



## CARREGAMENTO INDUTIVO DE CORRENTE EM LAÇOS SUPERCONDUTORES

Vagner Santos da Cruz

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 Engenharia Elétrica.

Orientadores: Antônio Carlos Ferreira  
Rubens de Andrade Junior

Rio de Janeiro  
Junho de 2018

CARREGAMENTO INDUTIVO DE CORRENTE EM LAÇOS  
SUPERCONDUTORES

Vagner Santos da Cruz

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.

Examinada por:

---

Prof. Rubens de Andrade Junior, D.Sc.

---

Prof. Richard Magdalena Stephan, Dr.-Ing.

---

Prof. Antonio Carlos Siqueira de Lima, D.Sc.

---

Dr. Alexander Polasek, D.Sc.

---

Prof. Guilherme Gonçalves Sotelo, D.Sc.

RIO DE JANEIRO, RJ – BRASIL  
JUNHO DE 2018

Cruz, Vagner Santos da

Carregamento indutivo de corrente em laços supercondutores/Vagner Santos da Cruz. – Rio de Janeiro: UFRJ/COPPE, 2018.

XXI, 113 p.: il.; 29,7cm.

Orientadores: Antônio Carlos Ferreira

Rubens de Andrade Junior

Tese (doutorado) – UFRJ/COPPE/Programa de Engenharia Elétrica, 2018.

Referências Bibliográficas: p. 102 – 110.

1. Carregamento indutivo de laços supercondutores. 2. Magnetização por pulsos. 3. Fitas parcialmente cortadas. I. Ferreira, Antônio Carlos *et al.* II. Universidade Federal do Rio de Janeiro, COPPE, Programa de Engenharia Elétrica. III. Título.

*Dedico esse trabalho a minha  
esposa Ângela por todo seu apoio  
ao longo de minha vida  
acadêmica.*

# Agradecimentos

Agradeço a Deus por me sustentar para vencer mais essa batalha. Ao meu orientador Rubens de Andrade Junior por suas valiosas contribuições ao longo do trabalho e por me incentivar a não desistir. Ao meu orientador Antonio Carlos Ferreira que sempre atento e detalhista contribuiu para o incremento da qualidade do trabalho.

Agradeço ao Professor Elkin Rodrigues que sempre solicito me apoiou na instrumentação dos equipamentos utilizados. Ao Engenheiro Felipe Costa por todo o suporte, principalmente na solução dos problemas mecânicos.

Sou grato a todos os colegas de laboratório que fizeram parte de minha jornada e contribuíram direta ou indiretamente com o trabalho: Alan Endalécio, Hugo Ferreira, Flávio Martins, Barbara Santos, Felipe Sass, Wesley Souza, Pedro Barusco e Vina Guedes.

Não é possível descrever minha gratidão aos alunos João Amaral e Luiz Felipe que muitas vezes deixaram de fazer suas atividades para me ajudar nas caracterizações dos laços supercondutores.

Agradeço também ao meu amigo Guilherme Telles que me ajudou a superar minhas incapacidades em programação e esteve presente em todas as etapas. Sua ajuda foi importante e essencial para a finalização desse trabalho, não é possível mensurar o valor de suas contribuições.

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

## CARREGAMENTO INDUTIVO DE CORRENTE EM LAÇOS SUPERCONDUTORES

Vagner Santos da Cruz

Junho/2018

Orientadores: Antônio Carlos Ferreira  
Rubens de Andrade Junior

Programa: Engenharia Elétrica

Os supercondutores de baixa temperatura crítica podem conduzir correntes persistentes praticamente sem perdas, pois a técnica para realizar as emendas está bem desenvolvida e as perdas resistivas são desprezíveis. A substituição desses supercondutores por supercondutores de alta temperatura crítica pode reduzir muito o custo com refrigeração, contudo, as perdas resistivas relacionadas as emendas ainda são relevantes. Bobinas fabricadas com laços de fitas supercondutoras de alta temperatura crítica não possuem emendas, e portanto podem transportar correntes em modo persistente. Como não há terminais, sua corrente deve ser induzida através de técnicas de carregamento. Nesta tese, são investigados os mecanismos que provocam indução de corrente persistente em laços supercondutores na ausência de campo externo, e os resultados mostraram que existem limites inferiores e superiores para indução da corrente persistente, e que o surgimento de *hot spots* pode prejudicar o carregamento. São propostos modelos transitórios para o campo elétrico no laço, que levam em consideração as variações de corrente e a potência dissipada na fita, que foram validados por uma ferramenta de ajuste não-linear do software Matlab. Os resultados dos ajustes mostraram boa concordância com os dados experimentais, demonstrando a validade dos modelos. É proposto um novo método para medição da corrente crítica em laços supercondutores e também é apresentada uma nova geometria de bobina com laços que, além de exigir um sistema de indução menos robusto, pode facilitar o carregamento na presença de campo magnético.

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

## INDUCTIVE CHARGING OF CURRENT IN SUPERCONDUCTING LOOPS

Vagner Santos da Cruz

June/2018

Advisors: Antônio Carlos Ferreira  
Rubens de Andrade Junior

Department: Electrical Engineering

Low critical temperature superconductors can conduct persistent currents almost without losses, because the technique to make the joints is well developed and the resistive losses are negligible. The replacement of these superconductors by high-temperature superconductors can greatly reduce refrigeration costs. However, the resistive losses related to the joints are relevant. Coils made with loops of high temperature superconducting tape have no joints, and therefore can conduct current in persistent mode. Since there are no terminals, its current must be induced through loading techniques. In this thesis, are investigate the mechanisms that cause induction of persistent current in the superconducting loops in the absence of external field and the results showed that there are lower and higher limits for persistent current induction, and that the appearance of hot spots can impair the charging. Transient models are proposed for the electric field in the loop which take into account the variations of current and power dissipated in the tape, which were validated by a nonlinear adjustment tool from Matlab software. The adjustments results showed good agreement with the experimental data, demonstrating the validity of the models. It is proposed a new method for measuring of the critical current in superconducting loops, and a new coil geometry with loops is presented that not only require a less robust induction system, but can also facilitate charging in the presence of magnetic field.

# Sumário

<b>Lista de Figuras</b>	<b>x</b>
<b>Lista de Tabelas</b>	<b>xvii</b>
<b>Lista de Símbolos</b>	<b>xviii</b>
<b>Lista de Abreviaturas</b>	<b>xxi</b>
<b>1 Introdução</b>	<b>1</b>
1.1 Motivação . . . . .	2
1.2 Objetivos . . . . .	3
1.3 Organização do Trabalho . . . . .	3
<b>2 Teoria e conceitos</b>	<b>4</b>
2.1 Aspectos Básicos da Supercondutividade . . . . .	4
2.1.1 A resistência nula . . . . .	4
2.1.2 Campo crítico e efeito Meissner . . . . .	5
2.1.3 Supercondutores do tipo I e II . . . . .	6
2.1.4 Supercondutores de alta temperatura crítica . . . . .	8
2.1.5 Possíveis aplicações . . . . .	11
2.2 Modelos Matemáticos para Supercondutores. . . . .	14
2.2.1 Modelo de Bean . . . . .	14
2.2.2 Modelo de Kim . . . . .	16
2.2.3 Modelo de Anderson-Kim . . . . .	18
2.3 Técnicas de carregamento . . . . .	19
2.3.1 Resfriamento na presença de campo(FC - Field Cooling) . . . . .	20
2.3.2 Resfriamento na ausência de campo(ZFC - Zero Field Cooling) . . . . .	21
2.3.3 Bomba de fluxo(FP - Flux pump) . . . . .	22
2.3.4 Magnetização por pulsos (PM - pulse magnetization) . . . . .	25
<b>3 Aparato Experimental e Modelos Fenomenológicos</b>	<b>28</b>
3.1 Preparação das amostras de laços supercondutores . . . . .	28



3.2	Sistema de caracterização de quatro pontos . . . . .	30
3.3	Sistema de carregamento indutivo . . . . .	34
3.3.1	Medição da corrente e do campo elétrico no laço. . . . .	34
3.3.2	Indução e medição da corrente no primário. . . . .	36
3.4	Investigação de modelos para carregamento indutivo em laços super- condutores . . . . .	42
3.4.1	Modelo indutivo(modelo L) . . . . .	43
3.4.2	Modelo resistivo e indutivo(modelo RL) . . . . .	44
3.4.3	Modelo com a corrente crítica dependente da tempera- tura(modelo T1). . . . .	45
3.4.4	Modelo com a corrente crítica e o índice n dependentes da temperatura(modelo T2). . . . .	53
3.4.5	Modelo considerando <i>hot spot</i> (modelo T3). . . . .	55
<b>4</b>	<b>Resultados e Discussões</b>	<b>60</b>
4.1	Caracterização em laços supercondutores pelo método indutivo . . . .	60
4.2	Magnetização por pulsos . . . . .	65
4.2.1	Influência da duração pulsos de corrente . . . . .	65
4.2.2	Múltiplos pulsos . . . . .	70
4.3	Modelos fenomenológicos aplicados aos pulsos de fluxo magnético . .	73
4.3.1	Comparações entre modelos. . . . .	91
4.4	Múltiplas espiras . . . . .	92
4.4.1	Proposta de um nova geometria para carregamento de múti- plas espiras . . . . .	94
<b>5</b>	<b>Considerações finais e trabalhos futuros</b>	<b>99</b>
5.1	Conclusões . . . . .	99
5.2	Trabalhos futuros . . . . .	100
	<b>Referências Bibliográficas</b>	<b>102</b>
<b>A</b>	<b>Sensor circular para medição de corrente em múltiplas espiras</b>	<b>111</b>
<b>B</b>	<b>Propriedades físicas dos materiais</b>	<b>112</b>
B.1	Calor específico . . . . .	112
B.2	Condutividade Térmica . . . . .	112
B.3	Resistividade . . . . .	113

# Lista de Figuras

2.1	Limites da supercondutividade. . . . .	6
2.2	Rede de vórtices estável por ação das forças de aprisionamento. . . . .	7
2.3	Curva de temperatura crítica para os principais materiais supercondutores existentes em relação ao ano de descoberta. . . . .	9
2.4	Camadas da fita SCS4050 fabricada pela SuperPower . . . . .	10
2.5	Trem maglev cobra desenvolvido no lasup. . . . .	12
2.6	Demonstração da levitação supercondutora com criostato utilizado no veículo Maglev Cobra. . . . .	12
2.7	Perfil de corrente no supercondutor em razão da penetração de fluxo magnético em seu interior para o resfriamento na ausência de campo externo(o campo externo aplicado é perpendicular ao eixo x).Em (a) o material se encontra no estado supercondutor e começa a surgir supercorrentes que blindam o campo no seu interior, (b) as correntes de blindagem percorrem todo o material supercondutor, (c) ocorre aprisionamento dos vórtices de corrente no supercondutor e (d) surge uma corrente de blindagem com sentido invertido, que impede a saída do campo aprisionado. . . . .	15
2.8	Perfil de corrente no supercondutor em razão da penetração de fluxo magnético em seu interior para o resfriamento na presença de campo externo(o campo externo aplicado é perpendicular ao eixo x). Em (a) o material se encontra no estado normal e há penetração do fluxo até o centro, (b) o material foi resfriado e se encontra no estado supercondutor, e a medida que o campo externo diminui aparece uma corrente de blindagem que se opõe a variação do fluxo e (c)o campo externo é anulado e fica uma magnetização remanente no material. . . . .	16
2.9	Curvas de magnetização e esquema experimental com supercondutor do tipo tubular(Adaptado de [28]). . . . .	17

2.10	Magnetização na presença de campo. Em (a) o material encontra-se no estado normal,(b) houve transição para o estado supercondutor e o campo fica aprisionado no interior do material na forma de vórtices e (c)o campo externo é retirado e surge uma corrente de blindagem que mantém o fluxo aprisionado. . . . .	21
2.11	Carregamento do supercondutor com resfriamento na ausência de campo. Em(a) o material se encontra no estado supercondutor e não há campo externo aplicado,(b)o campo externo é aplicado mas não ultrapassa o valor crítico, assim não há penetração dos vórtices no interior do material e (c) o campo aplicado ultrapassa o valor crítico $H_{c1}$ e ocorre penetração de fluxo no interior do supercondutor. . . . .	22
2.12	Esquema para realização de flux pump nas bobinas com emendas(Adaptado de [41]). . . . .	23
2.13	Fluxo trafegante. . . . .	24
2.14	Flux pump em bobinas supercondutoras com emendas.(adaptado de [52]) . . . . .	24
2.15	Histerese devido ao aprisionamento dos vórtices no supercondutor. . . . .	25
2.16	Espira com fita parcialmente cortada. . . . .	26
2.17	Supercondutor com buraco em que parte no fluxo externo atravessa seu interior e outra parte fica aprisionada na forma de vórtices. . . . .	27
3.1	Camadas de materiais que compõem a fita <i>SF12050</i> da fabricante Superpower. . . . .	29
3.2	Esquema de corte e pontos de solda na fita supercondutora. . . . .	29
3.3	Amostra de fita supercondutora após a deposição da solda e do processo de corte em forma de laço. . . . .	30
3.4	Porta amostra de cobre para estabilizar termicamente a fita durante os ensaios. . . . .	31
3.5	Esquema experimental apresentando os equipamentos utilizados no processo de caracterização de quatro pontos. . . . .	32
3.6	Esquema de ligação em paralelo dos ramos do laço na caracterização de quatro pontos. . . . .	32
3.7	Campo Elétrico na amostra 1 em função da corrente imposta medida no terminal <i>A</i> . . . . .	33
3.8	Sensor de campo de efeito hall soldado em pequena placa de circuito impresso, que é inserido no gap do núcleo de aço. . . . .	34
3.9	Núcleo ferromagnético concentrando as linhas de fluxo. . . . .	35
3.10	Curva da tensão no sensor em função da corrente imposta no condutor(corrente multiplicada pelo número de espiras). . . . .	36

3.11	Osciloscópio Agilent DSO-X 4024A utilizado para aquisição da corrente e campo elétrico no supercondutor e da corrente no primário. Os sinais primários estão na forma de tensão elétrica e posteriormente são convertidos para a grandeza de interesse. . . . .	38
3.12	Esquema experimental apresentando os equipamentos utilizados no processo de indução magnética. . . . .	39
3.13	Núcleo ferromagnético com enrolamento primário de cobre utilizado para indução de campo magnético no interior do laço supercondutor. . . . .	39
3.14	Medidas do laço supercondutor e montagem experimental no porta amostra. . . . .	40
3.15	FMM e corrente no laço para uma rampa de corrente de referência de 120 A.e. . . . .	41
3.16	FMM e corrente no laço para uma rampa de corrente de referência de 120 A.e, com correção da FMM de 86%. . . . .	41
3.17	Supercondutor modelado por um circuito do tipo puramente indutivo. . . . .	44
3.18	Supercondutor modelado por um circuito do tipo RL. . . . .	45
3.19	Supercondutor modelado por um circuito composto por um indutor e uma resistência variável, que depende do campo elétrico e da corrente crítica( $I_c(T)$ ). . . . .	48
3.20	Diagrama de solução considerando um processo adiabático com $I_c(T)$ dependente da temperatura. . . . .	48
3.21	Ajuste numérico do campo elétrico, para uma FMM de 350 A.e com duração de 200 ms considerando uma transformação adiabática com $I_c(T)$ dependente da temperatura. . . . .	49
3.22	Gráfico do erro campo elétrico medido para FMM variando de intensidade e duração. Os círculos maiores representam o pulsos de maior duração e os menores os de menor duração. . . . .	50
3.23	Curva de transferência de calor entre nitrogênio e amostra supercondutora. Para variações de até 3 K pode-se considerar uma potência constante. Adaptado de [70]. . . . .	51
3.24	Propagação de calor entre a camada supercondutora e as camadas imediatamente próximas. . . . .	52
3.25	Gráfico do campo elétrico medido, do modelo $RL$ e do ajuste numérico $n(T)$ adiabático para uma FMM de 350 A.e com duração de 200 ms. . . . .	54
3.26	Gráfico do comportamento da corrente no supercondutor e da FMM no primário em função do tempo, para os instantes iniciais de um pulso de 450 A.e com duração de 1000 ms. . . . .	56

3.27	Distribuição espacial do campo elétrico ao longo da fita, próximo à um defeito correspondente a 10% da largura da fita. Esse defeito propaga o calor ao longo da seção da fita resultando em instabilidade térmica(adaptado de [77]). . . . .	56
3.28	Gráfico do comportamento da corrente no supercondutor e da FMM no primário em função do tempo para um pulso de 260 A.e com duração de 300 ms realizado na amostra 1, que possui uma corrente crítica de 148 A. . . . .	57
3.29	Curva do campo elétrico em função da corrente em escala logarítmica apresentando os regimes de flux creep, flux flow e normal (adaptado de [78]). . . . .	58
3.30	Comportamento esperado dos valores do índice n para uma mudança de regime no supercondutor. . . . .	59
4.1	Ligação em série dos ramos do laço supercondutor submetido a caracterização indutiva. . . . .	61
4.2	Corrente e campo elétrico no laço, corrente primária em função do tempo para aplicação de uma rampa de FMM de referência igual à 300 A.e. . . . .	61
4.3	Campo medido e ajuste numérico em função da corrente no laço supercondutor. . . . .	62
4.4	Fita supercondutora com corte descentralizado. . . . .	63
4.5	Gráfico log log de $E \times I$ para determinação do parâmetro n, com as retas verde e vermelha traçadas manualmente correspondendo ao comportamento da curva. . . . .	64
4.6	Comportamento da FMM no primário e da corrente no laço supercondutor, para uma FMM de referência igual à 300 A.e com duração de 200 ms. . . . .	65
4.7	Comportamento da corrente no laço em função do tempo, para uma FMM de 200 A.e , com durações variando de 100 ms até 1000 ms e incrementos de 100 ms. . . . .	66
4.8	Comportamento da corrente no laço em função do tempo, para uma FMM de 250 A.e, com durações variando de 100 ms até 1000 ms e incrementos de 100 ms. . . . .	67
4.9	Comportamento da corrente no laço em função do tempo, para uma FMM de 300 A.e, com durações variando de 100 ms até 1000 ms e incrementos de 100 ms. . . . .	67

4.10	Comportamento da corrente no laço em função do tempo, para uma FMM de 450 A.e, para durações variando de 100 ms até 1000 ms com incrementos de 100 ms. . . . .	68
4.11	Corrente persistente medida para todas baterias de ensaio variando a duração do pulso de FMM no primário. . . . .	68
4.12	Curva de histerese do laço supercondutor para uma FMM de 300 A.e, com durações variando de 100 ms até 1000 ms e incrementos de 100 ms. . . . .	69
4.13	Curva de histerese do laço supercondutor para uma FMM de 400 A.e, com durações variando de 100 ms até 1000 ms e incrementos de 100 ms. . . . .	70
4.14	Energia dissipada em função da corrente persistente, para valores de FMM variando de 200 A.e até 350 A.e e duração do pulso variando de 100 ms até 1000 ms. . . . .	70
4.15	Sequência de 100 pulsos com força magnetomotriz de referência de 250 A.escala. . . . .	71
4.16	Sequência de 10 pulsos com força magnetomotriz de referência de 250 A.escala e intervalo de 500 ms entre cada pulso. . . . .	72
4.17	Sequência de 10 pulsos com força magnetomotriz de referência de 250 A.escala e intervalo de 1000 ms entre cada pulso. . . . .	72
4.18	Diagrama esquemático do ajuste numérico para obtenção do coeficiente L. . . . .	73
4.19	Resposta do laço supercondutor à um pulso de FMM de 300 A.e com duração de 100 ms aplicado no enrolamento primário. a) Gráfico do campo elétrico medido no laço e ajuste L. b) Corrente no laço. . . . .	75
4.20	Resposta do laço supercondutor à um pulso de FMM 300 A.e com duração de 200 ms aplicado no enrolamento primário. a) Gráfico do campo elétrico medido no laço, modelo com L fixo e ajuste L. b) Corrente no laço. . . . .	76
4.21	Gráfico do erro do campo elétrico medido do modelo L, para uma FMM variando de intensidade e duração. Os círculos maiores representam o pulsos de maior duração e os menores os de menor duração. . . . .	77
4.22	Resposta do laço supercondutor à um pulso de FMM de 250 A.e com duração de 500 ms aplicado no enrolamento primário. a) Gráfico do campo elétrico medido no laço, modelo RL e modelo L. b) Corrente no laço. . . . .	78

4.23	Resposta do laço supercondutor à um pulso de FMM de 350 A.e com duração de 200 ms aplicado no enrolamento primário. a) Gráfico do campo elétrico medido no laço e ajuste modelo RL. b) Corrente no laço. . . . .	79
4.24	Gráfico do modelo RL e do campo elétrico medido para um pulso com FMM de 350 Ae com 200 ms de duração com ponto de corrente máxima. . . . .	80
4.25	Campo elétrico medido e suas componentes resistiva e indutiva em função da corrente no laço supercondutor, para um pulso de 350 Ae com duração de 200 ms. . . . .	80
4.26	Gráfico do erro campo elétrico medido do modelo RL, para FMM variando de intensidade e duração. Os círculos maiores representam o pulsos de maior duração e os menores os de menor duração. . . . .	81
4.27	Diagrama de solução para o modelo T1. . . . .	82
4.28	Resposta do laço supercondutor à um pulso de FMM de 350 A.e com duração de 200 ms aplicado no enrolamento primário. a) Gráfico do campo elétrico medido no laço, do ajuste RL e do ajuste T1. b) Corrente no laço. . . . .	83
4.29	Temperatura estimada em função do tempo, para uma FMM de 350 A.e com duração de 200 ms no primário . . . . .	84
4.30	Resposta do laço supercondutor à um pulso de FMM de 450 A.e com duração de 300 ms aplicado no enrolamento primário. a) Gráfico do campo elétrico medido no laço, do ajuste RL e do ajuste T1. b) Corrente no laço. . . . .	85
4.31	Gráfico do erro campo elétrico medido para FMM variando de intensidade e duração. Os círculos maiores representam o pulsos de maior duração e os menores os de menor duração. . . . .	86
4.32	Diagrama de solução para o modelo T2. . . . .	86
4.33	Resposta do laço supercondutor à um pulso de FMM de 350 A.e com duração de 200 ms aplicado no enrolamento primário. a) Gráfico do campo elétrico medido no laço, do ajuste RL e do ajuste T2. b) Corrente no laço. . . . .	87
4.34	Resposta do laço supercondutor à um pulso de FMM de 450 A.e com duração de 300 ms aplicado no enrolamento primário. a) Gráfico do campo elétrico medido no laço, do ajuste RL e do ajuste T2. b) Corrente no laço. . . . .	88
4.35	Gráfico do erro do campo elétrico medido para o modelo T2, com a FMM variando de intensidade e duração. Os círculos maiores representam o pulsos de maior duração e os menores os de menor duração. . . . .	89

4.36	Resposta do laço supercondutor à um pulso de FMM de 450 A.e com duração de 300 ms aplicado no enrolamento primário. a) Gráfico do campo elétrico medido no laço, do ajuste RL e do ajuste $T3$ . b) Corrente no laço. . . . .	90
4.37	Corrente em função do tempo para uma bobina com cinco espiras em forma de laço para uma FMM de 5000,10000,15000 e 20000 A.e. . . .	93
4.38	Corrente em função do tempo para uma bobina com vinte espiras em forma de laço para uma FMM de 2200 A.e. . . . .	93
4.39	Bobina supercondutora na forma de um oito. . . . .	95
4.40	Corrente em função do tempo para pulso de FMM de 1000 e 2000 A.e, para bobina na forma de oito com duas voltas e meia. . . . .	96
4.41	Corrente em função do tempo para uma bobina com uma espira com núcleo de ar no primário com aplicação de um pulso de FMM de 22000 A.e. . . . .	97
4.42	Montagem da geometria de bobina proposta nesse trabalho para carregamento em mancais magnéticos. . . . .	98
A.1	Sensor circular com núcleo de ar. . . . .	111



# Lista de Tabelas

3.1	Valores de $n$ e corrente total utilizando o critério de $1\mu\text{V}/\text{cm}$ para as amostras 1,2 e 3. . . . .	33
4.1	Comparação entre os parâmetros encontrados na caracterização de quatro pontos e na caracterização indutiva para as amostras 1,2 e 3.	63
4.2	Valores de Indutância calculados em $nH$ . . . . .	74
4.3	Faixa de operação para cada modelo proposto. . . . .	92

# Lista de Símbolos

$B$	Densidade de Campo Crítico, p. 5
$B_z$	Densidade de Campo magnético na Direção z, p. 22
$D_m$	Diferença Máxima, p. 65
$E$	Campo Elétrico, p. 18
$E_c$	Campo Elétrico Crítico, p. 19
$E_i$	Campo Elétrico Indutivo, p. 44
$E_r$	Campo Elétrico Resistivo, p. 44
$FMM$	Força Magneto Motriz, p. 36
$FMM_{max}$	Força Magneto Motriz Máxima, p. 40
$F_{rx}$	Força Resultante na Direção x, p. 23
$H$	Campo Magnético Externo, p. 17
$H_{C1}$	Campo Magnético Crítico Inferior, p. 6
$H_{C2}$	Campo Magnético Crítico Superior, p. 6
$H_C$	Campo Magnético Crítico, p. 5
$H_P$	Campo de Penetração Completa, p. 14
$H_i$	Campo Magnético Interno, p. 15
$H_s$	Campo Magnético de Expulsão Completa, p. 16
$I$	Intensidade de Corrente Elétrica, p. 37
$I_P$	Corrente Persistente, p. 65
$I_c(77)$	Corrente Crítica na Temperatura do Nitrogênio Líquido, p. 47

$I_c(T)$	Corrente Crítica Dependente da Temperatura, p. 47
$I_{max}$	Corrente Elétrica Máxima, p. 40
$I_s$	Corrente na direção do eixo y, p. 23
$J$	Densidade de Corrente, p. 18
$J_C$	Densidade de Corrente Crítica, p. 5
$J_E$	Densidade de Corrente Crítica de Engenharia, p. 10
$J_{c0}$	Densidade de Corrente Crítica na Ausência de Campo, p. 17
$J_c(77)$	Densidade de Corrente Crítica na Temperatura do Nitrogênio Líquido, p. 47
$L$	Indutância Própria, p. 43
$M$	Magnetização, p. 17
$N$	Número de Espiras, p. 37
$P_N$	Potência Térmica Retirada pelo Nitrogênio Líquido, p. 50
$Q$	Calor Gerado pela Corrente Elétrica, p. 51
$R$	Resistência Elétrica, p. 44
$S$	Soma do Quadrado dos Resíduos, p. 42
$T$	Temperatura, p. 18
$T_{77}$	Temperatura do Nitrogênio Líquido, p. 46
$T_C$	Temperatura Crítica, p. 5
$T_S$	Temperatura do Material Supercondutor, p. 47
$U(J)$	Energia de Ativação, p. 18
$U_c$	Energia Crítica de Ativação, p. 18
$V$	Diferença de Potencial Elétrico, p. 43, 44
$V_Y$	Volume do Material Supercondutor, p. 46
$V_p$	Volume da Prata, p. 52
$\gamma_Y$	Densidade Volumétrica do Material Supercondutor, p. 46

$\gamma_p$	Densidade Volumétrica da Prata, p. 52
$\hat{y}_i$	Valor Estimado, p. 42
$\phi_p$	Fluxo gerado pela corrente de blindagem, p. 26
$\phi_p$	Fluxo gerado pela fonte externa, p. 26
$\phi'$	Quantas de fluxo no interior do supercondutor, p. 26
$\rho_H$	Resistividade do Hastelloy, p. 113
$\rho_p$	Resistividade da Prata, p. 113
$\vec{B}$	Vetor Densidade de Campo Magnético Crítico, p. 7
$\vec{F}_L$	Vetor Força de Lorentz, p. 8
$\vec{F}_p$	Vetor Força de Aprisionamento, p. 7
$\vec{J}_c$	Vetor Densidade de Corrente Crítica, p. 7
$\vec{J}_{ext}$	Vetor Densidade de Corrente Aplicada, p. 8
$\zeta_H$	Calor Específico do Hastelloy, p. 112
$\zeta_Y$	Calor Específico do Material Supercondutor, p. 46
$\zeta_p$	Calor Específico da Prata, p. 52
$h$	Coefficiente de Transferência de Calor, p. 52
$k$	Constante de Boltzmann, p. 18
$k_H$	Condutividade Térmica do Hastelloy, p. 113
$k_Y$	Condutividade Térmica do YBCO, p. 113
$k_p$	Condutividade Térmica da Prata, p. 113
$l$	Comprimento dos Terminais de Tensão, p. 43
$n$	Parâmetro de ajuste da curva ExJ de acordo com o modelo conhecido como Power Law, p. 19
$t$	Tempo, p. 43
$v$	Velocidade de Reação, p. 18
$y_i$	Valor Medido, p. 42
$J_d$	Densidade de Corrente Limite, p. 8

# Lista de Abreviaturas

1G	Primeira Geração. Esta abreviatura é muito usada seguida da palavra fitas (fitas 1G), se referindo as fitas supercondutoras de primeira geração, p. 10
2G	Segunda Geração. Esta abreviatura é muito usada seguida da palavra fitas (fitas 2G), se referindo as fitas supercondutoras de segunda geração, p. 10
FC	Field Cooling, p. 14
FP	Flux Pump, p. 20
HTS	High Temperature Superconductor, p. 1
LASUP	Laboratório de Aplicações de Supercondutores, p. 12
LTS	Low Temperature Superconductor, p. 1
MagLev	Veículo de Levitação Magnética, p. 12
PM	Pulse Magnetization, p. 20
PST	Partially Slit Tapes, p. 2
Superpower	Fabricante de Fitas Supercondutoras, p. 10
YBCO	Sigla do supercondutor conhecido como ítrio-bário-cobre, p. 9
ZFC	Zero Field Cooling, p. 14

# Capítulo 1

## Introdução

Os supercondutores de baixa temperatura crítica (LTS-Low Temperature Superconductor) podem ser utilizados em magnetos no modo de corrente persistente pois a técnica utilizada para realizar as emendas nesses supercondutores está bem desenvolvida. Todas as aplicações comerciais, como a ressonância magnética e os eletromagnetos de alto campo utilizam bobinas construídas com fios LTS curto-circuitados que podem operar no modo persistente com perdas desprezíveis, pois a resistência elétrica é tão pequena que não pode ser medida por nenhum instrumento conhecido. Ao final do carregamento da corrente no eletromagneto os seus terminais são curto-circuitados e uma corrente persistente mantém o campo carregado. Essa corrente persistente decai de maneira logarítmica com o tempo, podendo ser considerada constante após algumas horas, o que viabiliza aplicações como a ressonância magnética nuclear, que exigem um campo magnético altamente estável.

No entanto, esses equipamentos operam em temperaturas menores que 30 K e precisam ser resfriados com hélio líquido, o que torna sua operação cara, pois o custo de refrigeração é alto em virtude do preço do hélio líquido e da complexidade do sistema criogênico, que está relacionada com a grande diferença de temperatura entre o supercondutor e o ambiente [1].

As fitas supercondutoras de alta temperatura crítica (HTS-High Temperature Superconductor) surgiram como potenciais substitutas para os fios LTS, pois possuem temperatura crítica maior que 77 K, podendo ser resfriadas com nitrogênio líquido, o que reduz muito o custo com refrigeração. Essas também destacam-se em relação aos blocos supercondutores principalmente porque podem ser produzidas em larga escala, com maior homogeneidade. Além disso, a cada ano o processo de fabricação evolui permitindo um acréscimo na corrente crítica dessas fitas, aumentando o interesse de pesquisadores visando a sua utilização nas mais diversas aplicações, como por exemplo: máquinas elétricas [2], cabos [3], limitadores de corrente [4] e mancais magnéticos [5].

Contudo, algumas dificuldades têm impedido a popularização dessas fitas em

aplicações comerciais, e seu uso tem ficado restrito na maioria das vezes a trabalhos acadêmicos. Um dos principais problemas encontrados é a dificuldade de se desenvolver técnicas de emenda com resistência suficientemente baixa, para que não comprometa a corrente persistente. Essas emendas causam perdas térmicas que não podem ser consideradas desprezíveis [6].

Como os laços supercondutores não possuem emendas surgiu o interesse em utilizá-los para transportar corrente persistente. Essas bobinas possuem um circuito fechado e são feitas com fitas parcialmente cortadas (PST's-Partially Slit Tapes)<sup>1</sup>, que funcionam como um laço de corrente, o que suprime as perdas resistivas relacionadas às emendas, permitindo a operação por um longo tempo.

Os resultados de carregamento indutivo dos laços mostram que seu comportamento assemelha-se ao modelo de Kim (baixa frequência), mesmo para pulsos de corrente dentro da faixa de operação estudada nesse trabalho. A aplicação de múltiplos pulsos mostrou que dentro da faixa de frequência de pulsos utilizada não há desestabilização do supercondutor, e que a indução de corrente ocorre somente quando o supercondutor atinge a corrente crítica. São investigados modelos que descrevem o comportamento elétrico desses laços durante o transitório considerando as variações instantâneas de temperatura. Verificou-se que um modelo não-adiabático com corrente crítica dependente da temperatura e parcela indutiva, é capaz de descrever bem o comportamento desses laços. Foi proposta uma nova geometria de bobina construída com laços que pode facilitar o carregamento na presença de campo magnético. Também é apresentado um novo método de caracterização desenvolvido especialmente para os laços supercondutores.

## 1.1 Motivação

Este trabalho motivou-se na possibilidade de substituir os fios supercondutores de baixa temperatura crítica por fitas supercondutoras de alta temperatura crítica na forma de laço, o que permite a manutenção de correntes persistentes. O carregamento indutivo desses laços supercondutores pode abrir a possibilidade de utilizar as fitas supercondutoras de alta temperatura crítica em aplicações como: magnetos de altos campos, ressonância magnética e mancais magnéticos. Contudo existem poucas pesquisas nessa área pelo mundo, sendo que nenhuma delas apresenta um estudo do comportamento do campo elétrico do laço durante o carregamento por pulsos.

---

<sup>1</sup>São fitas que recebem um corte parcial no seu centro, de forma que a corrente possa fluir em um caminho fechado sem emendas. Esta configuração será tratada com detalhes nos próximos capítulos

## 1.2 Objetivos

O principal objetivo deste trabalho é realizar um estudo sobre o carregamento indutivo de laços supercondutores com PST's, investigando mecanismos de indução de corrente utilizando pulsos de fluxo magnético, comprovando a viabilidade técnica de utilizar fitas supercondutoras de alta temperatura crítica para conduzir correntes persistentes.

Inicialmente estudou-se o comportamento da corrente no laço quando submetido a pulsos de fluxo magnético [7] e em sequência, foi medido também o comportamento do campo elétrico. Por meio desses dados foram desenvolvidos modelos fenomenológicos que descrevem bem o comportamento do laço supercondutor. Essa pesquisa destaca-se pois é a primeira no mundo que realiza uma investigação do comportamento do campo elétrico de laços supercondutores, quando submetidos a pulsos de fluxo magnético. Também evidencia-se pois é o primeiro trabalho a apresentar um método de caracterização especialmente desenvolvido para laços supercondutores, que permite a determinação da corrente crítica com confiabilidade. Além disso, apresenta um novo arranjo geométrico de bobinas supercondutoras, que pode permitir o carregamento indutivo na presença de campo magnético. Todas essas contribuições evidenciam a originalidade e relevância desta tese.

## 1.3 Organização do Trabalho

Esta tese está organizada da seguinte forma: O capítulo em curso apresenta rápida descrição do trabalho. O capítulo 2 apresenta de forma breve os principais conceitos da supercondutividade. O capítulo 3 apresenta a metodologia, o aparato experimental utilizado ao longo do trabalho e todos os modelos fenomenológicos desenvolvidos para explicar o comportamento do campo elétrico no laço. O capítulo 4 apresenta os resultados de carregamento indutivo através dos pulsos de fluxo magnético e a validação dos modelos para correntes variáveis, considerando o transitório e as variações de temperatura. Também são apresentados os resultados obtidos para o novo método de caracterização de laços e os resultados preliminares utilizando a nova geometria de bobina construída com laços. Por fim, o capítulo 5 apresenta as conclusões e trabalhos futuros.



# Capítulo 2

## Teoria e conceitos

Os materiais supercondutores vêm ganhando um destaque importante, com o crescimento do interesse pela comunidade científica, devido às vantagens que possuem em relação aos materiais convencionais. As aplicações desses materiais em escala industrial ainda são modestas, pois o custo alto é um fator limitante. No entanto há estimativas de que o preço das fitas supercondutoras seja bastante reduzido, aumentando sua comercialização.

A principal vantagem do material supercondutor é transportar corrente com perdas desprezíveis. Neste capítulo são apresentadas as principais características dos materiais supercondutores e as principais técnicas de carregamento indutivo utilizadas nesses materiais, dentre elas a magnetização por pulsos, principal objeto de investigação desta tese.

### 2.1 Aspectos Básicos da Supercondutividade

Nesta seção são apresentadas as principais características de um material supercondutor, trazendo uma breve descrição das propriedades desses materiais para uma melhor compreensão de suas aplicações.

#### 2.1.1 A resistência nula

Os materiais metálicos possuem a propriedade de reduzir sua resistência a medida que sua temperatura diminui. Com a liquefação de alguns gases foi possível realizar medições da resistividade desses materiais em baixas temperaturas. O pesquisador holandês, Heike Kamerlingh Onnes, com suas habilidades em criogenia foi o primeiro a liquefazer o hélio no ano de 1908, o que permitiu que fossem atingidas temperaturas da ordem de 4 K. Na época havia duas correntes de pensamento a respeito da resistividade dos materiais próximo do zero absoluto. A primeira delas acreditava que os átomos não vibrariam e que os elétrons poderiam se mover com facilidade,

a segunda dizia que a resistividade diminuía com a temperatura até um certo valor próximo de zero absoluto, e após passar por um valor mínimo iria para o infinito.

