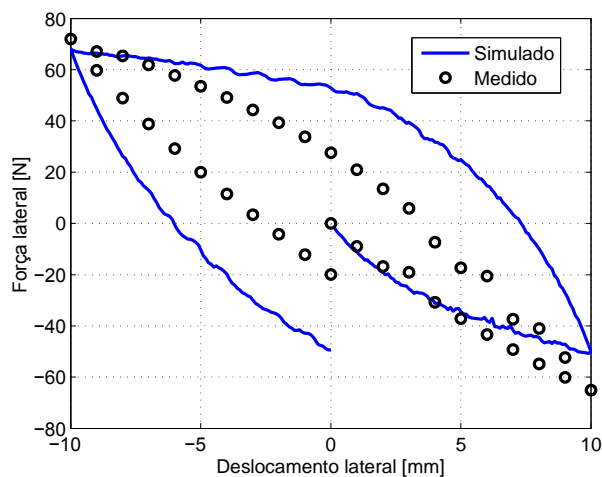


Figura 5.30: Comparação entre simulação e medidas experimentais de força lateral, com o supercondutor resfriado a 25mm do trilho. Os círculos são os resultados medidos e a linha sólida os resultados simulados para o trilho CF-IFW e amostra Am3.

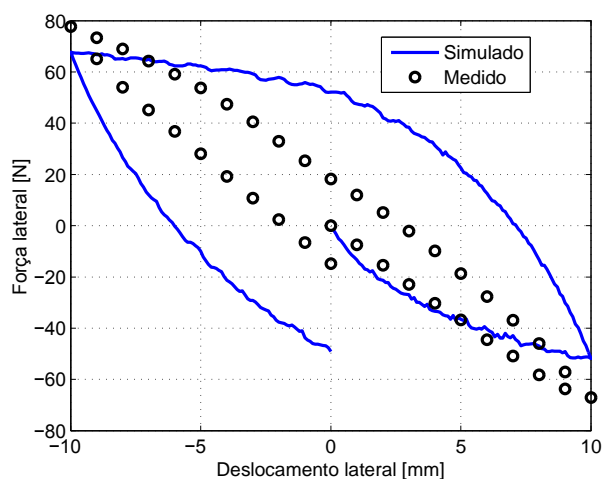


Figura 5.31: Comparação entre simulação e medidas experimentais de força lateral, com o supercondutor resfriado a 20mm do trilho. Os círculos são os resultados medidos e a linha sólida os resultados simulados para o trilho CF-IFW e amostra Am3.

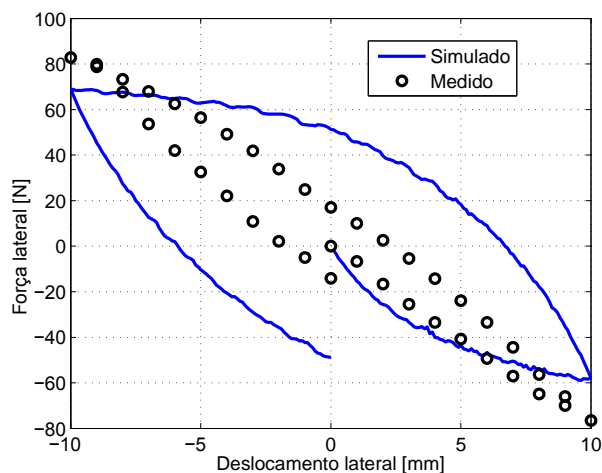


Figura 5.32: Comparação entre simulação e medidas experimentais de força lateral, com o supercondutor resfriado a 15mm do trilho. Os círculos são os resultados medidos e a linha sólida os resultados simulados para o trilho CF-IFW com amostra Am3.

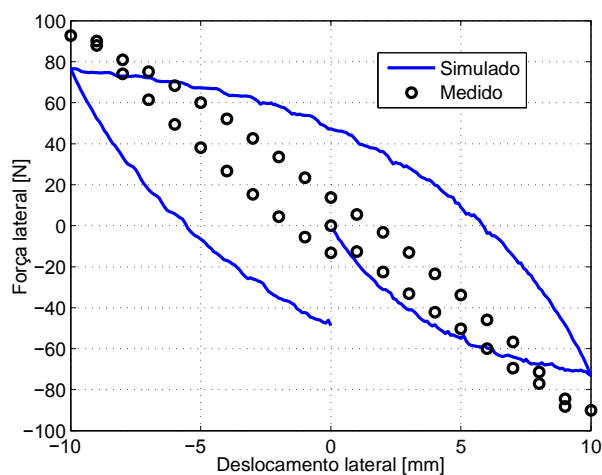


Figura 5.33: Comparação entre simulação e medidas experimentais de força lateral, com o supercondutor resfriado a 10mm do trilho. Os círculos são os resultados medidos e a linha sólida os resultados simulados para o trilho CF-IFW e amostra Am3.

fato de representar o supercondutor com um único domínio para circulação de corrente, como nos casos anteriores, também interfere nos resultados. Como tentativa de aproximar o comportamento da força lateral, simulou-se também o supercondutor representado por três domínios distintos. As figuras 5.34 e 5.35 mostram os resultados obtidos por simulação com o supercondutor representado por um (linha sólida) e três (linha pontilhada) domínios, comparados com as medidas de força lateral para os casos em que o supercondutor é resfriado a 25mm e a 10mm do trilho respectivamente. O valor de J_c utilizado foi de $1,2 \times 10^7 \text{ A/m}^2$ e $1,7 \times 10^7 \text{ A/m}^2$ para um e três domínios, respectivamente. Como esperado, o laço de histerese se torna mais estreito, fazendo com que o comportamento da curva obtida por simulação se aproxime das medidas experimentais, além de prever com melhor precisão o valor da força lateral máxima.

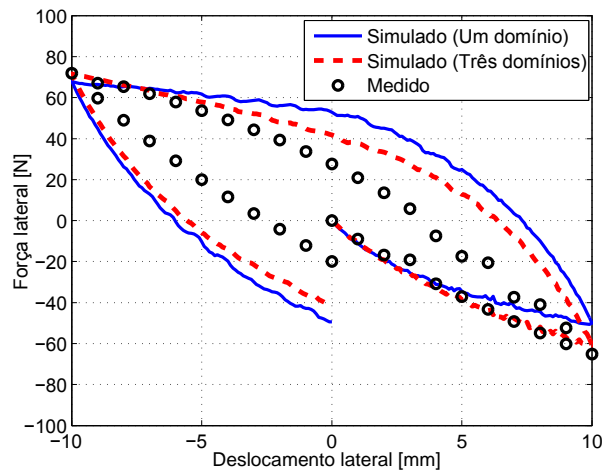


Figura 5.34: Comparação entre simulação e medidas experimentais de força lateral, para o supercondutor representado por um (linha sólida) e três (linha pontilhada) domínios distintos e resfriado a 25mm do trilho. Os círculos são os resultados medidos para o trilho CF-IFW e amostra Am3.

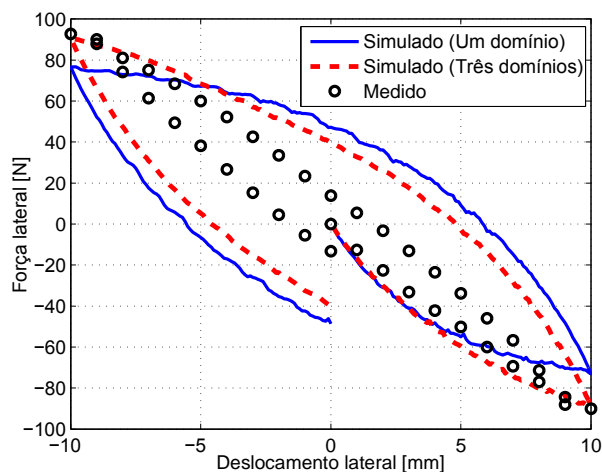


Figura 5.35: Comparação entre simulação e medidas experimentais de força lateral, para o supercondutor representado por um (linha sólida) e três (linha pontilhada) domínios distintos e resfriado a 10mm do trilho. Os círculos são os resultados medidos para o trilho CF-IFW e amostra Am3.

As figuras 5.36 e 5.37 mostram o perfil da densidade de corrente que circula no supercondutor (Am3), representado por um e três domínios distintos, respectivamente. São apresentados os resultados obtidos para diferentes posições do supercondutor em relação ao trilho CF-IFW, durante um ciclo de deslocamento lateral, cuja descrição é apresentada no início desta seção. A altura de resfriamento utilizada foi de 25mm .

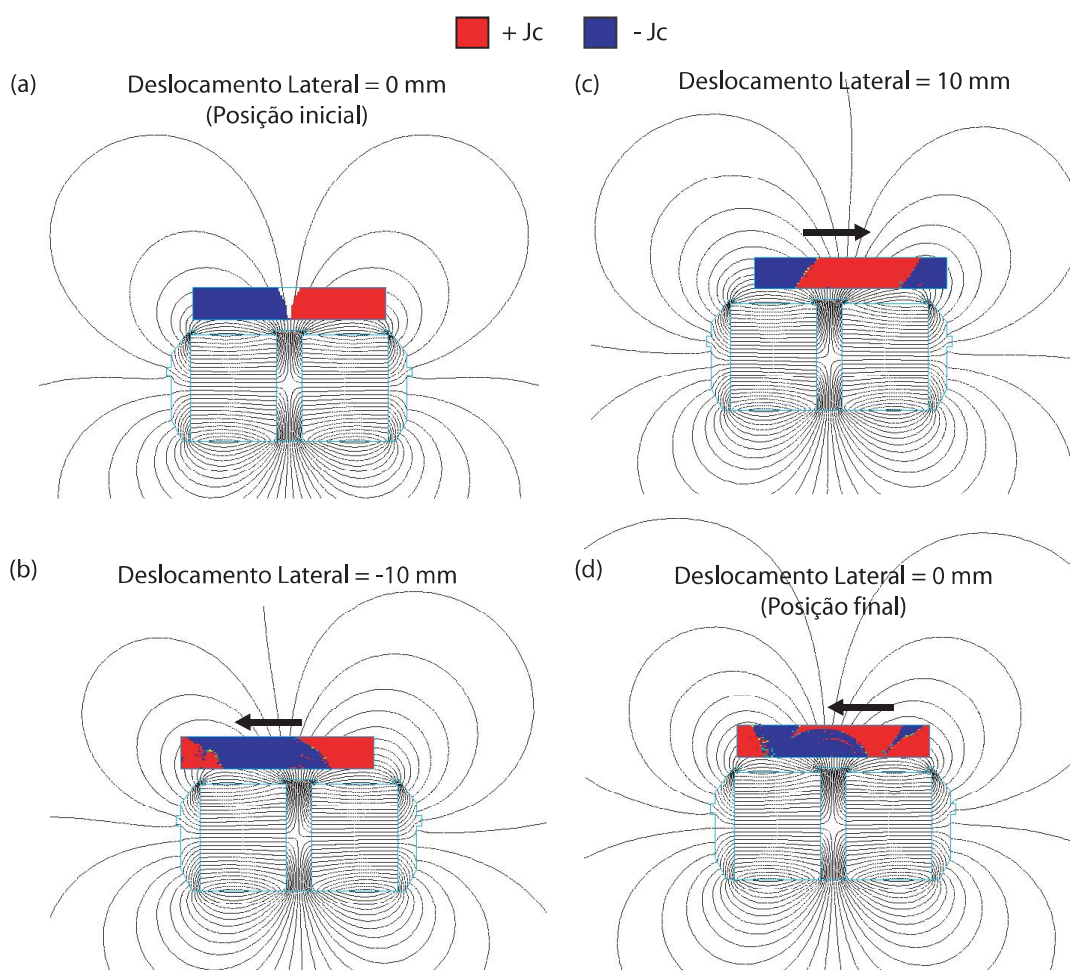


Figura 5.36: Perfil da densidade de corrente que flui no supercondutor (Am3), representado por um domínio, devido à presença do campo externo (trilho CF-IFW) juntamente com a densidade de fluxo magnético em quatro posições em relação ao trilho após um ciclo de deslocamento lateral. O valor de J_c utilizado foi de $1,2 \times 10^7 A/m^2$.