Três anos após liquefazer o hélio, no ano de 1911, Onnes realizava medidas de resistência elétrica com mercúrio, no laboratório da universidade de Leiden, verificando a validade da lei de Ohm em baixas temperaturas. Ele notou que, ao atingir a temperatura de 4.2 K a resistividade deste material caía muito rápido, indo a zero. Essa temperatura, mais tarde seria denominada temperatura crítica do material supercondutor, que é a temperatura abaixo da qual o material passa de seu estado normal para o estado supercondutor.

Ao atingir esse estado supercondutor, Onnes verificou que ao aumentar a tensão no material a corrente atingia valores que faziam a amostra transitar novamente ao seu estado normal, ou seja, existe uma corrente crítica que “destrói” a supercondutividade. Em seu caderno de anotações número 56 ele escreveu a seguinte frase: “mercúrio praticamente zero” [8].

## 2.1.2 Campo crítico e efeito Meissner

Logo após a descoberta de Onnes, muitos pesquisadores começaram a pensar nas diversas aplicações para os materiais supercondutores, principalmente a confecção de eletroímãs muito intensos. Contudo, os primeiros materiais supercondutores estudados perdiam sua supercondutividade quando submetidos à campos magnéticos de baixa intensidade. Durante um experimento realizado com amostras de chumbo, constatou-se que, além do desaparecimento da supercondutividade em decorrência da corrente crítica, essa também desaparecia com um campo em torno de 60 mT, que foi denominado campo crítico.

Assim, para que possa ser explorado o estado supercondutor de um material, é necessário que valores limites de três grandezas sejam respeitados: a temperatura crítica  $T_C$ , a densidade de corrente crítica  $J_C$  e por fim o campo crítico  $H_C$ , conforme apresentado na Figura 2.1. Quaisquer quantidades que ultrapassem esses valores críticos, farão com que a supercondutividade deixe de existir, retornando a seu estado normal.

Além dessas propriedades, Walther Meissner descobriu que no interior dos supercondutores o campo magnético se anulava ( $B = 0$ ), ou seja, as supercorrentes criadas compensavam a ação do campo externo, fato este denominado diamagnetismo perfeito, e esta característica é conhecida como efeito Meissner [8].

Mais tarde, com o surgimento de novos materiais supercondutores, foi descoberto que alguns tipos (Supercondutores do tipo II), permitem a entrada parcial desse fluxo magnético, o que permite que operem em campos magnéticos intensos. Atualmente o acelerador de partículas do CERN trabalha com campos de 8 T, com bobinas

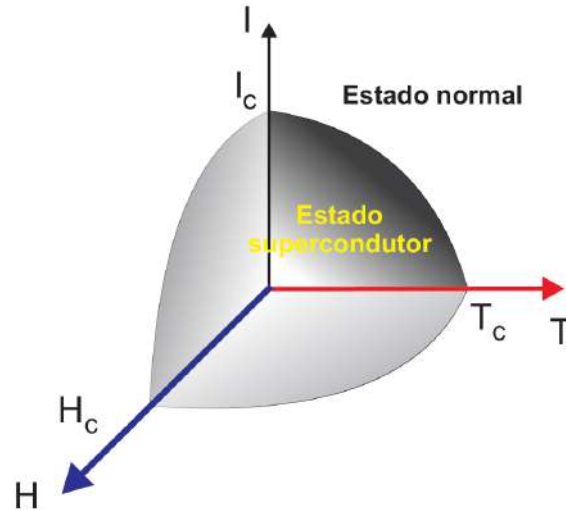


Figura 2.1: Limites da supercondutividade.

feitas de nióbio-titânio, que possui campo crítico bem elevado se comparado com os materiais conhecidos na época do referido cientista [9].

### 2.1.3 Supercondutores do tipo I e II

Os supercondutores tipo I, são aqueles que apresentam campo crítico muito bem definido, chamado  $H_C$ . Quando submetidos a um campo externo, em seu estado supercondutor, ocorre completa expulsão do campo magnético de seu interior. Esse campo crítico costuma ser muito baixo, tornando muito limitada a sua utilização em dispositivos práticos.

A partir da descoberta dos supercondutores tipo II, surgiu a possibilidade do desenvolvimento de diversas aplicações utilizando esses materiais, pois estes possuem elevados campos críticos, permitindo a fabricação dos mais diversos dispositivos que necessitam de campos intensos. Os supercondutores do tipo II possuem dois campos críticos, chamados de  $H_{C1}$  e  $H_{C2}$ , que separam três fases do material.

O campo  $H_{C1}$ , que é menor que o campo  $H_C$  dos supercondutores do tipo I, é o limite do diamagnetismo perfeito, em quaisquer valores abaixo deste campo o supercondutor expulsa completamente o fluxo de seu interior. Quando os valores de campo são intermediários entre  $H_{C1}$  e  $H_{C2}$ , acontece a expulsão parcial do fluxo de seu interior, ficando uma parte desse fluxo aprisionado no material. Esse fluxo é quantizado e denominado fluxóide. O aprisionamento desse fluxo ocorre porque nesses supercondutores existem impurezas que são próprias do material, ou podem ser adicionadas, aumentando a força de aprisionamento dos quanta de fluxo no interior do material.

No supercondutor do tipo I a energia de superfície é positiva, e deve ser mini-

mizada, por isso a área que separa a fase supercondutora é a menor possível, o que significa que a corrente de blindagem expulsa o fluxo, de modo que não existam regiões normais em seu interior. No supercondutor do tipo II a energia de superfície é negativa, o que implica que a fronteira entre as regiões normais e supercondutoras deve ser maximizada, o que só acontece se existir regiões normais (fluxóides) no interior do material.

Se o campo magnético no supercondutor do tipo II for aumentando até  $H_{C2}$ , o material fica completamente preenchido pelos fluxóides e retorna ao estado normal.

Dentre os supercondutores do tipo II, o  $Nb_3Sn$  e o  $Nb-Ti$  destacaram-se entre os pesquisadores, e continuam até os dias atuais sendo muito utilizados, pois o campo crítico  $H_{C2}$  desses compostos é da ordem  $15T$ , a uma temperatura de  $4.2K$ , uma grande evolução quando comparado com os materiais conhecidos à época de Onnes que tinham campos críticos da ordem de  $mT$ .

Esses campos magnéticos intensos somente são possíveis após adicionar impurezas durante o processo de fabricação. Essas impurezas são chamadas de centros de aprisionamento, possibilitando que o fluxo magnético fique preso e esse material possa transportar corrente praticamente sem perdas, conforme mostrado na Figura 2.2. Chama-se estado misto, essa condição em que o material supercondutor possui regiões normais em seu interior coexistindo com as regiões supercondutoras. Essas regiões normais formam uma rede hexagonal no interior do material supercondutor, também conhecida como rede de Abrikosov, e não é necessário que todos os vórtices estejam posicionados dentro de centros de aprisionamento, pois como há forças de repulsão entre eles a rede de Abrikosov permanece estável.

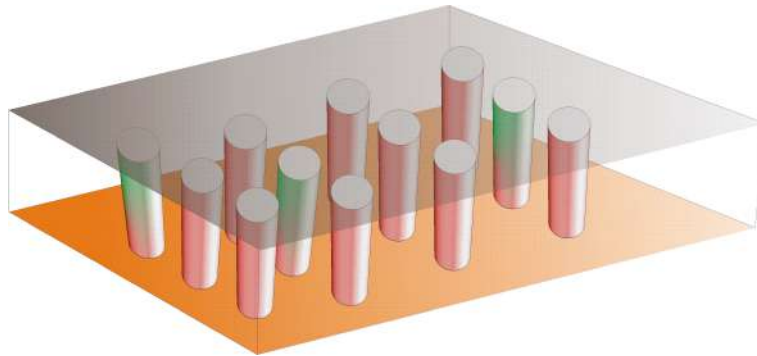


Figura 2.2: Rede de vórtices estável por ação das forças de aprisionamento.

Essa força, chamada de força de aprisionamento, depende do valor da corrente crítica no supercondutor e permite que o vórtice permaneça estático como apresentado na Equação 2.1. Em que  $\vec{F}_p$  é a força de aprisionamento,  $\vec{J}_c$  a corrente crítica e  $\vec{B}$  o campo magnético.

$$\vec{F}_p = \vec{J}_c \times \vec{B}. \quad (2.1)$$

Quando uma corrente é aplicada no supercondutor sua interação com o campo magnético faz surgir uma força, denominada força de Lorentz, dada pela Equação 2.2. Em que  $\vec{F}_L$  é a força de Lorentz,  $\vec{J}_{ext}$  a corrente aplicada e  $\vec{B}$  o campo magnético.

$$\vec{F}_L = \vec{J}_{ext} \times \vec{B}. \quad (2.2)$$

Enquanto a força de Lorentz é menor do que a força de aprisionamento, os fluxóides permanecem estáticos. Quando a força de Lorentz é igual a força de aprisionamento a rede de vórtices encontra-se na iminência de sofrer uma aceleração. Nesse caso, o supercondutor encontra-se em seu estado crítico. À medida que a força de Lorentz vai aumentando de valor e fica maior que a força de aprisionamento, observa-se o surgimento de um campo elétrico e conseqüentemente de uma resistência elétrica, que provoca um movimento da rede de vórtices chamado de *flux creep* (deslizamento de fluxo). Se a força de arraste for muito intensa, o material entra em um regime chamado *flux flow* (escoamento de fluxo), no qual a dissipação é muito maior que no caso anterior.

Por conta do estado misto, o conceito de densidade de corrente crítica nos supercondutores do tipo II é ligeiramente diferente, pois não refere-se à uma transição de fase, mas sim a um estado dissipativo do material em que os vórtices de fluxo magnético começam a mover-se e conseqüentemente surge a resistência elétrica. Portanto, para que os pares de Cooper sejam desfeitos e o supercondutor passe para o estado normal é necessário que o supercondutor atinja a densidade de corrente limite  $J_d$  (corrente em que ocorre a quebra dos pares de cooper). Essa densidade de corrente é um valor teórico que não é possível atingir na prática, pois os centros de aprisionamento não podem promover um aprisionamento de fluxo perfeito [10]. Dessa forma, os limites da supercondutividade para os supercondutores do tipo II são a sua corrente limite  $J_d$ , o seu campo crítico superior  $H_{C2}$  e a sua temperatura crítica  $T_c$ . Caso algum desses valores seja superado o supercondutor retorna ao estado normal.

Contudo, considerando a utilização desses supercondutores em aplicações, o valor  $J_c$  pode ser considerado um limite, uma vez que o surgimento de resistência elétrica acima desse patamar pode impedir a manutenção das correntes persistentes.

#### 2.1.4 Supercondutores de alta temperatura crítica

Até a década de 1970, uma das grandes barreiras para as aplicações dos supercondutores foi sem dúvida o custo de refrigeração destes dispositivos com hélio líquido. Gasta-se muita energia para alcançar temperaturas tão baixas, tornando muitas vezes a manutenção do funcionamento dos dispositivos supercondutores mais cara que a própria produção dos fios. O composto BaLaCuO, com temperatura crítica em

torno de  $30K$ , trouxe a perspectiva de que era possível atingir temperaturas críticas cada vez maiores. Em 1986 foram descobertos os primeiros compostos com temperaturas críticas maiores que o ponto de ebulição do nitrogênio, que é de  $77 K$ , trazendo uma grande vantagem em relação aos supercondutores até então conhecidos. Esses materiais, conhecidos como supercondutores de alta temperatura crítica (“High Temperature Superconductors”, HTS), possuem custo de refrigeração com o nitrogênio líquido cerca de 70 vezes menor do que com hélio, o que inegavelmente coloca-os em grande vantagem. Dentre os HTS destacaram-se o  $Bi_2Sr_2Ca_2Cu_3O_{10+x}$  (Bi – 2223) e os compostos de  $YBCO$ . [8]

A Figura 2.3 mostra os principais materiais supercondutores com suas respectivas temperaturas críticas.

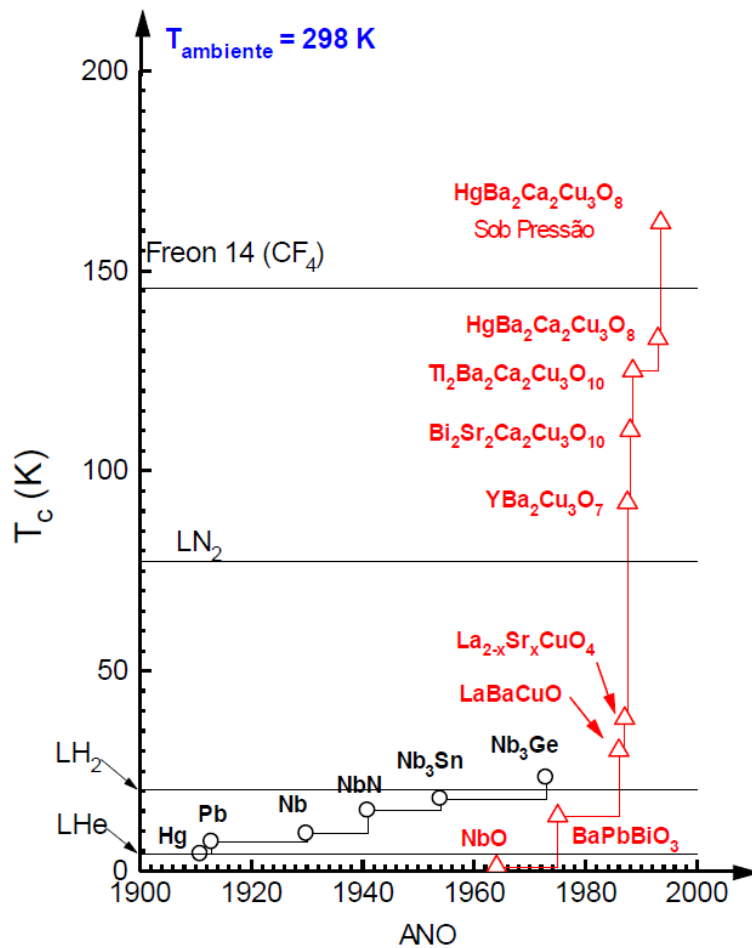


Figura 2.3: Curva de temperatura crítica para os principais materiais supercondutores existentes em relação ao ano de descoberta.

Os primeiros experimentos com os supercondutores de alta temperatura crítica mostraram que a corrente crítica não era tão alta como se esperava. Com o passar do tempo o domínio das técnicas de deposição de filmes finos possibilitaram a

produção de supercondutores em forma de fitas, o que tornou as correntes críticas bem maiores. O primeiro supercondutor a ser fabricado com essa técnica foi o composto cerâmico  $Bi_2Sr_2CaCu_2O_x$  (Bi-2212), que era fabricado no formato de fitas envoltas por prata, que conferia boa rigidez mecânica, pois a fragilidade dos materiais cerâmicos é grande. Além desse problema, essas fitas de primeira geração (1G) apresentavam grande influência de campos perpendiculares a seu plano, diminuindo muito a corrente crítica.

As fitas supercondutoras de segunda geração (2G) surgiram para solucionar alguns problemas apresentados pelas de primeira geração. A Figura 2.4 apresenta o modelo SCS4050 de fita supercondutora fabricada pela Superpower com as suas respectivas camadas. A camada de substrato metálico serve para dar orientação aos grãos do material, enquanto as camadas de cobre servem de estabilizantes térmicos, ajudando na troca de calor do material supercondutor com o nitrogênio líquido. As camadas de prata servem para proteger o supercondutor do ambiente externo e por último a camada com o material supercondutor que possui apenas  $1\mu m$  de espessura e  $4mm$  de largura, ou seja, toda a corrente de transporte passa apenas por esta fina camada supercondutora, quando a corrente é menor do que seu valor crítico.

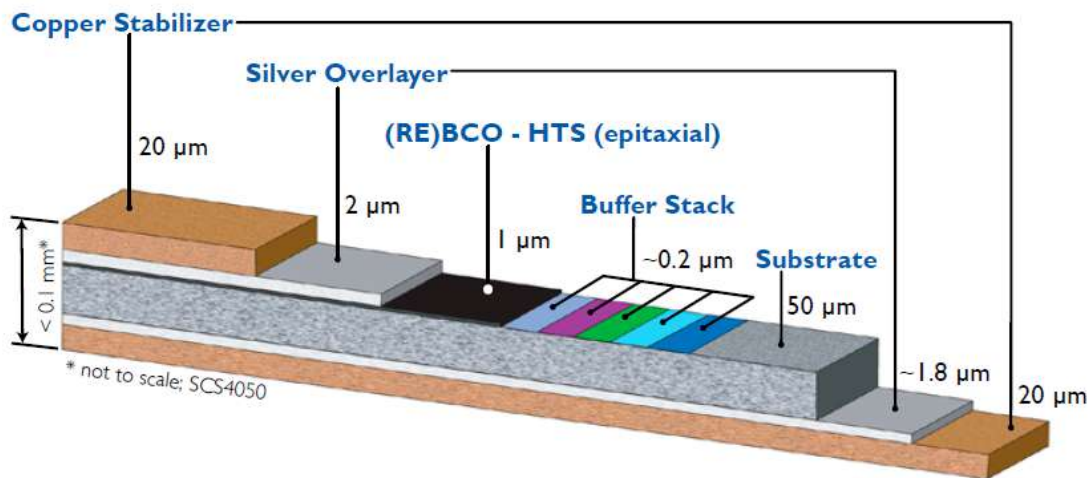


Figura 2.4: Camadas da fita SCS4050 fabricada pela SuperPower [11]

A fita SCS4050, tem uma corrente crítica de 80 A, correspondendo a densidade de corrente crítica de engenharia  $J_E = 2 \times 10^8 A/m^2$ , que é a densidade de corrente crítica levando em consideração toda as camadas da fita, incluindo as que não são supercondutoras como o substrato, o cobre e a prata. Como a corrente é transportada pela fina camada em preto de  $1\mu m$  apresentada na Figura 2.4, então a densidade de corrente que passa pelo supercondutor é de  $J_C = 2 \times 10^{10} A/m^2$ . Estima-se que, estes valores aumentarão ainda mais com o aperfeiçoamento das técnicas de fabricação e com a descoberta de outros materiais supercondutores. Atualmente, o valor de corrente crítica dessas fitas tem aumentado com o passar do tempo, o que resulta em

um aumento na relação corrente/preço, significando uma redução de custos dessas fitas.

### 2.1.5 Possíveis aplicações

Atualmente os LTS's são os únicos materiais utilizados em aplicações totalmente comerciais, geralmente envolvendo campos magnéticos acima de 1 T, como por exemplo os equipamentos de ressonância magnética. A possibilidade de conduzir corrente sem perdas nos HTS's permitiria a substituição dos LTS's e tornaria viável a utilização em outras aplicações, como por exemplo: motores e geradores elétricos, considerando que os HTS's possuem um menor custo de refrigeração.

#### Magnetos supercondutores

Aparelhos de ressonância magnética nuclear exigem extrema estabilidade no fluxo magnético para seu funcionamento, por isso são utilizados supercondutores de baixa temperatura crítica [12]. Esses materiais, por funcionarem em baixas temperaturas têm um custo elevado de refrigeração, pois o seu sistema de criogenia é complexo e caro, sendo geralmente utilizado hélio líquido no processo.

Assim, algumas pesquisas têm buscado contornar esse problema substituindo os LTS's por HTS's [13]. Porém, enfrenta-se outro problema desafiador, que são as perdas relacionadas as emendas, que tornam a corrente instável e o campo dessas bobinas também instável. No caso dos LTS's essas perdas podem ser consideradas desprezíveis, pois a corrente circula em modo persistente, tendo em vista que a técnica de emendas nesses materiais é bem desenvolvida, o que permite a circulação da corrente sem perdas.

Para tornar possível a utilização de ímãs HTS's o problema da resistência em emendas precisa ser contornado. Assim, as bobinas PST's podem tornar possível a utilização dos HTS's em magnetos supercondutores pois não possuem emendas. Todavia, a falta de acesso aos seus terminais exigem a utilização de técnicas de carregamento indutivo.

Assim, é necessário encontrar formas de tornar viável o carregamento dessas bobinas, que seja técnica e economicamente vantajoso para o uso em aplicações comerciais.

#### Mancais magnéticos

Como o campo  $H_{C2}$  é da ordem de alguns Teslas, a fabricação de dispositivos de levitação magnética supercondutora utilizando os supercondutores do tipo II torna-se possível. Esse tipo de levitação possui a vantagem de conferir uma maior



estabilidade, diferentemente de outros tipos conhecidos, como eletrodinâmica e eletromagnética. Os mancais magnéticos supercondutores passivos têm sido utilizados em aplicações como transporte, como o caso do trem MAGLEV (Figura 2.5) desenvolvido no Laboratório de Aplicações de Supercondutores (LASUP). Essa aplicação utiliza blocos supercondutores para gerar a força de levitação estável na presença de ímãs permanentes. Uma demonstração de levitação supercondutora realizada no LASUP pode ser observada na Figura 2.6.



Figura 2.5: Trem maglev cobra desenvolvido no lasup.



Figura 2.6: Demonstração da levitação supercondutora com criostato utilizado no veículo Maglev Cobra.

Por conta das dificuldades encontradas em blocos, como o processo de fabricação semi-artesanal, a baixa homogeneidade das amostras e a rápida deterioração em ambientes úmidos, realizou-se um estudo no LASUP para verificar a viabilidade técnica e econômica para substituí-los por fitas HTS empilhadas, já que estas são produzidas em escala industrial com alto padrão de qualidade [14]. Este estudo concluiu que existe a viabilidade técnica, e que apesar de ainda não existir a viabilidade econômica, acredita-se que com o incremento da corrente crítica nas fitas e com a redução dos custos, a utilização dessas fitas nos mancais pode tornar-se viável.

## Máquinas rotativas

As pesquisas com máquinas rotativas supercondutoras iniciaram-se após o desenvolvimento de fios de  $Nb - Ti$  e  $Nb_3Sn$ , a partir da década de 1960, mas como necessitam de refrigeração com hélio líquido, houve certa dificuldade para o desenvolvimento destas máquinas em razão do alto custo. Após o desenvolvimento dos materiais supercondutores de alta temperatura crítica, que podem ser refrigerados com nitrogênio líquido, a viabilidade econômica para a construção dessas máquinas tem aumentado significativamente e têm surgido projetos de grande porte para os motores supercondutores [15]. Contudo, ainda não há fabricação em escala industrial.

O desenvolvimento de motores supercondutores está muito ligado aos interesses militares, como principal exemplo a marinha americana, que tem financiado a construção de diversos motores de potências da ordem de MW para serem utilizados em navios de guerra [16]. No entanto, também há o interesse em aplicações de transporte comercial de cargas e passageiros.

Grande parte das topologias pesquisadas nos últimos anos é de motores com núcleos de ar e supercondutores somente nos enrolamentos de campo, que possuem alimentação com corrente contínua, o que implica em redução do volume e peso dessas máquinas.

Na década de 2000 foram desenvolvidas algumas pesquisas com motores supercondutores, destacando-se as empresas: American Superconductor, Siemens, IHI Marine. Apenas o primeiro motor desenvolvido pela American Superconductor foi desenvolvido para demonstração, todos os outros tinham foco na propulsão de navios de grande porte. Dentre esses motores o mais potente foi desenvolvido sob encomenda para a Marinha Americana e possui uma potência de 36 MW [17].

Além dos motores, surgiram também alguns projetos de geradores supercondutores. Esses possuem até  $1/3$  do peso e as perdas ocasionadas por efeito Joule gira em torno da metade comparado a um gerador convencional [18].

Contudo, uma das maiores dificuldades encontradas em utilizar bobinas supercondutoras em máquinas rotativas, são os custos e a complexidade do sistema de refrigeração, que necessitam de ancoragem térmica, por conta da grande diferença de temperatura [19]. A necessidade de alimentação externa de bobinas no enrolamento de campo é um outro fator complicador no projeto dessas máquinas, pois além de exigir uma eletrônica de alto desempenho para o controle da corrente, torna o isolamento entre o ambiente criogênico e o não criogênico muito complexo.

As bobinas PST's poderiam substituir essas bobinas supercondutoras convencionais atuando como um enrolamento de campo, o que minimizaria os requisitos criogênicos do sistema, uma vez que não há imposição de corrente, permitindo um

sistema completamente isolado do ambiente. Além disso, não há perdas resistivas relacionadas as emendas.

## 2.2 Modelos Matemáticos para Supercondutores.

### 2.2.1 Modelo de Bean

O primeiro pesquisador a propor um modelo de estado crítico foi C.P. Bean [20]. Esse modelo considera que a densidade de corrente que flui no material supercondutor é sempre igual ao seu valor crítico  $J_c$  e que a profundidade de penetração varia conforme o campo aplicado. Como é difícil a representação de todas as grandezas microscópicas presentes na rede de vórtices, esse modelo busca representá-las de forma macroscópica, utilizando por exemplo uma densidade de corrente macroscópica  $J_c$  no lugar das correntes microscópicas presentes na rede.

No caso de uma placa infinita essa corrente pode assumir apenas os valores  $\pm J_c$  ou zero. Assim, para um supercondutor maciço por exemplo, resfriado na ausência de campo (ZFC - zero field cooling), à medida que o campo externo penetra em seu interior, o supercondutor reage a essa variação e surge uma densidade de corrente que se aproxima cada vez mais do centro do material (Figura 2.7a). Essa corrente consegue blindar todo o campo magnético externo até que  $J_c$  esteja percorrendo todo o material supercondutor. Isso ocorre, quando o campo externo atinge um certo campo denominado  $H_P$ , chamado de campo de penetração completa conforme mostrado na Figura 2.7b.

Se o campo externo aplicado  $H$  ultrapassar o valor de  $H_P$ , haverá aprisionamento de fluxo no material por meio dos vórtices de fluxo, conforme observado na Figura 2.7c.

Ao retirar o campo externo, a corrente irá inverter de sinal de modo a aprisionar os vórtices no interior do supercondutor e a magnetização será completa, pois todas as regiões do material irão transportar uma corrente igual à  $J_c$  [21], como apresentado na Figura 2.7d. Dessa forma, pode-se dizer que o material supercondutor sempre reage as variações de campo em seu interior, criando correntes de blindagem.

Esse modelo também pode ser aplicado no caso em que o supercondutor é resfriado na presença de campo (FC-Field Cooling). A Figura 2.8 apresenta uma ilustração do processo de magnetização na presença de campo. Após aplicar um campo igual a  $H_P$ , o material supercondutor é resfriado e nenhuma corrente é induzida, pois não houve variação de campo em seu interior, conforme apresentado na Figura 2.8a. Na proporção em que esse campo vai sendo gradualmente retirado, vai surgindo um gradiente de campo magnético no interior do material e conseqüentemente uma corrente  $J_c$ , que compensa a saída desse campo (Figura 2.8b). No final do processo

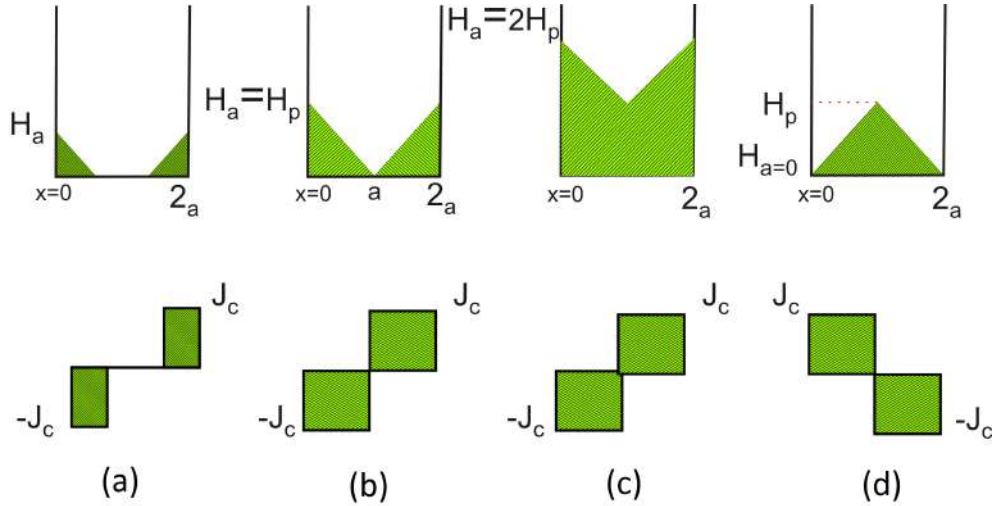


Figura 2.7: Perfil de corrente no supercondutor em razão da penetração de fluxo magnético em seu interior para o resfriamento na ausência de campo externo (o campo externo aplicado é perpendicular ao eixo  $x$ ). Em (a) o material se encontra no estado supercondutor e começa a surgir supercorrentes que blindam o campo no seu interior, (b) as correntes de blindagem percorrem todo o material supercondutor, (c) ocorre aprisionamento dos vórtices de corrente no supercondutor e (d) surge uma corrente de blindagem com sentido invertido, que impede a saída do campo aprisionado.

o campo externo é completamente retirado e permanece uma magnetização no supercondutor, que anula a variação de campo em seu interior, como apresentado na Figura 2.8c.

O modelo de Bean é o mais simples que explica o comportamento do supercondutor em função do campo aplicado. Porém, na literatura existem outros modelos que descrevem a dependência de  $J_c$  em função do campo interno  $H_i$ , que é a soma do campo que penetrou no supercondutor com o auto campo produzido pelo próprio supercondutor [22]. Dentre os mais utilizados pode-se citar o modelo linear [23].

$$J_c(H_i) = J_{c0} \left(1 - \frac{|H_i|}{H_0}\right). \quad (2.3)$$

O modelo da lei de potência [24]

$$J_c(H_i) = k_1 |H_i|^q. \quad (2.4)$$

e o modelo exponencial [25]

$$J_c(H_i) = J_{c0} \exp\left(-\frac{|H_i|}{H_0}\right). \quad (2.5)$$

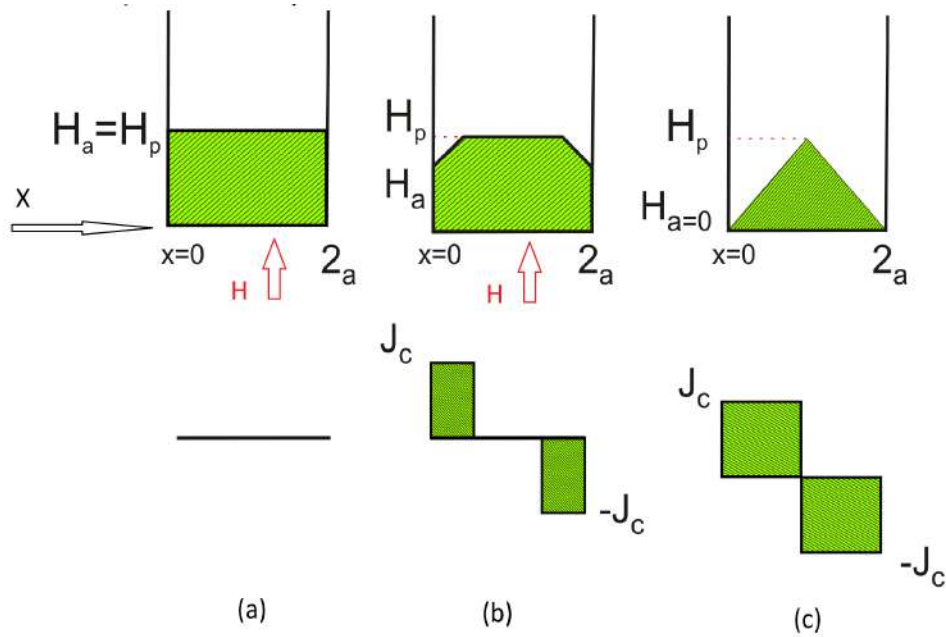


Figura 2.8: Perfil de corrente no supercondutor em razão da penetração de fluxo magnético em seu interior para o resfriamento na presença de campo externo (o campo externo aplicado é perpendicular ao eixo  $x$ ). Em (a) o material se encontra no estado normal e há penetração do fluxo até o centro, (b) o material foi resfriado e se encontra no estado supercondutor, e a medida que o campo externo diminui aparece uma corrente de blindagem que se opõe a variação do fluxo e (c) o campo externo é anulado e fica uma magnetização remanente no material.

Devido ao seu comportamento extremamente não linear, o modelo adequado para descrever o comportamento das fitas 2G depende do ponto de operação. Existem outros modelos mais complexos que descrevem o comportamento do campo em fitas supercondutoras [26, 27]. O grande desafio é encontrar um modelo mais simples possível, que descreva de forma adequada o comportamento para as condições de operação. Os modelos aqui apresentados não são válidos para descrever o comportamento transitório da tensão, em outras palavras não é adequado quando as variações de corrente são intensas na fita supercondutora.

### 2.2.2 Modelo de Kim

Durante investigações sobre corrente persistente em amostras tubulares, Kim observou que a corrente crítica tinha relação direta com o surgimento da força de Lorentz no supercondutor [28]. Para realização de seus ensaios utilizou uma amostra de nióbio no formato de um tubo, com comprimento muito maior do que seu raio, e um medidor de campo em seu interior. À medida que é aplicado um campo externo paralelo ao eixo do tubo surgem correntes de blindagem que anulam o campo no interior do supercondutor ( $H_i = 0$ ). Após atingir um certo valor de campo chamado  $H_s$  o material passa a conduzir a máxima corrente possível, o que determina o

estado crítico do supercondutor, como apresentado na Figura 2.9. Quando o campo ultrapassa o valor  $H_s$  o campo interno  $H_i$  aumenta junto com o campo externo, e apesar das correntes de superfície continuarem anulando parte do fluxo corrente, estão limitadas ao seu valor crítico que ocorre quando toda a parede do tubo está sendo percorrida pela corrente crítica  $J_C$ .

Quando o campo externo aumenta um maior número de vórtices penetra o tubo, e quando diminui as correntes iniciam a inversão de sentido, para impedir a saída desses vórtices de corrente. Ao fim do processo, quando o campo externo já é nulo, permanecem correntes de blindagem que mantêm presos os vórtices de campo no interior do material provocando uma magnetização.

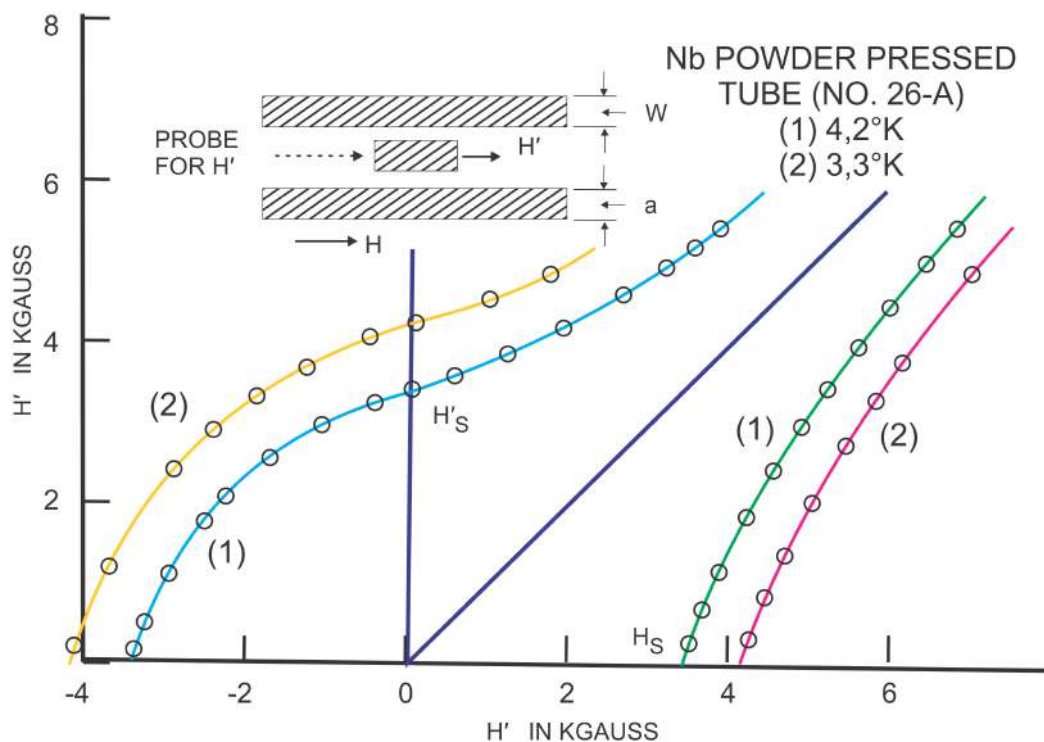


Figura 2.9: Curvas de magnetização e esquema experimental com supercondutor do tipo tubular (Adaptado de [28]).