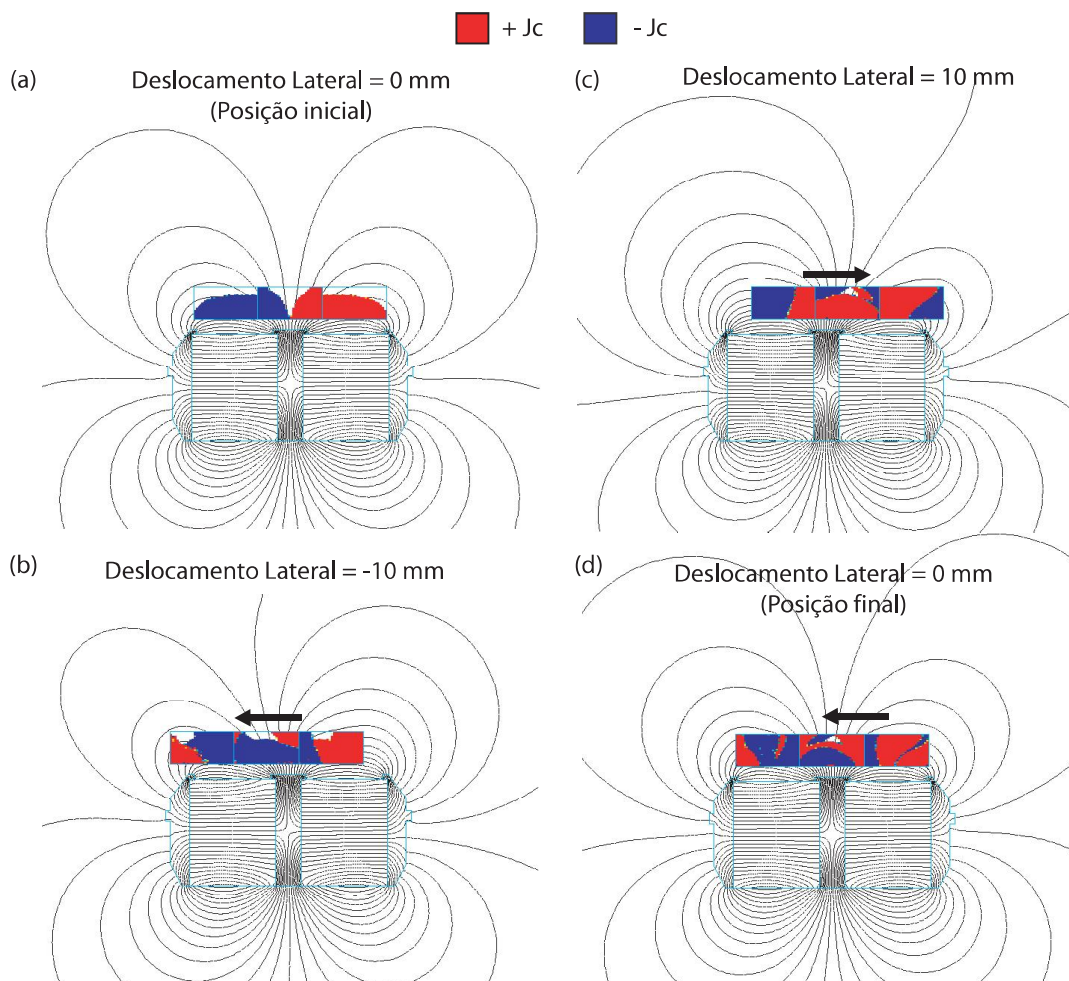


Figura 5.37: Perfil da densidade de corrente que flui no supercondutor (Am3), representado por três domínios distintos, devido à presença do campo externo (trilho CF-IFW) juntamente com a densidade de fluxo magnético em quatro posições em relação ao trilho após um ciclo de deslocamento lateral. O valor de J_c utilizado foi de $1,7 \times 10^7 A/m^2$.

5.2 Resultados obtidos a partir do modelo de Anderson-Kim

Como visto na seção anterior, o efeito da relaxação das linhas de fluxo (*flux creep*) aprisionado no supercondutor na força de levitação supercondutora é uma das principais razões para a pequena discordância apresentada pelas simulações quando comparadas com as medidas. Nesta seção serão apresentados resultados de simulação e medidas da interação entre um ímã e um supercondutor cilíndricos, através de um método baseado no modelo de Anderson-Kim, apresentado na seção 3.2. Apesar desta técnica ser capaz de prever o efeito de *flux creep* na força de levitação, através de uma simulação dinâmica, esta se torna não trivial para implementação em problemas que apresentam simetrias mais complexas, como o caso dos mancais magnéticos lineares utilizados.

Para comparação das simulações, foram realizadas medidas de força de levitação através do sistema de medidas da figura 4.1. Para a fonte magnética, utilizou-se um ímã permanente de $Nd - Fe - B$ de material 35M com $22mm$ de diâmetro e $10mm$ de altura. A densidade de fluxo magnético remanente (B_{res}) no centro da face do ímã é de $445mT$ e a força coercitiva de $890kA/m$. Para o material supercondutor, dois diferentes blocos cilíndricos de $YBCO$ foram utilizados [51]. O primeiro, com $28mm$ de diâmetro e $10mm$ de altura, será denominado como amostra A e o segundo, com $31mm$ de diâmetro e $17mm$ de altura, será denominado como amostra B. Os ensaios foram realizados seguindo o procedimento descrito a seguir. Primeiramente, o ímã permanente é posto acima do supercondutor a uma distância inicial (gap inicial) de $50mm$, onde a influência do campo magnético é desprezível. O disco supercondutor é então resfriado com nitrogênio líquido e como a distância do ímã é grande suficiente para desprezar qualquer efeito do campo magnético, podemos considerar este processo como *Zero Field Cooling* (ZFC). Com o material supercondutor abaixo da temperatura crítica inicia-se o movimento de aproximação do ímã em relação ao disco supercondutor até uma distância mínima (gap final). A aproximação é feita a uma velocidade constante de $1,25mm/s$ e os valores de gap final utilizados nas medidas foram de $5mm$ e $3mm$. Depois disso, o procedimento é separado em duas partes. Para reproduzir o comportamento histerético da curva de força, o ímã, ao atingir a posição final, é levantado de volta até sua posição inicial de

50mm. Para observar a variação da força com o tempo quando o gap final é fixado, devido ao *flux creep*, mantém-se o ímã parado ao atingir a posição final.

A figura 5.38 mostra a comparação entre os resultados para a força de levitação medidos e os obtidos à partir da simulação. Nas simulações os valores utilizados para os parâmetros do supercondutor YBCO foram $n = 21$, $E_c = 1\mu V/cm$ e $J_c = 7 \times 10^7 A/m^2$ para a amostra A e $n = 21$, $E_c = 1\mu V/cm$ e $J_c = 2,3 \times 10^7 A/m^2$ para a amostra B. O valor do gap final utilizado, tanto na simulação quanto nas medidas, foi de 5mm.

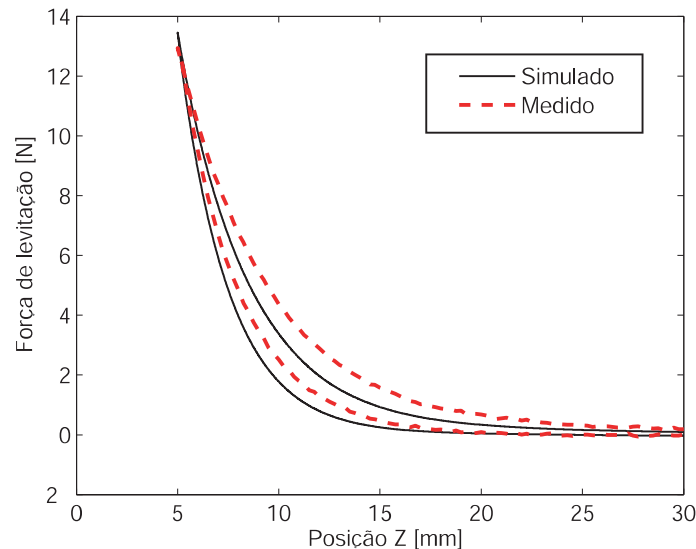


Figura 5.38: Comparação da força de levitação magnética supercondutora entre os resultados experimentais (linha cheia) e o resultado simulado (linha tracejada). A amostra utilizada para o ensaio foi a amostra B e a velocidade de aproximação de 1,25mm/s

Pode-se perceber que o modelo prediz corretamente o valor máximo da força de levitação, em acordo com os resultados experimentais, mas apresenta uma diferença superior a 30% durante o processo de aproximação e afastamento. Uma possível explicação para este resultado é o fato de J_c ter sido considerado constante (modelo de Bean). Uma primeira tentativa de corrigir o problema seria incluir uma dependência de J_c com a densidade de fluxo magnético (modelo de Kim [26]). Além disso, a inhomogeneidade de J_c no bloco supercondutor não é considerada.

Por outro lado, a grande vantagem deste modelo é a capacidade de levar em

conta o efeito de *flux creep*. As figuras 5.39 e 5.40 mostram uma comparação entre os resultados medidos e simulados para a força de levitação, para a amostra A, quando o ímã é fixado na posição final para valores de gap final iguais a 5mm e 3mm respectivamente. A figura 5.41 mostra os mesmos resultados, porém para a amostra B e com gap final de 5mm . Para a amostra A a força máxima decai cerca de 3% quando o gap final é de 5mm e 5% quando o gap final é de 3mm . Comparando-se com os resultados obtidos para a amostra B (figura 5.41), pode-se perceber que, para um mesmo valor do gap final (5mm), a força decai cerca de 5%. Isso pode ser explicado pelo valor mais baixo de J_c da amostra B em relação à amostra A.

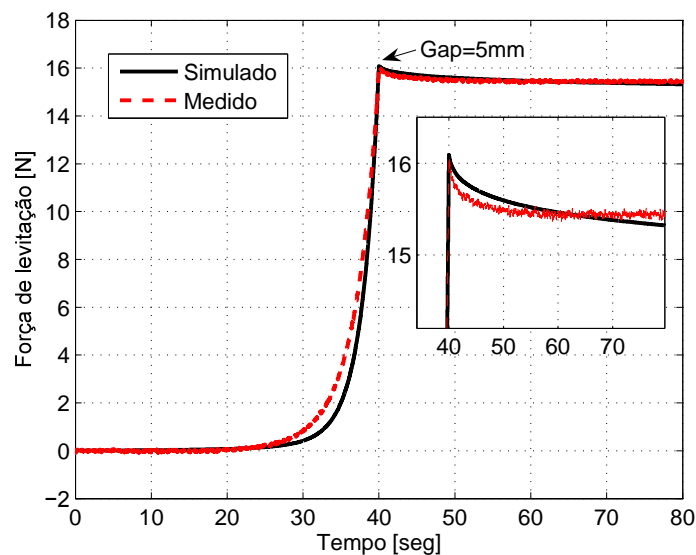


Figura 5.39: Comparação do *flux creep* entre os resultados experimentais (linha cheia) e os resultados simulados (linha tracejada), para a amostra A e um gap final de 5mm . A velocidade de aproximação foi de $1,25\text{mm/s}$.

Uma vez validado o modelo, é possível utilizá-lo para observar o efeito de diferentes valores da velocidade de aproximação. A Figura 5.42 mostra os resultados simulados considerando três diferentes valores de velocidade. Devido à lei constitutiva $E - J$, dada pela equação 2.39, conforme a velocidade aumenta, o campo elétrico induzido também aumenta, e os vórtices no supercondutor terão menos tempo para relaxar. Dessa forma, a força máxima de levitação irá aumentar conforme a velocidade aumenta e o laço de histerese da curva de força irá afinar. Pode-se observar na figura 5.43 que o modelo apresenta uma dependência logarítmica entre a força máxima de levitação e a velocidade de aproximação entre o ímã e o supercondutor.