A magnetização no supercondutor atribuída às supercorrentes é dada por  $M = H_i - H$ , em que  $M$  é a magnetização produzida pelas correntes de blindagem no material supercondutor [29],  $H_i$  o campo no interior do tubo e  $H$  o campo externo aplicado. Para que essa magnetização permaneça, após a retirada do campo externo é necessário que o campo no interior do supercondutor seja diferente de zero, o que ocorre quando o campo externo atinge valores maiores que o campo  $H_s$ . O modelo de Kim estabelece uma relação inversamente proporcional entre a corrente e o campo no interior do supercondutor, conforme a Equação 2.6.

$$J_c(H_i) = \frac{J_{c0}}{H_0 + |H_i|}. \quad (2.6)$$

Nesses experimentos também foi observado um fenômeno chamado *flux jump* (salto de fluxo), que consiste em uma intensa movimentação dos vórtices em um curto intervalo de tempo, que normalmente acontece com os supercondutores do tipo I. Nos supercondutores do tipo II ocorre um arraste de fluxo mais suave denominado *flux creep* (arraste de fluxo), e outro mais intenso denominado *flux flow* (escoamento de fluxo). Apesar de não ser o modelo mais adequado para descrever o comportamento em supercondutores do tipo II, o modelo de Kim é útil para descrever o comportamento do campo magnético e da corrente remanescente em supercondutores com um buraco, especialmente para aqueles com paredes bem finas, que é o objeto de estudo desse trabalho.

### 2.2.3 Modelo de Anderson-Kim

A maior parte das formulações levam em consideração apenas o campo magnético aplicado na amostra supercondutora, não considerando os efeitos térmicos. Nos supercondutores do tipo II os vórtices têm uma maior liberdade para se mover, o que ocorre quando a corrente crítica é atingida. Esse movimento faz surgir um campo elétrico  $E = B \times v$  na amostra que é proporcional a velocidade de arraste dos vórtices e contrário a corrente de transporte, provocando uma dissipação de energia, que reflete no aumento da temperatura da amostra.

A lei de Arrhenius afirma que é necessário uma quantidade de energia mínima, denominada energia de ativação, para que ocorra uma reação química [30]. Da mesma forma, o movimento dos fluxóides dependem de uma energia de ativação mínima dada pela Equação 2.7, para que ocorra o movimento dos vórtices.

$$U(J) = U_c \ln \left( \frac{J_c}{J} \right). \quad (2.7)$$

Em que  $U_c$  é o valor crítico da energia de ativação,  $J$  é a densidade de corrente e  $J_c$  a densidade de corrente crítica. Quando o valor da densidade de corrente ultrapassa o valor crítico, a energia mínima necessária para começar a movimentar os vórtices é atingida. A velocidade com que os vórtices movem-se é análoga a velocidade de uma reação química que pode ser definida da Equação 2.8.

$$v = A e^{\frac{-U}{kT}}. \quad (2.8)$$

Em que  $A$  é uma constante,  $k$  a constante de Boltzmann e  $T$  a temperatura. Analogamente o campo elétrico no supercondutor pode ser escrito da mesma forma que a velocidade de uma reação química, conforme a Equação 2.9.

$$E(J) = E_c e^{\left(\frac{-U}{kT}\right)}. \quad (2.9)$$

Onde  $E_c$  corresponde ao campo crítico, que tem o valor definido na literatura de  $1 \mu\text{V}/\text{cm}$  [31]. Substituindo 2.7 em 2.9 chega-se a seguinte expressão 2.10.

$$E(J) = E_c \left(\frac{J}{J_c}\right)^{\frac{U_c}{kT}}. \quad (2.10)$$

Definindo o expoente  $n = \frac{U_c}{kT}$ , que é um parâmetro de ajuste do modelo, chega-se a equação 2.11 que relaciona o campo elétrico e a densidade de corrente no supercondutor. Como esse índice é da ordem de 20 para alguns tipos de supercondutores, uma pequena variação no valor da temperatura pode provocar grandes variações no campo elétrico.

$$E(J) = E_c \left(\frac{J}{J_c}\right)^n. \quad (2.11)$$

Além de depender do ponto de operação(temperatura), o índice  $n$  também está relacionado com a qualidade dos centros de aprisionamento do material supercondutor, quanto maior for o valor de  $n$ , mais intensa é a ancoragem dos vórtices e menor a resistividade do material. Os valores de  $n$  permitem também identificar o comportamento do supercondutor em algumas situações. Para o composto YBCO pode-se destacar as seguintes:

1. Flux creep  $\Rightarrow$  Os vórtices movimentam-se por causa da corrente de transporte e a força de Lorentz tem aproximadamente o mesmo valor da força de aprisionamento, o que provoca um movimento dos vórtices com velocidade quase constante. O valor do índice  $n$  neste caso varia de 20 até 30 [32].
2. Flux flow  $\Rightarrow$  A força de Lorentz é muito maior que a força de aprisionamento, o que provoca aceleração dos vórtices. Neste caso o índice  $n$  varia entre 2 e 4.
3. Normal  $\Rightarrow$  O supercondutor transita para o estado normal e apresenta uma resistência linear, com índice  $n$  igual à 1.

A Equação 2.11 também é conhecida na literatura como lei de potência(*power law*).

## 2.3 Técnicas de carregamento

Muitos estudos sobre magnetização de blocos supercondutores têm sido realizados [33–37]. Os blocos supercondutores possuem algumas limitações práticas, pois o



processo de fabricação é semi-artesanal e não podem ser produzidos em larga escala de forma homogênea, o que dificulta sua utilização em aplicações comerciais, pois suas propriedades como a corrente crítica e seu campo crítico podem variar consideravelmente de uma amostra para outra, dificultando a previsibilidade no uso em aplicações.

Em comparação aos blocos supercondutores, as fitas supercondutoras de 2ª geração têm tecnologia de fabricação muito bem consolidada, permitindo que sejam produzidos quilômetros de fitas com homogeneidade das propriedades supercondutoras. Além disso, a cada ano é perceptível o incremento da corrente crítica e a redução dos custos dessas fitas, o que as coloca em vantagem em relação aos blocos supercondutores.

A possibilidade de carregamento em bobinas supercondutoras HTS torna possível sua operação com a manutenção da corrente em um valor adequado para a aplicação. A perda resistiva por causa das emendas pode ser evitada utilizando as bobinas PST's, porém os efeitos de decaimento da corrente por flux creep ainda continuarão existindo. As técnicas de carregamento são um caminho para induzir e manter a corrente constante durante o tempo, o que pode aumentar as possibilidades da utilização de bobinas HTS em aplicações comerciais.

Nesta seção são apresentadas quatro técnicas de carregamento indutivo em materiais supercondutores: resfriamento na presença de campo(FC - field colling), resfriamento na ausência de campo(ZFC - zero field colling), magnetização por pulsos(PM - pulse magnetization e bomba de fluxo(FP - flux pump)).

### **2.3.1 Resfriamento na presença de campo(FC - Field Cooling)**

Se o resfriamento acontece na presença de campo magnético, o efeito *meissner* continuará válido para campos inferiores a  $H_c$ (supercondutores tipo I). No entanto, nos supercondutores tipo II, para um campo entre  $H_{c1}$  e  $H_{c2}$  haverá aprisionamento desse fluxo no interior desse material quando ocorrer a transição do estado normal para o estado supercondutor. O processo de resfriamento na presença de campo está representado na Figura 2.10.

O carregamento de corrente em supercondutores do tipo II na presença de campo consiste em resfriar o material supercondutor enquanto está submetido a um campo externo  $H$  [38]. Pode-se induzir da Figura 2.10 que o fluxo no interior do supercondutor é não nulo pois existem vórtices de corrente logo após a amostra ser resfriada. Se admitirmos que não existem correntes de blindagem nesse instante, o fluxo que atravessa a superfície está preso nos vórtices de corrente, e à medida que o campo externo vai sendo reduzido irão surgir correntes de blindagem, que gerarão um fluxo

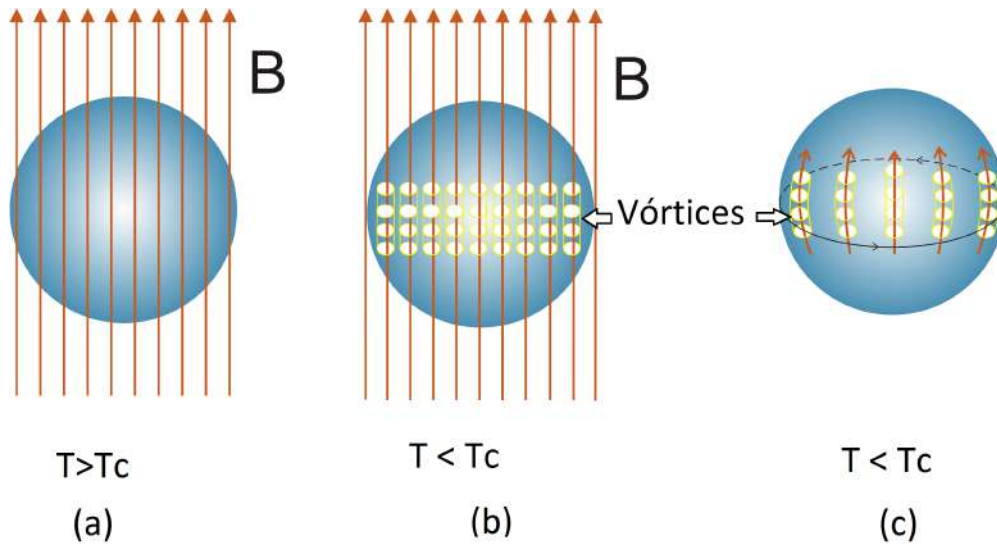


Figura 2.10: Magnetização na presença de campo. Em (a) o material encontra-se no estado normal, (b) houve transição para o estado supercondutor e o campo fica aprisionado no interior do material na forma de vórtices e (c) o campo externo é retirado e surge uma corrente de blindagem que mantém o fluxo aprisionado.

contrário para compensar a diminuição do fluxo no interior do material. Isto ocorre em razão da diminuição da pressão externa (campo externo) que mantém os vórtices no interior do supercondutor, que se não fosse pelas correntes de blindagem, poderiam sair do interior do supercondutor. Essas correntes sempre surgem para se opor à qualquer variação de campo magnético no interior do supercondutor. É importante notar que ainda que o campo aplicado seja muito pequeno, como este fica aprisionado, irá gerar uma magnetização no material.

### 2.3.2 Resfriamento na ausência de campo (ZFC - Zero Field Cooling)

Considere um material supercondutor resfriado na ausência de campo (ZFC) em que é aplicado um campo externo. Conforme o efeito *meissner*, todo o fluxo no interior desse material será expulso, como observado na Figura 2.11, que será válido para supercondutores do tipo I abaixo do campo crítico  $H_c$ , e para supercondutores do tipo II abaixo de  $H_{c1}$ . Para que essa condição seja satisfeita é necessário que exista uma corrente de blindagem na superfície do material que anule o campo externo.

No caso dos supercondutores do tipo II, quando o campo ultrapassa o valor  $H_{c1}$  os vórtices começam a penetrar no interior do material, pois a corrente não é capaz de blindar completamente o campo externo. Esse tipo de carregamento é menos eficiente do que o carregamento na presença de campo, pois é necessário ultrapassar a barreira de campo crítico para magnetizar o supercondutor. Enquanto em FC o carregamento ocorre até mesmo para valores muito baixos de campo aplicado.

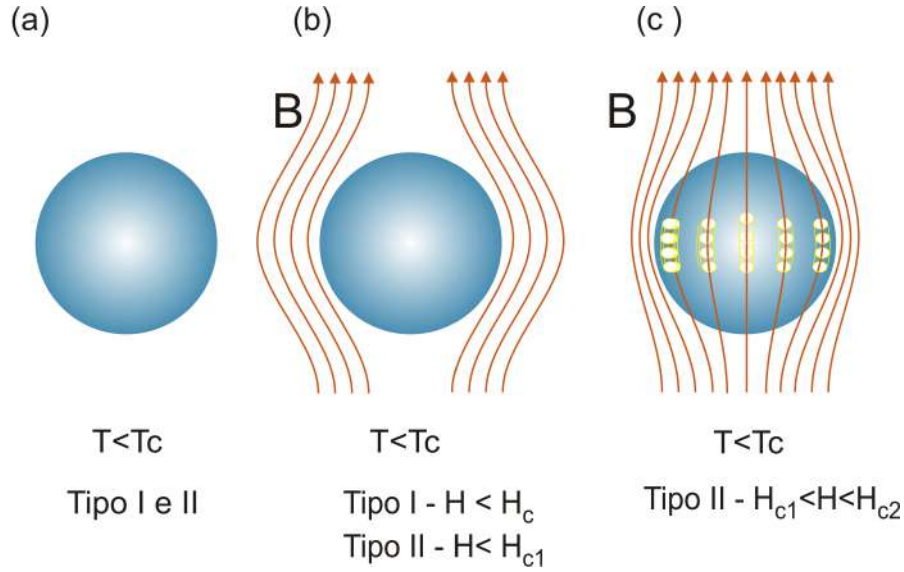


Figura 2.11: Carregamento do supercondutor com resfriamento na ausência de campo. Em(a) o material se encontra no estado supercondutor e não há campo externo aplicado,(b)o campo externo é aplicado mas não ultrapassa o valor crítico, assim não há penetração dos vórtices no interior do material e (c) o campo aplicado ultrapassa o valor crítico  $H_{c1}$  e ocorre penetração de fluxo no interior do supercondutor.

### 2.3.3 Bomba de fluxo(FP - Flux pump)

Bomba de fluxo(*flux pump*) é uma classe de dispositivos para induzir uma corrente contínua em um circuito supercondutor, sem a necessidade de que o sistema de indução esteja imerso no meio criogênico [19, 39]. Esse bombeamento de fluxo é realizado com uma onda de fluxo homopolar com uma frequência que seja suficiente para provocar um arrasto dos vórtices de fluxo no interior do material supercondutor [40].A Figura 2.12 apresenta o esquema de geração de tensão no material a partir da variação do campo magnético no interior do material supercondutor.

O arrasto dos vórtices, de acordo com a lei de Lenz(Equação 2.12), provoca variação de fluxo magnético no interior em um segmento da fita supercondutora, então irá surgir uma corrente que irá se opor a essa variação. O que significa que existe conservação do fluxo magnético [1].

$$\nabla \times E = -\frac{dB}{dt} \quad (2.12)$$

Como as bobinas supercondutoras estão curto-circuitadas, surge uma corrente persistente nessas bobinas.

Uma outra forma de entender esse processo está associada à força resultante que atua no vórtice. À medida que um certo campo  $B_z$  penetra a região delimitada pela fita supercondutora, irá surgir uma corrente superficial que tende a anular o fluxo que penetrou. Contudo, se este vórtice está sendo arrastado pela superfície da fita,

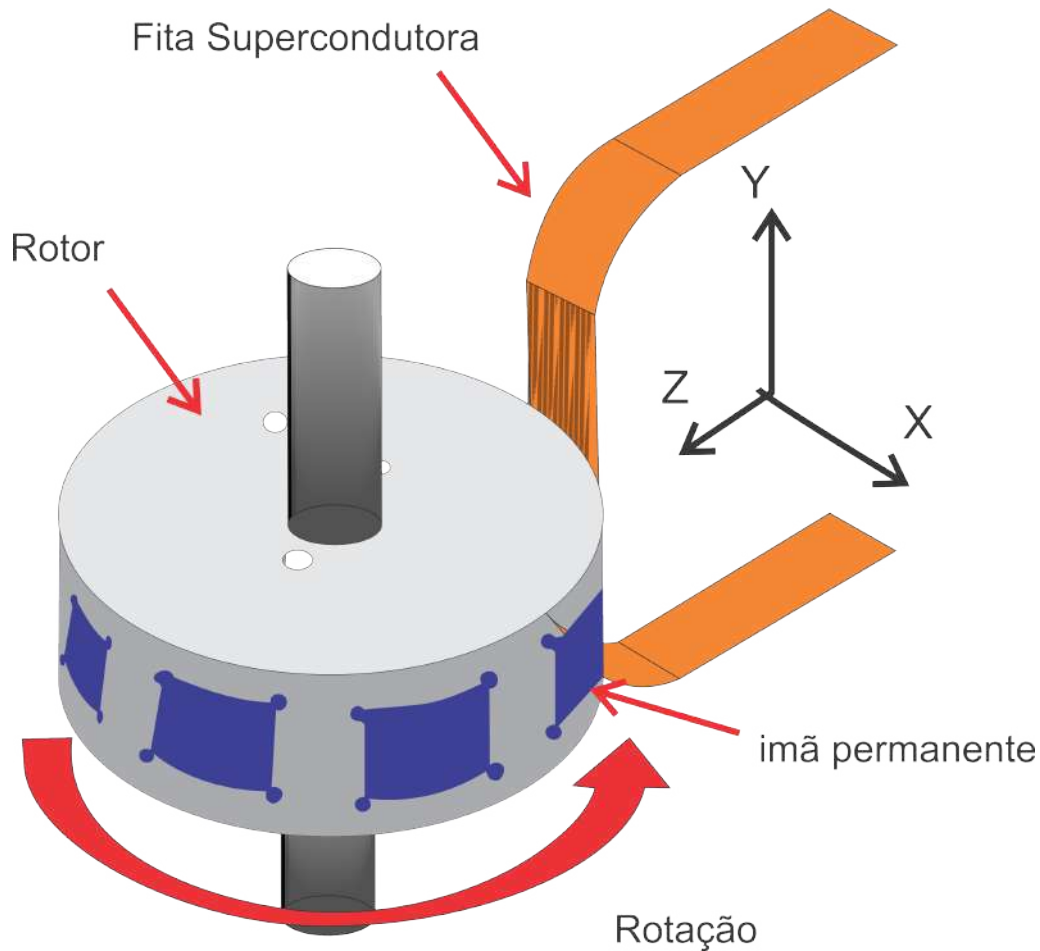


Figura 2.12: Esquema para realização de flux pump nas bobinas com emendas (Adaptado de [41]).

existe uma força resultante  $F_{rx}$  na direção desse movimento, conforme o diagrama apresentado na Figura 2.13, que corresponde a diferença entre a força de *lorentz* e a força de aprisionamento. Essa força resultante está associada a uma corrente líquida  $I_s$  no sentido positivo do eixo  $y$ . Enquanto  $B_z$  estiver atravessando a fita, a força resultante continuará tendo a mesma direção, então deverá existir uma corrente líquida ainda na direção positiva de  $y$ , que no fim do processo deverá permanecer no supercondutor, pois sua resistência é nula.

Os dispositivos flux pump podem ser classificados em rotativos ou estacionários [42]. Os rotativos usam ímãs permanentes para criar uma onda de campo homopolar e provocar o arrasto dos vórtices de corrente no caso dos supercondutores do tipo II [43–46]. No caso dos supercondutores do tipo I, como não existem fluxóides no seu interior, por causa do aparecimento de regiões normais no supercondutor existe variação do fluxo magnético e conseqüentemente uma tensão induzida [47]. A maior desvantagem desse tipo de dispositivo rotativo é que o movimento nos ímãs está relacionado a vibrações e ruídos elétricos.

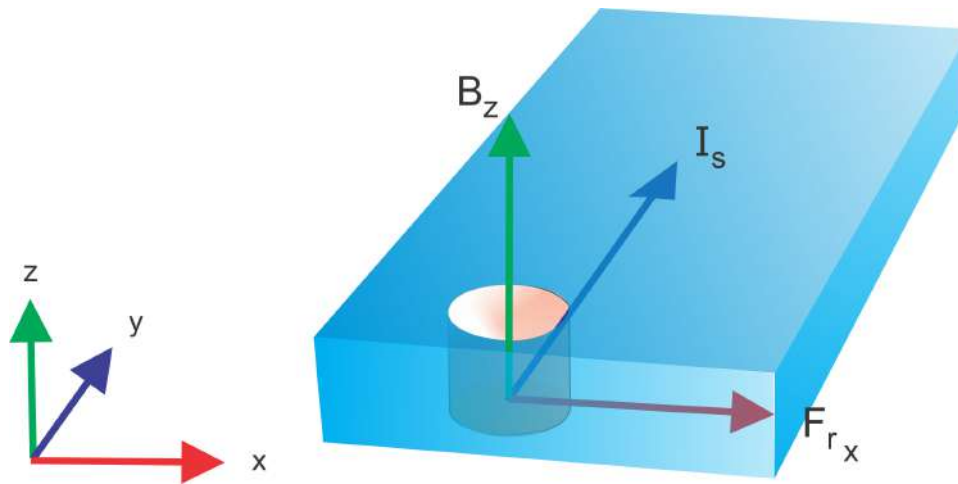


Figura 2.13: Fluxo trafegante.

Atualmente, as pesquisas com dispositivos estacionários têm aumentado devido as vantagens em relação aos rotativos. Esse dispositivo também funciona fazendo passar na fita supercondutora um campo trafegante que induz a corrente utilizando bobinas de cobre trifásicas que geram o campo magnético, não havendo movimento entre as partes [42, 48–54].

A Figura 2.14 apresenta o esquema da montagem experimental realizada em [52] com o bombeamento de fluxo em pedaços de fitas soldadas a bobina supercondutora.

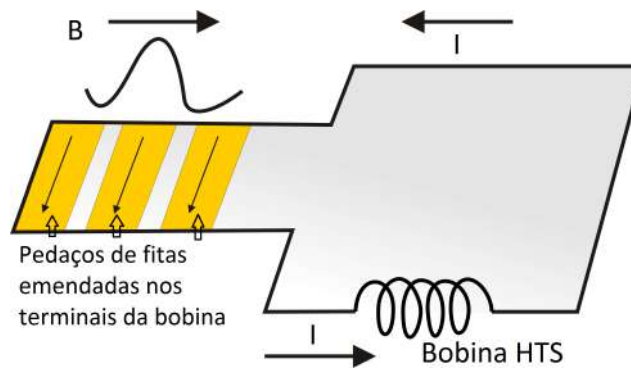


Figura 2.14: Flux pump em bobinas supercondutoras com emendas.(adaptado de [52])

Alguns trabalhos têm tratado do bombeamento de fluxo em pilhas de fitas HTS [55, 56]. Contudo, nesse tipo de configuração o arraste dos vórtices acontece de maneira eficaz apenas nas espiras mais superficiais, e o carregamento nas espiras mais internas fica prejudicado. Uma desvantagem dessa configuração é que as emendas continuam a prejudicar a manutenção da corrente persistente. Contudo, tem surgido pesquisas que essa técnica em bobinas PST's [57].

### 2.3.4 Magnetização por pulsos (PM - pulse magnetization)

A irreversibilidade magnética nos supercondutores tipo II está associada principalmente à existência dos centros de aprisionamento desses materiais. A técnica de magnetização por pulsos segue um princípio similar ao ZFC, contudo os pulsos de curta duração têm um menor gasto de energia [58]. A Figura 2.15 apresenta uma ilustração do processo de magnetização do supercondutor.

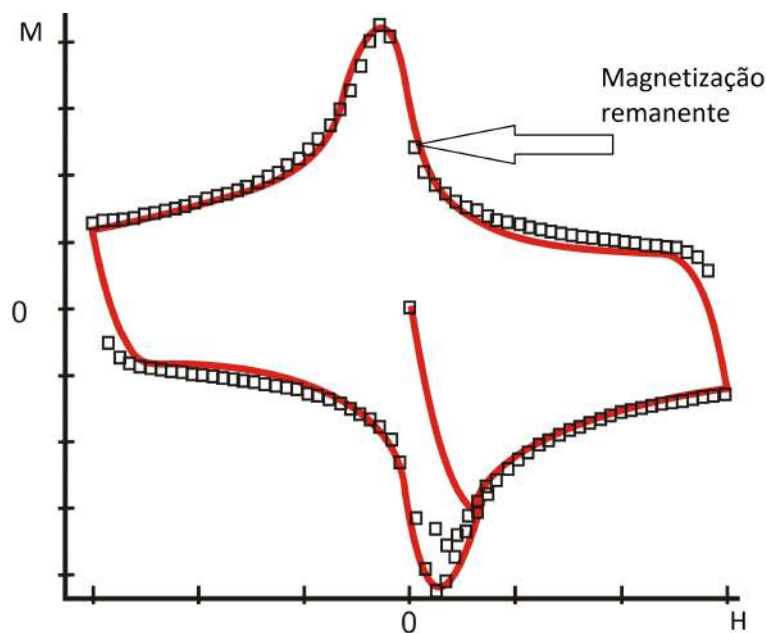


Figura 2.15: Histerese devido ao aprisionamento dos vórtices no supercondutor.

Se o campo aplicado atinge valores maiores que  $H_{c1}$  ocorre a entrada dos vórtices de corrente no material, que ficam presos por conta da existência dos centros de aprisionamento, da mesma forma que no carregamento em ZFC.

O carregamento indutivo, usando as técnicas FC e ZFC, exige um campo externo muito intenso, e conseqüentemente um aparato experimental grande e caro para induzir correntes no supercondutor [59]. Ao contrário, a técnica de PM pode gerar campos tão intensos quanto a FC, utilizando pequenas bobinas [60], o que permite que seja realizado um carregamento local (dentro do sistema criogênico). Esta característica permite que sejam impostas correntes intensas na bobina de excitação, uma vez que se encontra em temperaturas criogênicas.

#### Magnetização por pulsos em laços de fitas parcialmente cortadas

Um dos principais problemas que impedem a utilização das fitas HTS em aplicações como aparelhos de ressonância magnética são as perdas resistivas por causa das emendas [61]. O que não acontece com os fios LTS que possuem uma técnica de emendas bem desenvolvida e com isso o campo magnético permanece estável, o que

é um fator de grande importância em algumas aplicações.

Algumas pesquisas têm buscado soluções para diminuir essa resistência nas bobinas HTS devido a emendas, porém essas perdas ainda não podem ser consideradas desprezíveis [62]. O uso dos HTS's no lugar dos LTS's, poderia representar uma grande economia com refrigeração. A utilização de bobinas construídas com fitas parcialmente cortadas (Figura 2.16) pode eliminar o problema das perdas por emendas e manter o campo magnético dessas bobinas em um valor bem definido por um longo tempo.



Figura 2.16: Espira com fita parcialmente cortada.

O arranjo com fitas PST's é uma configuração em que é feito um corte central e parcial ao longo da fita, formando um laço sem emendas em que uma corrente elétrica pode ser induzida.

O princípio da quantização do fluxóide [63] diz que o fluxo no interior de um supercondutor maciço no estado misto deve se conservar. Esse princípio pode ser expresso na Equação 2.13, no qual  $\phi'$  é a soma dos quantas de fluxo no interior de uma área delimitada por um supercondutor,  $\phi_p$  é o fluxo gerado pela fonte externa e  $\phi_s$  é o fluxo gerado pela corrente de blindagem.

$$\phi' = \phi_p + \phi_s \quad (2.13)$$

Se este supercondutor for resfriado na presença de um campo externo, o fluxo total no interior do supercondutor será igual ao fluxo  $\phi_p$ , que penetrará o material na forma de vórtices. Assim, ao retirar esse campo, irá surgir no supercondutor uma corrente que gera um campo que se opõe à variação desse fluxo, de modo que a corrente final no supercondutor deve gerar um fluxo equivalente ao fluxo externo no início do processo. Para isso, é necessário que o fluxo  $\phi_s$  gerado pelas correntes de blindagem no supercondutor seja igual em módulo ao fluxo  $\phi_p$  gerado anteriormente, implicando na manutenção do fluxo total no circuito.

Quando o material já se encontra no estado misto e o campo externo aumenta, então  $\phi_p$  aumenta. Esse campo exerce “pressão” sobre os vórtices de corrente fazendo-os mover-se para o interior do material e criando novas regiões com fluxo, fazendo

aumentar os valores  $\phi'$ . Com isso, deverão surgir correntes de blindagem  $\phi_s$  que irão gerar um fluxo contrário para anular aquela variação. Como existem os centros de aprisionamento no material, a tendência é que esses vórtices fiquem presos dentro do material, o que permite que os supercondutores do tipo II alcancem campos magnéticos da ordem de alguns teslas.

O mesmo princípio pode ser aplicado à bobina PST, que é um supercondutor com um buraco em seu interior, similar ao tubo utilizado no experimento de Kim, apresentado na seção 2.6. Todavia,  $\phi'$  será agora não somente o fluxo aprisionado nos vórtices, mas todo o fluxo que se encontra delimitado pelo laço supercondutor, que é a soma do fluxo no interior do buraco com os fluxos aprisionados através dos vórtices, conforme mostrado na Figura 2.17. Caso o fluxo externo esteja concentrado em um núcleo magnético,  $\phi'$  será o fluxo delimitado por esse supercondutor com um buraco.

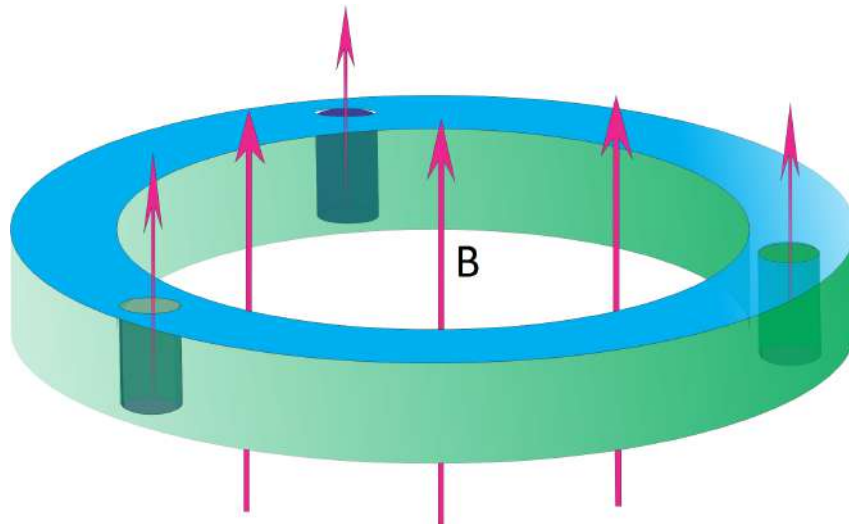


Figura 2.17: Supercondutor com buraco em que parte no fluxo externo atravessa seu interior e outra parte fica aprisionada na forma de vórtices.

Um das principais desvantagens na configuração dos PST's é que não permitem um controle direto da corrente através de uma fonte de alimentação, necessitando da utilização de técnicas para indução da corrente. Por outro lado, como essa corrente não é imposta, à medida que a mesma aumenta, surge o campo elétrico que limita seu valor, reduzindo-a para valores próximos de sua corrente crítica, o que confere a essa configuração uma “auto-proteção”. Algumas pesquisas de magnetização de laços supercondutores utilizam um transformador com primário de cobre e núcleo de aço que envolve a bobina supercondutora(secundário) [61, 64–66].



# Capítulo 3

## Aparato Experimental e Modelos Fenomenológicos

Nesse capítulo são apresentados os sistemas experimentais para caracterização elétrica da corrente crítica, o sistema de carregamento indutivo, e também todo o conjunto de técnicas utilizadas nesse trabalho, como por exemplo calibrações e caracterizações. O sistema de caracterização de 4 pontos foi utilizado para determinar parâmetros da fita como a corrente crítica e o índice  $n$ . O sistema de carregamento indutivo, principal bancada deste trabalho, foi utilizado para aplicação de pulsos de fluxo magnético e também para caracterização dos laços pelo método indutivo. Também são apresentados os modelos fenomenológicos desenvolvidos para explicar o comportamento do campo elétrico do laço durante a aplicação dos pulsos de fluxo magnético.

### 3.1 Preparação das amostras de laços supercondutores

As amostras de laços de fitas 2G foram preparadas utilizando os carretéis de fitas da fabricante Superpower modelo SF12050, com uma corrente crítica mínima de 300 A. Esse modelo possui uma largura de 12 mm e espessura de 0.055 mm [11]. Como pode ser visto na Figura 3.1, essa fita possui apenas revestimento de prata como proteção, o que a torna mais vulnerável à oxidação do que as fitas com revestimento de cobre. Assim, o manuseio das amostras foi feito utilizando-se luvas e o corte realizado com um estilete ou com uma mesa de corte manual, o que contribuiu para redução da corrente crítica das amostras, pois não é possível garantir a perfeita linearidade do corte. Esse modelo de fita foi escolhido, pois a chance de indução de corrente em outras camadas que não a supercondutora é menor, quando comparado como o modelo com camadas de cobre. Além disso, como sua espessura é menor, é

mais fácil realizar o corte.

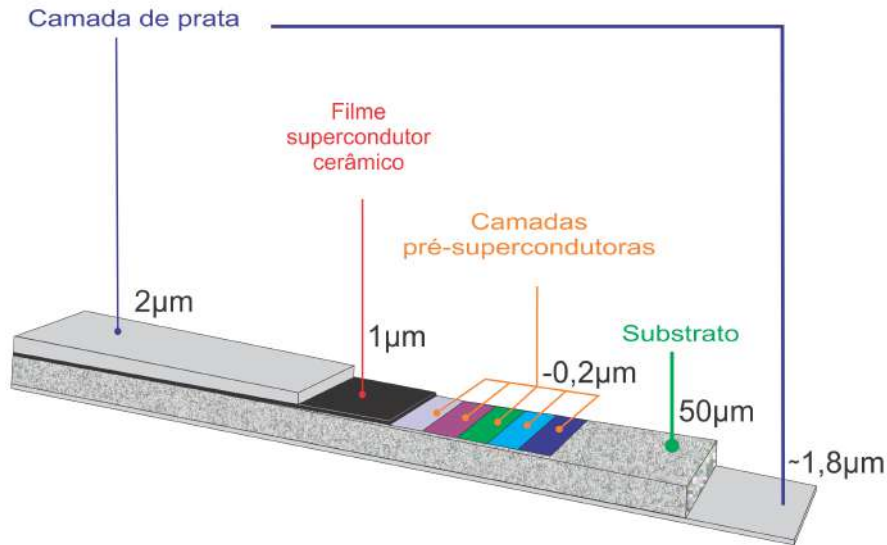


Figura 3.1: Camadas de materiais que compõem a fita *SF12050* da fabricante Superpower.

Para confecção do laço é cortado um pedaço de fita de 250 mm com um corte central de 100 mm, equidistante das bordas. Os terminais de tensão foram soldados em cada um dos caminhos (a) e (b) com uma distância de 80 mm entre os pontos como apresentado na Figura 3.2. Um terceiro terminal é soldado no centro da fita com uma distância total de 130 mm.

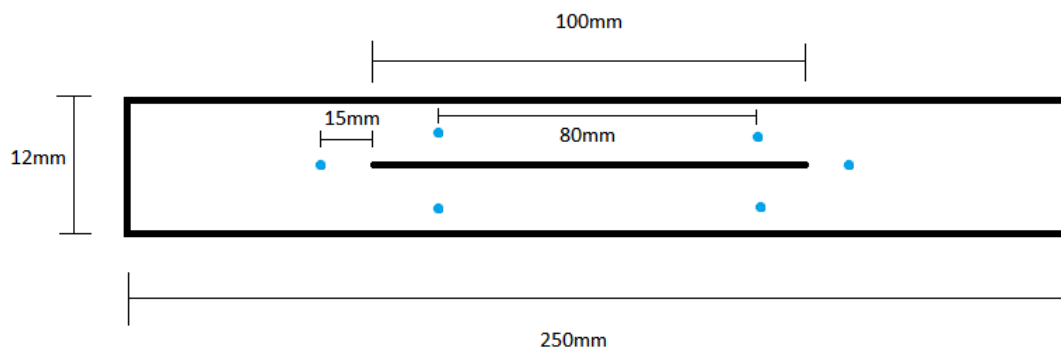


Figura 3.2: Esquema de corte e pontos de solda na fita supercondutora.

Foram utilizadas soldas de 63Sn/37Pb com ponto de fusão de 183 °C e o índio-estanho com temperatura de fusão da ordem de 120 °C, que foram depositadas na superfície da fita com auxílio do fluxo de solda. A Figura 3.3 apresenta o aspecto de uma das amostras utilizadas após o processo de solda. O terminal C é utilizado para medir a tensão crítica total da fita e os terminais A e B para medir a tensão em cada ramo após o corte.

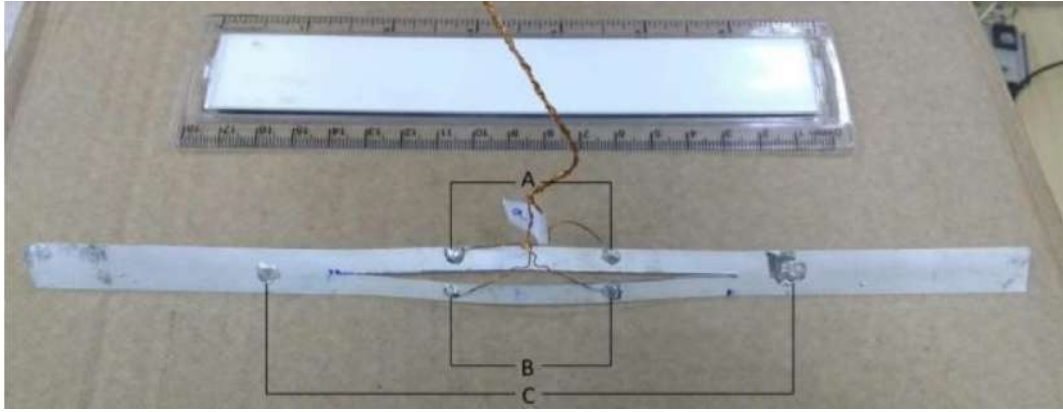


Figura 3.3: Amostra de fita supercondutora após a deposição da solda e do processo de corte em forma de laço.

Mesmo que sejam respeitadas as temperaturas máximas de solda da fita, ao longo do tempo a degradação torna-se inevitável por conta da reação química entre esses materiais e a prata, e posteriormente a reação com o material supercondutor. Além disso, como a amostra é submetida a muitos ciclos térmicos durante os ensaios ocorre reação com a umidade do ar acentuando ainda mais os efeitos da degradação. Para realizar a solda é aconselhável a utilização de fios de baixa resistência elétrica e de menor seção circular, para reduzir a tração mecânica e evitar rupturas da solda e consequentemente a degradação da fita.