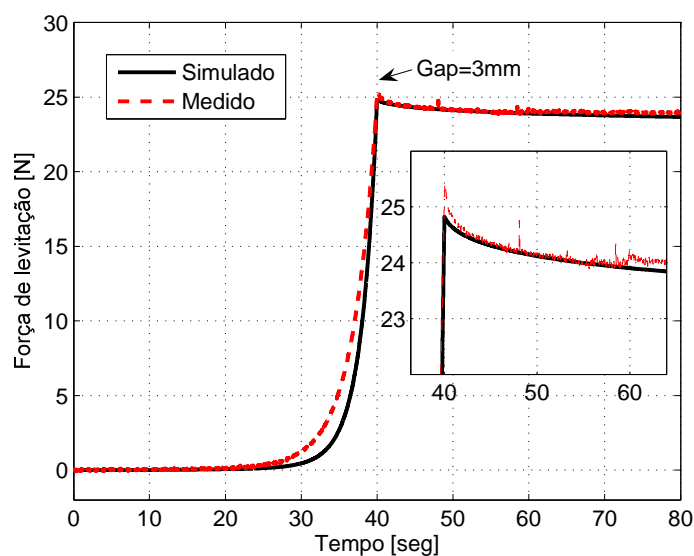


Figura 5.40: Comparação do *flux creep* entre os resultados experimentais (linha cheia) e os resultados simulados (linha tracejada), para a amostra A e um gap final de 3mm . A velocidade de aproximação foi de $1,25\text{mm/s}$.

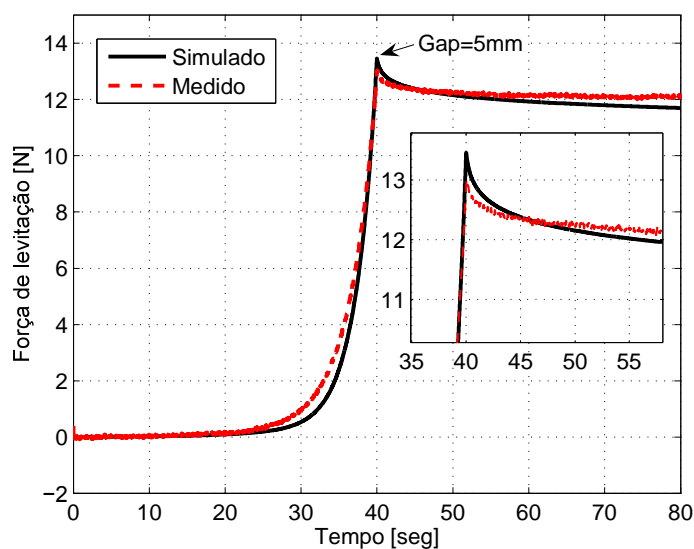


Figura 5.41: Comparação do *flux creep* entre os resultados experimentais (linha cheia) e os resultados simulados (linha tracejada), para a amostra B e um gap final de 5mm . A velocidade de aproximação foi de $1,25\text{mm/s}$.

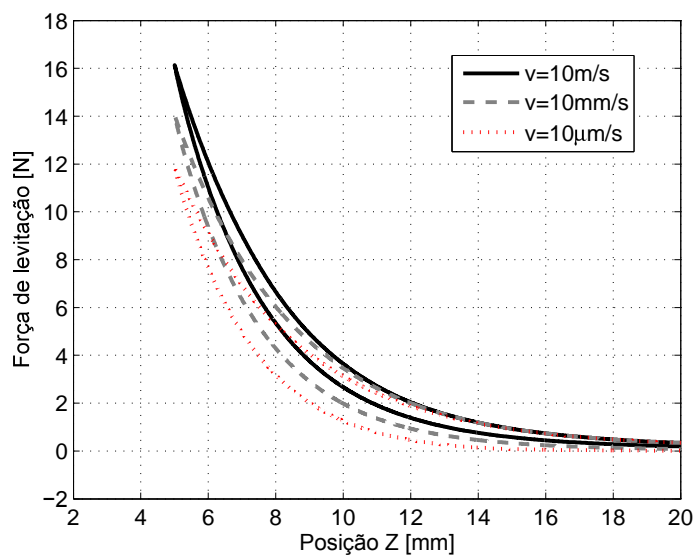


Figura 5.42: Simulações de força de levitação magnética para diferentes valores de velocidade de aproximação. O gap final para todas as curvas é de 5mm .

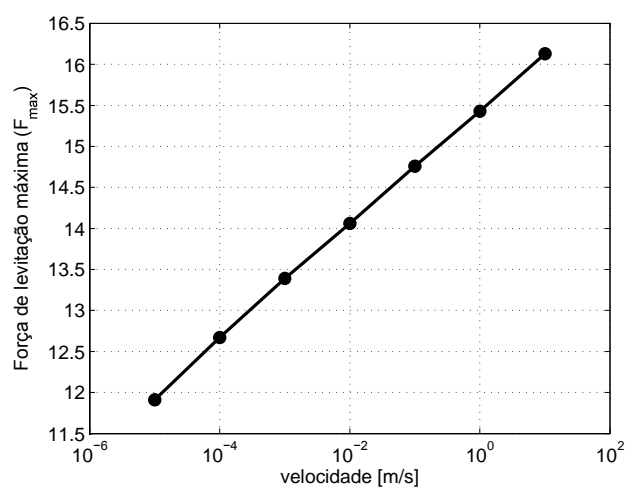


Figura 5.43: Força de levitação máxima para diferentes valores da velocidade de aproximação.

Capítulo 6

Conclusões e trabalhos futuros

Este trabalho apresentou o estudo da força magnética de um mancal linear supercondutor, composto por um supercondutor e um trilho magnético de ímãs permanentes cujas características foram apresentadas no capítulo 1. Estes mancais são basicamente utilizados para o desenvolvimento de veículos de levitação magnética. O interesse em aplicações das propriedades magnéticas dos materiais supercondutores justifica a necessidade do desenvolvimento de uma ferramenta de simulação para dar suporte à construção de um protótipo de trem de levitação supercondutora em escala real. Os modelos utilizados para a simulação dos supercondutores foram: permeabilidade magnética nula, representando o supercondutor como um diamagneto perfeito (efeito Meissner) e o modelo do estado crítico de Bean. Para verificação experimental das simulações, foi utilizado um sistema de medidas de força de levitação e desenvolvido um outro sistema de medidas de força capaz de medir forças de levitação e força lateral. Também foi utilizado um sistema de mapeamento de campo para medição do perfil de campo aprisionado no supercondutor e o campo gerado pelo trilho magnético. Estes dispositivos estão descritos no capítulo 4 desta tese.

Para modelagem do trilho magnético utilizou-se o método dos elementos finitos (MEF) através do software comercial ANSYS. Os resultados simulados mostraram-se em acordo com as medidas do perfil de campo gerado pelos trilhos utilizados. A primeira modelagem utilizada para os supercondutores foi a permeabilidade nula, que considera o supercondutor como diamagneto perfeito. Como este modelo tem

um domínio de validade restrito ao efeito Meissner, estes apresentaram resultados superestimados para a força de levitação, além de não prever o efeito de histerese devido ao aprisionamento de campo. Porém, este tipo de modelagem, por ser de rápida execução, pode ser utilizada para a determinação do máximo da força de levitação supercondutora para uma determinada configuração de mancal linear sendo fundamental como primeiro passo no processo de otimização da força de levitação supercondutora.

Para uma modelagem mais precisa dos materiais supercondutores fez-se uso do modelo do estado crítico de Bean, que inclui uma abordagem não linear para o tratamento do problema. Esta técnica consiste na determinação do perfil da densidade de corrente no supercondutor que surge devido a variações do campo externo gerado pelo trilho devido ao deslocamento do supercondutor. Uma vez determinado o perfil da densidade de corrente, tanto a força de levitação (F_z) quanto a força lateral (F_y) do supercondutor podem ser determinadas bastando-se multiplicar com a respectiva componente do campo total de acordo com a equação de Lorentz. Esta modelagem foi bastante precisa para determinação da força de levitação supercondutora bem como para a previsão da histerese da curva usando somente um parâmetro livre, que é o valor da densidade de corrente crítica de Bean (J_c). A presente técnica também mostrou-se satisfatória para a determinação da força de levitação para o processo de resfriamento na presença de campo (*field cooling* - FC). Para implementação do FC nas simulações foi feita a comprovação experimental da proposição utilizada para o perfil da densidade de corrente após o resfriamento do supercondutor. Devido ao excelente *pinning* das amostras utilizadas quase nenhum fluxo é expulso do material, fazendo com que a corrente de Bean que circula inicialmente no material seja nula. Os resultados simulados para força lateral devido à oscilações em torno do ponto de equilíbrio do supercondutor também mostraram-se satisfatórios. Algumas inconsistências observadas entre simulações e medidas para os casos descritos acima foram corrigidas incluindo três domínios distintos para a região supercondutora. Esta implementação conseguiu melhorar a acurácia do modelo em relação ao laço de histerese da curva de força. Dessa forma, devido ao maior tempo computacional exigido pelo modelo, este deve ser utilizado como ferramenta para uma segunda etapa no processo de otimização do mancal linear, comprovando os resultados obtidos pelo modelo de permeabilidade nula e verificando outros parâmetros de igual

importância, como a rigidez lateral do supercondutor em FC.

Outra contribuição deste trabalho é com relação ao tipo de configuração que deve ser utilizada para a construção de um trilho de ímãs permanentes. Tendo em vista um maior valor da força de levitação para o trilho do tipo CF em relação ao tipo UD e como o primeiro produz um campo mais homogêneo ao longo do eixo de simetria devido à presença do ferro, este deve ser utilizado como base para a determinação de uma configuração ótima de trilho magnético a ser utilizado para o desenvolvimento de um protótipo de trem de levitação magnética supercondutora (MagLev). Este trabalho está sendo realizado em conjunto com outros pesquisadores do LASUP.

Os resultados apresentados nesta tese deram sequência aos inúmeros esforços que vêm sendo realizados para o desenvolvimento de uma ferramenta computacional visando a aplicação prática dos materiais supercondutores. Muito trabalho ainda pode ser feito para o aprimoramento do modelo apresentado aqui para a simulação de mancais lineares supercondutores. Sugere-se como trabalhos futuros a implementação do efeito de *flux creep* na força magnética supercondutora com o intuito de prever o decaimento temporal da mesma, bem como a simulação em três dimensões espaciais dos mancais lineares supercondutores para o cálculo de força devido ao deslocamento do supercondutor em outros graus de liberdade.

Referências Bibliográficas

- [1] F. C. Moon, *Superconducting levitation: Applications to bearings and magnetic transportation*, Nova York: A Wiley-Interscience, 1^a ed. (1994)
- [2] 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)
- [3] P. F. Dahl, *Superconductivity: Its historical roots and development from mercury to the ceramic oxides*, Nova York, EUA: American Institute of physics, 1^a ed. (1992)
- [4] D. Larbalestier et al, "High- T_c superconducting materials for electric power applications", *Nature*, vol. 414, pp. 368-377, (2001).
- [5] E. G. David, R. M. Stephan, R. K. David, *Eficiência Energética no Transporte Urbano: A proposta MagLev-Cobra*. *Ciência & Ambiente*, v. 37, p. 161-169, 2008.
- [6] Giancarlo Cordeiro da Costa, "Estudo da levitação magnética e determinação da corrente crítica de blocos supercondutores de alta T_c pelo método dos elementos finitos", Tese de Doutorado, COPPE, Universidade Federal do Rio de Janeiro, Rio de Janeiro (2005).
- [7] R. B. Kasal, "Simulação de supercondutores pelo modelo de estado crítico", Dissertação de mestrado, COPPE, Universidade Federal do Rio de Janeiro, Rio de Janeiro (2006).
- [8] G. G. Sotelo, "Modelagem de Supercondutores aplicada ao projeto de mancais magnéticos", Tese de Doutorado, COPPE, Universidade Federal do Rio de Janeiro, Rio de Janeiro (2007).