Nas soldas realizadas nesse trabalho foram utilizados fios de cobre ou de manganina com AWG de 40, sendo observada maior durabilidade das amostras soldadas com manganina quando comparadas com as soldas realizadas com fios de cobre, já que devido à tração mecânica, em muitas amostras a solda despreendeu-se ocasionando a retirada de parte da camada supercondutora e consequentemente a degradação da fita.

Ao longo deste trabalho foram caracterizadas mais de 20 amostras, contudo a maioria delas sofreu algum tipo de degradação durante essas caracterizações ou durante as baterias de ensaio com magnetização por pulsos. Além disso, em muitas foi observado o surgimento de pontos localizados de calor que prejudicaram seu carregamento(abordado ao longo do trabalho). Uma parte dos problemas encontrados pode ser contornada aprimorando a técnica de corte dessas fitas, como por exemplo o corte a laser, ou até encomendas de fitas cortadas diretamente na fábrica.

## 3.2 Sistema de caracterização de quatro pontos

O processo de caracterização de uma fita supercondutora consiste em impor uma corrente conhecida e medir o valor do campo elétrico. Para isso, a fita é posicionada em um porta amostra (Figura 3.4) de cobre que tem a função de conferir estabilidade

térmica à amostra, pois a presença do cobre é uma boa âncora térmica.



Figura 3.4: Porta amostra de cobre para estabilizar termicamente a fita durante os ensaios.

Caracterizou-se mais de 20 amostras durante esse trabalho, contudo muitas amostras queimaram durante esse processo, pois o contato físico entre o cobre e a fita supercondutora fica comprometido se os terminais não forem posicionados de forma adequada na barra. Além disso, como o coeficiente de dilatação linear da fita e do cobre são muito diferentes, após o resfriamento o cobre contrai mais do que a fita, e a região mais central curva-se, resultando em um aumento de temperatura em uma certa região da fita ocasionando sua queima. Para evitar esse problema, pode-se utilizar um porta amostra que envolva os dois lados da fita supercondutora.

A corrente que circula na fita é medida através de um resistor de  $400\text{ m}\Omega$ , cuja tensão foi medida por meio de um nanovoltímetro, ligado aos terminais desse resistor. Outro nanovoltímetro é utilizado para medir a tensão na amostra supercondutora [67], por meio dos terminais que foram soldados na fita supercondutora. Para imposição de corrente foi utilizada uma fonte Argantix modelo KDC 30-500. A comunicação dos equipamentos com o computador é feita através de um cabo GPIB. A Figura 3.5 apresenta o esquema experimental utilizado para a caracterização de quatro pontos.

O primeiro ensaio mede a corrente crítica no terminal externo ao corte, que é a corrente crítica total na fita. Os outros dois ensaios medem a corrente total que atravessa a fita ao ser atingido o valor crítico de campo elétrico em cada um dos terminais. Nesse tipo de caracterização não é possível determinar a corrente crítica em cada ramo, pois os ramos estão em paralelo e a corrente medida refere-se à corrente total que atravessa a fita conforme apresentado na Figura 3.6. Nesse caso pode-se apenas determinar a corrente máxima esperada na fita, que irá corresponder à metade do valor encontrado para o ramo mais resistivo, que é aquele em que a tensão atinge o critério de  $1\mu\text{V}/\text{cm}$ , com uma corrente menor.

Nota-se que os valores de corrente que percorrerão cada ramo dependem da precisão do corte. Ao cortar a fita parte do material supercondutor é desperdiçado e conseqüentemente a corrente crítica diminui, podendo reduzir-se ainda mais caso o corte não seja perfeitamente retilíneo e centralizado.

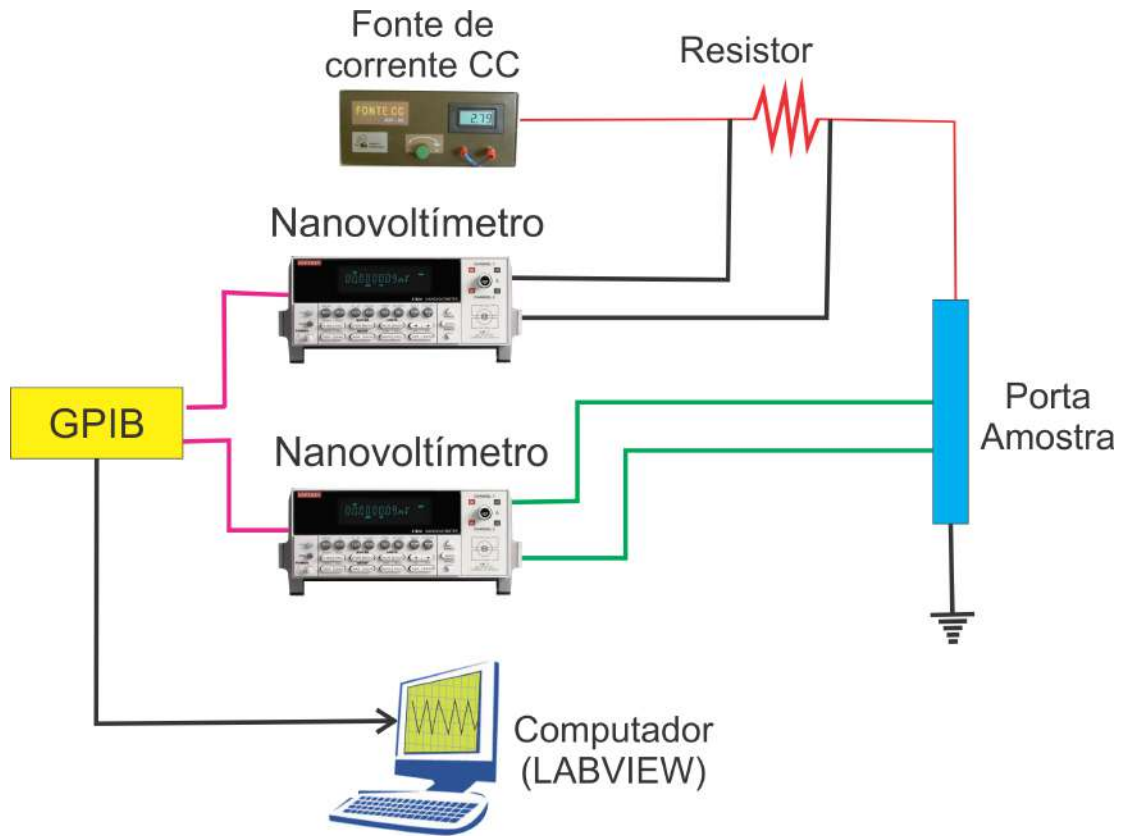


Figura 3.5: Esquema experimental apresentando os equipamentos utilizados no processo de caracterização de quatro pontos.

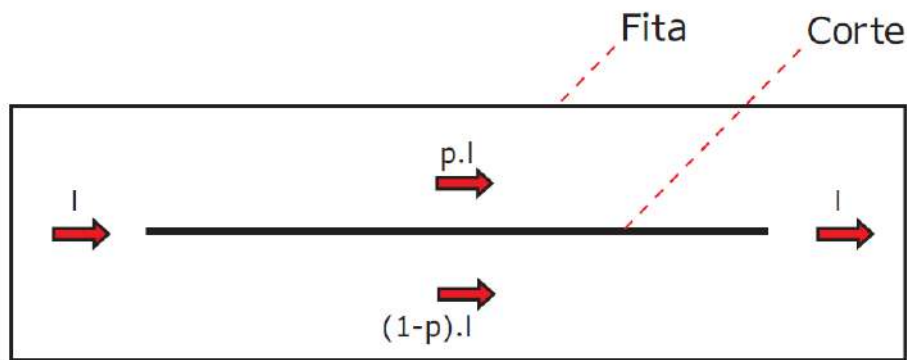


Figura 3.6: Esquema de ligação em paralelo dos ramos do laço na caracterização de quatro pontos.

O comportamento esperado do campo elétrico no laço em função da corrente pode ser descrito pelo modelo de Anderson-Kim. Como o termo entre parêntesis é adimensional, esse modelo foi rescrito em função da corrente no lugar da densidade de corrente, como mostra a Equação 3.1:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \times \left( \frac{I}{I_c} \right)^n . \quad (3.1)$$

A Figura 3.7 apresenta os resultados da caracterização da amostra 1 no ramo mais resistivo, que é o lado da fita em que o campo elétrico aumenta primeiro. Foi utilizado o critério convencional de  $1\mu\text{V}/\text{cm}$  para determinação da corrente total. As tensões foram medidas nos terminais A, B e C, impondo uma corrente que percorre a fita da esquerda para a direita, como pode ser visualizado na Figura 3.6.

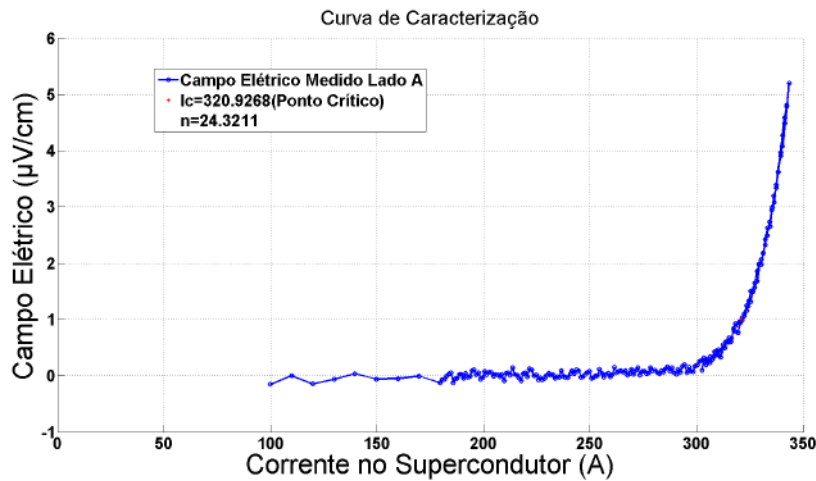


Figura 3.7: Campo Elétrico na amostra 1 em função da corrente imposta medida no terminal A.

Foi encontrada uma corrente crítica antes do corte de aproximadamente 340 A medida no terminal C. Ao atingir o critério de  $1\mu\text{V}/\text{cm}$  foi encontrada uma corrente total de 321 A no terminal A e de 330 A medida no terminal B, que nesse caso não corresponde a uma corrente crítica. Assim espera-se que a corrente que irá percorrer o laço seja menor que a metade do valor encontrado no caso mais resistivo, ou seja, a corrente esperada é de no máximo 160.5 A, medindo a partir do terminal A. A Tabela 3.1 apresenta os valores de  $n$  e da corrente total encontrada ao atingir o critério de  $1\mu\text{V}/\text{cm}$  em cada terminal A, B para três diferentes amostras.

Tabela 3.1: Valores de  $n$  e corrente total utilizando o critério de  $1\mu\text{V}/\text{cm}$  para as amostras 1,2 e 3.

	Terminal A		Terminal B	
	Corrente total(A)	$n$	Corrente total(A)	$n$
Amostra 1	320.3	23.6	328.9	23.8
Amostra 2	268.6	21.8	269.2	49
Amostra 3	263.2	21	263.7	23.7

Os valores encontrados nos ramos mais resistivos servem apenas para determinar o máximo valor possível de corrente crítica no laço, que no caso irá corresponder a metade do valor encontrado nesse processo de caracterização. Apesar de ser um

método consolidado para determinar os parâmetros de fitas supercondutoras de uma forma geral, esse método não é preciso para laços supercondutores, demandando um método específico que será tratado na seção 4.1.

### 3.3 Sistema de carregamento indutivo

O sistema de indução magnética foi concebido inicialmente para induzir e medir a corrente circulante no laço supercondutor. Contudo, no decorrer do trabalho também foram adicionadas as medições de corrente no enrolamento primário e do campo elétrico no laço supercondutor. Esse sistema foi utilizado nesse trabalho para o carregamento indutivo por meio da variação do fluxo magnético e também para a caracterização dos laços supercondutores através do método indutivo.

#### 3.3.1 Medição da corrente e do campo elétrico no laço.

Como os terminais do laço supercondutor não são acessíveis, foi utilizado um sensor de corrente desenvolvido pela equipe do LASUP [68], que consiste de um núcleo de aço contendo um gap no qual é inserido o sensor de campo de efeito hall *CYSJ106C* apresentado na Figura 3.8. Apesar desse componente não ter sido fabricado para operar em nitrogênio líquido, o mesmo apresenta uma curva de comportamento linear para a variação do campo, pois é constituído de filmes finos depositados sobre um substrato mono-cristalino de Arseneto de Galio(GaAs), sem nenhuma eletrônica interna. Como apresenta uma sensibilidade diversa daquela em temperatura ambiente, precisa ser recalibrado para a utilização nesse nível de temperatura.

Este sensor de corrente funciona baseado na lei de Ampere(Equação 3.2), que diz que a corrente  $I$  percorrida em um condutor produz um campo magnético  $H$  no seu entorno.



Figura 3.8: Sensor de campo de efeito hall soldado em pequena placa de circuito impresso, que é inserido no gap do núcleo de aço.

$$\oint H \cdot dl = I. \quad (3.2)$$

Considerando que a permeabilidade do aço é muito maior do que do ar e que a dispersão magnética é desprezível, pode-se dizer que um condutor envolvido por um núcleo de aço, tem todas as linhas de fluxo concatenadas pelo material ferromagnético, conforme a Figura 3.9.

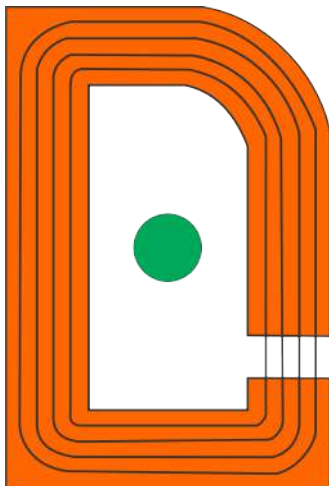


Figura 3.9: Núcleo ferromagnético concentrando as linhas de fluxo.

Ao inserir um condutor no interior do núcleo e impor uma corrente conhecida é possível associar o valor da tensão medida pelo sensor à corrente que percorre o condutor. Alterando os valores da corrente, pode-se construir uma curva que relaciona os valores de tensão com a corrente que atravessa o condutor. Assim, pode-se determinar a corrente em condutores dos quais não se tem acesso aos seus terminais, como no caso do laço PST. Essa calibração ocorre somente na temperatura de 77 K, que corresponde à temperatura de operação do sistema imerso em nitrogênio líquido. A calibração foi realizada fazendo passar uma corrente conhecida em uma bobina de cobre de 10 espiras, inserida no interior do núcleo de aço apresentado na Figura 3.8 e medindo a resposta de tensão no sensor de efeito hall.

Após a imposição de ampla faixa de correntes contínuas conhecidas a curva  $V \times I$  foi construída. O sensor apresenta comportamento linear para a faixa de operação (até 200 A) deste trabalho. Após esse valor é atingida a saturação do material ferromagnético que compõe o núcleo, conforme apresentado na Figura 3.10.



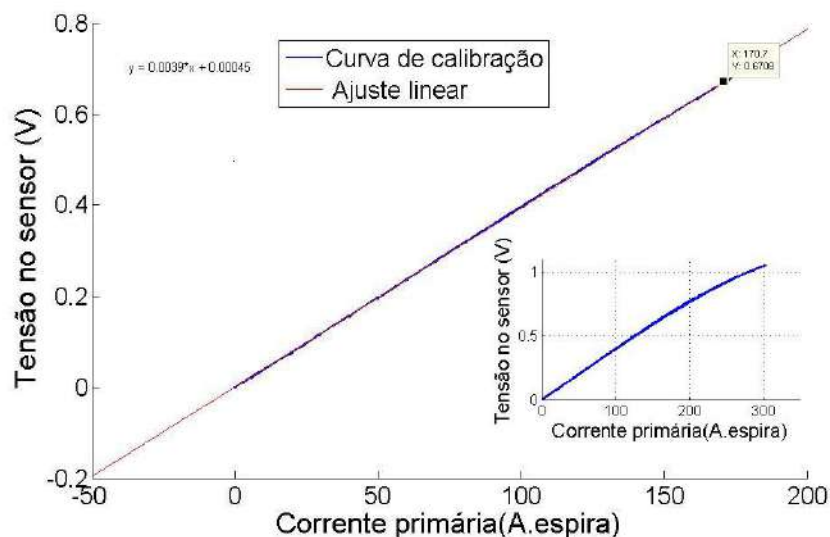


Figura 3.10: Curva da tensão no sensor em função da corrente imposta no condutor (corrente multiplicada pelo número de espiras).

Como pretende-se investigar o processo de carregamento indutivo de múltiplas espiras em trabalhos futuros, foi desenvolvido um sensor de corrente com núcleo de ar que é apresentado no Apêndice A.

Dado que o campo elétrico medido na fita supercondutora é da ordem de microvolts, o sinal foi amplificado em 1000 vezes utilizando o amplificador de instrumentação AD620ANZ, sem a utilização de quaisquer filtros analógicos, pois o osciloscópio utilizado é capaz de medir tensões da ordem de milivolts. A medição do campo elétrico é a parte mais crítica dos ensaios, pois mesmo isolando o sistema de medição da rede foram observados ruídos. Dependendo do tipo de equipamento ligado no entorno ocorrem interferências que não são minimizadas nem mesmo com a utilização de uma gaiola de Faraday. Melhorias no sistema de blindagem precisam ser implementadas para reduzir esses ruídos externos.

### 3.3.2 Indução e medição da corrente no primário.

Pode-se definir força magneto-motriz como a causa da produção de um fluxo no núcleo de um circuito magnético. Essa é produzida pela passagem de uma corrente na bobina e é definida pela Equação 3.3.

$$FMM = N.I \quad (3.3)$$

Em que:

FMM – Força Magneto-Motriz, em Ampere-espira[Ae].

N – Número de espiras.

I – Intensidade da corrente elétrica, em Amperes[A].

Existe apenas uma variável de controle no processo de indução que é a força magnetomotriz no primário, que é a única grandeza imposta no sistema e todas as outras são uma resposta medida. Espera-se que a FMM imposta no primário, descontadas as perdas por espraiamento, seja a mesma induzida no supercondutor ao longo do pulso, quando não for atingida a corrente crítica. Nesse trabalho, será considerada apenas a força magnetomotriz efetiva, que é aquela referida ao secundário. Ou seja, a força magnetomotriz já descontada todas as perdas envolvidas no processo de indução.

Nos experimentos apresentados neste capítulo foi utilizado um pequeno transformador que permitiu um controle na intensidade do campo magnético através do controle da corrente imposta no primário. Esse sistema também possibilita o controle de parâmetros como a largura e intervalo entre os pulsos de corrente, que será especialmente importante no estudo com magnetização por pulsos.

Inicialmente utilizou-se uma placa de aquisição da empresa National Instruments para aquisição dos sinais. Contudo, essa placa não é capaz de adquirir dados com a velocidade necessária para os ensaios realizados, perdendo parte da informação de cada pulso. Assim, foi utilizado um osciloscópio Agilent modelo DSO-X 4024A (Figura 3.11) para aquisição dos sinais de campo (corrente no supercondutor), campo elétrico no supercondutor e corrente no enrolamento primário. Esse aparelho é capaz de coletar dados com uma taxa de 200 MHz e amplitudes da ordem de milivolts.

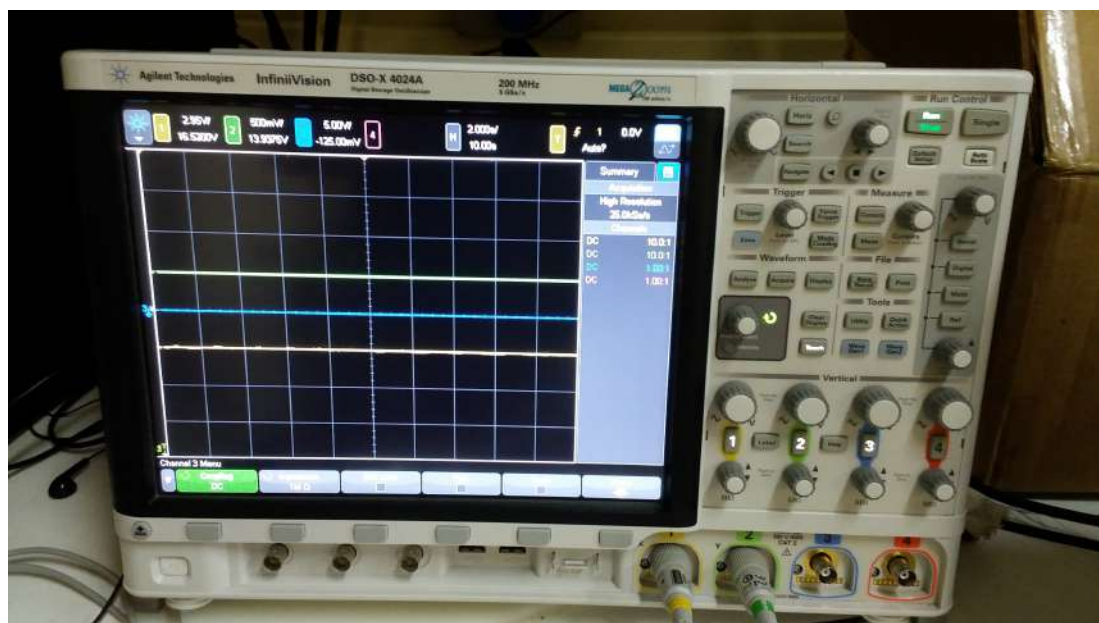


Figura 3.11: Osciloscópio Agilent DSO-X 4024A utilizado para aquisição da corrente e campo elétrico no supercondutor e da corrente no primário. Os sinais primários estão na forma de tensão elétrica e posteriormente são convertidos para a grandeza de interesse.

A Figura 3.12 apresenta o esquema experimental utilizado para indução de corrente no laço supercondutor. O sistema é composto por uma fonte de corrente Agilent 6671A que pode fornecer uma corrente máxima de até 220 A, e alimenta um transformador com espiras de cobre e núcleo de ferro, que induzem a corrente no secundário (laço supercondutor). Ao longo desse trabalho variou-se o número de espiras do transformador, e observou-se que um número baixo de espiras no primário pode causar uma instabilidade maior caso ocorram variações bruscas no secundário. Foi observado que uma bobina com 100 espiras é suficiente para contrapor-se a indução mútua do secundário, permitindo uma análise mais confiável dos resultados.

O núcleo ferromagnético (Figura 3.13) possui duas partes, o que possibilita a inserção do enrolamento secundário (bobina supercondutora). Esse é um fator que contribui consideravelmente para aumentar o espriamento diminuindo a eficiência energética do sistema, pois o espaçamento entre as partes do núcleo é inevitável.

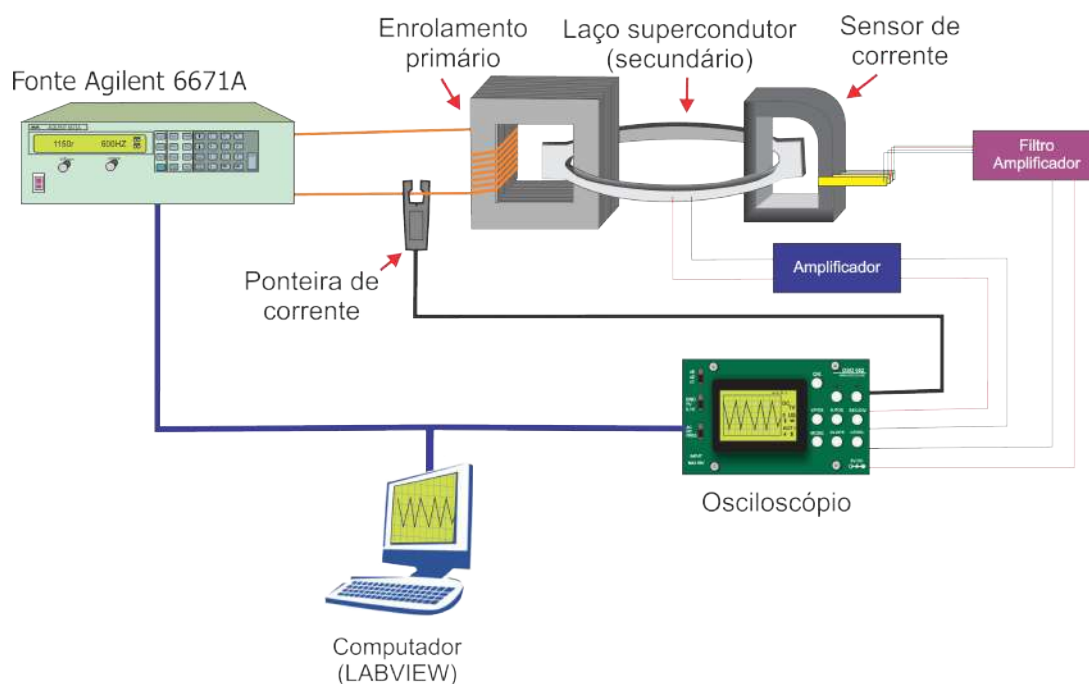


Figura 3.12: Esquema experimental apresentando os equipamentos utilizados no processo de indução magnética.



Figura 3.13: Núcleo ferromagnético com enrolamento primário de cobre utilizado para indução de campo magnético no interior do laço supercondutor.

Esse núcleo envolve o laço supercondutor que é posicionado em um porta amostra, que serve para facilitar a montagem experimental e para proteger a fita supercondutora de possíveis choques, conforme a Figura 3.14.

Como parte da força magnetomotriz é perdida, faz-se necessário calcular a relação de transformação entre o enrolamento primário e secundário. Para isso foi utilizado o sistema de carregamento indutivo, aplicando uma rampa de corrente com baixa intensidade sem qualquer indução de corrente persistente no laço supercondutor. A Figura 3.15 apresenta a resposta de FMM e corrente no laço para uma rampa de

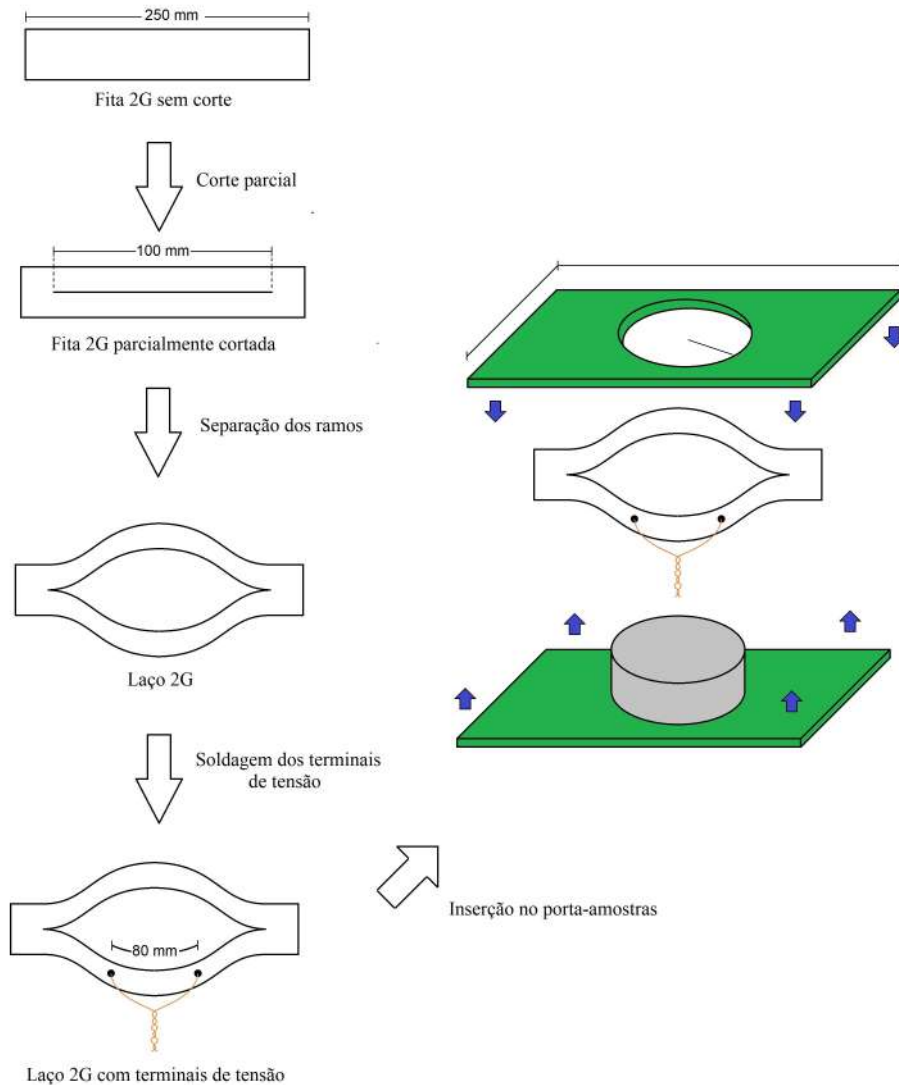


Figura 3.14: Medidas do laço supercondutor e montagem experimental no porta amostra.

corrente de FMM de referência igual a 120 A.e. Nesse trabalho será considerada FMM de referência o produto da corrente pelo número de espiras, sem considerar qualquer perda.

Para encontrar a relação de transformação basta realizar a divisão  $\frac{I_{max}}{FMM_{max}}$ . O valor encontrado para esse caso foi de 86%. Os resultados mostrados ao longo do trabalho apresentarão a FMM efetiva, que considera a relação de transformação para cada bateria de ensaios. É importante calcular essa relação a cada bateria de ensaios, pois não se pode garantir as mesmas condições de montagem experimental, como por exemplo o espaçamento entre os núcleos. A Figura 3.16 apresenta a resposta de FMM e corrente no laço para uma rampa de FMM de referência de 120 A.e, aplicando a correção da relação de transformação calculada. É possível observar que a FMM alcança o valor máximo efetivo de 93 A.e.

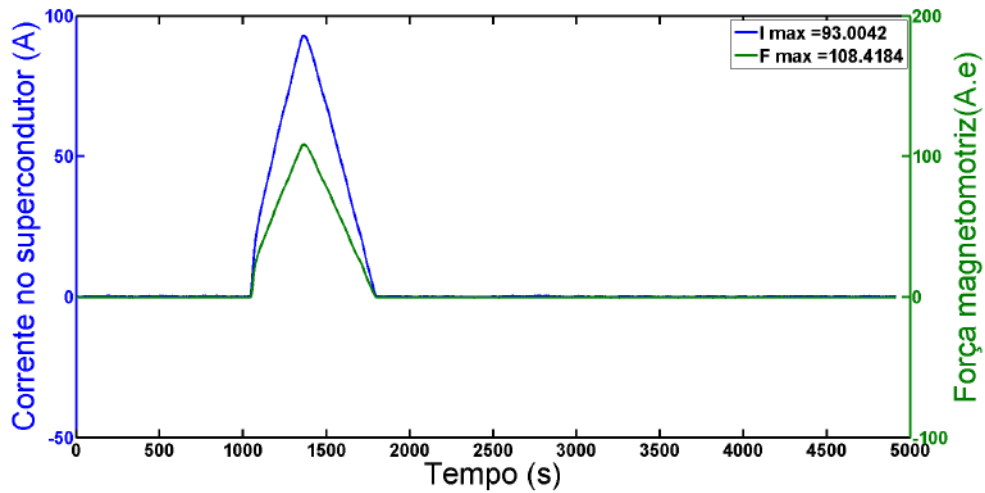


Figura 3.15: FMM e corrente no laço para uma rampa de corrente de referência de 120 A.e.

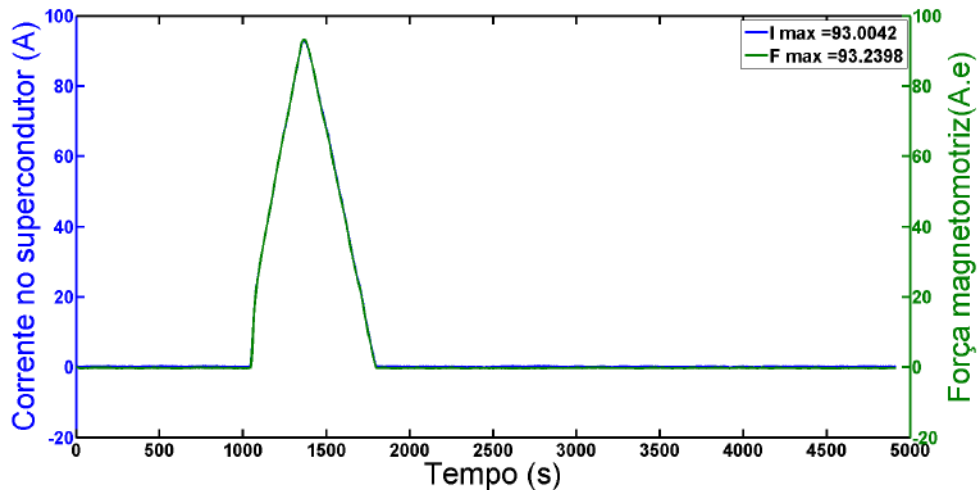


Figura 3.16: FMM e corrente no laço para uma rampa de corrente de referência de 120 A.e, com correção da FMM de 86%.

Para automatização de todos os processos de envio de comandos, aquisição e armazenamento de dados foi utilizado o software LABVIEW. Os dados coletados foram posteriormente tratados utilizando filtros digitais do software MATLAB. Apesar de ser uma ferramenta essencial para a análise dos resultados experimentais, a utilização dos filtros deve ser efetuada com cautela, para que informações não sejam perdidas. Assim, o critério utilizado nesse trabalho foi que a atenuação máxima observada não fosse maior que o ruído de medição em cada bateria de ensaios, o que garante a preservação dos resultados medidos originalmente.

### 3.4 Investigação de modelos para carregamento indutivo em laços supercondutores

Por meio da *lei de potência* é possível estabelecer uma relação entre o campo elétrico e a corrente que percorre o supercondutor. Essa função é adequada quando considera-se uma corrente que não varia no tempo, ou quando essa variação é lenta o suficiente para desprezar-se a parcela do campo elétrico correspondente, como é o caso da caracterização indutiva que será apresentada na seção 4.1.

No caso do carregamento indutivo por meio dos pulsos de fluxo magnético, não é possível descrever o comportamento do campo elétrico apenas com a *lei de potência*, pois agora os efeitos da variação da corrente no tempo são relevantes, e portanto, um modelo que considera apenas o comportamento do campo elétrico no regime permanente não é mais suficiente. Os ensaios com aplicação de pulsos no laço mostraram que somente ocorre indução de corrente persistente quando a corrente máxima no supercondutor atinge valores próximos ou maiores que a corrente crítica. O valor mínimo de corrente encontrada para que haja indução foi de aproximadamente 95% da corrente crítica. Quando a corrente no supercondutor chega a patamares muito menores que esse valor não há nenhuma dissipação de energia no laço, pois não ocorre nenhuma indução de corrente persistente.

As variações de corrente no laço não são suficientes para o surgimento de uma corrente persistente. A indução de corrente persistente está ligada a um “estado dissipativo” que permite a entrada de campo no interior do laço. Dessa forma, propõe-se que o comportamento do campo elétrico pode ser desmembrado em duas parcelas, uma primeira com características resistivas e a segunda com características indutivas. Como o campo externo está todo concentrado no núcleo ferromagnético, e não atua diretamente na fita, sua influência exercida sobre a corrente crítica foi desprezada. Contudo, durante as análises dos dados foi observado que não se pode ignorar a influência da temperatura.

Para realizar o ajuste das curvas experimentais foi utilizado o método dos mínimos quadrados através da ferramenta de ajuste não linear de curvas do software MATLAB [69]. O ajuste é realizado por meio de uma associação entre os dados medidos e a curva teórica esperada, calculando os coeficientes. Para obter esses coeficientes o método dos mínimos quadrados minimiza a soma dos quadrados da diferença entre o valor medido e o valor estimado. A soma do quadrado dos resíduos é dada por 3.4:

$$S = \sum_{i=1}^n r_i^2 = \sum_{i=1}^n (y_i - \hat{y}_i)^2 \quad (3.4)$$

Em que  $y_i - \hat{y}_i$  é a diferença entre o valor medido e o estimado, e  $n$  é o número de

pontos. As iterações cessam quando o critério de erro é atingido, permitindo avaliar o quão preciso é o modelo proposto.

Assim, são apresentados modelos que descrevem com boa precisão o comportamento do campo elétrico no laço. O primeiro deles é um modelo simplificado que funciona adequadamente para pulsos de menor intensidade no primário, em que é observado somente um campo elétrico de origem indutiva. O segundo é indicado para uma faixa de operação próxima da corrente crítica, em que inicia o estado dissipativo, implicando no surgimento de um campo elétrico de origem resistiva. O terceiro e o quarto modelo funcionam para pulsos de alta intensidade considerando a influência da temperatura, sendo que, os primeiros modelos são casos particulares desses. O quinto modelo considera o surgimento de pontos localizados de instabilidade térmica. Os modelos apresentados nesse capítulo foram desenvolvidos em parceria com o aluno de mestrado Guilherme T Telles.

### 3.4.1 Modelo indutivo(modelo L)

Durante a aplicação do pulso no laço observa-se que a corrente no supercondutor “persegue” a força magnetomotriz imposta no primário, porém com sentido contrário anulando a variação de campo do interior do laço. Se essa corrente não gerar nenhuma dissipação na fita não haverá a penetração de fluxo em seu interior.

De acordo com a lei de Faraday-Lenz, quando um campo magnético varia ao longo do tempo no interior de um circuito, surge uma tensão que anula essa variação de fluxo, e a diferença de potencial no indutor em função da variação da corrente é dada pela Equação 3.5.

$$V = L \frac{dI}{dt}. \quad (3.5)$$

Essa tensão também pode ser escrita por meio de  $V = \int E dl$ , sendo aproximada por  $V = El$ , em que  $l$  é igual ao comprimento dos terminais de tensão. Substituindo essa diferença de potencial na Equação 3.5, reescreve-se essa relação em função do campo elétrico através da Equação 3.6.

$$E = \frac{L}{l} \frac{dI}{dt}. \quad (3.6)$$

Em que  $L$  é a indutância própria do laço,  $l$  é o comprimento dos terminais de tensão,  $I$  é a corrente no laço em amperes e  $t$  o tempo em segundos. Admitindo-se que todo o campo magnético gerado no primário encontra-se confinado no núcleo ferromagnético, não há nenhuma incidência de campo externo nas fitas e portanto a dependência do campo elétrico em função do campo externo pode ser despre-



zada. Dessa forma, espera-se que para pulsos de baixa intensidade o supercondutor comporte-se como um circuito indutivo puro, podendo ser modelado como apresentado na Figura 3.17.

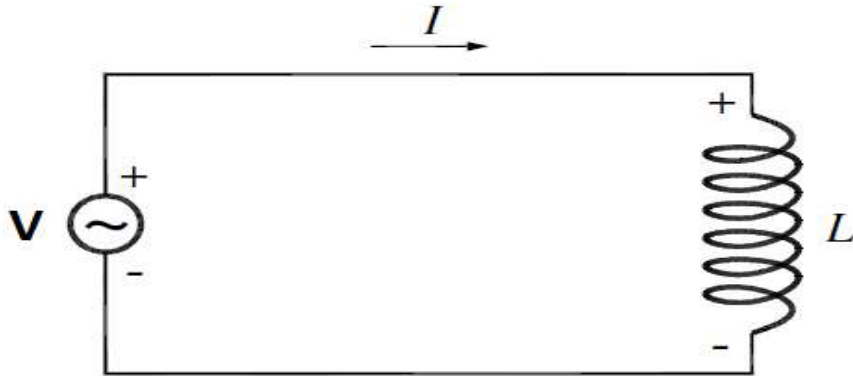


Figura 3.17: Supercondutor modelado por um circuito do tipo puramente indutivo.

Esse modelo apesar de simples é capaz de descrever bem o comportamento de um circuito onde não há qualquer dissipação de energia, caso do laço supercondutor quando a corrente crítica não é atingida.

### 3.4.2 Modelo resistivo e indutivo(modelo RL)

Propõe-se que, o laço comporta-se como um indutor puro quando as correntes induzidas não se aproximam do seu valor crítico. Contudo, o principal objetivo da magnetização por pulsos é tornar o laço um magneto supercondutor, o que implica no surgimento de uma resistência elétrica. Para isso é necessário que a força de Lorentz supere a força de aprisionamento e a rede de vórtices movimente-se. Isso começa a acontecer quando a corrente induzida no laço aproxima-se de seu valor crítico.

A corrente persistente indica o surgimento de uma tensão de características resistivas no laço 2G. Espera-se que esse laço possa ser modelado como um circuito do tipo  $RL$  conforme apresentado na Figura 3.18, onde  $R = \rho E/J$  é uma resistência variável.

Considerando a aproximação  $V = El$ , um modelo que descreva o comportamento do laço supercondutor quando surge uma resistência, deve contemplar uma parcela  $E_r$  de campo elétrico resistivo, e outra  $E_i$  de campo elétrico com natureza indutiva, conforme a Equação 3.7.

$$E = E_r + E_i. \quad (3.7)$$

A parcela resistiva corresponde à *lei de potência* que define o comportamento

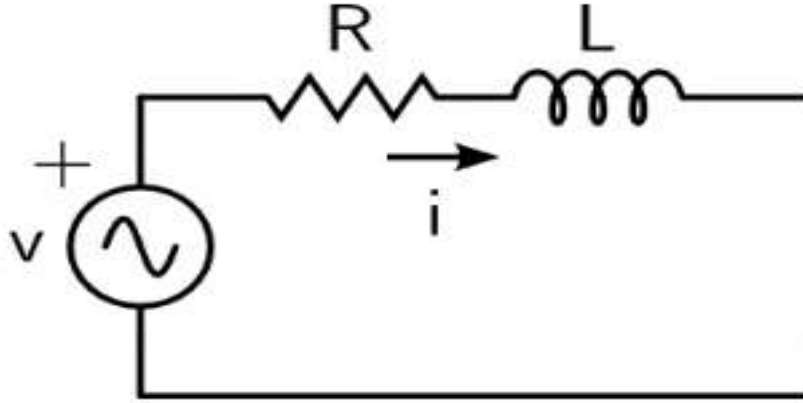


Figura 3.18: Supercondutor modelado por um circuito do tipo RL.

de supercondutores que transportam correntes contínuas, acrescida de uma parcela indutiva proporcional a variação da corrente, como apresentado na Equação 3.8.

$$E = E_0 \times \left( \frac{I}{I_c} \right)^n + \frac{L}{l} \frac{dI}{dt}. \quad (3.8)$$

Em que,  $E_0$  é o campo elétrico crítico e  $I_c$  a corrente crítica considerando o critério de  $1\mu\text{V}/\text{cm}$ . Enquanto que o modelo de Anderson-Kim é suficiente para descrever apenas correntes que não variam no tempo, o modelo  $RL$  proposto nesse trabalho, apesar de simples, é capaz de contemplar as variações de corrente no laço supercondutor em função do tempo. Essa abordagem significa um avanço na modelagem de supercondutores de uma forma geral, pois esse modelo pode ser utilizado para descrever o comportamento de outros tipos de supercondutores, como os maciços por exemplo, quando ocorre variação de corrente no tempo.

### 3.4.3 Modelo com a corrente crítica dependente da temperatura(modelo T1).

A medição das variações de temperatura com precisão é uma tarefa demasiadamente complicada, pois é muito difícil realizar uma ancoragem térmica entre o sensor e a fita supercondutora. Por outro lado, com as medidas de campo elétrico e corrente é possível estimar a variação de temperatura através da potência elétrica dissipada na fita. Para isso, em uma primeira análise será admitido que os pulsos são suficientemente rápidos, e que é um processo do tipo adiabático<sup>1</sup>, o que significa que o calor retirado pelo nitrogênio durante o pulso é considerado desprezível.

Quando a corrente ultrapassa a corrente crítica é natural que parte da corrente

<sup>1</sup> Processo adiabático é aquele em que não há troca de calor entre o sistema e o ambiente, ainda que ocorra variação térmica. Em um primeiro momento foi considerada a hipótese de que os pulsos são suficientemente rápidos para que não haja troca de calor com o nitrogênio líquido.

seja desviada para as partes não supercondutoras da fita. Para simplificar a modelagem, em um primeiro momento, será considerado que a corrente que circula por outras camadas, que não a supercondutora, é suficientemente pequena para ser desconsiderada. Além disso, será admitido que todo o calor gerado contribuirá para o incremento da temperatura na camada supercondutora da fita. Por meio dessas considerações pode-se dizer que, a taxa de variação da temperatura da fita é proporcional à taxa de variação de calor [70], ou seja, proporcional a potência injetada no sistema, conforme a Equação 3.9.

$$\frac{dQ_s}{dt} = V_Y \gamma_Y \zeta_Y \frac{dT_s}{dt}. \quad (3.9)$$

Em que  $V_Y$  é o volume,  $\gamma_Y$  a densidade volumétrica ( $kg/m^3$ ),  $\zeta_Y$  o calor específico ( $J/kg.K$ ) da camada supercondutora da fita. O calor específico do YBCO é dado pela Equação 3.10, que por seu caráter altamente não linear torna a solução da equação diferencial 3.9 muito complexa.

$$\zeta_Y = 0.39(250/T)^2 \frac{e^{(250/T)}}{[e^{(250/T)} - 1]^2} \times 10^3. \quad (3.10)$$

Contudo como espera-se variações de temperatura da ordem de décimos de Kelvin (estimado analiticamente), a variação de calor específico também será pequena, girando em torno de 1%, o que permite com boa aproximação considerá-lo uma constante. Essa hipótese perde sua validade caso as variações de temperatura sejam da ordem de alguns Kelvins. No ponto de operação do nitrogênio líquido o calor específico é igual à  $173 J/Kg.K$ . As propriedades físicas dos materiais adotadas nesse trabalho estão apresentadas no Apêndice B (extraídas de [70–73]).

A integral da parcela indutiva do campo elétrico é nula, portanto, a potência gerada na fita deve ser igual à potência elétrica por unidade de comprimento  $EI$ , sendo possível relacionar a variação de temperatura no supercondutor em função da potência dissipada conforme a Equação 3.11.

$$V_Y \gamma_Y \zeta_Y \frac{dT_s}{dt} = EI dt. \quad (3.11)$$

Essa relação é válida somente no caso perfeitamente adiabático, do contrário haveria também uma fonte fria retirando calor do sistema (Nitrogênio líquido). Integrando-se 3.11 encontra-se a temperatura em função da energia dissipada na fita conforme a Equação 3.12. Em que a constante  $a_1 = 1/V_Y \gamma_Y \zeta_Y$ .

$$T = a_1 \int EI dt + T_{77}. \quad (3.12)$$

O incremento de temperatura provoca um aumento do campo elétrico quando

comparado com o modelo  $RL$ . Esse comportamento só é adequado do ponto de vista físico caso ocorra uma diminuição do valor de  $J_c$ . Assim, em uma análise inicial, será admitida a hipótese de que o comportamento do supercondutor obedece ao modelo de Anderson-Kim, apenas com  $J_c$  dependente da temperatura (Equação 3.13), sendo desprezada a dependência de  $n$  com a temperatura.

$$E(J) = E_c \left( \frac{J}{J_c(T)} \right)^n. \quad (3.13)$$

Na literatura é possível encontrar diversos modelos que relacionam  $J_c$  e  $T$ . Nesse trabalho, a temperatura de operação será sempre igual ou superior à temperatura do nitrogênio líquido, o que permite que seja adotado o modelo linear [74, 75] para dependência de  $J_c$  com a temperatura conforme apresentado na Equação 3.14.

$$J_c(T) = J_c(77) \left( \frac{T_c - T_S}{T_c - T_{77}} \right). \quad (3.14)$$

Em que  $J_c(77)$  é a densidade de corrente crítica na temperatura do nitrogênio líquido,  $T_c$  a temperatura crítica,  $T_S$  a temperatura no supercondutor e  $T_{77}$  a temperatura do nitrogênio líquido. Como o índice  $n$  da Equação 3.13 é da ordem de 22, uma variação na temperatura de apenas 0.1 K pode resultar em um incremento de até 20% no campo elétrico. Valor que concorda com o observado nos resultados medidos. Substituindo a Equação 3.12 em 3.14 e escrevendo em termos da corrente  $I$ , obtém-se uma relação 3.15 entre a corrente crítica no supercondutor e a temperatura de forma indireta, através da potência elétrica dissipada na fita.

$$I_c(T) = I_c(77) \left( 1 - b_1 \int E I dt \right). \quad (3.15)$$

Como  $T_c = 92K$  e  $T_{77} = 77K$ , então  $b_1$  é igual à  $a_1/15$ . Caso a integral seja nula, não haverá nenhuma influência da temperatura e  $I_c(T) = I_c(77)$ . Substituindo 3.15 em 3.13 e acrescentando a parcela indutiva, chega-se a um modelo no qual  $n$  é uma constante igual à  $n_0$ , conforme a Equação 3.16.

$$E = \mathbf{E}_0 \times \left( \frac{I}{I_{c0}(1 - b_1 \int E I dt)} \right)^{n_0} + \frac{L}{l} \frac{dI}{dt}. \quad (3.16)$$

Nesse caso o circuito elétrico pode ser modelado como uma resistência variável, acrescido de uma indutância (Figura 3.19). Essa resistência além de depender da tensão medida nos terminais, também irá depender de  $I_c(T)$ .

Utilizando o modelo proposto na Equação 3.16, foi realizado o ajuste numérico das curvas. A Figura 3.20 apresenta o diagrama de solução.

Nesse ajuste foram mantidos fixos os valores dos índices :  $I_{c0}$ ,  $n_0$  e  $L$ . O valor

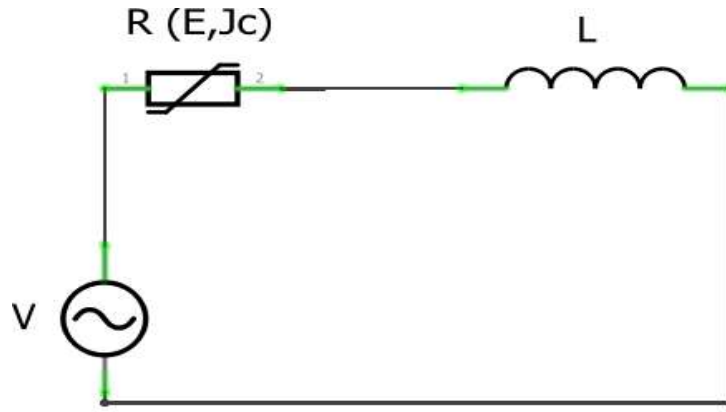


Figura 3.19: Supercondutor modelado por um circuito composto por um indutor e uma resistência variável, que depende do campo elétrico e da corrente crítica ( $I_c(T)$ ).

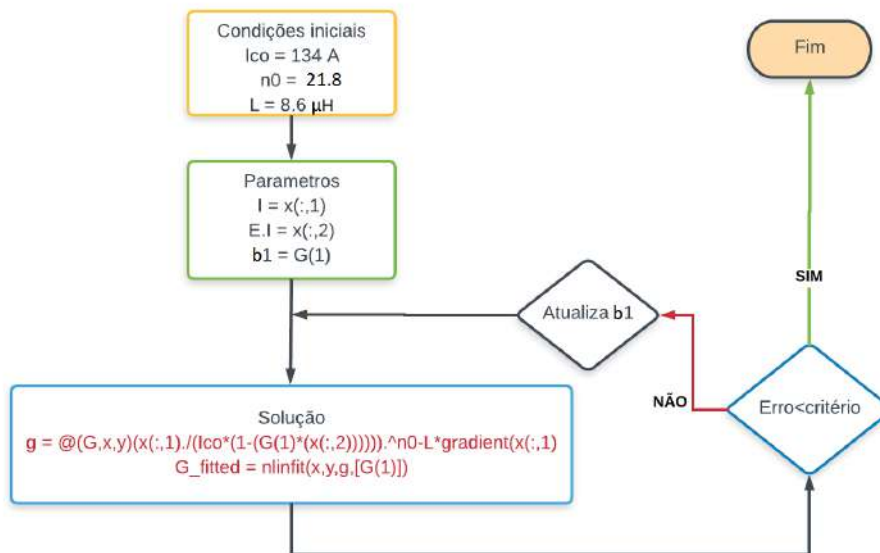


Figura 3.20: Diagrama de solução considerando um processo adiabático com  $I_c(T)$  dependente da temperatura.

da constante  $b_1$  foi calculada, porque as aproximações feitas introduzem um erro no cálculo desse parâmetro. A Figura 3.21 apresenta o gráfico para o modelo  $RL$  e para o ajuste com  $I_c(T)$  adiabático para um pulso de FMM 350 A.e de 200 ms de duração.

A Figura 3.22 apresenta o erro absoluto do campo elétrico em função da FMM no primário para diferentes valores de intensidade e duração do pulso no primário.

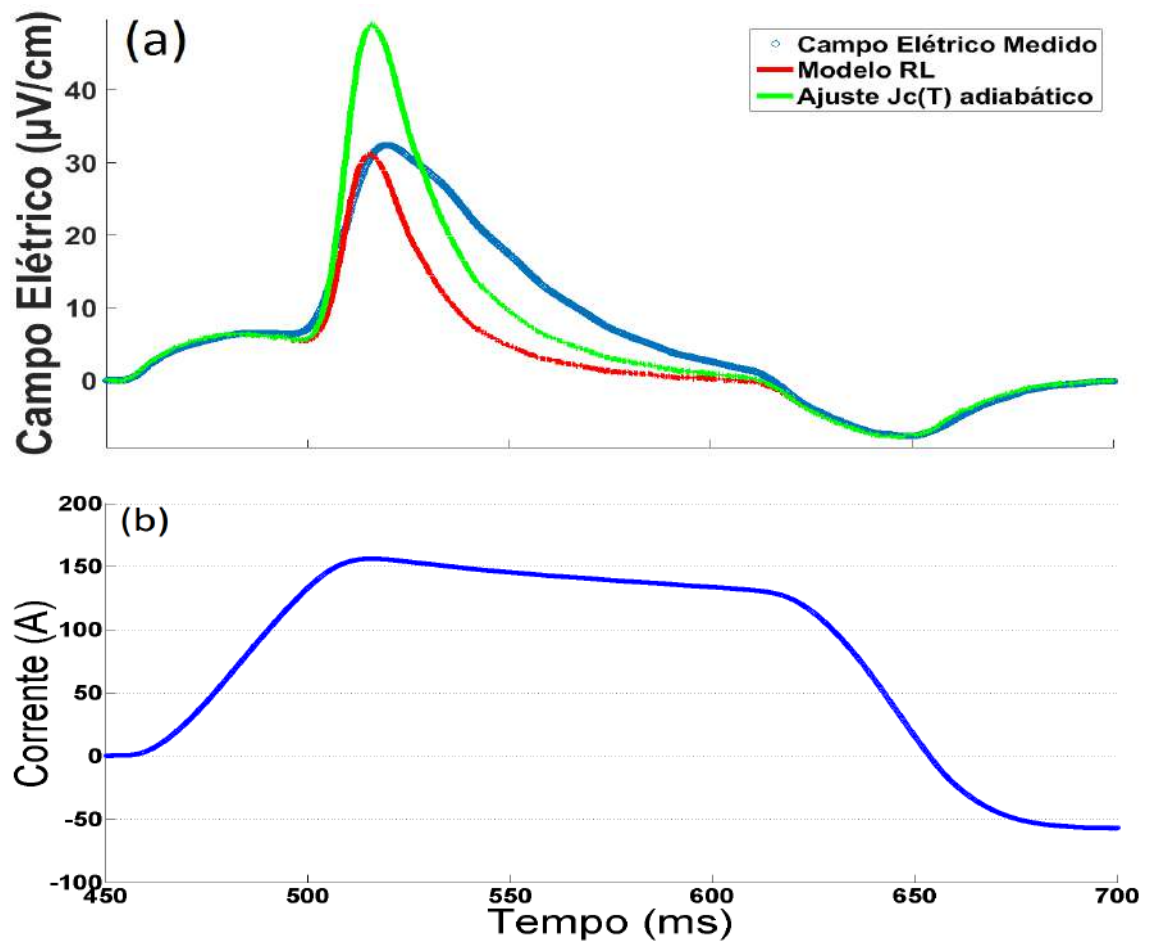


Figura 3.21: Ajuste numérico do campo elétrico, para uma FMM de 350 A.e com duração de 200 ms considerando uma transformação adiabática com  $I_c(T)$  dependente da temperatura.

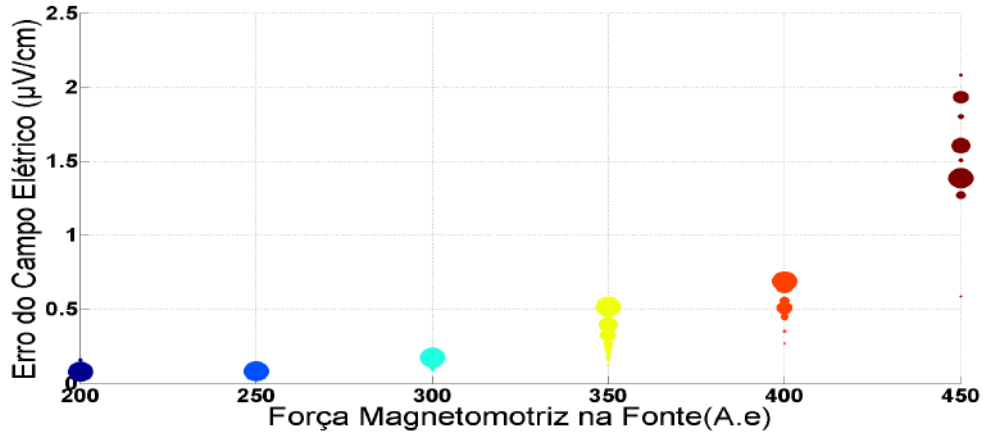


Figura 3.22: Gráfico do erro campo elétrico medido para FMM variando de intensidade e duração. Os círculos maiores representam o pulsos de maior duração e os menores os de menor duração.

É possível observar que o valor de pico nesse caso adiabático é cerca de 50% maior do que o valor medido, que indica que a temperatura calculada foi superestimada. Como essa modelagem apresentou inconsistência em relação aos dados medidos, iniciou-se uma investigação considerando uma transformação não-adiabática. Para pequenas variações de temperatura pode-se considerar que a potência retirada pela fonte fria (Nitrogênio) é constante [70, 76]. A Figura 3.23 apresenta o coeficiente de transferência de calor em função da temperatura na fita supercondutora. É possível verificar que para variações de temperatura de até 3 K esse coeficiente praticamente não varia. Dessa forma, deve-se reescrever a Equação 3.9 de modo que seja acrescentado um sorvedouro de calor com potência constante, conforme a Equação 3.17. Em que  $P_N$  é a potência retirada da fita pelo nitrogênio.

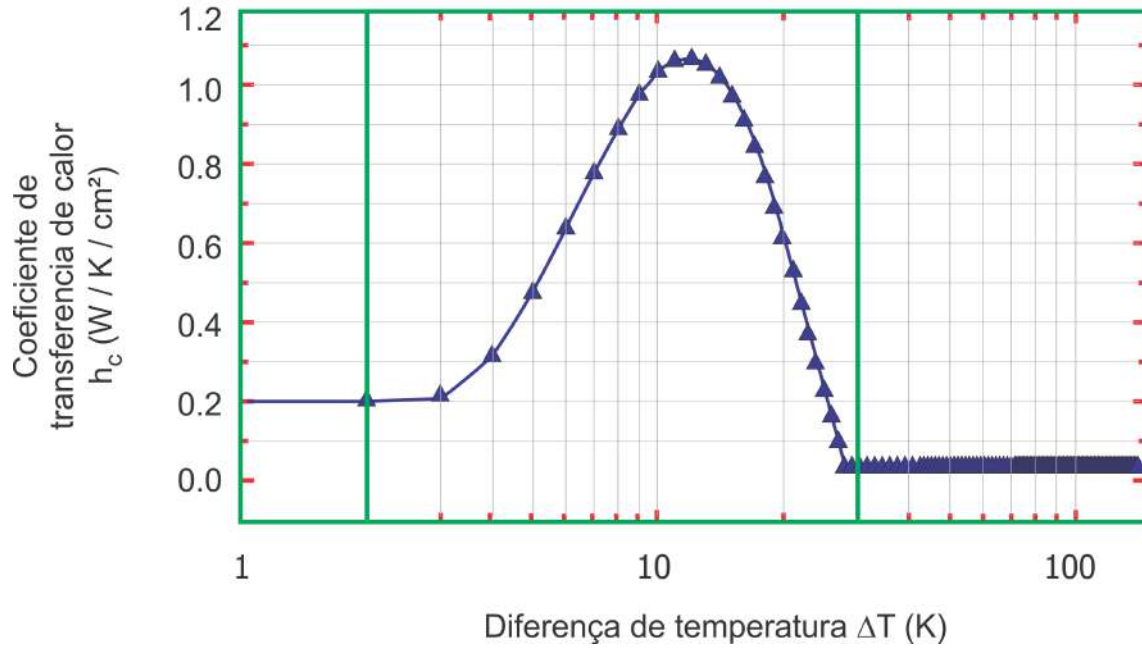


Figura 3.23: Curva de transferência de calor entre nitrogênio e amostra supercondutora. Para variações de até 3 K pode-se considerar uma potência constante. Adaptado de [70].

$$\frac{dQ_s}{dt} - P_N = V_Y \gamma_Y \zeta_Y \frac{dT_s}{dt}. \quad (3.17)$$

Como agora o processo é do tipo não-adiabático deverá ocorrer troca de calor entre o nitrogênio e as camadas externas da fita. Essas trocas de calor são muito complexas, exigindo uma modelagem muito sofisticada. Por outro lado algumas simplificações podem ser adotadas para tornar o problema mais simples.

Próximo da camada de YBCO existem as camadas de prata e substrato conforme a Figura 3.24. As propriedades térmicas da prata são melhores que do substrato significando que a troca de calor entre essa camada e a supercondutora é mais intensa. Além disso, essa camada é muito menos espessa, o que faz com que a troca de calor entre o nitrogênio e a camada de YBCO ocorra mais rapidamente através da camada de prata. Como a resistividade da prata é muito menor do que da camada de substrato, sua resistência elétrica será cerca de duas ordens de grandeza menor. Dessa forma, quando a corrente na fita ultrapassa a crítica é natural que uma pequena parte desvie para a camada de prata, o que também provoca um aquecimento localizado nessa camada. Portanto, será considerado que todo o calor gerado concentra-se principalmente na camada de YBCO e na camada de prata mais



próxima. De maneira que a Equação 3.17 deve ser reescrita considerando a mesma variação de temperatura nessas duas camadas, que após ser solucionada chega-se ao valor da temperatura nessas camadas como apresentado na Equação 3.18.

$$T = c \int EI dt + T_{77}. \quad (3.18)$$

Em que  $c = 1/(V_Y \gamma_Y \zeta_Y + V_p \gamma_p \zeta_p)$ . A variação de temperatura no restante da fita será desprezada, visto que o tempo de pulso é relativamente curto.

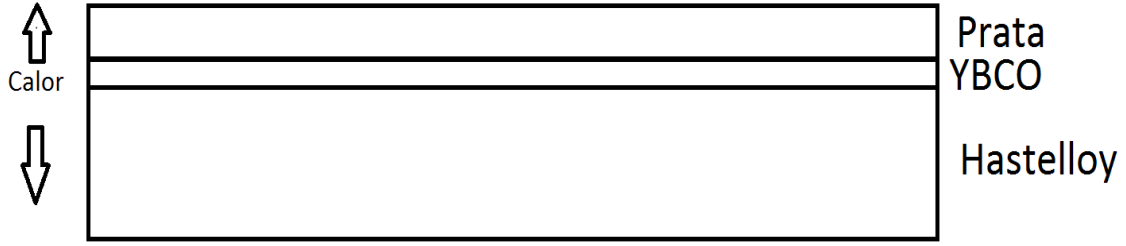


Figura 3.24: Propagação de calor entre a camada supercondutora e as camadas imediatamente próximas.

Dessa forma, o comportamento esperado para o campo elétrico será dado pela Equação 3.19, denominado modelo  $T1$ . Em que  $c_1 = c/15$ ,  $V_p$  é o volume da camada de prata,  $\gamma_p$  a densidade volumétrica e  $\zeta_p$  o calor específico. É importante observar que nessa modelagem o sorvedouro de calor representado por  $P_N$  começa a agir imediatamente após o surgimento do campo elétrico na fita. Contudo, nos instantes iniciais da aplicação do pulso, a parcela resistiva do campo elétrico ainda é nula, e portanto não há qualquer diferença de temperatura. Para contornar esse problema seria necessário incluir no ajuste condicionais que tornariam o problema demasiadamente complexo. Portanto, será considerado que  $P_N$  atua em todos os momentos da aplicação do pulso, que por se tratar de uma aproximação, deverá ser calculado por meio do ajuste numérico.

$$E = \mathbf{E}_0 \times \left( \frac{I}{I_{c0}(1 - c_1 \int (EI - P_N) dt)} \right)^{n_0} + \frac{L}{l} \frac{di}{dt}. \quad (3.19)$$

Como espera-se variações de temperatura muito menores do que 1 K, o coeficiente de transferência de calor  $h$  nesse intervalo vale  $0.18W/cm^2$ . Somente será considerada a área da fita entre os terminais de medição. Durante o corte, uma parte do material é perdida reduzindo o valor da corrente crítica. Caso não houvesse nenhuma perda de material e o corte fosse perfeitamente centralizado, a corrente crítica deveria ser 170 A, que corresponde a metade da corrente crítica medida antes do corte na amostra 2, e cada ramo teria 6 mm de largura. Na prática sempre irá

ocorrer perda do material e a largura média do ramo será menor do que esse valor, mas por simplificação será considerado o valor de 6 mm. Portanto, o valor esperado para a potência retirada da fita pelo nitrogênio líquido no trecho compreendido por seus terminais deverá ser  $P_N = 0.18 \times 8 \times 0.6 = 0.86W$ , que corresponde a  $8.6 \times 10^{-4} J/ms$ . Utilizando os dados apresentados no Apendice B é possível calcular o parâmetro  $c_1$  que vale aproximadamente 15 no ponto de operação do nitrogênio líquido.

### 3.4.4 Modelo com a corrente crítica e o índice $n$ dependentes da temperatura(modelo T2).

No modelo de Anderson-Kim(Equação 2.11) observa-se de forma direta a dependência do campo elétrico com a temperatura, onde  $U_c$  é o valor crítico da energia de ativação,  $k$  a constante de Boltzmann e  $T$  a temperatura. Considerando que  $I_c$  não varia, pode-se escrever a relação entre o campo elétrico e a corrente que circula o laço através da Equação 3.20 . Sendo a primeira parcela resistiva e a segunda indutiva.

$$E = \mathbf{E}_0 \times \left( \frac{I}{I_{c0}} \right)^{\frac{U_c}{kT}} + \frac{L}{l} \frac{dI}{dt}. \quad (3.20)$$

Substituindo-se 3.18 em 3.20, encontra-se uma relação onde o índice  $n$  depende da energia dissipada na fita conforme a Equação 3.21, no qual  $n_1 = c/T_{77}$  e  $n_0 = U_c/kT_{77}$ . Contudo, como o calor específico pode sofrer variações, ainda que pequenas, espera-se que de um ensaio para outro sejam encontrados valores ligeiramente diferentes para a constante  $n_1$ . O que ocorre na prática é o cálculo do valor médio do calor específico, pois espera-se que esse varie em um pequeno intervalo. Por isso, o valor de  $n_1$  deverá ser estimado por meio do ajuste numérico.

$$E = E_0 \times \left( \frac{I}{I_{c0}} \right)^{\frac{n_0}{n_1 \int E I dt + 1}} + \frac{L}{l} \frac{dI}{dt} \quad (3.21)$$

Isso significa que os efeitos da temperatura no ajuste numérico em alguns momentos estarão subestimados em outros superestimados, introduzindo um erro aos dados calculados. O ajuste por meio de mínimos quadrados consiste em calcular o valor do parâmetro  $n_1$  mantendo todos os demais fixos, já que seus valores são conhecidos.

Realizando uma análise da parcela resistiva do modelo apresentado na Equação 3.21, percebe-se que na medida em que o valor de  $T$  aumenta o valor de  $n$  diminui, o que significa que o campo elétrico deve necessariamente diminuir se não for considerada qualquer outra influência. A Figura 3.25(a) apresenta o gráfico do

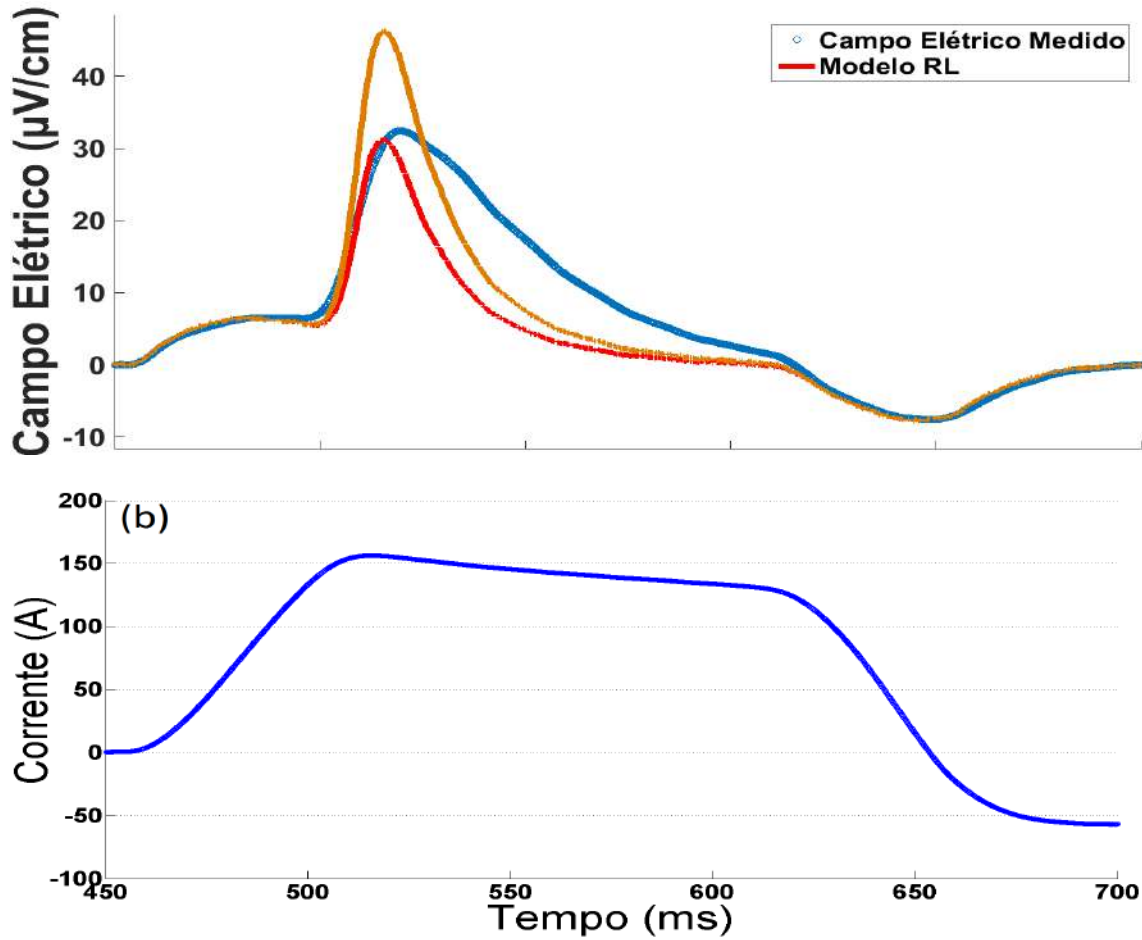


Figura 3.25: Gráfico do campo elétrico medido, do modelo  $RL$  e do ajuste numérico  $n(T)$  adiabático para uma FMM de 350 A.e com duração de 200 ms.

modelo  $RL$  e o ajuste numérico desse modelo para uma FMM de 350 A.e com 200 ms de duração. Além do erro significativo entre o valor medido e o calculado, para esse ajuste foi encontrado um valor negativo para o coeficiente  $n_1$ , o que significa que o índice  $n$  aumentou.

Esse resultado apresenta uma inconsistência com a realidade física do processo, pois para que o índice  $n$  aumente é necessário que a temperatura diminua abaixo do valor mínimo (Temperatura do nitrogênio líquido), fato que não é possível fisicamente. Dessa forma, não é possível explicar o comportamento do campo elétrico em função de  $n$  de forma isolada, sendo importante avaliar seu papel em conjunto com outras grandezas como a corrente crítica. Sintetizando a dependência da corrente crítica com a temperatura 3.15 e do índice  $n$  com a temperatura, chega-se a um modelo que descreve o comportamento do campo elétrico com  $I_c$  e  $n$  dependentes da temperatura, como apresentado na Equação 3.22.

$$E = E_0 \times \left( \frac{I}{I_{c0}(1 - c_1 \int E I dt)} \right)^{\frac{n_0}{n_1 \int E I dt + 1}} + \frac{L}{l} \frac{dI}{dt}. \quad (3.22)$$

Nesse modelo, o campo elétrico é inversamente proporcional à  $I_c(T)$ , significando que com o aumento da temperatura essa parcela sempre irá contribuir para aumentar o valor do campo elétrico. Em contrapartida, o índice  $n(T)$  contribui para diminuição do campo elétrico à medida que a temperatura aumenta. Essa combinação, em teoria, poderia fazer com que o ajuste numérico se aproxime dos dados medidos.

As análises realizadas com o modelo T1 mostraram que a inserção do sorvedouro de calor no modelo é essencial para descrever o comportamento do campo elétrico. Dessa forma, a Equação 3.22 deve ser adaptada de modo que considere a influência de  $I_c$  e  $n$  dependentes da temperatura para um processo não-adiabático. A modelagem do sorvedouro de calor obedecerá aos mesmos critérios apresentados na seção 3.4.3, escrevendo o modelo completo não adiabático conforme apresentado na Equação 3.23.

$$E = E_0 \times \left( \frac{I}{I_{c0}(1 - c_1 \int (EI - P_N) dt)} \right)^{\frac{n_0}{n_1 \int (EI - P_N) dt + 1}} + \frac{L}{l} \frac{dI}{dt}. \quad (3.23)$$

Esse modelo será denominado modelo T2. Em que a primeira parcela da equação corresponde à uma parcela resistiva e a segunda à uma parcela indutiva.

### 3.4.5 Modelo considerando *hot spot*(modelo T3).

Em testes preliminares observou-se que os modelos T1 e T2 são capazes de descrever o comportamento do campo elétrico em função da corrente que circula no laço, desde que não haja variações bruscas da corrente no supercondutor. Por outro lado, quando também considera-se a dependência de  $n$  (modelo T2) com a temperatura o erro encontrado é menor para os casos em que os pulsos são muito intensos, conforme será observado na seção 4.3. Contudo, ainda assim existe uma divergência bastante significativa. Os ensaios em que esse erro ocorre têm em comum uma variação brusca da corrente no supercondutor que condiz com uma mudança de regime. Na Figura 3.26 é possível observar o comportamento da corrente no supercondutor e da FMM no primário em função do tempo, para um pulso de 450 A.e com duração de 1000 ms.