- [9] B. V. Jayawant, *Levitation and Suspension Techniques*, 1^a ed., Great Britain, Edward Arnold (Publishers) Ltd (1981).
- [10] "http://www.transrapid.de", em: 08/10/2009
- [11] "http://www.rtri.or.jp", em: 08/10/2009
- [12] R. M. Stephan, A. C. Ferreira, M. A. Cruz Moreira, R. de Andrade Jr. and R. Nicolisky, "The Brazilian SQL MAGLEV Train Prototype", *Proceedings of ISMST8 - 8th International Symposium on Magnetic Suspension Technology*, Dresden, Alemanha, pp. 39-44, 26-28 (2005).
- [13] H. Kamerlingh Onnes, "The Superconductivity of Mercury", *Comm. Phys. Lab. Univ. Leiden*, 120 b, 122 b, 124 e (1911).
- [14] W. Meissner and R. Ochsenfeld, "Ein neuer Effekt bei Eintritt der Supraleitfähigkeit", *Naturwissenschaften* 21, pp. 787-788 (1933).
- [15] F. and H. London, "The Electromagnetic Equations of the Supraconductor", *Proc. Roy. Soc. (London) A* 149, 71 (1935).
- [16] V. L. Ginzburg and L. D. Landau, "On the theory of superconductivity", *Zh. Eksperim. i Teor. Fiz.* 20, 1064 (1950).
- [17] L. N. Cooper, "Bound Electron Pairs in a Degenerate Fermi Gas", *Phys. Rev.* 104, 1189 (1956).
- [18] J. Bardeen, L. N. Cooper and J. R. Schrieffer, "Microscopic Theory of Superconductivity", *Phys. Rev.* 106, 162 (1957).
- [19] T. Timusk and B. Statt, "The pseudogap in high-temperature superconductors: an experimental survey", *Rep. Prog. Phys.* 62, 61 (1999).
- [20] C. P. Bean, "Magnetization of hard superconductors", *Physical Review Letters*, vol. 8, pp. 250-253, (1962).
- [21] J. G. Bednorz, and K. A. Müller, "Possible highT_c superconductivity in the Ba-La-Cu-O system", *Z. Phys. B* 64, 189 (1986).
- [22] A. M. Luiz, *Aplicações de Supercondutividade*, São Paulo, Brasil: Edgard Blücher, 1^a ed. (1992).

- [23] A. A. Abrikosov, "On the magnetic properties of superconductors of the second group", *Soviet Physics (JETO)*, vol. 5, pp. 1174 (1957).
- [24] A. C. Rose-Innes, E. H. Rhoderick, *Introduction to Superconductivity*, 2^a ed., Oxford, Pergamon Press (1978).
- [25] F. London, *Superfluids*, vol. I e II. Nova York, EUA: Dover (1964).
- [26] Y. B. Kim, C. F. Hempstead, A. R. Strnad, "Critical persistent currents in hard superconductors", *Physical Review Letters*, v. 9, n. 7, pp. 306-309 (1962).
- [27] T. Matsushita and B. Ni, "Critical current characteristics in high t_c superconductors", *IEEE Transactions on Magnetics*, 25 (1989).
- [28] X.-J. Zheng, X.-F. Gou and Y.-H. Zhou, "Influence of Flux Creep on Dynamic Behavior of Magnetic Levitation Systems with a High- T_c Superconductor", *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 15, no. 3, pp. 3856-3863 (2005).
- [29] P. W. Anderson, Y. B. Kim, "Hard superconductivity: Theory of the motion of Abrikosov Flux lines", *Reviews of Modern Physics*, pp. 31-43 (1964)
- [30] E. H. Brandt, "Universality of Flux Creep in Superconductors with Arbitrary and Current-Voltage Law", *Physical Review Letters*, v.76, pp.4030-4033 (1996).
- [31] N. Amemiya, S. Murasawa, N. Banno, *et. al.*, "Numerical modelings of superconducting wires for AC loss calculations", *Physica C*, pp. 16-29 (1998).
- [32] J. Li, M. Rong, Y. Wu, *et. al.*, "Eletromagnetic-Thermal Characteristics of MCP BSCCO-2212 Tube During Quenching Process in Self-Field", *IEEE Transaction on Magnetics*, 42, pp. 931-934 (2006).
- [33] D. Ruiz-Alonso, T. Coombs e A. M. Campbell, "Computer modelling of high-temperature Superconductors using an A-V formulation", *Superconductor Science and Technology*, 17 (2004).
- [34] 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).

- [35] 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, (2005).
- [36] M. N. O. Sadiku, *Numerical techniques in Eletromagnetics*, EUA: CRC Press, 2^a ed. (2001).
- [37] G. Barnes, M. McCulloch, and D. Des-Hughes, "Computer modelling of type II superconductors in applications, Superconducting and Science Technology", vol. 12, pp. 518-522 (1999).
- [38] E. H. Brandt, "Superconductors of finite thickness in a perpendicular magnetic field: Strips and slabs", *Physical Review B* 54, pp. 4246-4264 (1996).
- [39] E. H. Brandt, "Superconductor disks and cylinders in an axial magnetic field. I. Flux penetration and magnetization curves", *Physical Review B* 58, n. 10, pp. 6506-6522, (1998).
- [40] R. B. Kasal, R. de Andrade Jr., G. G. Sotelo and A. C. Ferreira, "Simulation of Dynamic Levitation Force Taking Flux Creep into Account", *IEEE Trans. Appl. Superconduct.* 17, pp. 2158-2161 (2007).
- [41] P. V. A. Ferreira, C. L. C. Marcelino, G. C. Bordin , A. S. P. C. Real , G. G. Sotelo, R. de Andrade Jr., J. L. da S. Neto, "Implementação de um Sistema de Caracterização de Mancais Magnéticos Supercondutores", *Congresso Brasileiro de Automática, Salvador. XVI CBA*, v. 1. pp. 2531-2535 (2006).
- [42] P. A. Ferreira, *Automação de um sistema de medidas de força de levitação magnética*, projeto de fim de curso em Engenharia Elétrica, UFRJ, Rio de Janeiro (2008).
- [43] 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 (2006).
- [44] H. Song, O. de Haas, C. Beyer, G. Krabbes, P. Verges, and L. Schultz, "Influence of the lateral movement on the levitation and guidance force in the high-temperature superconductor maglev system", *Appl. Phys. Lett.* 86, 192506 (2005).

- [45] Y. Yang, "Effects of Parameters of High-Temperature Superconductor Levitation System on the Vertical Force in Zero-Field Cooling when a Permanent Magnet Is Laterally Traversing", *Journal of Superconductivity and Novel Magnetism* 22, pp. 381-385 (2009).
- [46] A. Sanchez, N. Del Valle, E. Pardo, D.-X. Chen and C. Navau, "Magnetic levitation of superconducting bars", *Journal of Applied Physics* 99, 113904 (2006).
- [47] N. Del-Valle, A. Sanchez, C. Navau and D.-X. Chen, "Lateral-displacement influence on the levitation force in a superconducting system with translational symmetry", *Applied Physics Letters* 92, 042505 (2008).
- [48] D. H. N. Dias, E. S. Motta, G. G. Sotelo, R. de Andrade Jr., R. M. Stephan, L. Kuehn, O. de Haas, L. Schultz, "Simulations and Tests of Superconducting Linear Bearings for a MAGLEV Prototype", *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, v. 19, p. 2120-2123 (2009)
- [49] L. Schultz, O. de Haas, P. Verges, C. Beyer, S. Rohling, H. Olsen, L. Kuhn, D. Berger, U. Noteboom, U. Funk, "Superconductively levitated transport system - The SupraTrans project", *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 15, n. 2, pp. 2301-2305 (2005)
- [50] N. Del Valle, A. Sanchez, E. Pardo, C. Navau, D.-X. Chen, "Enhanced stability by field cooling in superconducting levitation with translational symmetry", *Applied Physics Letters* 91, Issue 11, id. 112507 (2007).
- [51] D. H. N. Dias, G. G. Sotelo, R. B. Kasal, R. de Andrade Jr., A. C. Ferreira, "The Flux Creep Effect in Superconducting Magnetic Bearings Levitation Force", *Journal of Physics: Conference Series*, vol. 97 (2008)

Apêndice A

Arquivo para Geração das matrizes M, BXsc e BYsc à serem usadas no programa de força lateral e de levitação

```
/COM,ANSYS RELEASE 7.1 UP20030501 09:14:06 04/29/2004
```

```
/TITLE, Gera M Bx e By
```

```
!parâmetros Xcentro=12/1000 Xdente=2/1000 Yaba=2/1000 Xima=40/1000  
Yima=50/1000 Xabalattopo=2.7/1000 Xlattopo=11/1000  
Ylattopo=11/1000 Ylatcima=6/1000 Xlatdente=2.3/1000  
Ylatdente=5/1000 Ylatbaixo=20/1000 Xlatbase=3.7/1000  
Ylatbase=10/1000 Xlatbasequina=9.3/1000 xsuper=90/1000  
ysuper=15/1000 ygap=0.5/1000 xrefino=20/1000 yrefino=20/1000  
xcaixa=400/1000 ycaixa=400/1000 jc=1 Gapfinal=1.5/1000
```

```
/PREP7
```

```
ANTYPE,STATIC
```

```
! ANALISE Magnetostática
```

```

ET,1,PLANE13 EMUNIT,MKS                                ! MKS UNITS

!*DIM,volume,ARRAY,(6.0e6*ysuper*xsuper),1,0,

!*DIM,M,ARRAY,(6.0e6*ysuper*xsuper),3,0,
!*DIM,BxSC,ARRAY,(6.0e6*ysuper*xsuper),3,0,
*DIM,M,ARRAY,(2.0e6*ysuper*xsuper),(2.0e6*ysuper*xsuper),0,
*DIM,BxSC,ARRAY,(2.0e6*ysuper*xsuper),(2.0e6*ysuper*xsuper),0,
*DIM,BySC,ARRAY,(2.0e6*ysuper*xsuper),(2.0e6*ysuper*xsuper),0,
!*DIM,result,ARRAY,(9.0e6*ysuper*xsuper),1,0, *DIM,xx,array,4,0,0
*DIM,yy,array,4,0,0

xx(1)=-xsuper/2-xrefino xx(2)=-xsuper/2 xx(3)=xsuper/2
xx(4)=xsuper/2+xrefino

yy(1)=yima/2+Gapfinal+ysuper+yrefino+yaba
yy(2)=yima/2+Gapfinal+ysuper+yaba yy(3)=yima/2+Gapfinal+yaba
yy(4)=yima/2+ygap+yaba

!key points da geometria principal do supercondutor i=0
*do,yi,1,4,1 *do,xi,1,4,1 i=1+i k,i,xx(xi),yy(yi) *enddo *enddo

!Key points para o trilho k,i+1,Xcentro/2,Yima/2 k,i+2,Xcentro/2 +
Xdente,Yima/2 k,i+3,Xcentro/2 + Xima - Xdente,Yima/2
k,i+4,Xcentro/2 + Xima,Yima/2 k,i+5,Xcentro/2 + Xima,-Yima/2
k,i+6,Xcentro/2,-Yima/2 k,i+7,-Xcentro/2,-Yima/2
k,i+8,-Xcentro/2,Yima/2 k,i+9,-Xcentro/2 - Xdente,Yima/2
k,i+10,-Xcentro/2 - Xdente,Yima/2 + Yaba k,i+11,Xcentro/2 +
Xdente,Yima/2 + Yaba k,i+12,Xcentro/2 + Xima - Xdente,Yima/2 +
Yaba k,i+13,Xcentro/2 + Xima - Xdente + Xabalattopo,Yima/2 + Yaba
k,i+14,Xcentro/2 + Xima - Xdente + Xabalaytopo + Xlattopo,Yima/2 +
Yaba - Ylattopo k,i+15,Xcentro/2 + Xima - Xdente + Xabalaytopo +

```

$X_{lattopo}, Y_{ima}/2 + Y_{aba} - Y_{lattopo} - Y_{latcima} k, i+16, X_{centro}/2 +$
 $X_{ima} - X_{dente} + X_{abalaytopo} + X_{lattopo} + X_{latdente}, Y_{ima}/2 + Y_{aba} -$
 $Y_{lattopo} - Y_{latcima} k, i+17, X_{centro}/2 + X_{ima} - X_{dente} + X_{abalaytopo}$
 $+ X_{lattopo} + X_{latdente}, Y_{ima}/2 + Y_{aba} - Y_{lattopo} - Y_{latcima} -$
 $Y_{latdente} k, i+18, X_{centro}/2 + X_{ima} - X_{dente} + X_{abalaytopo} +$
 $X_{lattopo}, Y_{ima}/2 + Y_{aba} - Y_{lattopo} - Y_{latcima} - Y_{latdente}$
 $k, i+19, X_{centro}/2 + X_{ima} - X_{dente} + X_{abalaytopo} + X_{lattopo}, Y_{ima}/2 +$
 $Y_{aba} - Y_{lattopo} - Y_{latcima} - Y_{latdente} - Y_{latbaixo}$
 $k, i+20, X_{centro}/2 + X_{ima} + X_{latbase}, -Y_{ima}/2 k, i+21, -X_{centro}/2 -$
 $X_{ima}, -Y_{ima}/2 k, i+22, -X_{centro}/2 - X_{ima}, Y_{ima}/2 k, i+23, -X_{centro}/2 -$
 $X_{ima} + X_{dente}, Y_{ima}/2 k, i+24, -X_{centro}/2 - X_{ima} - X_{latbase}, -Y_{ima}/2$
 $k, i+25, -X_{centro}/2 - X_{ima} + X_{dente} - X_{abalaytopo} - X_{lattopo}, Y_{ima}/2$
 $+ Y_{aba} - Y_{lattopo} - Y_{latcima} - Y_{latdente} - Y_{latbaixo}$
 $k, i+26, -X_{centro}/2 - X_{ima} + X_{dente} - X_{abalaytopo} - X_{lattopo}, Y_{ima}/2$
 $+ Y_{aba} - Y_{lattopo} - Y_{latcima} - Y_{latdente} k, i+27, -X_{centro}/2 - X_{ima}$
 $+ X_{dente} - X_{abalaytopo} - X_{lattopo} - X_{latdente}, Y_{ima}/2 + Y_{aba} -$
 $Y_{lattopo} - Y_{latcima} - Y_{latdente} k, i+28, -X_{centro}/2 - X_{ima} + X_{dente}$
 $- X_{abalaytopo} - X_{lattopo} - X_{latdente}, Y_{ima}/2 + Y_{aba} - Y_{lattopo} -$
 $Y_{latcima} k, i+29, -X_{centro}/2 - X_{ima} + X_{dente} - X_{abalaytopo} -$
 $X_{lattopo}, Y_{ima}/2 + Y_{aba} - Y_{lattopo} - Y_{latcima} k, i+30, -X_{centro}/2 -$
 $X_{ima} + X_{dente} - X_{abalaytopo} - X_{lattopo}, Y_{ima}/2 + Y_{aba} - Y_{lattopo}$
 $k, i+31, -X_{centro}/2 - X_{ima} + X_{dente} - X_{abalattopo}, Y_{ima}/2 + Y_{aba}$
 $k, i+32, -X_{centro}/2 - X_{ima} + X_{dente}, Y_{ima}/2 + Y_{aba}$

!Key points para a região de solução $k, i+33, x_{caixa}/2, y_{caixa}/2$
 $k, i+34, x_{caixa}/2, -y_{caixa}/2 k, i+35, -x_{caixa}/2, -y_{caixa}/2$
 $k, i+36, -x_{caixa}/2, y_{caixa}/2$

!##### Áreas a partir dos keypoints ##### !!!!!!!
 Areas da regio do supercondutor !!!!!!! $i1=0 *do, y, 1, 3, 1$
 $*do, x, 1, 3, 1 A, i1+x, i1+x+1, i1+4+1+x, i1+4+x !4 e limite do x + 1$
 $*enddo i1=i1+4 *enddo !!!!!!! Areas do trilho !!!!!!!$
 $A, i+1, i+2, i+3, i+4, i+5, i+6 A, i+22, i+23, i+9, i+8, i+7, i+21$
 $A, i+1, i+6, i+7, i+8, i+9, i+10, i+11, i+2$

A,i+3,i+12,i+13,i+14,i+15,i+16,i+17,i+18,i+19,i+20,i+5,i+4
A,i+23,i+22,i+21,i+24,i+25,i+26,i+27,i+28,i+29,i+30,i+31,i+32
!!!!!!! Area da caixa !!!!!!! A,i+33,i+34,i+35,i+36

aovlap,all !sobrepõe áreas numcmp,all !comprime numeração

#####

!definição de materiais MP,MURX,1,1.00 ! permanent magnet
Relative Permeability MP,MURY,1,1 ! permanent magnet
Relative Permeability !MP,MGXX,1,891267 ! MGXX - força
coercitiva !MP,MGY,1,0 ! MGYY

MP,MURX,2,1.00 ! permanent magnet Relative Permeability
MP,MURY,2,1 ! permanent magnet Relative Permeability
!MP,MGXX,2,-891267 ! MGXX - força coercitiva !MP,MGY,2,0
! MGYY

!MAT,3, !MPREAD,'emagSa1010','SI_MPL','c:\Arquivos de
programas\Ansys Inc\v100\ANSYS\matlib\',LIB

MP,MURX,4,1 ! AIR Relative Permeability MP,MURY,4,1
! AIR Relative Permeability

MP,MURX,5,1 ! Superconducting Relative Permeability
MP,MURY,5,1 ! Superconducting Permeability

!MP,MURX,6,0.9899 ! Aluminum Relative Permeability
!MP,MURY,6,0.9899 ! Aluminum Relative Permeability

!atribuição de materiais ASEL,S,,11 AATT,1 !
Atribui como ímã 1

ASEL,S,,10 AATT,2 ! Atribui como ímã 2

```

ASEL,S,,12,14,1 AATT,4 ! Atribui ferro

ASEL,S,,5 AATT,5 ! Atribui como
supercondutor

ASEL,S,,1,4,1 ASEL,A,,6,9,1 ASEL,A,,15

AATT,4 ! Atribui como ar

Allsel,all

!divide as linhas para criar as malhas *do,x,1,64,1 LESIZE,x,1e-3,
, , , , , ,1 *enddo

!Linhas verticais *do,x,2,6,2 LESIZE,x,((1e-3)/2), , , , , ,1
*enddo *do,x,9,13,2 LESIZE,x,((1e-3)/2), , , , , ,1 *enddo
*do,x,14,16,2 LESIZE,x,((1e-3)/2), , , , , ,1 *enddo !refino da
região de gap *do,x,18,20,2 LESIZE,x,2e-4, , , , , ,1 *enddo
*do,x,21,23,2 LESIZE,x,2e-4, , , , , ,1 *enddo !Linhas
horizontais *do,x,1,7,2 LESIZE,x,((1e-3)/1), , , , , ,1 *enddo
*do,x,8,12,2 LESIZE,x,((1e-3)/1), , , , , ,1 *enddo
*do,x,15,19,2 LESIZE,x,((1e-3)/1), , , , , ,1 *enddo
*do,x,22,24,2 LESIZE,x,((1e-3)/1), , , , , ,1 *enddo

! Linhas da caixa *do,x,61,64,1 LESIZE,x, , ,40, , , , ,1 *enddo

!Gera a malha utilizando quadrilateros MSHAPE,0,2D MSHKEY,1
amesh,5 ! Primeira area do supercondutor MSHAPE,0,2D MSHKEY,1
amesh,1,4,1 MSHAPE,0,2D MSHKEY,1 amesh,6,9,1 !gera a malha
utilizando triangulos MSHAPE,1,2D MSHKEY,0 amesh,10,15,1 !Area da
caixa

!***** define a região de fronteira da caixa*****

```

```

!Atribui potencial vetor = zero na fronteira externa
NSEL,S,LOC,X,xcaixa/2          ! SELEÇÃO DO CONTORNO
EXTERNO NSEL,a,LOC,X,-xcaixa/2      ! SELEÇÃO DO
CONTORNO EXTERNO NSEL,a,LOC,y,ycaixa/2      ! SELEÇÃO
DO CONTORNO EXTERNO NSEL,a,LOC,y,-ycaixa/2      !
SELEÇÃO DO CONTORNO EXTERNO D,ALL,AZ,0      !
NSEL,ALL FINISH

*do,x,1,(2.0e6*ysuper*xsuper),1 !x=2250 /prep7 ESEL,S,MAT,,5
!seleciona os elementos pertencentes ao supercondutor
BFE,all,JS,1, , ,0, , BFE,x,JS,1, , ,jc, , allsel,all

!SOLUÇÃO /SOLU /STAT,SOLU SOLVE finish

/post1 ESEL,S,MAT,,5          !seleciona os elementos pertencentes ao
supercondutor ETABLE,M,A,Z          !armazena Bsum nesses elementos
ETABLE,BX,B,X !*VGET,M(1,x1),M !*VGET,BxSC(1,x1),BX
!*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) !*CFCLOS

*enddo

SAVE,M_IFW2_3074_x1y05,db,D:\Ansys\temp

```


Apêndice B

Arquivo para Geração das matrizes Aext, BXext e BYext à serem usadas no programa de força lateral

```
/COM, ANSYS RELEASE 7.1 UP20030501 09:14:06 04/29/2004
```

```
/TITLE, Gera Aext Bxext e Byext
```

```
!parâmetros Xcentro=12/1000 Xdente=2/1000 Yaba=2/1000 Xima=40/1000  
Yima=50/1000 Xabalattopo=2.7/1000 Xlattopo=11/1000  
Ylattopo=11/1000 Ylatcima=6/1000 Xlatdente=2.3/1000  
Ylatdente=5/1000 Ylatbaixo=20/1000 Xlatbase=3.7/1000  
Ylatbase=10/1000 Xlatbasequina=9.3/1000 xsuper=90/1000  
ysuper=15/1000 ygap=0.5/1000 xrefino=20/1000 yrefino=20/1000  
xcaixa=400/1000 ycaixa=400/1000 Hima=788760
```

```
/PREP7
```

```
ANTYPE, STATIC
```

```
! ANALISE Magnetostática
```

```

ET,1,PLANE13 EMUNIT,MKS                                ! MKS UNITS

!*DIM,Aext,ARRAY,(6.0e6*ysuper*xsuper),20,0,
!*DIM,Bxext,ARRAY,(6.0e6*ysuper*xsuper),20,0,

*DIM,Aext,ARRAY,(2.0e6*ysuper*xsuper),201,0,
*DIM,Bxext,ARRAY,(2.0e6*ysuper*xsuper),201,0,
*DIM,Byext,ARRAY,(2.0e6*ysuper*xsuper),201,0,

!*DIM,result,ARRAY,(6.0e6*ysuper*xsuper),1,0, *DIM,xx,array,4,0,0
*DIM,yy,array,4,0,0

Ld=10 !Deslocamento lateral em mm *do,var,-Ld*10,Ld*10,1 !var=1
Wh=12 !Altura de trabalho em mm Gapfinal=Wh/1000
Gaplateral=var/10000 !divide por 10000 pois desejo obter um
incremento de 0.1

xx(1)=-xsuper/2-xrefino+Gaplateral xx(2)=-xsuper/2+Gaplateral
xx(3)=+xsuper/2+Gaplateral xx(4)=+xsuper/2+xrefino+Gaplateral

yy(1)=Yima/2+Yaba+Gapfinal+ysuper+yrefino
yy(2)=Yima/2+Yaba+Gapfinal+ysuper yy(3)=Yima/2+Yaba+Gapfinal
yy(4)=Yima/2+Yaba+ygap

!key points da geometria principal do supercondutor i=0
*do,yi,1,4,1 *do,xi,1,4,1 i=1+i k,i,xx(xi),yy(yi) *enddo *enddo

!Key points para o trilho k,i+1,Xcentro/2,Yima/2 k,i+2,Xcentro/2 +
Xdente,Yima/2 k,i+3,Xcentro/2 + Xima - Xdente,Yima/2
k,i+4,Xcentro/2 + Xima,Yima/2 k,i+5,Xcentro/2 + Xima,-Yima/2
k,i+6,Xcentro/2,-Yima/2 k,i+7,-Xcentro/2,-Yima/2
k,i+8,-Xcentro/2,Yima/2 k,i+9,-Xcentro/2 - Xdente,Yima/2