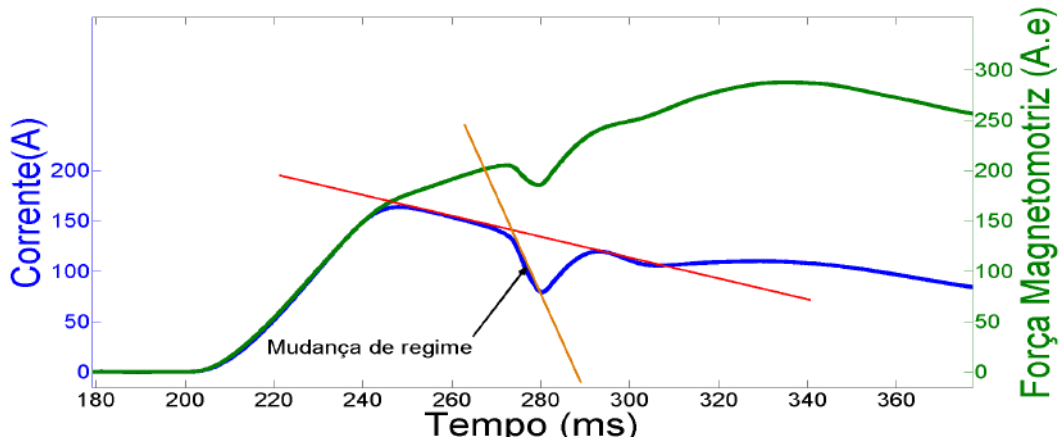


Figura 3.26: Gráfico do comportamento da corrente no supercondutor e da FMM no primário em função do tempo, para os instantes iniciais de um pulso de 450 A.e com duração de 1000 ms.

A reta em vermelho mostra o comportamento da corrente no supercondutor no regime de *flux creep*, e a reta amarela mostra uma queda brusca na corrente do supercondutor, o que caracteriza um processo de transição de regime para o estado de *flux flow* ou para o estado normal (*quench*<sup>2</sup>). Esse comportamento ocorre devido aos defeitos na fita que provocam um aquecimento localizado, também conhecido na literatura como *hot spot* [77], conforme observado na Figura 3.27.

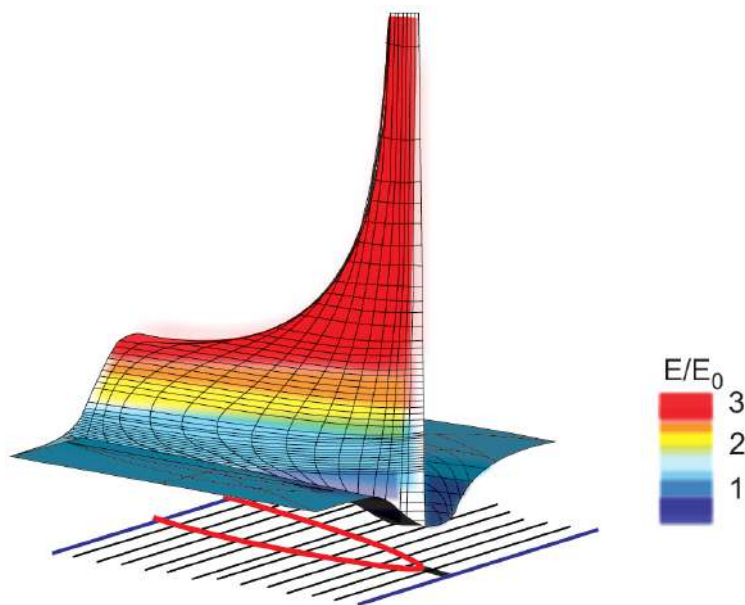


Figura 3.27: Distribuição espacial do campo elétrico ao longo da fita, próximo à um defeito correspondente a 10% da largura da fita. Esse defeito propaga o calor ao longo da seção da fita resultando em instabilidade térmica (adaptado de [77]).

<sup>2</sup>Processo caracterizado pela rápida transição localizada do supercondutor para o estado normal sendo propagada ao longo de toda a fita.

Esses defeitos podem estar relacionados ao processo de fabricação das fitas. Também podem ser provocados durante o manuseio e preparação do material, como por exemplo o corte realizado para formar o laço. Como as amostras utilizadas nesse trabalho foram cortadas manualmente, a imprecisão do corte pode ocasionar assimetrias e falhas na fita, como a remoção de parte da camada supercondutora em pontos localizados. O surgimento desses *hot spots* prejudicam o carregamento indutivo, pois podem reduzir drasticamente a corrente persistente após a retirada do pulso. Durante os ensaios realizados com a amostra 1 observou-se de forma perceptível a formação dessas regiões com calor concentrado, já que nos casos de pulsos mais intensos a mudança de regime ocorreu duas vezes no mesmo pulso como pode ser observado na Figura 3.28.

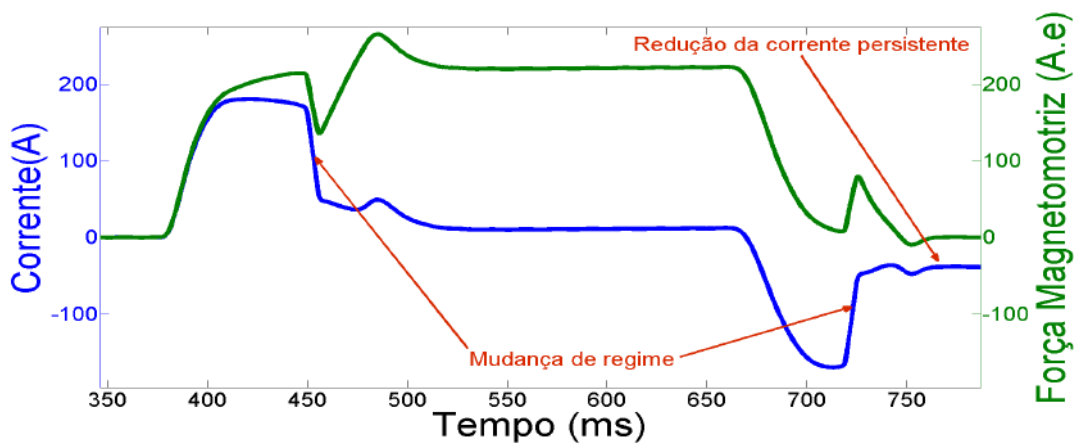


Figura 3.28: Gráfico do comportamento da corrente no supercondutor e da FMM no primário em função do tempo para um pulso de 260 A.e com duração de 300 ms realizado na amostra 1, que possui uma corrente crítica de 148 A.

Desses resultados, observa-se que, ao fim do pulso seria induzida uma corrente muito próxima ao valor crítico. Porém, nesse ensaio constata-se que no início do pulso, após a corrente no laço permanecer acima da corrente crítica por um período de aproximadamente 100 ms, houve uma instabilidade que provocou uma abrupta redução da corrente no supercondutor, que como consequência também provocou uma reação no primário. Ao fim do pulso novamente ocorre uma redução rápida da corrente, porém dessa vez a corrente permaneceu acima da crítica por um período mais curto de aproximadamente 20 ms. Isso indica o efeito continuado da temperatura ao longo do pulso.

Uma mudança de regime caracteriza-se principalmente por uma mudança de valor do índice  $n$ , já que está diretamente relacionada ao nível de aprisionamento dos vórtices no supercondutor. Quando essa transição ocorre o valor de  $n$  diminui drasticamente para a faixa de 2 à 4 (estágio de flux flow) [32], ou para 1 (estágio

normal). Obviamente essa transição não pode ser descontínua, implicando em uma redução gradativa de  $n$  desde seu valor usual entre 20 e 30. No caso do ensaio apresentado na Figura 3.26 ocorreu uma rápida mudança de regime e logo após uma estabilização, retornando ao comportamento observado anteriormente. Esse comportamento sugere que o supercondutor inicia uma transição para o regime de *flux flow* retornando rapidamente ao regime de *flux creep*. A Figura 3.29 apresenta o comportamento do campo elétrico em função da corrente em escala logarítmica, mostrando os três regimes possíveis no material supercondutor. O resultado apresentado na Figura 3.26 indica que o campo elétrico no laço situou-se no joelho da curva 3.29 entre os regimes de *flux creep* e *flux flow* (ponto A).

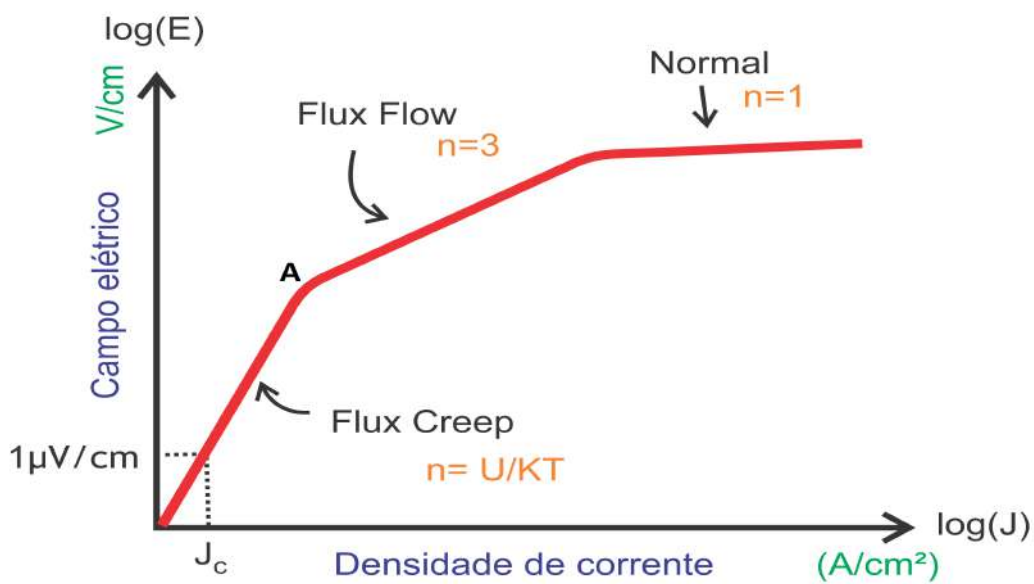


Figura 3.29: Curva do campo elétrico em função da corrente em escala logarítmica apresentando os regimes de flux creep, flux flow e normal (adaptado de [78]).

Esse comportamento, condiz com uma redução rápida de  $n$  e posterior retorno ao seu valor original, conforme a Figura 3.30 e pode ser descrito matematicamente através da seguinte Equação 3.24:

$$y = y_0 \times \log\left(\frac{x}{x_0}\right). \quad (3.24)$$

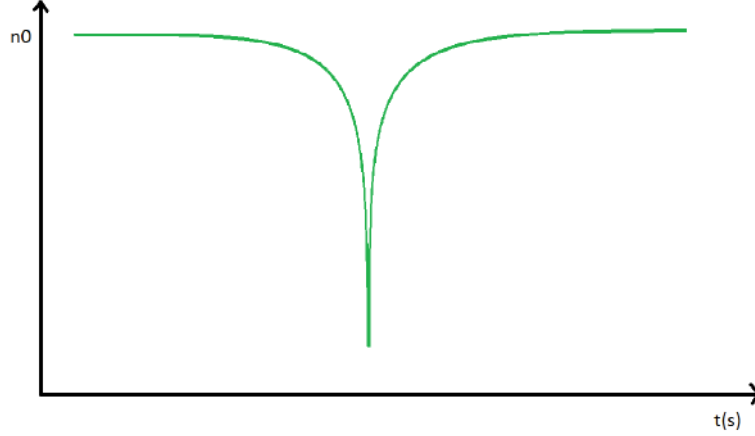


Figura 3.30: Comportamento esperado dos valores do índice  $n$  para uma mudança de regime no supercondutor.

Como no *hot spot* a variação da temperatura é localizada em uma região muito pequena da fita, a transição do supercondutor deve ocorrer de maneira muito brusca que não condiz com a dependência linear de  $n$  com a temperatura, conforme apresentado no modelo de Anderson Kim. Apresenta-se a proposta de que o índice  $n$  durante a formação do *hot spot*, varia de forma não linear conforme apresentado na Equação 3.25. Em que  $n_0$  é o valor do índice sem qualquer variação de temperatura e  $n_1$  é um parâmetro de ajuste do modelo.

$$n = n_0 - n_1 \log\left(\int (EI - P_N) dt\right). \quad (3.25)$$

Nas modelagens anteriores observou-se que a propagação de calor e o incremento de temperatura era aproximadamente uniforme. No caso em que surge o *hot spot* considera-se que a partir de certo valor de energia dissipada na fita, começa a surgir um ponto de instabilidade térmica que provoca um aquecimento local. Nesse caso, espera-se uma variação mais brusca do que aquela prevista pelo modelo de Anderson Kim, e logo após uma estabilização já que a redução da corrente no laço implica na redução do campo elétrico, e conseqüente diminuição da temperatura e da instabilidade. Substituindo o valor de  $n$  apresentado em 3.25 na Equação 3.23, chega-se ao modelo apresentado na Equação 3.26, que contempla essa dependência não linear de  $n$  com a temperatura.

$$E = E_0 \times \left( \frac{I}{I_{c0}(1 - c_1 \int (EI - P_N) dt)} \right)^{n_0 - n_1 \log(\int (EI - P_N) dt)} + \frac{L}{l} \frac{dI}{dt}. \quad (3.26)$$

Esse modelo será denominado modelo *T3*. Em que a primeira parcela da equação corresponde à uma parcela resistiva e a segunda à uma parcela indutiva.



# Capítulo 4

## Resultados e Discussões

A técnica de carregamento por pulsos concentra-se em realizar variações de campo magnético no interior da bobina supercondutora em um curto intervalo de tempo. Com isso, é possível induzir correntes nas fitas supercondutoras com um gasto energético relativamente baixo.

Neste capítulo é realizado um estudo da resposta de corrente em laços supercondutores, quando submetidos a variações de FMM no primário, utilizando o sistema de carregamento indutivo com uma bobina de 100 espiras no primário. Como a caracterização de quatro pontos de fitas 2G não se mostrou adequada aos laços, pois a corrente medida não corresponde a corrente crítica no ramo, é proposto um novo método de caracterização direcionado aos laços PST's. É apresentada uma nova geometria para bobinas supercondutoras que pode tornar viável a magnetização por pulsos na presença de campo externo. Também são testados os modelos desenvolvidos no capítulo 3, mostrando que são capazes de descrever com boa precisão o comportamento do campo elétrico no laço em função da corrente.

### 4.1 Caracterização em laços supercondutores pelo método indutivo

Como apresentado na seção 3.2 durante a caracterização de quatro pontos dos laços, seus ramos estão ligados em paralelo. Contudo, quando são utilizados em uma aplicação, os seus ramos estão ligados em série e nesse caso a corrente que passa em cada ramo corresponde à corrente total, e a tensão crítica medida pode ser diretamente associada a essa corrente como observado na Figura 4.1.

Na caracterização de quatro pontos a corrente é imposta na fita e após sua estabilização o valor de tensão (campo elétrico) é medido, e portanto a parcela indutiva pode ser desprezada. Durante o carregamento indutivo não é possível controlar o valor da corrente no supercondutor, que por variar a cada instante produz uma par-

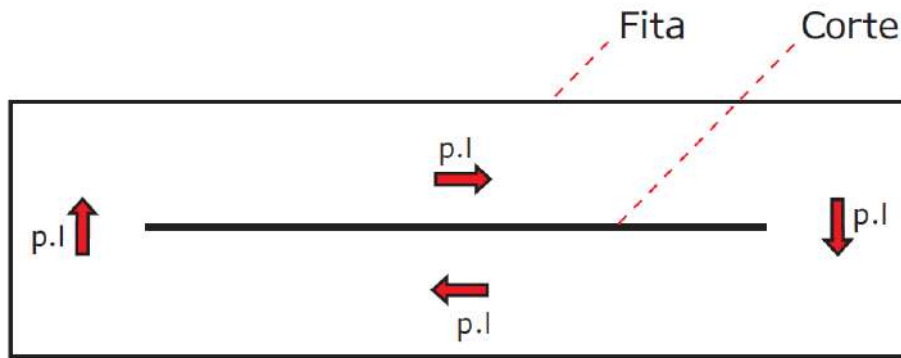


Figura 4.1: Ligação em série dos ramos do laço supercondutor submetido a caracterização indutiva.

cela indutiva no campo elétrico que não corresponde ao campo elétrico observado na *lei de potência*.

Pode-se assumir que o laço supercondutor comporta-se como um supercondutor com um buraco, que responde a quaisquer variações de campo magnético em seu interior. Utilizando essa propriedade determina-se os parâmetros do laço, como a corrente crítica e o índice  $n$ . Para isso foi utilizado o sistema de indução magnética, impondo uma rampa de corrente no primário e medindo a resposta de corrente e tensão no laço supercondutor. A Figura 4.2 apresenta o gráfico do campo elétrico e da corrente na amostra 1 em função do tempo, para uma rampa de corrente no primário com valor de FMM de 300 A.e.

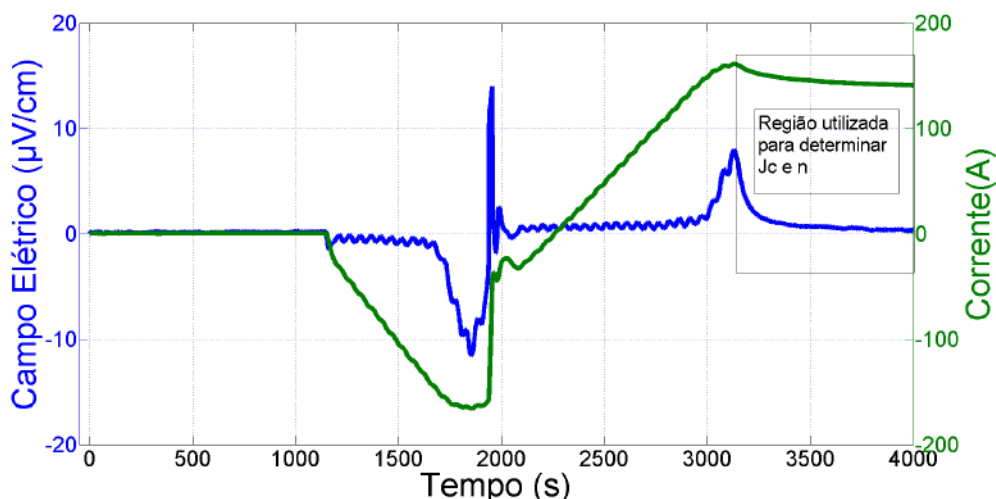


Figura 4.2: Corrente e campo elétrico no laço, corrente primária em função do tempo para aplicação de uma rampa de FMM de referência igual à 300 A.e.

Observa-se que logo após a retirada da corrente no primário a corrente no supercondutor decai mais suavemente a cada instante de tempo. Admitindo que essa variação de corrente é suficientemente pequena para que a parcela indutiva do campo

elétrico possa ser desprezada, é possível realizar o processo de caracterização indutiva utilizando os valores medidos de corrente e campo elétrico no laço nesse trecho final da curva de indução. Assim, os efeitos ocasionados pelo aumento de temperatura serão desprezados, visto que o nível de campo elétrico nesse processo é baixo. Com essas considerações, o comportamento da curva  $E \times I$  no supercondutor pode ser modelado da mesma forma que na caracterização de quatro pontos utilizando a Equação 3.1, sendo desprezada a parcela indutiva do campo elétrico, já que sua variação no tempo é suave.

Utilizando o cálculo numérico com o auxílio do programa MATLAB, pode-se ajustar a curva que melhor se adapta aos dados experimentais adquiridos. Informando o comportamento geral esperado, após algumas iterações o valor das constantes  $n$  e  $I_c$  são calculados. A Figura 4.3 apresenta o ajuste da curva  $E \times I$  para a amostra 1 no trecho específico utilizado para a caracterização.

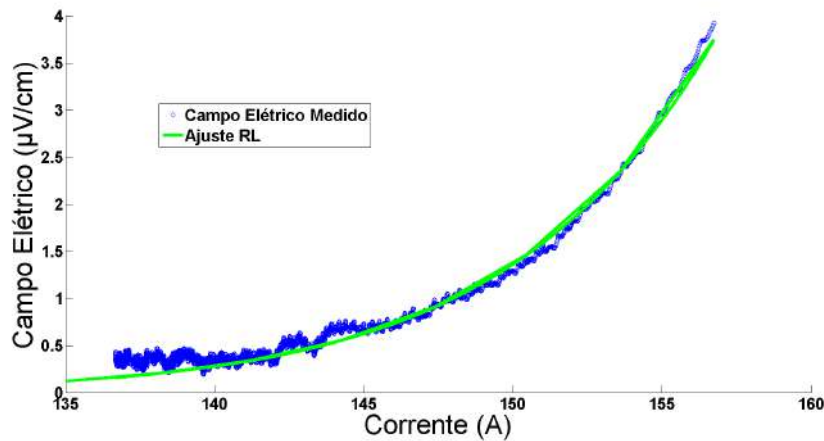


Figura 4.3: Campo medido e ajuste numérico em função da corrente no laço supercondutor.

A curva ajusta-se de forma apropriada aos dados medidos. Foi encontrado um valor de  $n = 23$  e  $I_c = 148A$ . Como já esperado, o valor de  $I_c$  encontrado é menor do que o valor máximo estimado na caracterização de quatro pontos, que foi  $I_c = 160A$ . Para compreender melhor essa questão idealiza-se uma situação em que o corte realizado resultou no lado A duas vezes mais largo que o lado B conforme a Figura 4.4. Considerando uma corrente crítica hipotética total de 300 A, caso o corte seja perfeitamente retilíneo espera-se que a corrente se distribua proporcionalmente a largura de cada caminho. Então, em uma situação ideal 200 A irão percorrer a fita pelo lado A e 100 A pelo lado B. Em uma caracterização de quatro pontos, como os ramos estão ligados em paralelo, essas parcelas de corrente não podem ser medidas, mas apenas a corrente total que atravessa a fita.

Contudo, quando a corrente nessas fitas percorrem o caminho fechado formado pelo laço(aplicação), a corrente total que percorre esse caminho ficará limitada à

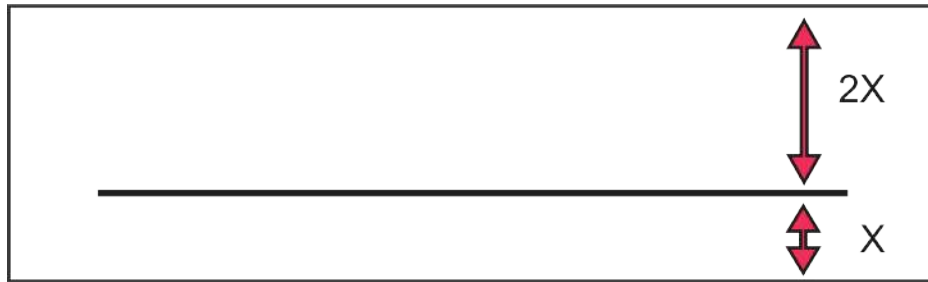


Figura 4.4: Fita supercondutora com corte descentralizado.

corrente crítica do lado que apresenta a maior resistência. No caso apresentado, o lado B possui uma corrente de 100 A, logo essa será a corrente crítica encontrada.

Sendo assim, conclui-se que o método quatro pontos de caracterização de fitas supercondutoras não é adequado para as fitas parcialmente cortadas considerando seu uso em aplicações. Esse método serve apenas como referência de valor máximo de corrente crítica, considerando cortes perfeitamente retilíneos e centralizados, o que não é possível com as técnicas de corte utilizadas nesse trabalho. A Tabela 4.1 apresenta uma comparação entre os valores encontrados para a corrente crítica e para o índice  $n$ , no processo de caracterização de quatro pontos e na caracterização indutiva para três diferentes amostras utilizadas nesse trabalho: amostra 1, amostra 2 e amostra 3. Para o processo de caracterização de quatro pontos foram apresentados somente os valores do ramo mais resistivo (ramo que atinge o campo elétrico crítico com menor corrente total), considerando o valor máximo esperado de corrente crítica, que corresponde a metade do valor total.

Tabela 4.1: Comparação entre os parâmetros encontrados na caracterização de quatro pontos e na caracterização indutiva para as amostras 1, 2 e 3.

	Caracterização de quatro pontos		Caracterização indutiva	
	Corrente máxima esperada	$n$	Corrente crítica	$n$
Amostra 1	160	23.6	148	23
Amostra 2	134.3	21.8	133	22.7
Amostra 3	131.6	21	109	20

Nota-se que, em todos os casos os valores de corrente crítica encontrado no método indutivo é menor que o valor esperado no método de quatro pontos. Resultado que concorda com os valores de corrente crítica observados durante a magnetização por pulsos, considerando a margem de erro de medida dos equipamentos.

O método indutivo apresenta a vantagem de não utilizar corrente imposta, o que minimiza as chances de queima da fita por excesso de corrente, pois essa é limitada

por surgir uma tensão contrária que reduz o valor da corrente. Além disso, não necessita de ancoragem térmica como no método de quatro pontos, o que simplifica o processo de caracterização dos laços.

Como a corrente circula por um tempo muito maior quando comparado com o método de quatro pontos, o erro associado às variações térmicas pode influenciar nas medidas de corrente crítica, subestimando seu valor. Contudo, como a intensidade do campo elétrico varia pouco durante o processo, esses efeitos são pequenos (da ordem de 1% ou  $\pm 1A$ ) e confundem-se com os erros de medida do sensor de corrente, o que permite determinar a corrente crítica com confiabilidade.

Por outro lado, o índice  $n$  depende da corrente e do campo elétrico no supercondutor e o seu erro de medida torna-se significativo. Durante os ensaios realizados observou-se um erro na corrente do supercondutor de  $\pm 1A$  e de  $\pm 0.3 \mu V/cm$  no campo elétrico. O índice  $n$  pode ser calculado através da curva log log de  $E \times I$ , sendo determinado pelo coeficiente angular da reta obtida. A Figura 4.5 apresenta a curva  $E \times I$  em escala log log para a determinação do parâmetro  $n$ . Por causa do erro de medição do campo elétrico e da corrente pode-se obter diversos valores de coeficiente angular adequados a curva.

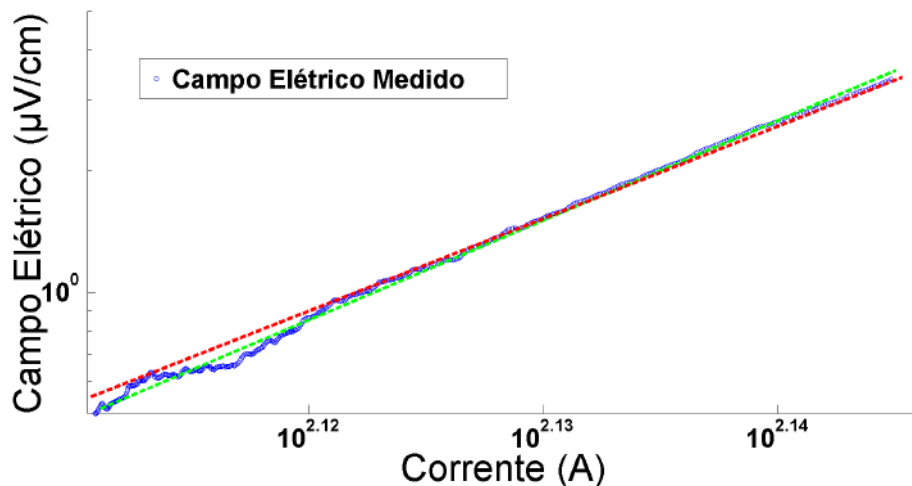


Figura 4.5: Gráfico log log de  $E \times I$  para determinação do parâmetro  $n$ , com as retas verde e vermelha traçadas manualmente correspondendo ao comportamento da curva.

Observa-se que, as retas vermelha e verde (traçadas manualmente) na Figura 4.5 correspondem ao comportamento da curva, apesar de possuírem diferentes valores de coeficiente angular. Uma comparação entre os valores de  $n$  calculados pelo método indutivo e de quatro pontos mostrou uma diferença de até 5%. Essa divergência pode ser minimizada utilizando sensores e equipamentos com menores erros de medida. Será considerado ao longo do trabalho o valor de  $n$  calculado pelo método quatro pontos de caracterização, pois esse permite que a medição de  $n$  seja realizada com

mais confiabilidade.

## 4.2 Magnetização por pulsos

Nesta seção são apresentados os resultados da resposta de corrente no laço supercondutor quando submetidos a pulsos de fluxo magnético. É investigada a influência de parâmetros como: largura, intensidade e intervalo entre pulsos.

### 4.2.1 Influência da duração pulsos de corrente

Neste conjunto de experimentos um único pulso foi aplicado variando sua duração e intensidade. Estes testes foram realizados para valores de FMM entre 200 e 450 A.e e duração de pulso de 100 ms à 1000 ms no primário. Todos os resultados apresentados nesta subseção foram medidos com a amostra 2. Considerou-se, ainda, que a corrente persistente é a corrente no laço supercondutor após o pulso no primário e a estabilização da corrente no secundário.

A Figura 4.6 apresenta o comportamento da FMM no primário e da corrente no laço em função do tempo, para uma FMM enviada de 300 A.e com duração de 200 ms. A corrente persistente ( $I_P$ ) medida foi de 20.6 A, enquanto que a diferença máxima ( $D_m$ ) entre a FMM e a corrente no laço foi de 21.6 A. O resultado mostra que o valor da corrente persistente é proporcional à diferença entre as correntes no primário e secundário.

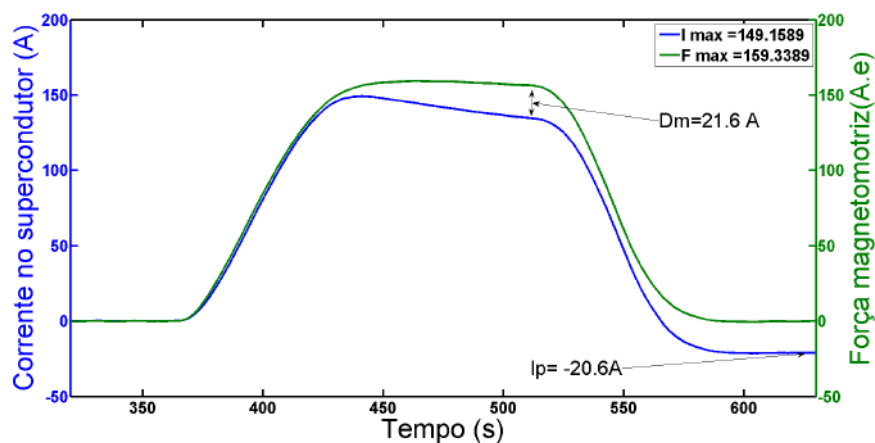


Figura 4.6: Comportamento da FMM no primário e da corrente no laço supercondutor, para uma FMM de referência igual à 300 A.e com duração de 200 ms.

A Figura 4.7 apresenta o comportamento da corrente no laço em função do tempo, para uma FMM de 200 A.e, para durações variando de 100 ms até 1000 ms com incrementos de 100 ms. Observa-se um valor máximo de corrente de 117 A para uma duração de 1000 ms da FMM no primário. Não é observada indução de

corrente persistente no laço, porquanto a corrente crítica não foi atingida. Também é possível observar uma diferença de comportamento do pulso de 100 ms em relação aos demais, pois a fonte tem um tempo de resposta maior que 100 ms.

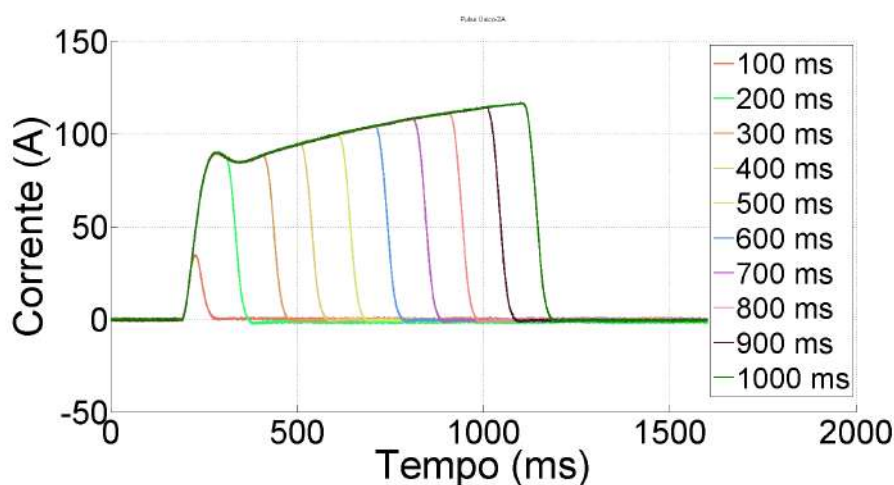


Figura 4.7: Comportamento da corrente no laço em função do tempo, para uma FMM de 200 A.e , com durações variando de 100 ms até 1000 ms e incrementos de 100 ms.

A Figura 4.8 apresenta o comportamento da corrente no laço em função do tempo, para uma FMM de 250 A.e, para durações variando de 100 ms até 1000 ms com incrementos de 100 ms. Para os valores de largura de pulso de 200 ms, 300 ms e 400 ms, o valor máximo de corrente medido foi de 125 A. É possível observar uma pequena indução de corrente persistente, uma vez que o estado dissipativo inicia-se pouco antes de atingir a corrente crítica. No entanto, é perceptível que o estado dissipativo acentua-se à medida que o valor máximo de corrente se aproxima ou ultrapassa o valor crítico. Isto pode ser verificado observando-se os valores de corrente persistente para os demais valores de duração. Quanto maior o tempo de ação do campo magnético no primário, maior seus efeitos na corrente persistente.

Isso ocorre pois a partir de um certo limite a corrente no supercondutor já não é capaz de bloquear a entrada de fluxo no laço. A Figura 4.9 apresenta o comportamento da corrente no laço em função do tempo, para uma FMM de 300 A.e, com durações variando de 100 ms até 1000 ms e incrementos de 100 ms. Para os valores de duração de corrente iguais à: 800 ms, 900 ms e 1000 ms, a diferença entre os valores alcançados imediatamente antes da retirada da corrente no primário é menor do que 0.5 A. No entanto, os valores de corrente induzida diferem em até 6 A. O que leva à conclusão de que o tempo de exposição ao campo externo influencia significativamente no valor final de corrente persistente.

É possível observar que, apesar da relativa estabilidade da corrente antes da retirada de corrente no primário, nota-se um incremento da corrente persistente. Na prática pode-se dizer que há um campo de equilíbrio no interior do laço, que não

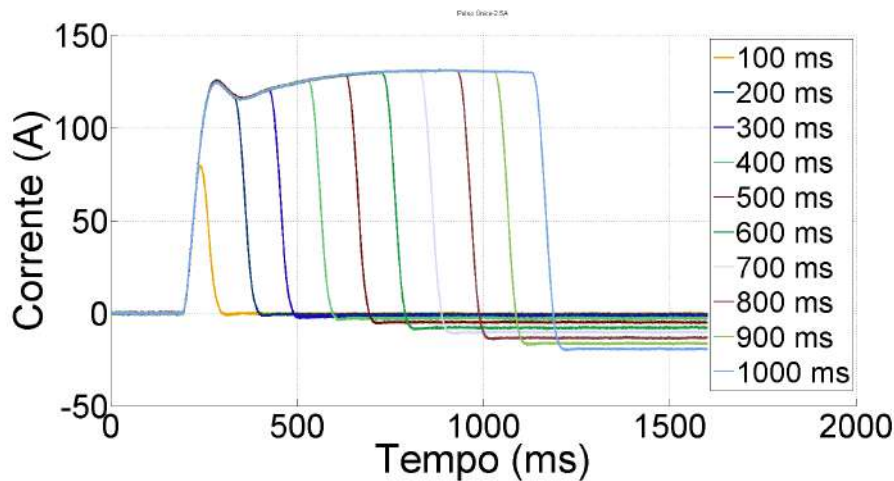


Figura 4.8: Comportamento da corrente no laço em função do tempo, para uma FMM de 250 A.e, com durações variando de 100 ms até 1000 ms e incrementos de 100 ms.

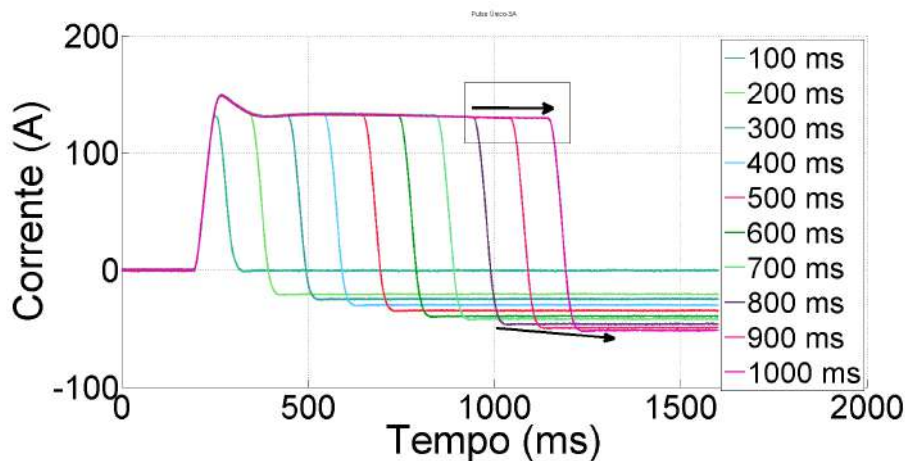


Figura 4.9: Comportamento da corrente no laço em função do tempo, para uma FMM de 300 A.e, com durações variando de 100 ms até 1000 ms e incrementos de 100 ms.

provoca o surgimento de nenhuma corrente. De forma semelhante ao processo de resfriamento na presença de campo, no qual o campo que envolve o laço imediatamente após a transição para a fase supercondutora fica “armazenado” na bobina, durante a aplicação do pulso de fluxo magnético, o laço supercondutor altera esse estado de equilíbrio permitindo a entrada do fluxo em seu interior. Quando o fluxo externo é retirado, o supercondutor reage a essa variação mantendo um campo de mesmo módulo que o campo que penetrou no interior do laço. Esse fluxo externo que entrou no laço é o mesmo fluxo gerado pela corrente persistente, se não for considerada nenhuma perda no processo.