```

$k,i+10,-Xcentro/2 - Xdente,Yima/2 + Yaba$ $k,i+11,Xcentro/2 +$
 $Xdente,Yima/2 + Yaba$ $k,i+12,Xcentro/2 + Xima - Xdente,Yima/2 +$
 $Yaba$ $k,i+13,Xcentro/2 + Xima - Xdente + Xabalattopo,Yima/2 + Yaba$
 $k,i+14,Xcentro/2 + Xima - Xdente + Xabalaytopo + Xlattopo,Yima/2 +$
 $Yaba - Ylattopo$ $k,i+15,Xcentro/2 + Xima - Xdente + Xabalaytopo +$
 $Xlattopo,Yima/2 + Yaba - Ylattopo - Ylatcima$ $k,i+16,Xcentro/2 +$
 $Xima - Xdente + Xabalaytopo + Xlattopo + Xlatdente,Yima/2 + Yaba -$
 $Ylattopo - Ylatcima$ $k,i+17,Xcentro/2 + Xima - Xdente + Xabalaytopo$
 $+ Xlattopo + Xlatdente,Yima/2 + Yaba - Ylattopo - Ylatcima -$
 $Ylatdente$ $k,i+18,Xcentro/2 + Xima - Xdente + Xabalaytopo +$
 $Xlattopo,Yima/2 + Yaba - Ylattopo - Ylatcima - Ylatdente$
 $k,i+19,Xcentro/2 + Xima - Xdente + Xabalaytopo + Xlattopo,Yima/2 +$
 $Yaba - Ylattopo - Ylatcima - Ylatdente - Ylatbaixo$
 $k,i+20,Xcentro/2 + Xima + Xlatbase,-Yima/2$ $k,i+21,-Xcentro/2 -$
 $Xima,-Yima/2$ $k,i+22,-Xcentro/2 - Xima,Yima/2$ $k,i+23,-Xcentro/2 -$
 $Xima + Xdente,Yima/2$ $k,i+24,-Xcentro/2 - Xima - Xlatbase,-Yima/2$
 $k,i+25,-Xcentro/2 - Xima + Xdente - Xabalaytopo - Xlattopo,Yima/2$
 $+ Yaba - Ylattopo - Ylatcima - Ylatdente - Ylatbaixo$
 $k,i+26,-Xcentro/2 - Xima + Xdente - Xabalaytopo - Xlattopo,Yima/2$
 $+ Yaba - Ylattopo - Ylatcima - Ylatdente$ $k,i+27,-Xcentro/2 - Xima$
 $+ Xdente - Xabalaytopo - Xlattopo - Xlatdente,Yima/2 + Yaba -$
 $Ylattopo - Ylatcima - Ylatdente$ $k,i+28,-Xcentro/2 - Xima + Xdente$
 $- Xabalaytopo - Xlattopo - Xlatdente,Yima/2 + Yaba - Ylattopo -$
 $Ylatcima$ $k,i+29,-Xcentro/2 - Xima + Xdente - Xabalaytopo -$
 $Xlattopo,Yima/2 + Yaba - Ylattopo - Ylatcima$ $k,i+30,-Xcentro/2 -$
 $Xima + Xdente - Xabalaytopo - Xlattopo,Yima/2 + Yaba - Ylattopo$
 $k,i+31,-Xcentro/2 - Xima + Xdente - Xabalattopo,Yima/2 + Yaba$
 $k,i+32,-Xcentro/2 - Xima + Xdente,Yima/2 + Yaba$

!Key points para a região de solução $k,i+33,xcaixa/2,ycaixa/2$
 $k,i+34,xcaixa/2,-ycaixa/2$ $k,i+35,-xcaixa/2,-ycaixa/2$
 $k,i+36,-xcaixa/2,ycaixa/2$

!##### Áreas a partir dos keypoints ##### !!!!!!!


```

!MP,MURX,6,0.9899          ! Aluminum Relative Permeability
!MP,MURY,6,0.9899          ! Aluminum Relative Permeability

!atribuição de materiais ASEL,S,,11 AATT,1          !
Atribui como ímã 1

ASEL,S,,10 AATT,2          ! Atribui como ímã 2

ASEL,S,,12,14,1 AATT,3          ! Atribui ferro

ASEL,S,,5 AATT,5          ! Atribui como
supercondutor

ASEL,S,,1,4,1 ASEL,A,,6,9,1 ASEL,A,,15

AATT,4          ! Atribui como ar

Allsel,all

!divide as linhas para criar as malhas *do,x,1,64,1 LESIZE,x,1e-3,
, , , , , ,1 *enddo

!Linhas verticais *do,x,2,6,2 LESIZE,x,((1e-3)/2), , , , , ,1
*enddo *do,x,9,13,2 LESIZE,x,((1e-3)/2), , , , , ,1 *enddo
*do,x,14,16,2 LESIZE,x,((1e-3)/2), , , , , ,1 *enddo !refino da
região de gap *do,x,18,20,2 LESIZE,x,2e-4, , , , , ,1 *enddo
*do,x,21,23,2 LESIZE,x,2e-4, , , , , ,1 *enddo !Linhas
horizontais *do,x,1,7,2 LESIZE,x,((1e-3)/1), , , , , ,1 *enddo
*do,x,8,12,2 LESIZE,x,((1e-3)/1), , , , , ,1 *enddo
*do,x,15,19,2 LESIZE,x,((1e-3)/1), , , , , ,1 *enddo
*do,x,22,24,2 LESIZE,x,((1e-3)/1), , , , , ,1 *enddo

! Linhas da caixa *do,x,61,64,1 LESIZE,x, , ,40, , , , ,1 *enddo

```

```

!Gera a malha utilizando quadrilateros MSHAPE,0,2D MSHKEY,1
amesh,5 ! Primeira area do supercondutor MSHAPE,0,2D MSHKEY,1
amesh,1,4,1 MSHAPE,0,2D MSHKEY,1 amesh,6,9,1 !gera a malha
utilizando triangulos MSHAPE,1,2D MSHKEY,0 amesh,10,15,1 !Area da
caixa

```

```

!***** define a região de fronteira da caixa*****
!Atribui potencial vetor = zero na fronteira externa
NSEL,S,LOC,X,xcaixa/2          ! SELEÇÃO DO CONTORNO
EXTERNO NSEL,a,LOC,X,-xcaixa/2      ! SELEÇÃO DO
CONTORNO EXTERNO NSEL,a,LOC,y,ycaixa/2      ! SELEÇÃO
DO CONTORNO EXTERNO NSEL,a,LOC,y,-ycaixa/2      !
SELEÇÃO DO CONTORNO EXTERNO D,ALL,AZ,0      !
NSEL,ALL FINISH

```

```

!SOLUÇÃO /SOLU /STAT,SOLU SOLVE finish

```

```

/post1 ESEL,S,MAT,,5 !seleciona os elementos pertencentes ao
supercondutor ETABLE,AZ,A,Z !armazena Bsum nesses elementos
ETABLE,BX,B,X ETABLE,BY,B,Y
*VGET,Aext(1,var+(LD*10)+1),ELEM,1,ETAB,AZ, ,4
*VGET,Bxext(1,var+(LD*10)+1),ELEM,1,ETAB,BX, ,4
*VGET,Byext(1,var+(LD*10)+1),ELEM,1,ETAB,BY, ,4 allsel,all finish

```

```

!result(VAR,1)=var !*CFOPEN,result,txt,C:\temp
!*VWRITE,result(1,1) !(1X,' ',F20.12) !*CFCLOS

```

```

/PREP7 reset /PREP7 !*if,var,lt,12,then !Tem que numerar as areas
ACLEAR,1,21,1 !apaga a malha e as Areas Adele,1,21,1,1 !*endif

```

```

!SAVE,Aext,db,E:\Daniel\UFRJ\COPPE\Simula_Trilho\Trilho_2

```

```

*enddo

```

SAVE,Aext-By_IFW2_3074_Lat10_wh12,db,D:\Ansystemp

Apêndice C

Arquivo para Geração das matrizes Aext e BXext à serem usadas no programa de força de levitação

```
/COM, ANSYS RELEASE 7.1 UP20030501 09:14:06 04/29/2004
```

```
/TITLE, Gera Aext e Bxext
```

```
!parâmetros Xcentro=12/1000 Xdente=2/1000 Yaba=2/1000 Xima=40/1000  
Yima=50/1000 Xabalattopo=2.7/1000 Xlattopo=11/1000  
Ylattopo=11/1000 Ylatcima=6/1000 Xlatdente=2.3/1000  
Ylatdente=5/1000 Ylatbaixo=20/1000 Xlatbase=3.7/1000  
Ylatbase=10/1000 Xlatbasequina=9.3/1000 xsuper=90/1000  
ysuper=15/1000 ygap=0.5/1000 xrefino=20/1000 yrefino=20/1000  
xcaixa=400/1000 ycaixa=400/1000
```

```
/PREP7
```



```

ANTYPE,STATIC                                ! ANALISE Magnetostática

ET,1,PLANE13 EMUNIT,MKS                      ! MKS UNITS

!*DIM,Aext,ARRAY,(6.0e6*ysuper*xsuper),20,0,
!*DIM,Bxext,ARRAY,(6.0e6*ysuper*xsuper),20,0,

*DIM,Aext,ARRAY,(2.0e6*ysuper*xsuper),1000,0,
*DIM,Bxext,ARRAY,(2.0e6*ysuper*xsuper),1000,0,

!*DIM,result,ARRAY,(6.0e6*ysuper*xsuper),1,0, *DIM,xx,array,4,0,0
*DIM,yy,array,4,0,0

!*do,var,10,1000,1 var=250 Gapfinal=var/10000 !divide por 10000
pois desejo obter um incremento de 0.1

xx(1)=-xsuper/2-xrefino xx(2)=-xsuper/2 xx(3)=+xsuper/2
xx(4)=+xsuper/2+xrefino

yy(1)=Yima/2+Yaba+Gapfinal+ysuper+yrefino
yy(2)=Yima/2+Yaba+Gapfinal+ysuper yy(3)=Yima/2+Yaba+Gapfinal
yy(4)=Yima/2+Yaba+ygap

!key points da geometria principal do supercondutor i=0
*do,yi,1,4,1 *do,xi,1,4,1 i=1+i k,i,xx(xi),yy(yi) *enddo *enddo

!Key points para o trilho k,i+1,Xcentro/2,Yima/2 k,i+2,Xcentro/2 +
Xdente,Yima/2 k,i+3,Xcentro/2 + Xima - Xdente,Yima/2
k,i+4,Xcentro/2 + Xima,Yima/2 k,i+5,Xcentro/2 + Xima,-Yima/2
k,i+6,Xcentro/2,-Yima/2 k,i+7,-Xcentro/2,-Yima/2
k,i+8,-Xcentro/2,Yima/2 k,i+9,-Xcentro/2 - Xdente,Yima/2
k,i+10,-Xcentro/2 - Xdente,Yima/2 + Yaba k,i+11,Xcentro/2 +
Xdente,Yima/2 + Yaba k,i+12,Xcentro/2 + Xima - Xdente,Yima/2 +