A Figura 4.10 apresenta o comportamento da corrente no laço em função do tempo, para uma FMM de 450 A.e, com durações variando de 100 ms até 1000



ms e incrementos de 100 ms. Para valores mais intensos de corrente, o valor da indutância mútua torna-se importante e afeta a fonte utilizada, já que ocorrem variações intensas de corrente no primário em função da variação de corrente no laço supercondutor. Essas variações estão relacionadas às instabilidades térmicas localizadas, que serão tratadas com mais detalhes ao longo do capítulo.

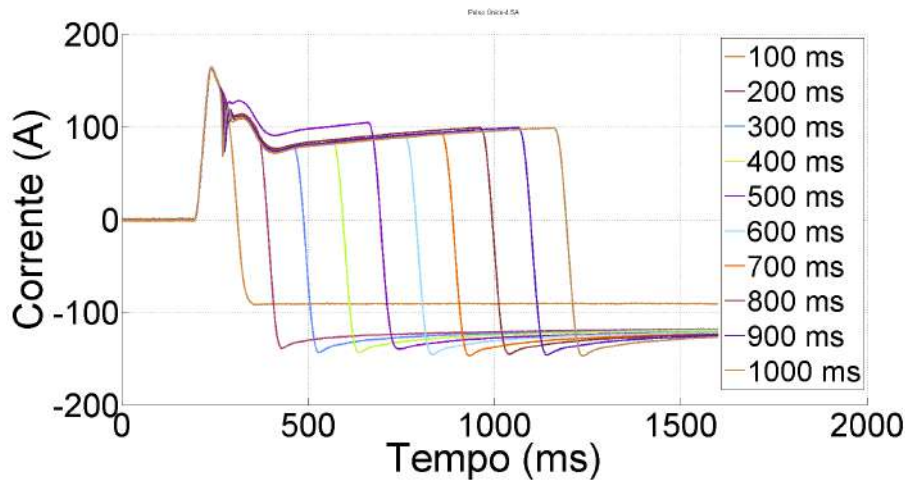


Figura 4.10: Comportamento da corrente no laço em função do tempo, para uma FMM de 450 A.e, para durações variando de 100 ms até 1000 ms com incrementos de 100 ms.

Após a retirada do pulso, ocorre indução de corrente acima do valor crítico e um rápido decaimento para as larguras de corrente maiores que 200 ms. Esse decaimento faz a corrente convergir para valores semelhantes em um curto intervalo de tempo, o que permite concluir que do ponto de vista energético não é vantajoso aumentar a corrente no primário indefinidamente, pois a saturação limita os valores de corrente persistente. A Figura 4.11 mostra os valores de corrente persistente em todas as baterias de ensaio apresentados nessa seção.

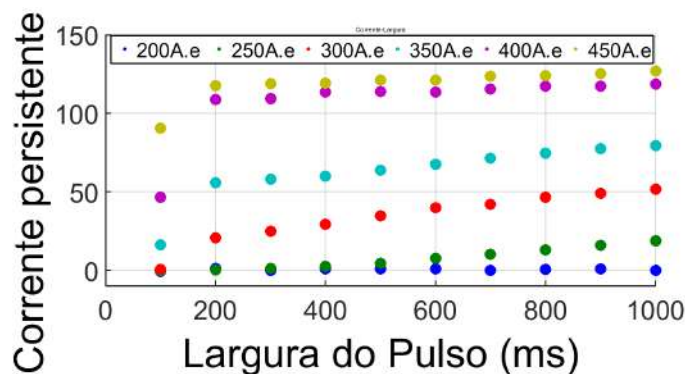


Figura 4.11: Corrente persistente medida para todas as baterias de ensaio variando a duração do pulso de FMM no primário.

A Figura 4.12 mostra a curva de histerese para uma FMM de 300 A.e, para

durações variando de 100 ms até 1000 ms com incrementos de 100 ms. Para o pulso de 100 ms(verde) que não ultrapassa o valor da corrente crítica( $I_c$ ) não ocorre qualquer indução. Para os demais, é possível observar que em um primeiro momento a corrente no supercondutor ultrapassa seu valor crítico entrando em um estágio dissipativo, o que faz surgir um campo elétrico que compele a corrente para que retorne a valores abaixo de seu valor crítico.

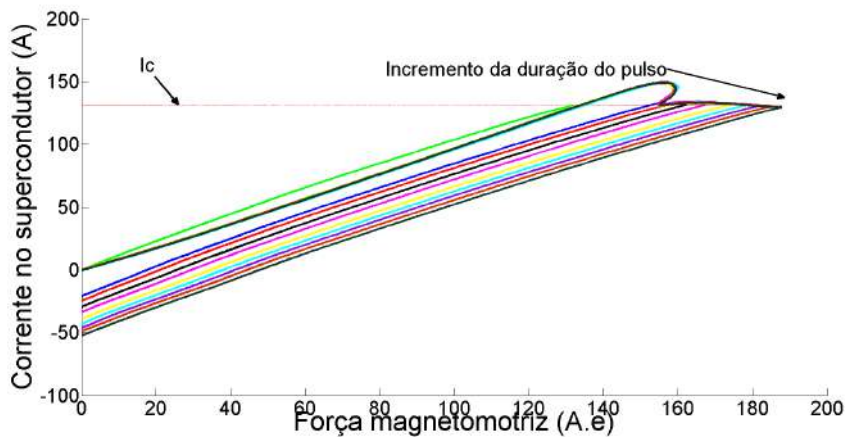


Figura 4.12: Curva de histerese do laço supercondutor para uma FMM de 300 A.e, com durações variando de 100 ms até 1000 ms e incrementos de 100 ms.

Essa “barreira” de corrente encontrada para a referida bateria de ensaios foi de 134 A, pouco superior aos 133 A encontrados na caracterização indutiva, e quase o mesmo valor encontrado na caracterização de quatro pontos. Esse resultado concorda com os resultados medidos na caracterização indutiva considerando a margem de erro. Analisando uma bateria de ensaios com maior intensidade, a redução da corrente crítica fica mais visível. A Figura 4.13 mostra a curva de histerese para uma intensidade de corrente de 400 A.e, para durações variando de 100 ms até 1000 ms com incrementos de 100 ms.

À medida que a largura do pulso aumenta nota-se uma redução da “barreira” de corrente, ou seja, da corrente crítica no material que está diretamente relacionada ao estado dissipativo e a mudança de temperatura na fita. Através do produto entre a tensão e a corrente no supercondutor pode-se calcular a energia dissipada da fita. A Figura 4.14 mostra a energia dissipada em função da corrente persistente, para valores de FMM variando de 200 A.e até 350 A.e com duração do pulso variando de 100 ms até 1000 ms.

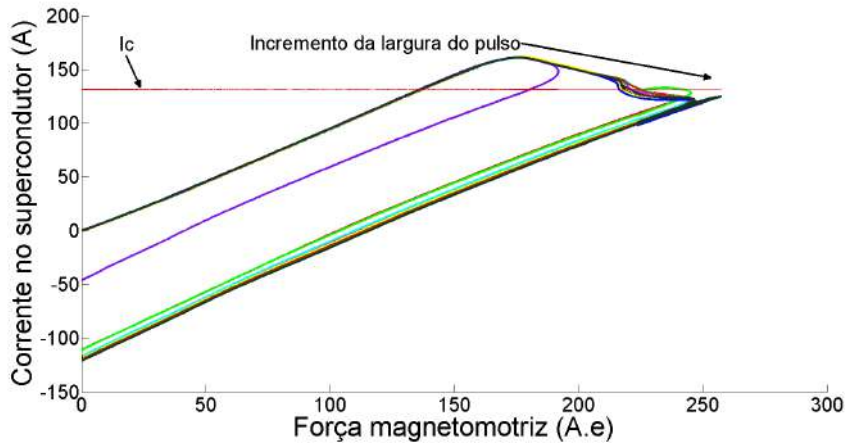


Figura 4.13: Curva de histerese do laço supercondutor para uma FMM de 400 A.e, com durações variando de 100 ms até 1000 ms e incrementos de 100 ms.

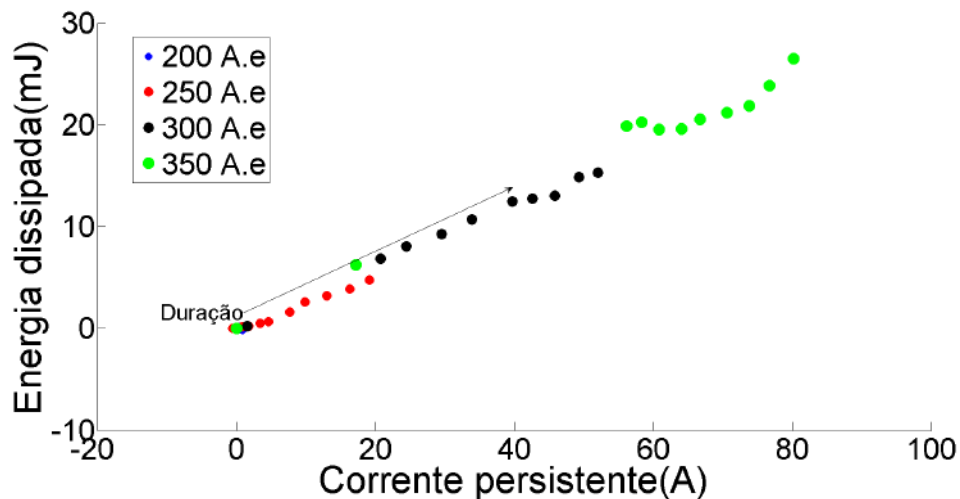


Figura 4.14: Energia dissipada em função da corrente persistente, para valores de FMM variando de 200 A.e até 350 A.e e duração do pulso variando de 100 ms até 1000 ms.

Considerando apenas o supercondutor é possível observar que a relação entre a energia dissipada e a corrente persistente é menor para os pulsos de longa duração e menor intensidade, significando um menor gasto energético na fita.

## 4.2.2 Múltiplos pulsos

Nessa subseção são investigados os efeitos dos múltiplos pulsos na indução de corrente persistente do laço. No primeiro experimento, foi aplicada uma sequência de pulsos a fim de observar sua influência em função da corrente persistente induzida no laço supercondutor. A corrente no primário somente estabiliza-se após a aplicação dos dez primeiros pulsos. É possível observar que, após esses primeiros pulsos, o

incremento da corrente induzida no supercondutor fica menor para cada novo pulso, apresentando uma tendência de saturação, apesar de ainda não ter alcançado valores próximos da corrente crítica. O resultado, indicado na Figura 4.15, mostra uma seqüência de 100 pulsos com FMM de 250 A.e.

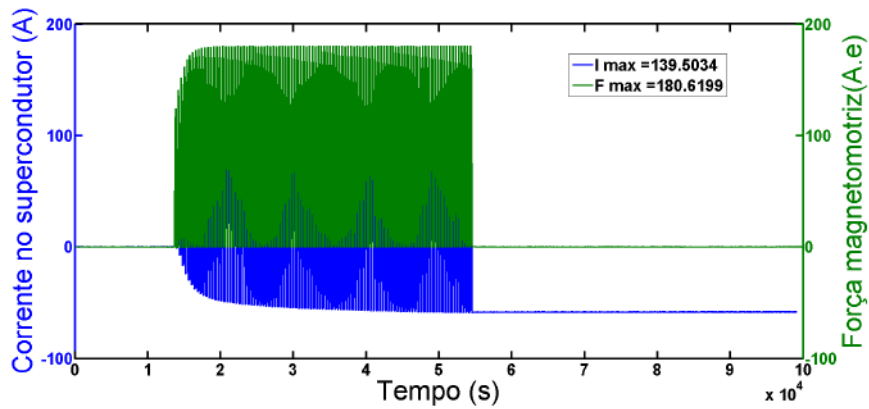


Figura 4.15: Sequência de 100 pulsos com força magnetomotriz de referência de 250 A.espira.

Esse resultado mostra que não é vantajoso em uma perspectiva de consumo de energia, aplicar uma seqüência de pulsos muito longa, considerando que nos primeiros 10 pulsos a corrente induzida é cerca de 90 % daquela alcançada após a seqüência de 100 pulsos inteira.

No segundo experimento com múltiplos pulsos são aplicados uma seqüência de pulsos com intervalos variados. A Figura 4.16 mostra uma seqüência de 10 pulsos com FMM de 350 A.e e intervalo de 500 ms entre cada pulso e a Figura 4.17 mostra uma seqüência de 10 pulsos com FMM de 350 A.e e intervalo de 1000 ms entre cada pulso.

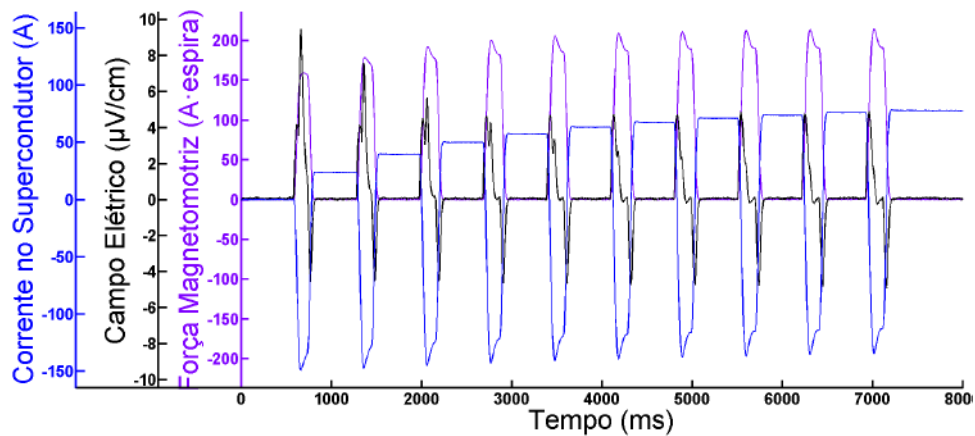


Figura 4.16: Sequência de 10 pulsos com força magnetomotriz de referência de 250 A.espira e intervalo de 500 ms entre cada pulso.

A corrente persistente final foi maior no ensaio com intervalos mais curtos. Contudo, isso não se deve a princípio ao comportamento do supercondutor, como por exemplo um maior incremento de temperatura na fita. Foi observado que o incremento da FMM no primário a cada novo pulso é maior para o caso de intervalos curtos.

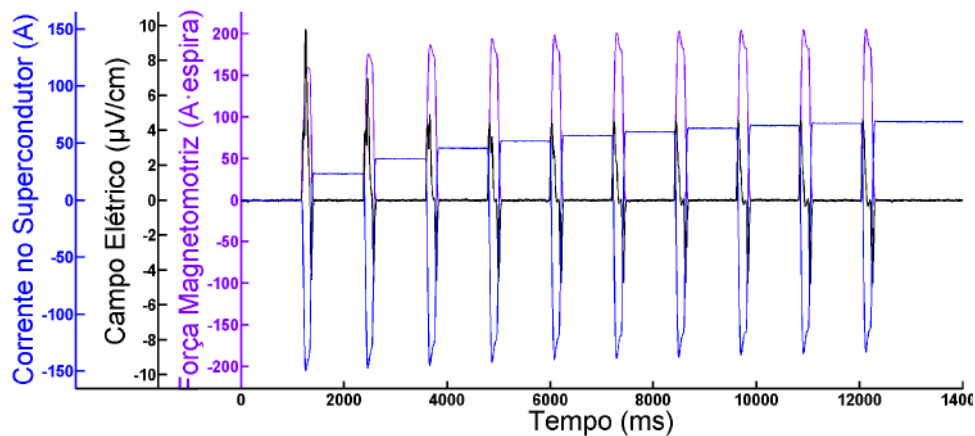


Figura 4.17: Sequência de 10 pulsos com força magnetomotriz de referência de 250 A.espira e intervalo de 1000 ms entre cada pulso.

Para separar os efeitos que ocorrem no primário e no secundário no caso apresentado é necessário realizar esses experimentos utilizando uma fonte mais estável. Todavia, pode-se concluir que a utilização de um único pulso de maior intensidade é muito mais proveitosa que a aplicação de múltiplos pulsos de baixa intensidade. Isso ocorre, pois a corrente no laço deve ultrapassar a corrente crítica para que exista indução de corrente persistente, e a cada pulso a diferença entre a corrente máxima

alcançada e a corrente crítica diminui, o que limita a eficiência do processo.

### 4.3 Modelos fenomenológicos aplicados aos pulsos de fluxo magnético

Nessa seção são validados os modelos desenvolvidos na seção 3.4 utilizando os resultados medidos de campo elétrico e corrente no supercondutor. No caso mais simples, em que não ocorre qualquer indução de corrente persistente espera-se que o supercondutor possa ser modelado como um indutor puro de acordo com a equação 3.6. O ajuste numérico consiste no cálculo do parâmetro  $L$  da Equação 3.6, em que o cálculo do erro é minimizado a cada intervalo de tempo até que atinja um critério conforme o diagrama apresentado na Figura 4.18. Caso o modelo proposto esteja correto, espera-se que o erro relativo médio entre o campo elétrico medido e calculado seja muito pequeno.

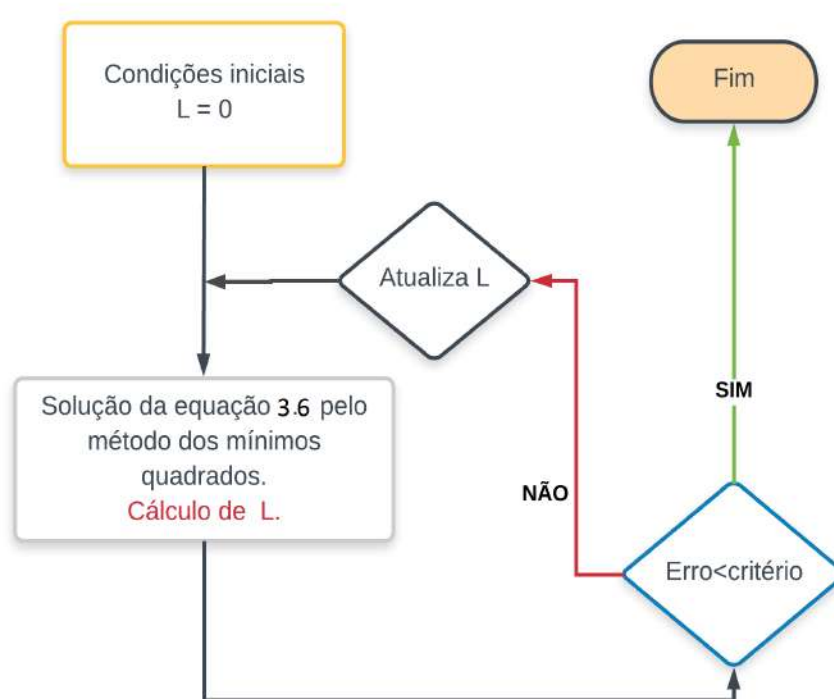


Figura 4.18: Diagrama esquemático do ajuste numérico para obtenção do coeficiente  $L$ .

Utilizando os dados da bateria de ensaios de duração e intensidade de pulso, realizados com a amostra 2 foi possível calcular o valor de  $L$  para cada ensaio como apresentado na Tabela 4.2. Nota-se que para os pulsos com baixa intensidade os valores de  $L$  destacados são estáveis próximos a  $13 \text{ nH}$ , e que a partir dos pulsos de FMM 400 A.e, observa-se que os valores diminuem. Para os dois primeiros valores

foi observada uma discrepância que está relacionada a um maior erro de medida, pois os valores de campo elétrico medidos são muito baixos e encontram-se muito próximos do ruído.

Tabela 4.2: Valores de Indutância calculados em  $nH$

Duração(ms)FMM(A.e)	200	250	300	350	400	450
100	16.86	12.86	13.14	12.66	10.79	7.69
200	15.77	13.34	13.14	12.22	11.56	7.37
300	12.92	13.44	13.03	12.72	11.94	9.75
400	12.97	13.54	13.00	12.94	11.98	8.97
500	12.96	13.58	13.38	13.03	11.85	9.53
600	12.93	12.94	13.06	13.05	11.38	10.53
700	12.94	12.98	13.31	13.19	12.15	9.22
800	13.15	13.20	13.35	13.28	11.73	7.69
900	13.06	13.10	13.45	13.37	11.15	8.96
1000	13.10	13.07	13.58	13.24	11.20	9.69

O resultado do ajuste numérico do campo elétrico no laço para um pulso de FMM igual à 300 A.e com duração de 100 ms pode ser visualizado na Figura 4.19(a). Foi encontrado um erro máximo relativo em torno de 9% entre os valores medidos e calculados. Na Figura 4.19(b) é possível observar o comportamento da corrente no laço supercondutor, em que verifica-se que seu valor máximo não atinge a corrente crítica para essa amostra.

Como a corrente crítica não é atingida, não ocorre nenhum estado dissipativo e portanto a curva numérica se aproxima bem dos dados medidos, descrevendo o comportamento do campo elétrico para indução de corrente de forma satisfatória. Esse modelo funciona para descrever o comportamento do campo elétrico quando a corrente não se aproxima de seu valor crítico, ou seja, quando não há gasto energético e consequentemente indução de corrente persistente. Para valores baixos de corrente a força de Lorentz é menor que a força de aprisionamento, dessa forma os vórtices não se movem e o campo elétrico resistivo deve ser nulo. Assim, o campo elétrico medido é devido somente à variação intensa da corrente no laço. Nos casos em que a corrente ultrapassa seu valor crítico ocorre o movimento dos vórtices e consequentemente dissipação de energia na fita supercondutora, ocasionando o surgimento de um campo elétrico de natureza resistiva.

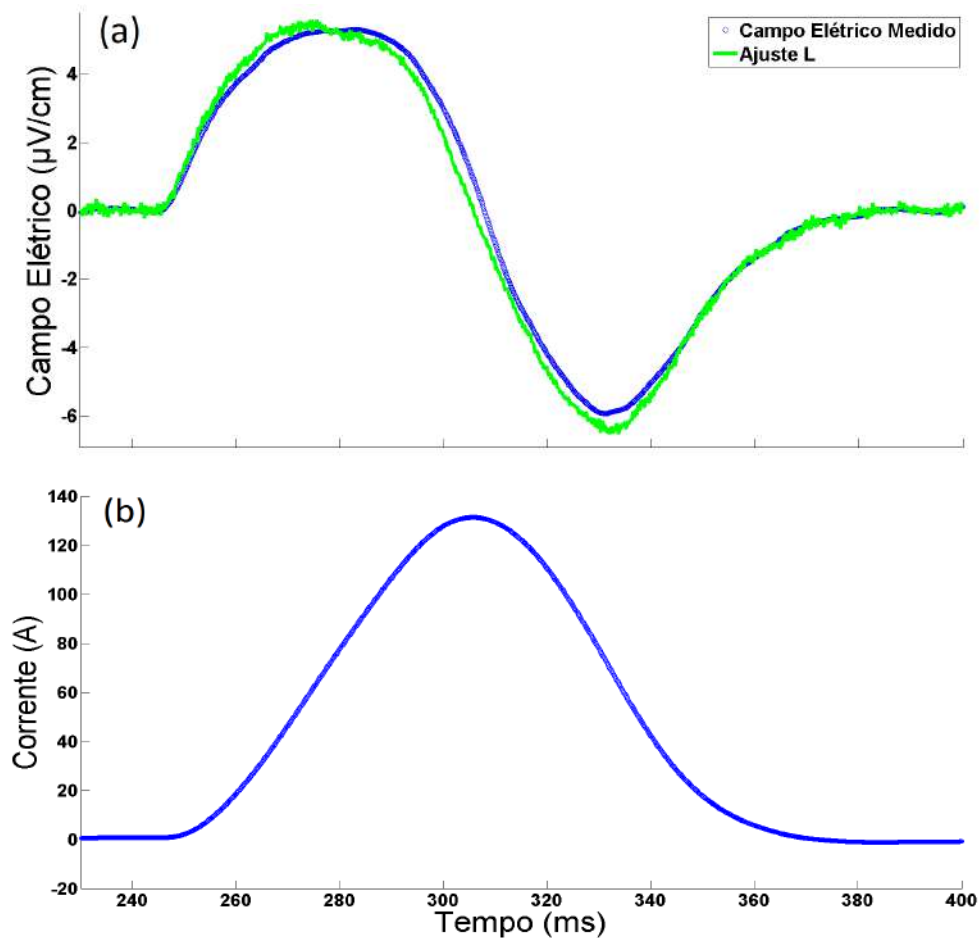


Figura 4.19: Resposta do laço supercondutor à um pulso de FMM de 300 A.e com duração de 100 ms aplicado no enrolamento primário. a) Gráfico do campo elétrico medido no laço e ajuste L. b) Corrente no laço.

Como apresentado na seção 4.2, ocorre indução de corrente persistente quando a corrente no laço atinge cerca de 95% do valor crítico, patamar em que começa a surgir uma resistência, ainda que pequena, no supercondutor. Assim, espera-se que para valores inferiores a esse patamar não exista nenhuma tensão resistiva. A partir do ensaio de FMM 300 A.e com duração de 200 ms, existe um aumento significativo no erro do ajuste numérico, que sugere que o modelo puramente indutivo não é mais adequado. A Figura 4.20(a) apresenta o ajuste para o ensaio com FMM de 300 A.e e 200 ms de duração (curva verde) e a curva escolhendo o valor de  $L = 13.1nH$  (curva laranja), que corresponde à média dos valores grifados na Tabela 4.2. É possível observar que mantendo o valor fixo de indutância o gráfico se aproxima mais dos dados medidos no início e no fim do pulso.

A grande diferença entre o modelo proposto e os valores medidos no meio do pulso, mostram o surgimento de um campo elétrico de natureza resistiva na fita supercondutora, requerendo um modelo que contemple as duas parcelas. Esse campo elétrico resistivo surge após a corrente no supercondutor chegar próximo ou ultra-



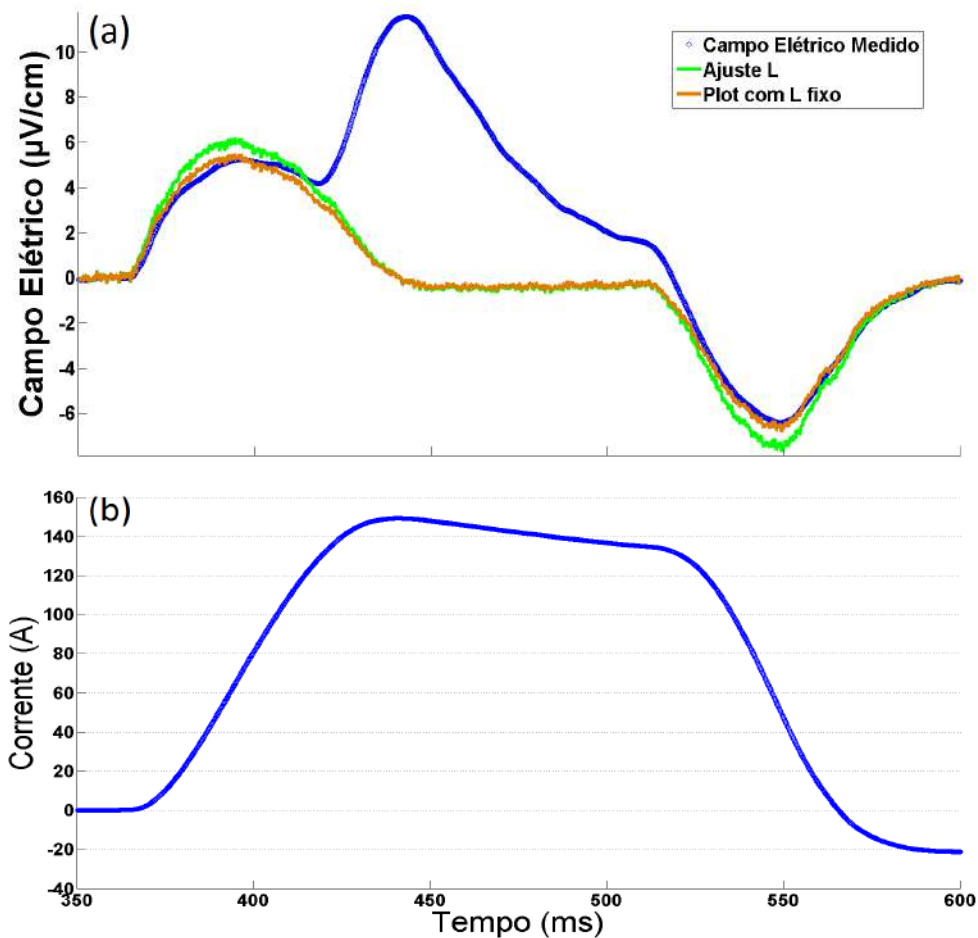


Figura 4.20: Resposta do laço supercondutor à um pulso de FMM 300 A.e com duração de 200 ms aplicado no enrolamento primário. a) Gráfico do campo elétrico medido no laço, modelo com L fixo e ajuste L. b) Corrente no laço.

passar o seu valor crítico como pode ser observado na Figura4.20(b). Quando a corrente atinge seu valor máximo o campo elétrico continua aumentando por alguns instantes, tendo um comportamento contrário a derivada da corrente. Isso faz concluir nesse trecho do pulso de fluxo magnético o modelo indutivo não é capaz de descrever o comportamento do supercondutor, pois o mesmo encontra-se acima de sua corrente crítica e conseqüentemente em um estado dissipativo.

A Figura 4.21 apresenta o erro absoluto do campo elétrico do modelo L em função da FMM no primário para diferentes valores de intensidade e duração do pulso no primário. O tamanho do círculo representa o valor da duração do pulso, desde o menor de 100 ms até o maior de 1000 ms.

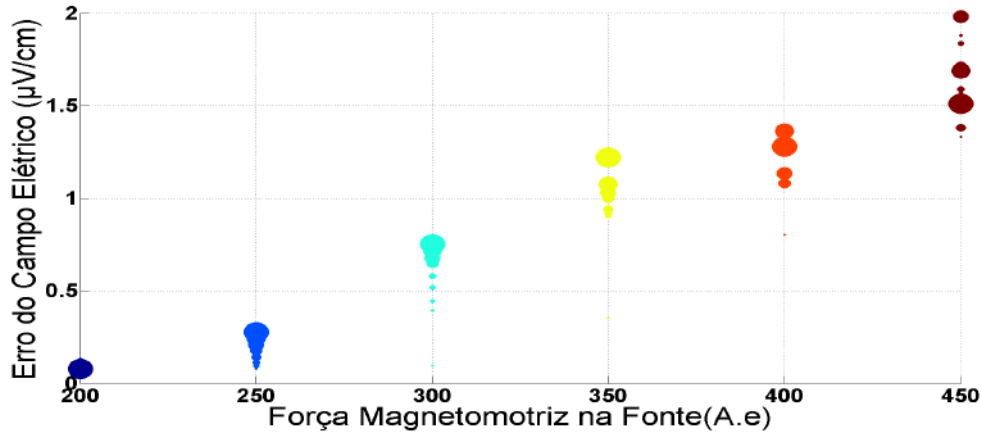


Figura 4.21: Gráfico do erro do campo elétrico medido do modelo L, para uma FMM variando de intensidade e duração. Os círculos maiores representam o pulsos de maior duração e os menores os de menor duração.

O resultado do erro do campo elétrico mostra que o modelo concorda com os resultados experimentais somente para valores baixos de FMM no primário, com corrente no supercondutor de até 95% da corrente crítica. A partir de uma FMM de 300 A.e o erro aumenta em função do surgimento de uma parcela resistiva de campo elétrico, sendo necessário acrescentar à modelagem a parcela correspondente. A Equação 3.8 desenvolvida nesse trabalho é capaz de contemplar essas duas parcelas.

Como os parâmetros  $I_c$ ,  $L$  e  $n$  foram calculados em ajustes numéricos anteriores pode-se fixar esses valores e avaliar a precisão do modelo proposto nos resultados de campo elétrico medidos. Assim os gráficos do modelo serão construídos utilizando esses valores como constantes. A Figura 4.22(a) apresenta os gráficos do campo elétrico e dos modelos  $L$  e  $RL$  para uma FMM de 250 A.e com duração de 500 ms, assumindo a princípio que não há qualquer influência da temperatura. A curva  $RL$  adapta-se com bastante precisão aos dados experimentais, é possível observar que o modelo indutivo puro (modelo  $L$ ) se mostra inadequado no instante de tempo próximo aos 700 ms de ensaio, pois existe uma tensão de natureza resistiva nessa região. A Figura 4.22(b) apresenta o comportamento da corrente no supercondutor ao longo desse ensaio, em que o seu valor máximo próximo da corrente crítica do laço (134A), coincide com o instante de tempo onde surge a tensão de natureza resistiva.

Inicialmente a componente resistiva é nula e a componente indutiva não contribui para o aparecimento da corrente persistente. Por outro lado, à medida que a corrente no supercondutor aproxima-se de seu valor crítico, começa a surgir um campo elétrico de natureza resistiva que é o responsável pela corrente persistente.

Nesse ponto é perceptível a relação entre a parcela resistiva do campo elétrico e seus efeitos na corrente persistente do laço. No entanto é necessário testar os limites do modelo proposto para valores mais intensos de FMM no primário. A

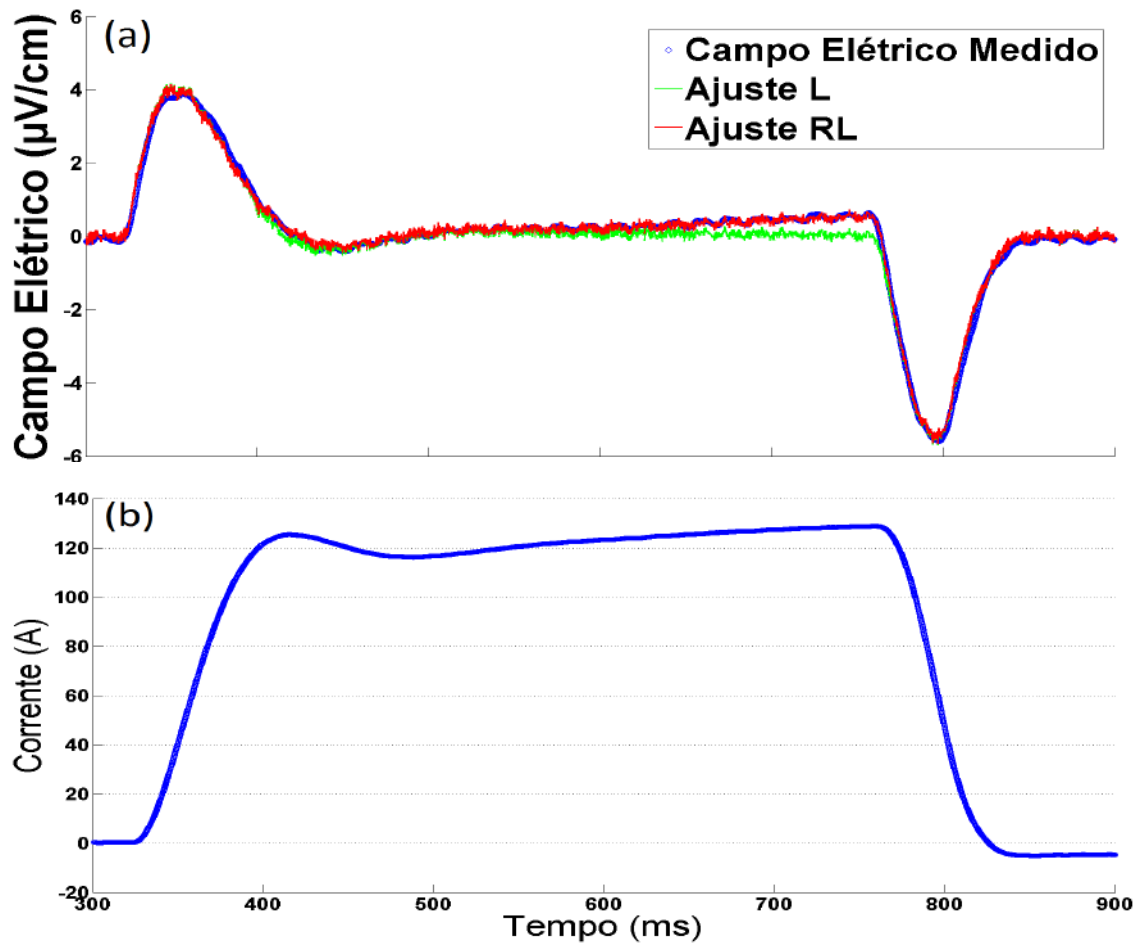


Figura 4.22: Resposta do laço supercondutor à um pulso de FMM de 250 A.e com duração de 500 ms aplicado no enrolamento primário. a) Gráfico do campo elétrico medido no laço, modelo RL e modelo L. b) Corrente no laço.