```

$Yaba_{k,i+13}, X_{centro/2} + X_{ima} - X_{dente} + X_{abalattopo}, Y_{ima/2} + Yaba_{k,i+14}, X_{centro/2} + X_{ima} - X_{dente} + X_{abalaytopo} + X_{lattopo}, Y_{ima/2} + Yaba - Y_{lattopo}$
 $k,i+15, X_{centro/2} + X_{ima} - X_{dente} + X_{abalaytopo} + X_{lattopo}, Y_{ima/2} + Yaba - Y_{lattopo} - Y_{latcima}$
 $k,i+16, X_{centro/2} + X_{ima} - X_{dente} + X_{abalaytopo} + X_{lattopo} + X_{latdente}, Y_{ima/2} + Yaba - Y_{lattopo} - Y_{latcima}$
 $k,i+17, X_{centro/2} + X_{ima} - X_{dente} + X_{abalaytopo} + X_{lattopo} + X_{latdente}, Y_{ima/2} + Yaba - Y_{lattopo} - Y_{latcima} - Y_{latdente}$
 $k,i+18, X_{centro/2} + X_{ima} - X_{dente} + X_{abalaytopo} + X_{lattopo}, Y_{ima/2} + Yaba - Y_{lattopo} - Y_{latcima} - Y_{latdente}$
 $k,i+19, X_{centro/2} + X_{ima} - X_{dente} + X_{abalaytopo} + X_{lattopo}, Y_{ima/2} + Yaba - Y_{lattopo} - Y_{latcima} - Y_{latdente} - Y_{latbaixo}$
 $k,i+20, X_{centro/2} + X_{ima} + X_{latbase}, -Y_{ima/2}$
 $k,i+21, -X_{centro/2} - X_{ima}, -Y_{ima/2}$
 $k,i+22, -X_{centro/2} - X_{ima}, Y_{ima/2}$
 $k,i+23, -X_{centro/2} - X_{ima} + X_{dente}, Y_{ima/2}$
 $k,i+24, -X_{centro/2} - X_{ima} - X_{latbase}, -Y_{ima/2}$
 $k,i+25, -X_{centro/2} - X_{ima} + X_{dente} - X_{abalaytopo} - X_{lattopo}, Y_{ima/2} + Yaba - Y_{lattopo} - Y_{latcima} - Y_{latdente} - Y_{latbaixo}$
 $k,i+26, -X_{centro/2} - X_{ima} + X_{dente} - X_{abalaytopo} - X_{lattopo}, Y_{ima/2} + Yaba - Y_{lattopo} - Y_{latcima} - Y_{latdente}$
 $k,i+27, -X_{centro/2} - X_{ima} + X_{dente} - X_{abalaytopo} - X_{lattopo} - X_{latdente}, Y_{ima/2} + Yaba - Y_{lattopo} - Y_{latcima} - Y_{latdente}$
 $k,i+28, -X_{centro/2} - X_{ima} + X_{dente} - X_{abalaytopo} - X_{lattopo} - X_{latdente}, Y_{ima/2} + Yaba - Y_{lattopo} - Y_{latcima}$
 $k,i+29, -X_{centro/2} - X_{ima} + X_{dente} - X_{abalaytopo} - X_{lattopo}, Y_{ima/2} + Yaba - Y_{lattopo} - Y_{latcima}$
 $k,i+30, -X_{centro/2} - X_{ima} + X_{dente} - X_{abalaytopo} - X_{lattopo}, Y_{ima/2} + Yaba - Y_{lattopo}$
 $k,i+31, -X_{centro/2} - X_{ima} + X_{dente} - X_{abalattopo}, Y_{ima/2} + Yaba$
 $k,i+32, -X_{centro/2} - X_{ima} + X_{dente}, Y_{ima/2} + Yaba$

!Key points para a região de solução $k,i+33, x_{caixa/2}, y_{caixa/2}$
 $k,i+34, x_{caixa/2}, -y_{caixa/2}$
 $k,i+35, -x_{caixa/2}, -y_{caixa/2}$
 $k,i+36, -x_{caixa/2}, y_{caixa/2}$

!##### Áreas a partir dos keypoints ##### !!!!!!!
 Areas da regio do supercondutor !!!!!!! $i1=0$ *do,y,1,3,1
 *do,x,1,3,1 A,i1+x,i1+x+1,i1+4+1+x,i1+4+x !4 e limite do x + 1

```

*enddo i1=i1+4 *enddo !!!!!!! Areas do trilho !!!!!!!
A,i+1,i+2,i+3,i+4,i+5,i+6 A,i+22,i+23,i+9,i+8,i+7,i+21
A,i+1,i+6,i+7,i+8,i+9,i+10,i+11,i+2
A,i+3,i+12,i+13,i+14,i+15,i+16,i+17,i+18,i+19,i+20,i+5,i+4
A,i+23,i+22,i+21,i+24,i+25,i+26,i+27,i+28,i+29,i+30,i+31,i+32
!!!!!!! Area da caixa !!!!!!! A,i+33,i+34,i+35,i+36

aovlap,all !sobrepõe áreas numcmp,all !comprime numeração

!#####

!definição de materiais MP,MURX,1,1.005 ! permanent magnet
Relative Permeability MP,MURY,1,1 ! permanent magnet
Relative Permeability !MP,MGXX,1,891267 ! MGXX - força
coercitiva !MP,MGXX,1,626461 ! MGXX - força coercitiva
MP,MGXX,1,788760 ! MGXX - força coercitiva MP,MGY,1,0
! MGYY

MP,MURX,2,1.005 ! permanent magnet Relative Permeability
MP,MURY,2,1 ! permanent magnet Relative Permeability
!MP,MGXX,2,-891267 ! MGXX - força coercitiva
!MP,MGXX,2,-626461 ! MGXX - força coercitiva
MP,MGXX,2,-788760 ! MGXX - força coercitiva MP,MGY,2,0
! MGYY

MAT,3, MPREAD,'emagSa1010','SI_MPL','c:\Program Files (x86)\Ansys
Inc\v110\ANSYS\matlib\',LIB

MP,MURX,4,1 ! AIR Relative Permeability MP,MURY,4,1
! AIR Relative Permeability

MP,MURX,5,1 ! Superconducting Relative Permeability
MP,MURY,5,1 ! Superconducting Permeability

```

```

!MP,MURX,6,0.9899          ! Aluminum Relative Permeability
!MP,MURY,6,0.9899          ! Aluminum Relative Permeability

!atribuição de materiais ASEL,S,,,11 AATT,1          !
Atribui como ímã 1

ASEL,S,,,10 AATT,2          ! Atribui como ímã 2

ASEL,S,,,12,14,1 AATT,3          ! Atribui ferro

ASEL,S,,,5 AATT,5          ! Atribui como
supercondutor

ASEL,S,,,1,4,1 ASEL,A,,,6,9,1 ASEL,A,,,15

AATT,4          ! Atribui como ar

Allsel,all

!divide as linhas para criar as malhas *do,x,1,64,1 LESIZE,x,1e-3,
, , , , , ,1 *enddo

!Linhas verticais *do,x,2,6,2 LESIZE,x,((1e-3)/2), , , , , ,1
*enddo *do,x,9,13,2 LESIZE,x,((1e-3)/2), , , , , ,1 *enddo
*do,x,14,16,2 LESIZE,x,((1e-3)/2), , , , , ,1 *enddo !refino da
região de gap *do,x,18,20,2 LESIZE,x,2e-4, , , , , ,1 *enddo
*do,x,21,23,2 LESIZE,x,2e-4, , , , , ,1 *enddo !Linhas
horizontais *do,x,1,7,2 LESIZE,x,((1e-3)/1), , , , , ,1 *enddo
*do,x,8,12,2 LESIZE,x,((1e-3)/1), , , , , ,1 *enddo
*do,x,15,19,2 LESIZE,x,((1e-3)/1), , , , , ,1 *enddo
*do,x,22,24,2 LESIZE,x,((1e-3)/1), , , , , ,1 *enddo

! Linhas da caixa *do,x,61,64,1 LESIZE,x, , ,40, , , , ,1 *enddo

```

```

!Gera a malha utilizando quadrilateros MSHAPE,0,2D MSHKEY,1
amesh,5 ! Primeira area do supercondutor MSHAPE,0,2D MSHKEY,1
amesh,1,4,1 MSHAPE,0,2D MSHKEY,1 amesh,6,9,1 !gera a malha
utilizando triangulos MSHAPE,1,2D MSHKEY,0 amesh,10,15,1 !Area da
caixa

```

```

!***** define a região de fronteira da caixa*****
!Atribui potencial vetor = zero na fronteira externa
NSEL,S,LOC,X,xcaixa/2 ! SELEÇÃO DO CONTORNO
EXTERNO NSEL,a,LOC,X,-xcaixa/2 ! SELEÇÃO DO
CONTORNO EXTERNO NSEL,a,LOC,y,ycaixa/2 ! SELEÇÃO
DO CONTORNO EXTERNO NSEL,a,LOC,y,-ycaixa/2 !
SELEÇÃO DO CONTORNO EXTERNO D,ALL,AZ,0 !
NSEL,ALL FINISH

```

```

!SOLUÇÃO /SOLU /STAT,SOLU SOLVE finish

```

```

/post1 ESEL,S,MAT,,5 !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 !*if,var,lt,12,then !Tem que numerar as areas
ACLEAR,1,21,1 !apaga a malha e as Areas Adele,1,21,1,1 !*endif

```

```

!SAVE,Aext,db,E:\Daniel\UFRJ\COPPE\Simula_Trilho\Trilho_2

```

```

*enddo

```

```

SAVE,Aext_IFW2_3074_x1y05_Fcnova,db,D:\Ansystemp

```


Apêndice D

Arquivo para simulação da força de levitação usando MEF

```
Jc=1.2e7; %densidade de corrente critica do supercondutor em A/m2
```

```
Epsilon=4e-6; %criterio de parada para a convergencia da corrente
```

```
for loop=1:1 %Loop para testes de diferentes parametros
```

```
gapmaior=100; %gap na posicao mais alta (em milimetros)
```

```
gapfc=25; gapmenor=5;
```

```
ysuper=15/1000; %Altura supercondutor (em milimetros)
```

```
xsuper=90/1000; %Largura supercondutor (em milimetros)
```

```
%ysuper=13/1000; %Altura supercondutor (em milimetros)
```

```
%xsuper=58/1000; %Largura supercondutor (em milimetros)
```

```
zsuper=36/1000; %Profundidade do supercondutor
```

```
xele=1; %Altura do elemento (em milimetros)
```

```
yele=0.5; %Largura do elemento (em milimetros)
```

```
fat=(ysuper*1000)/yele;
```

```
N=2.0e6*ysuper*xsuper; %numero total de elementos no HTS
```

```
%N=4.0e6*ysuper*xsuper/2; %numero total de elementos no HTS ----> Usar quando estive
```

```
volume=(xsuper*ysuper*zsuper)/N; %volume de um elemento
```

```

Ec=10^(-4); %Campo elétrico crítico do supercondutor, no SI.
ns=21; %Parametro do supercondutor
Jscd=zeros(N,gapmaior*10); Eavd=zeros(N,gapmaior*10);
Ecsd=zeros(N,gapmaior*10); Bxd=zeros(N,gapmaior*10);

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=gapfc*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
##### Supercondutor parte 1 #####

for i=1:(xsuper*1000)/(2*xele)
    %u(N-fat*i+1:N-fat*(i-1))=-u(1+fat*(i-1):fat*i);
    u(1+fat*(i-1):fat*i)=-u(N-fat*i+1:N-fat*(i-1));
end
#####

Jscd(:,var)=u;
Bxd(:,var)=BXsc*u+BXext(:,var);
%Fd(:,var)=sum((u.*Bxd(:,var)).*volume));
Fd(:,var)=sum((u.*Bxd(:,var)));
end Fd1=Fd*volume;

#####
##### Subida #####
#####

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

%for var1=gapmenor*10+1:1:gapmaior*10-1; %Loop para o tempo. A posição continua fix

```

```

for var=gapmenor*10+1:1:gapmaior*10; %for var=499:-1:10
    gaps(var)=var*0.1; %gap de subida em mm
    u=Jscs(:,var-1);
    Res(:,var-1)=-DAext(:,var-1);
    emax=max(abs(Res(:,var-1)));
    k=find(abs(Res(:,var-1))==emax);
    erro=Res(k,var-1);
    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-1)-M*(u(:)-Jscs(:,var-1));
        if abs(u(k))==Jc
            Ecss(k,var)=Eavs(k,var);
        else
            Ecss(k,var)=0;
        end
        Res(:,var-1)=Eavs(:,var)-Ecss(:,var);
        emax=max(abs(Res(:,var-1)));
        k=find(abs(Res(:,var-1))==emax);
        erro=Res(k,var-1);
        var
        n
        k
        erro
        clc;
    end
##### Superconduor parte 1 #####

for i=1:(xsuper*1000)/(2*xele)
    %u(N-fat*i+1:N-fat*(i-1))=-u(1+fat*(i-1):fat*i);

```

```

        u(1+fat*(i-1):fat*i)=-u(N-fat*i+1:N-fat*(i-1));
    end
#####
    Jscs(:,var)=u;
%   Jscs1(:,var)=[Jscs(:,var);Jscs(:,var)];
    Bxs(:,var)=BXsc*u+BXext(:,var);
    %Fs(:,var)=sum((u.*Bxs(:,var)).*volume));
    Fs(:,var)=sum((u.*Bxs(:,var)));
end Fs1=Fs*volume;

#####
##### Retorno #####
#####

Jscr=zeros(N,gapmaior*10); Eavr=zeros(N,gapmaior*10);
Ecsr=zeros(N,gapmaior*10); Bxr=zeros(N,gapmaior*10);
Jscr(:,gapmaior*10)=Jscs(:,gapmaior*10); Res=zeros(N,gapmaior*10);

for var=gapmaior*10-1:-1:gapfc*10; %for var=499:-1:10
    gapr(var)=var*0.1; %gap de descida em mm
    u=Jscr(:,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;
        Eavr(:,var)=-DAext(:,var)-M*(u(:)-Jscr(:,var+1));
        if abs(u(k))==Jc

```

```

        Ecsr(k,var)=Eavr(k,var);
    else
        Ecsr(k,var)=0;
    end
    Red(:,var)=Eavr(:,var)-Ecsr(:,var);
    emax=max(abs(Red(:,var)));
    k=find(abs(Red(:,var))==emax);
    erro=Red(k,var);
    var
    n
    k
    erro
    clc;
end
Jscr(:,var)=u;
Bxr(:,var)=BXsc*u+BXext(:,var);
%Fd(:,var)=sum((u.*Bxd(:,var).*volume));
Fr(:,var)=sum((u.*Bxr(:,var)));
end if gapmaior ~= gapfc Fr1=Fr*volume; end

if loop==1
    save jc1-25e74E6_IFW2-Fcnova_3074_x1-y05.mat
%    clear
%    load('C:\Users\administrador\Desktop\Matrizes_IFW2-Fcnova_3074-3sem(2700e).ma
%    Jc=1.6e7; %densidade de corrente critica do supercondutor em A/m2
%    Epsilon=4e-6; %criterio de parada para a convergencia da corrente
%    loop=1;
end if loop==2
    save jc1-6e74E6_IFW2-Fcnova_3074_x1-y05.mat
%    clear
%    load('E:\Ansystemp\Trilho_Cobra\Maglev_1m\Matrizes_TrilhoCobra_3074inv_x05-y0
%    Jc=2.3e7; %densidade de corrente critica do supercondutor em A/m2

```

```

%   Epsilon=2e-6; %criterio de parada para a convergencia da corrente
%   loop=2;
end if loop==3
    save jc2-3e72E6_FC_TrilhoCobra_3074inv_x05-y05.mat
    clear
    load('E:\Ansystemp\Trilho_Cobra\Maglev_1m\Matrizes_TrilhoCobra_3074inv_x05-y05.
    Jc=2.3e7; %densidade de corrente critica do supercondutor em A/m2
    Epsilon=1e-6; %criterio de parada para a convergencia da corrente
    loop=3;
end if loop==4
    save jc2.3e71E6_FC_TrilhoCobra_3074inv_x05-y05.mat
    %clear
    %load Matrizes_IFW2_3074-3sem(2700e).mat
    %Jc=6e7; %densidade de corrente critica do supercondutor em A/m2
    %loop=4;
end if loop==5
    save jc6e74E6_IFW2_3074-3sem(1area).mat
    clear
    load Matrizes_IFW2_3074-3sem(2700e).mat
    Jc=7e7; %densidade de corrente critica do supercondutor em A/m2
    loop=5;
end if loop==6
    save jc7e74E6_IFW2_3074-3sem(1area).mat
    clear
    load Matrizes_IFW2_3074-3sem(2700e).mat
    Jc=8e7; %densidade de corrente critica do supercondutor em A/m2
    loop=6;
end if loop==7
    save jc8e74E6_IFW2_3074-3sem(1area).mat
%   clear
%   load Matrizes_IFW2_3074-3sem(2700e).mat
%   Jc=8e7; %densidade de corrente critica do supercondutor em A/m2
end

```

```

end % end do loop para testes de parametros
#####

for i=1:gapfc*10-gapmenor*10
    Fdt(1,i)=Fd1(1,gapfc*10-i);
    gapdt(1,i)=gapd(1,gapfc*10-i);
end for i=1:gapmaior*10-1-gapmenor*10
    Frt(1,i)=Fr1(1,gapmaior*10-i);
    gaprt(1,i)=gapr(1,gapmaior*10-i);
end
A2=gapmaior*10-gapfc*10; %Plot até o gap de FC
%A2=gapmaior*10-1-gapmenor*10; %Plot até o gap minimo
Ftot=[Fdt Fs1(1,gapmenor*10+1:gapmaior*10-1) Frt(1:A2)];
gaptot=[gapdt gaps(1,gapmenor*10+1:gapmaior*10-1) gaprt(1:A2)];
figure plot(gaptot,Ftot);

```

Apêndice E

Arquivo para simulação da força lateral usando MEF

```
amplitude=10; %Amplitude do deslocamento lateral (em milímetros)
amplitude=amplitude*10; %Coloco esse fator se o passo for de 0.1mm
wh=5; %Altura de trabalho do supercondutor em mm
```

```
ysuper=15/1000; %Altura supercondutor (em milímetros)
xsuper=90/1000; %Largura supercondutor (em milímetros)
zsuper=36/1000; %Profundidade do supercondutor
xele=1;
yele=0.5;
N=2.0e6*ysuper*xsuper; %numero total de elementos no HTS
volume=(xsuper*ysuper*zsuper)/N; %volume de um elemento
```

```
Epsilon=4e-6; %criterio de parada para a convergencia da corrente
Jc=1.2e7; %densidade de corrente critica do supercondutor em A/m2
Ec=10^(-4); %Campo elétrico crítico do supercondutor, no SI.
ns=21; %Parametro do supercondutor
```

```
%#####
```

```

for var=amplitude*2:-1:1;
    DAext(:,var)=Aext(:,var)-Aext(:,var+1);
end

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

#####

for ciclo=1:3; %Loop para os ciclos nessesários

##### ida para a esquerda #####

Jscsq=zeros(N,2*amplitude+1); if ciclo==1
    Jscsq(:,amplitude+1)=Jscd(:,wh*10); %condicao inicial da corrente retirada de
else
    Jscsq(:,amplitude+1)=Jscret(:,amplitude+1);
end Eavesq=zeros(N,2*amplitude+1); Ecsesq=zeros(N,2*amplitude+1);
Bxesq=zeros(N,2*amplitude+1); Byesq=zeros(N,2*amplitude+1);

for var=amplitude:-1:1; %for var=499:-1:10
    deslesq(var)=var-(amplitude+1); %deslocamento do supercondutor em mm
    u=Jscsq(:,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)
    end
end

```



```

u(k)=u(k)+Delta_u;
Eavesq(:,var)=-DAext(:,var)-M*(u(:)-Jscsq(:,var+1));           %Não considera F
if abs(u(k))==Jc
    Ecsesq(k,var)=Eavesq(k,var);
else
    Ecsesq(k,var)=0;
end
Red(:,var)=Eavesq(:,var)-Ecsesq(:,var);
emax=max(abs(Red(:,var)));
k=find(abs(Red(:,var))==emax);
erro=Red(k,var);
var
n
k
erro
clc;
end
Jscsq(:,var)=u;
Bxesq(:,var)=BXsc*u+BXext(:,var);
Byesq(:,var)=BYsc*u+BYext(:,var);
%Fd(:,var)=sum((u.*Bxd(:,var)).*volume));
Fesq(:,var)=sum((u.*Bxesq(:,var)));
Flatesq(:,var)=sum((u.*Byesq(:,var)));
end

%##### ida para a direita #####

Jscdir=zeros(N,2*amplitude+1); Eavdir=zeros(N,2*amplitude+1);
Ecsdir=zeros(N,2*amplitude+1); Bxdir=zeros(N,2*amplitude+1);
Bydir=zeros(N,2*amplitude+1); Jscdir(:,1)=Jscsq(:,1);
Res=zeros(N,2*amplitude+1);

for var=2:1:(2*amplitude)+1;
    desldir(var)=var-(amplitude+1); %deslocamento do supercondutor em mm

```

```

u=Jsmdir(:,var-1);
Res(:,var-1)=-DAext(:,var-1);
emax=max(abs(Res(:,var-1)));
k=find(abs(Res(:,var-1))==emax);
erro=Res(k,var-1);
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;
    Eavdir(:,var)=DAext(:,var-1)-M*(u(:)-Jsmdir(:,var-1));
    if abs(u(k))==Jc
        Ecsmdir(k,var)=Eavdir(k,var);
    else
        Ecsmdir(k,var)=0;
    end
    Res(:,var-1)=Eavdir(:,var)-Ecsmdir(:,var);
    emax=max(abs(Res(:,var-1)));
    k=find(abs(Res(:,var-1))==emax);
    erro=Res(k,var-1);
    var
    n
    k
    erro
    clc;
end
Jsmdir(:,var)=u;
Bxdir(:,var)=BXsc*u+BXext(:,var);
Bydir(:,var)=BYsc*u+BYext(:,var);
%Fs(:,var)=sum((u.*Bxs(:,var).*volume));
Fdir(:,var)=sum((u.*Bxdir(:,var)));
Flatdir(:,var)=sum((u.*Bydir(:,var)));

```

end

retorno

Jscret=zeros(N,2*amplitude+1); Eavret=zeros(N,2*amplitude+1);

Ecsret=zeros(N,2*amplitude+1); Bxret=zeros(N,2*amplitude+1);

Byret=zeros(N,2*amplitude+1);

Jscret(:,2*amplitude+1)=Jscdir(:,2*amplitude+1);

Res=zeros(N,2*amplitude+1);

for var=2*amplitude:-1:amplitude+1; %for var=499:-1:10

deslret(var)=var-(amplitude+1); %deslocamento do supercondutor em mm

u=Jscret(:,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;

Eavret(:,var)=-DAext(:,var)-M*(u(:)-Jscret(:,var+1));

%Não considera F

if abs(u(k))==Jc

Ecsret(k,var)=Eavret(k,var);

else

Ecsret(k,var)=0;

end

Red(:,var)=Eavret(:,var)-Ecsret(:,var);

emax=max(abs(Red(:,var)));

k=find(abs(Red(:,var))==emax);

erro=Red(k,var);

```

        var
        n
        k
        erro
        clc;
    end
    Jscret(:,var)=u;
    Bxret(:,var)=BXsc*u+BXext(:,var);
    Byret(:,var)=BYsc*u+BYext(:,var);
    %Fd(:,var)=sum((u.*Bxd(:,var).*volume));
    Fret(:,var)=sum((u.*Bxret(:,var)));
    Flatret(:,var)=sum((u.*Byret(:,var)));
end

if ciclo==1
    Fesq1=Fesq*volume;
    Fdir1=Fdir*volume;
    Fret1=Fret*volume;
    Flatesq1=Flatesq*volume;
    Flatdir1=Flatdir*volume;
    Flatret1=Flatret*volume;
    Jscesq1=Jscesq;
    Jsmdir1=Jsmdir;
    Jscret1=Jscret;
end if ciclo==2
    Fesq2=Fesq*volume;
    Fdir2=Fdir*volume;
    Fret2=Fret*volume;
    Flatesq2=Flatesq*volume;
    Flatdir2=Flatdir*volume;
    Flatret2=Flatret*volume;
    Jscesq2=Jscesq;
    Jsmdir2=Jsmdir;
    Jscret2=Jscret;

```

```
end if ciclo==3
    Fesq3=Fesq*volume;
    Fdir3=Fdir*volume;
    Fret3=Fret*volume;
    Flatesq3=Flatesq*volume;
    Flatdir3=Flatdir*volume;
    Flatret3=Flatret*volume;
    Jscesq3=Jscesq;
    Jsdir3=Jsdir;
    Jscret3=Jscret;
end

end % final do loop nos ciclos

#####

save jc1-2e74E6_IFW2_3074_x1-y05_lat10_FC25-12.mat
```