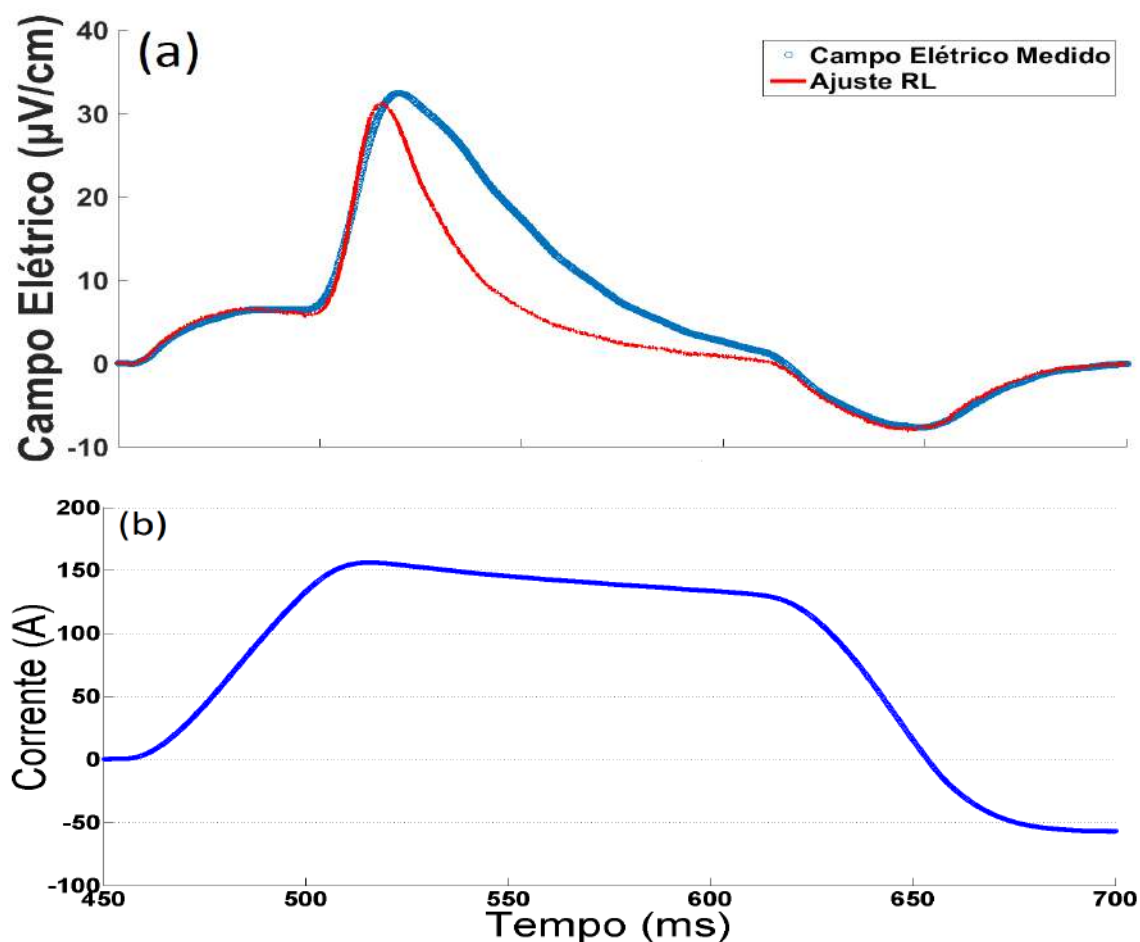


Figura 4.23: Resposta do laço supercondutor à um pulso de FMM de 350 A.e com duração de 200 ms aplicado no enrolamento primário. a) Gráfico do campo elétrico medido no laço e ajuste modelo RL. b) Corrente no laço.

Figura 4.23(a) apresenta o campo elétrico medido e o modelo  $RL$  aplicado ao pulso de FMM de 350 A.e com 200 ms de duração e a Figura 4.33(b) o comportamento da corrente no laço para esse pulso.

Na proporção em que o campo elétrico se aproxima do valor máximo, o modelo  $RL$  passa a divergir dos dados medidos, voltando a convergir quando o campo elétrico retorna para valores próximos de zero. Se for admitido que na Equação 3.8 não há qualquer variação de temperatura então os parâmetros  $I_c$  e  $n$  também não deverão variar. Quando a corrente atinge o seu valor máximo a parcela indutiva do campo elétrico é nula restando apenas a *lei de potência*. Portanto, para que o modelo seja matematicamente válido o valor máximo do campo elétrico deve coincidir com o valor máximo da corrente no supercondutor. A Figura 4.24 apresenta o gráfico do modelo RL e do campo elétrico medido para um pulso de FMM de 350 A.e com duração de 200 ms, com o ponto de corrente máxima.

Mesmo quando a corrente atinge seu valor de pico observa-se que o campo elétrico medido continua aumentando, o que é incompatível com o modelo RL. É importante

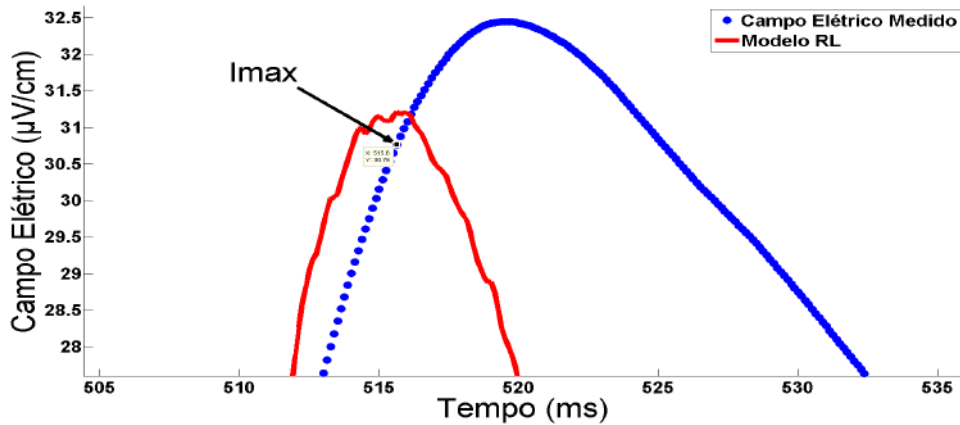


Figura 4.24: Gráfico do modelo RL e do campo elétrico medido para um pulso com FMM de 350 Ae com 200 ms de duração com ponto de corrente máxima.

observar que a partir desse ponto a corrente decresce e portanto a parcela indutiva é negativa e contribui para diminuição do campo elétrico. Essa divergência entre o modelo apresentado e os valores medidos, mostra que os efeitos de temperatura não podem mais ser considerados desprezíveis. A Figura 4.25 mostra o campo elétrico medido em azul, a parcela resistiva desse campo em vermelho e a parcela indutiva em verde.

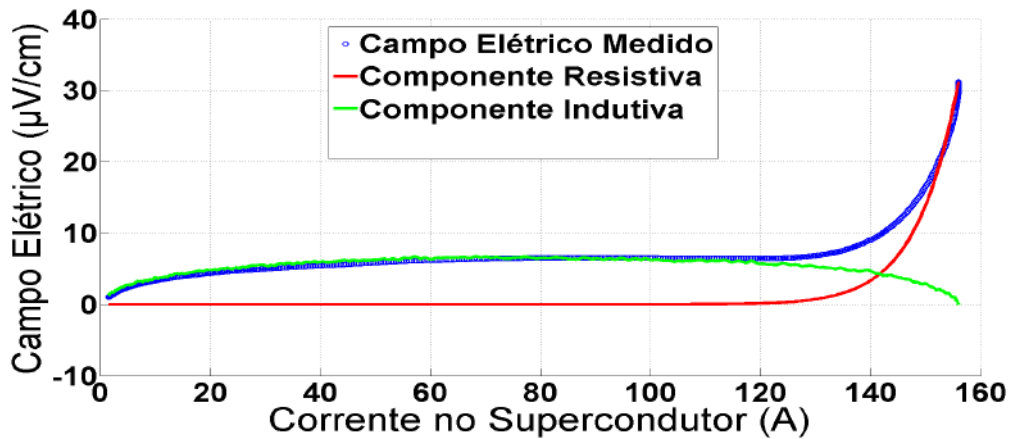


Figura 4.25: Campo elétrico medido e suas componentes resistiva e indutiva em função da corrente no laço supercondutor, para um pulso de 350 Ae com duração de 200 ms.

A Figura 4.26 apresenta o erro absoluto do campo elétrico do modelo RL em função da FMM no primário para diferentes valores de intensidade e duração do pulso no primário.

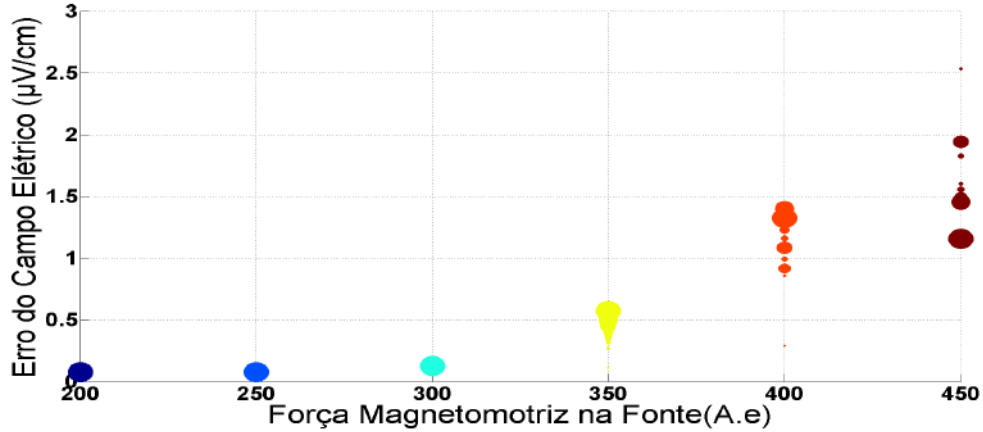


Figura 4.26: Gráfico do erro campo elétrico medido do modelo RL, para FMM variando de intensidade e duração. Os círculos maiores representam o pulsos de maior duração e os menores os de menor duração.

O tamanho do círculo representa o valor da duração do pulso, desde o menor de 100 ms até o maior de 1000 ms. É possível observar que, para valores de FMM de até 300 A.e no primário o erro no campo elétrico é praticamente nulo. A partir desse valor, esse erro aumenta a medida que aumenta a intensidade de FMM.

As análises realizadas até agora mostraram que, para valores de campo elétrico resistivo da ordem de  $10\mu V/cm$ , foi observado que o modelo  $RL$  apresentou boa concordância com os resultados experimentais. Contudo, quando são aplicados pulsos de maior intensidade e o campo elétrico atinge patamares superiores, nota-se que esse modelo não se adapta aos dados medidos em sua integralidade. Na Figura 4.23(a), observou-se que o valor máximo de campo elétrico medido foi de  $32\mu V/cm$  e o valor máximo de corrente no laço 156A, cerca de 1.16 vezes a corrente crítica. A divergência entre o modelo e os dados medidos ocorre principalmente próximo do pico de campo elétrico e nos momentos subsequentes, voltando a concordar com o modelo quando o campo retorna a valores próximos de  $0\mu V/cm$ . Essa discordância mostra que a variação de temperatura durante a aplicação do pulso não pode ser desprezada para valores acima de certos patamares de campo elétrico e conseqüentemente de potência dissipada.

Assim, é necessário investigar a validade de modelos que contemplem as variações de temperatura na fita supercondutora. A Figura 4.27 apresenta o diagrama de solução do modelo apresentado na Equação 3.19 para  $I_c(T)$  não-adiabático(modelo T1). Foram fixados os valores de:  $I_{c0}$ ,  $n_0$  e  $L$ , e calculados os valores de  $c_1$  e  $P_N$ .

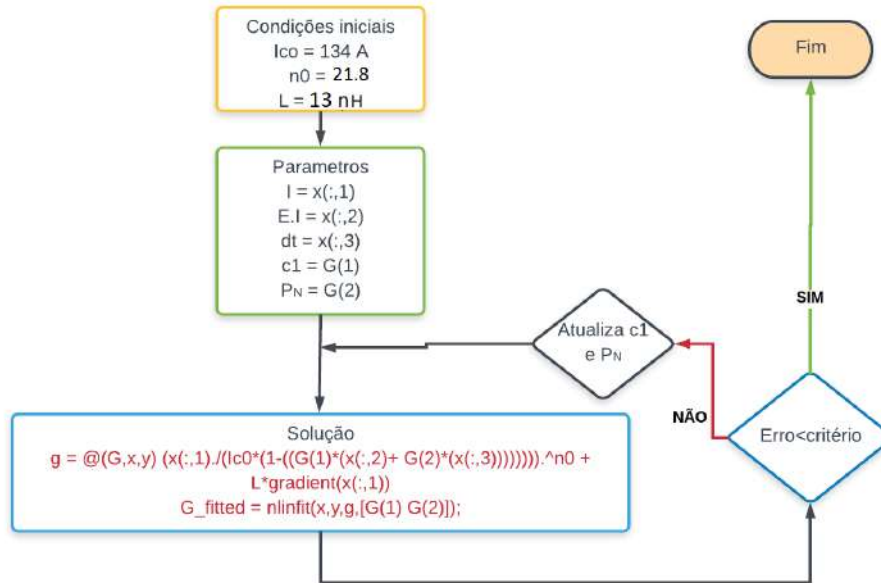


Figura 4.27: Diagrama de solução para o modelo T1.

A Figura 4.28(a) apresenta o gráfico do modelo *RL* e o ajuste numérico *T1* para um pulso de FMM 350 A.e de 200 ms de duração e a Figura 4.33(b) apresenta o comportamento da corrente no laço. Observando-se esse resultado é possível afirmar que para essa faixa de operação o modelo corresponde bem aos dados medidos, e que não é possível descartar o papel do sorvedouro de calor para descrever o comportamento do campo elétrico. A cada instante de tempo existe uma fonte injetando calor no sistema, que nesse caso corresponde à potência elétrica gerada na fita, uma vez que surge uma resistência elétrica após a corrente ultrapassar seu valor crítico. Por outro lado, o sorvedouro de calor retira uma parcela dessa potência modificando o comportamento do campo elétrico.

O incremento de campo elétrico e temperatura fazem a corrente crítica diminuir, limitando a corrente instantânea na fita, que como consequência diminui o campo elétrico. Esse processo funciona como uma “auto-proteção” para a fita, reduzindo muito o risco de queima, já que a corrente não é imposta por uma fonte e seu valor está condicionado ao comportamento do campo elétrico e da temperatura. Essa característica permite que essa configuração de laço supercondutor possa ser utilizada em aplicações, sem a necessidade de utilizar uma sistema de proteção. Por outro lado, a intensidade de corrente não pode ser controlada, o que é uma desvantagem dessa configuração.

Estimar o valor de temperatura pode ser útil para prever o comportamento do sistema em função dos parâmetros de entrada, como a intensidade e duração do pulso no primário. Isso permite que o valor de corrente tenha uma maior previsibilidade, o que pode ser importante em aplicações. A Figura 4.29 apresenta a estimativa

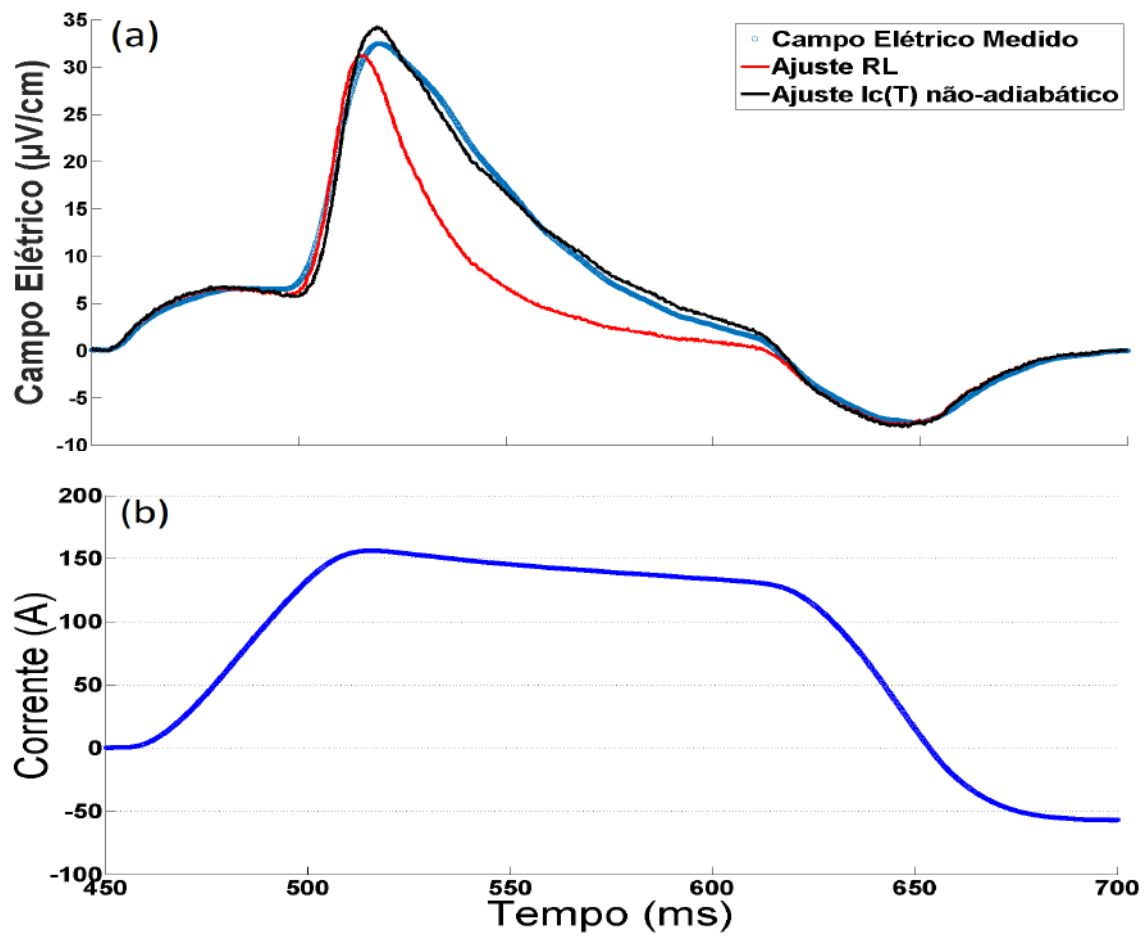


Figura 4.28: Resposta do laço supercondutor à um pulso de FMM de 350 A.e com duração de 200 ms aplicado no enrolamento primário. a) Gráfico do campo elétrico medido no laço, do ajuste RL e do ajuste  $T1$ . b) Corrente no laço.



de temperatura para esse ensaio, em que pode-se observar uma pequena variação conforme estimado analiticamente. É possível verificar que uma pequena variação de temperatura na fita provoca um aumento significativo no campo elétrico, além de modificar sua forma.

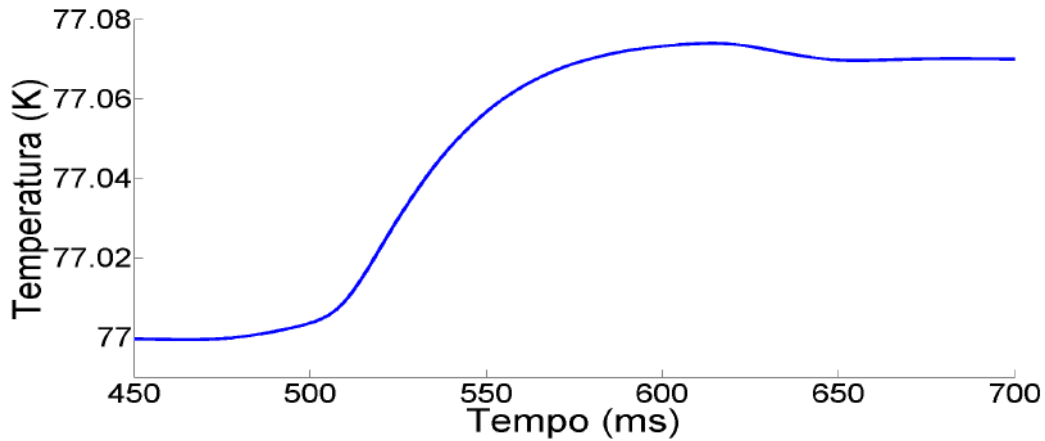


Figura 4.29: Temperatura estimada em função do tempo, para uma FMM de 350 A.e com duração de 200 ms no primário .

Também é importante analisar a validade do modelo  $T1$  para pulsos mais intensos e com maior duração. A Figura 4.30(a) apresenta o campo elétrico medido, o gráfico do modelo  $RL$  e o ajuste numérico  $T1$  para um pulso de FMM 450 A.e de 300 ms de duração e a Figura 4.34(b) apresenta o comportamento da corrente no laço. Nota-se uma divergência entre os valores medidos e calculados próximo dos 430 ms, em que a temperatura foi subestimada, e próximo dos 700 ms, em que a temperatura foi superestimada. Essa diferença pode estar ligada ao fato de ter sido desprezada a dependência de  $n$  com a temperatura, como também, pode ter relação com a modelagem do sorvedouro de calor que retira calor durante todo o pulso, mesmo quando ainda não há diferença de temperatura, fato que introduz um erro à modelagem.

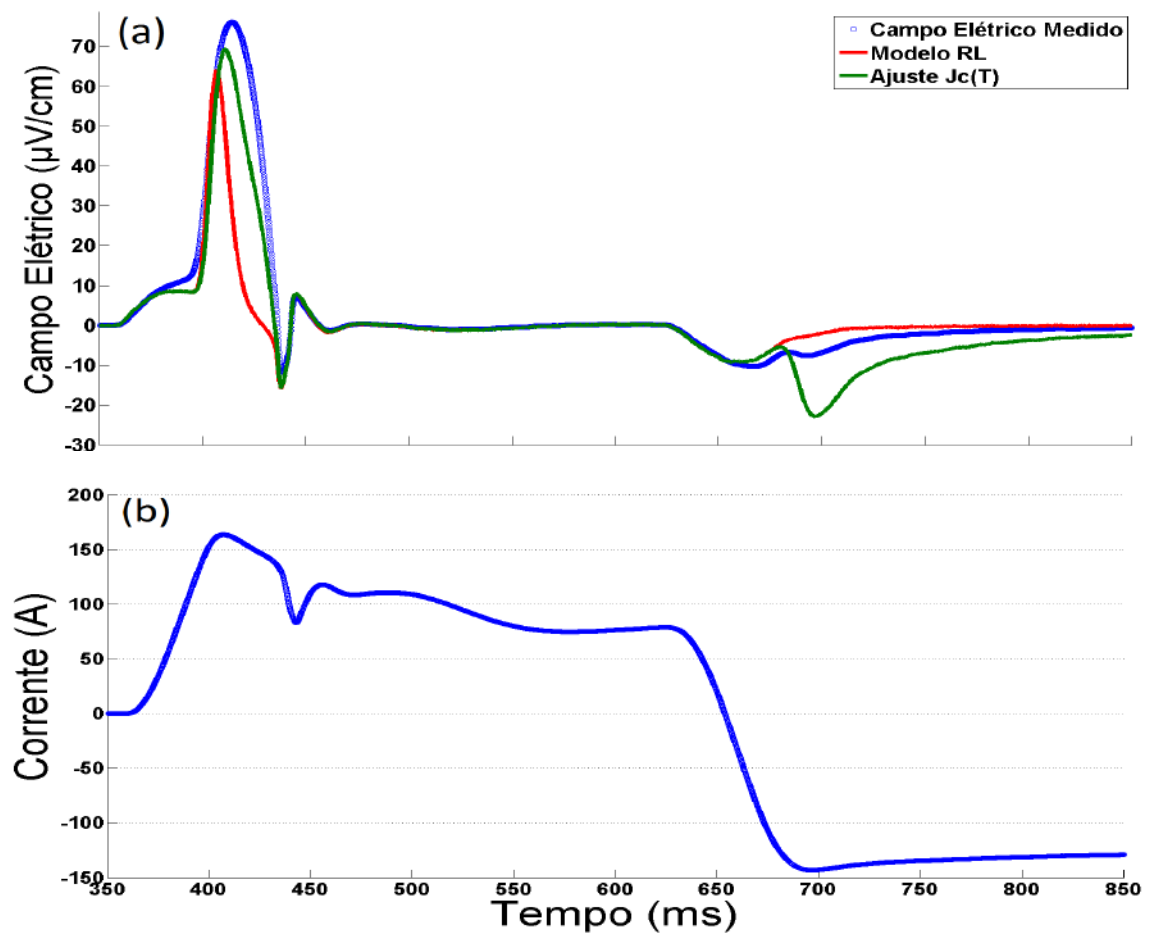


Figura 4.30: Resposta do laço supercondutor à um pulso de FMM de 450 A.e com duração de 300 ms aplicado no enrolamento primário. a) Gráfico do campo elétrico medido no laço, do ajuste RL e do ajuste  $T1$ . b) Corrente no laço.

A Figura 4.31 apresenta o erro absoluto do campo elétrico para o modelo  $T1$  em função da FMM no primário para diferentes valores de intensidade e duração do pulso no primário. É possível concluir que esse modelo é adequado para descrever o comportamento do campo elétrico até valores de FMM de 400 A.e na amostra analisada.

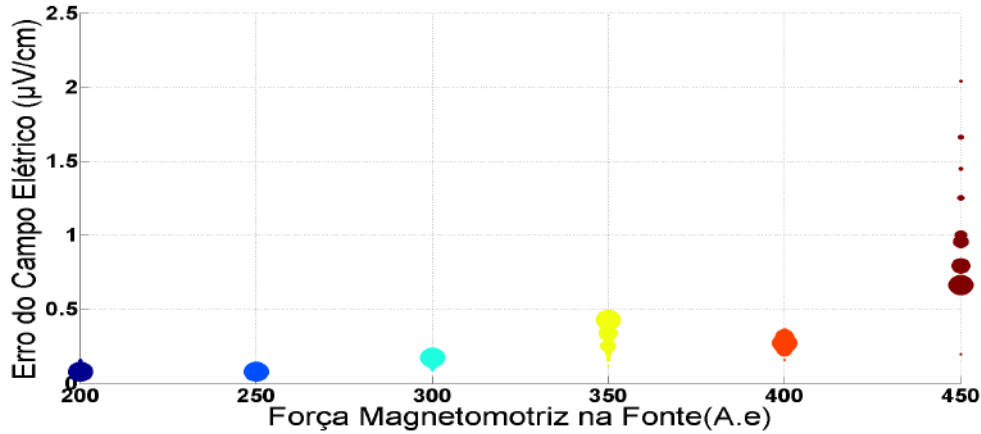


Figura 4.31: Gráfico do erro campo elétrico medido para FMM variando de intensidade e duração. Os círculos maiores representam o pulsos de maior duração e os menores os de menor duração.

Como o modelo que considera apenas a dependência da corrente crítica com a temperatura (modelo  $T1$ ) possui uma divergência em relação aos dados experimentais, para pulsos mais intensos, é necessário investigar a validade do modelo  $T2$  que considera também a dependência do índice  $n$  com a temperatura conforme a Equação 3.23. A Figura 4.32 apresenta o diagrama de solução do modelo 3.23 para  $I_c(T)$  e  $n(T)$  não-adiabático. Foram fixados os valores de:  $I_{c0}$ ,  $n_0$  e  $L$ , e calculados os valores de  $c_1$  e  $P_N$ .

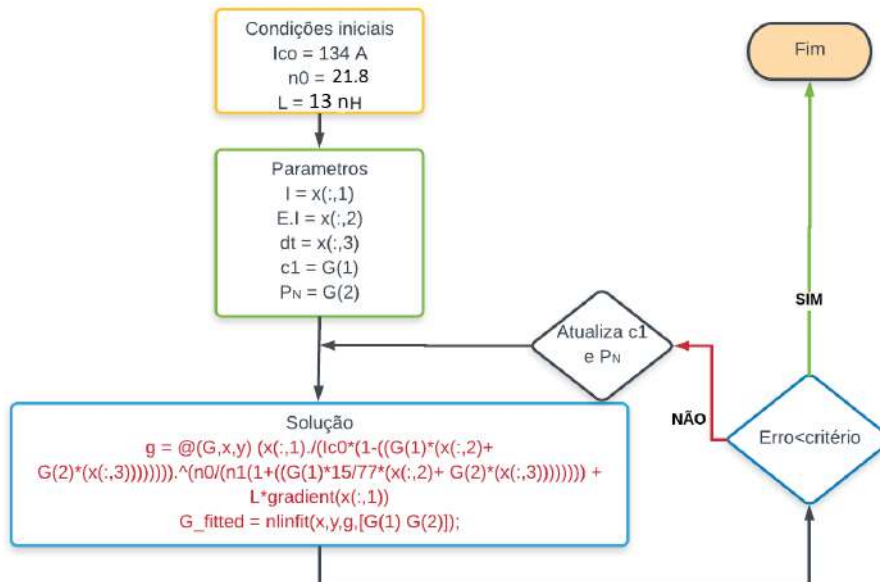


Figura 4.32: Diagrama de solução para o modelo T2.

A Figura 4.33(a) apresenta o campo elétrico medido, o gráfico do modelo  $RL$ , e do ajuste numérico  $T2$ , para uma FMM de 350 A.e com duração de 200 ms e a

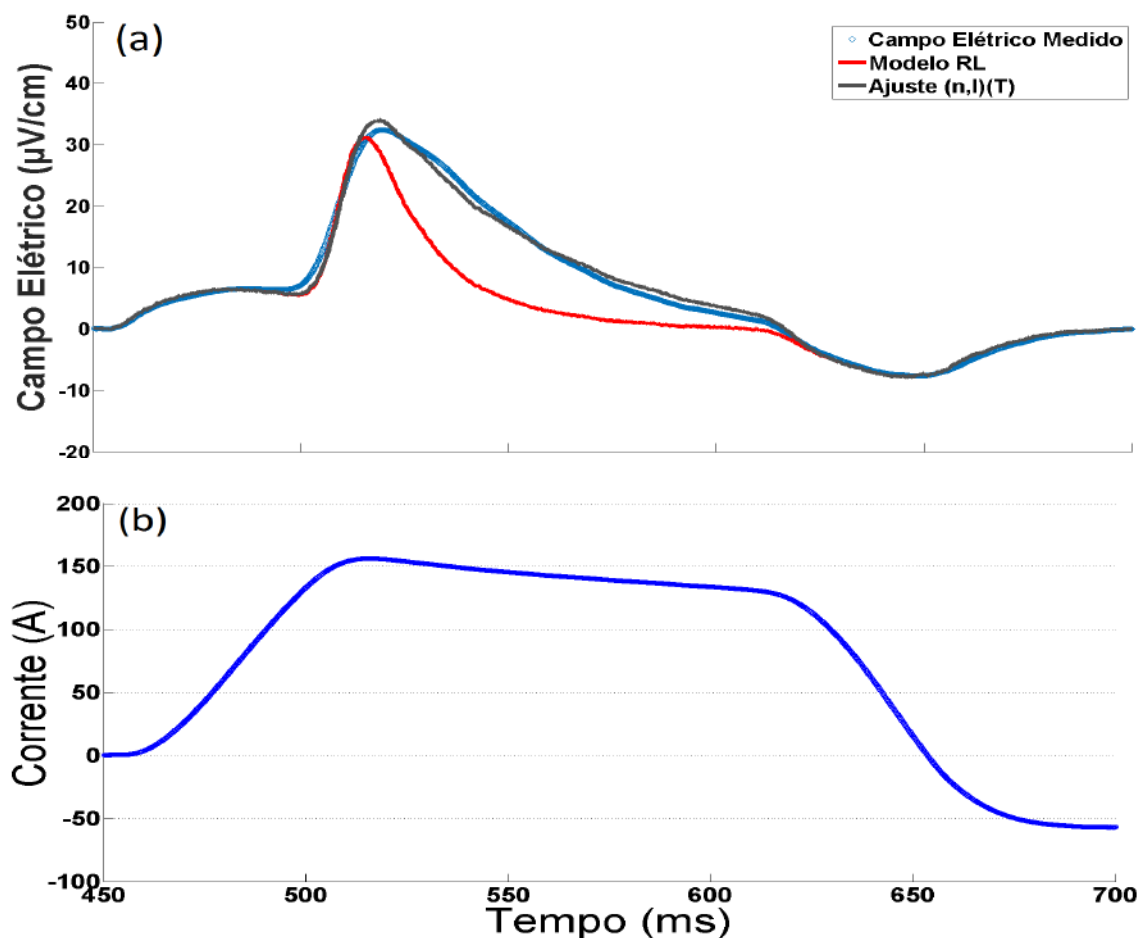


Figura 4.33: Resposta do laço supercondutor à um pulso de FMM de 350 A.e com duração de 200 ms aplicado no enrolamento primário. a) Gráfico do campo elétrico medido no laço, do ajuste RL e do ajuste  $T2$ . b) Corrente no laço.

Figura 4.33(b) mostra o comportamento da corrente no laço supercondutor.

Pode-se perceber que esse modelo adapta-se bem aos dados medidos de forma similar ao que foi observado no modelo  $T1$ . Sendo importante também, testar sua validade para valores de pulsos mais intensos, como ocorreu com o modelo  $T1$ . A Figura 4.34(a) apresenta o campo elétrico medido, o gráfico do modelo  $RL$  e o ajuste numérico  $T2$  para um pulso de FMM 450 A.e de 300 ms de duração e a Figura 4.34(b) apresenta o comportamento da corrente no laço supercondutor. Para os pulsos de alta intensidade foi observado um erro menor que no modelo  $T1$ . Porém, ainda há divergência entre os dados medidos e calculados ao longo do pulso. Todavia, desses resultados é possível concluir que para uma certa faixa de operação a influência de  $n$  é pequena para descrever o comportamento do campo elétrico, contudo significativa para pulsos mais intensos, pois o erro apresentado nesses pulsos é bem menor do que aquele observado no modelo  $T1$ , sendo necessário testar uma nova modelagem.

A Figura 4.35 apresenta o erro absoluto do campo elétrico do modelo  $T2$  em função da FMM no primário para diferentes valores de intensidade e duração do

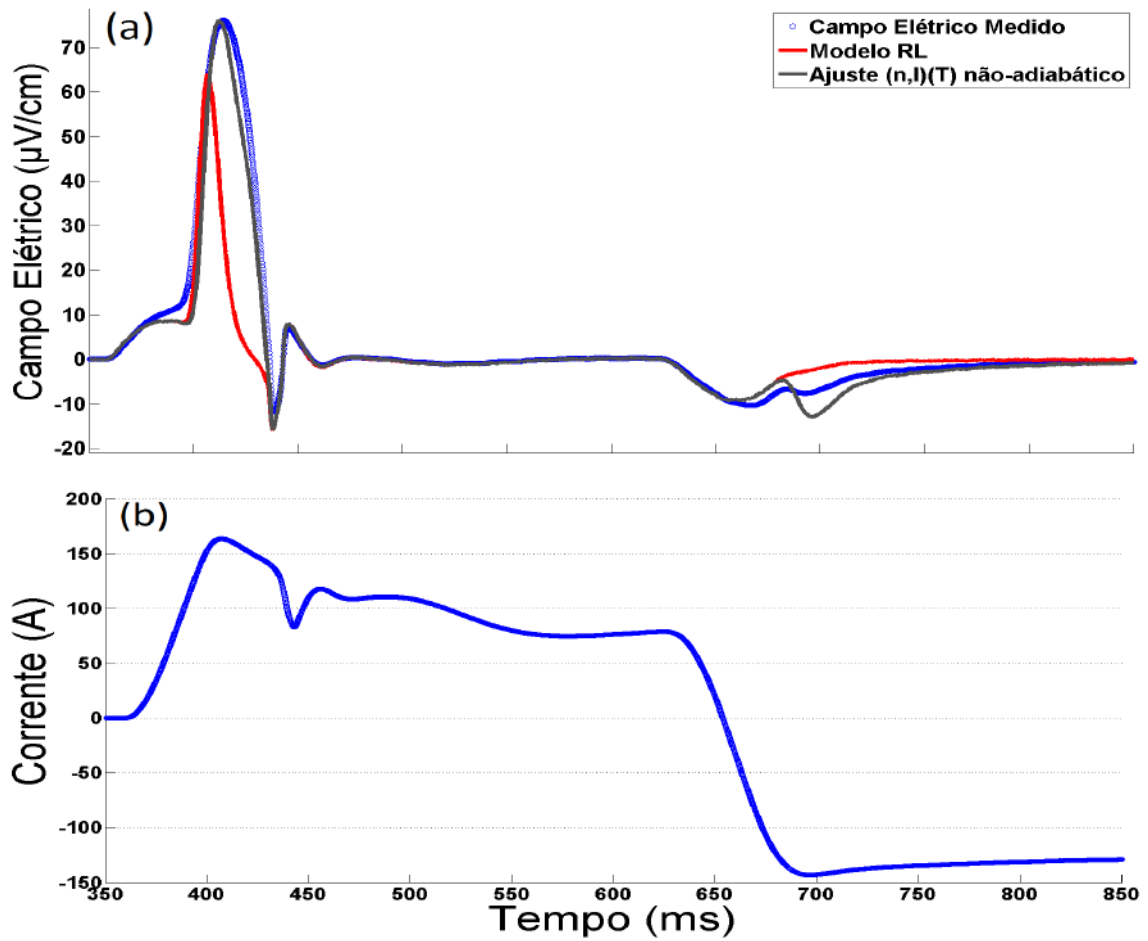


Figura 4.34: Resposta do laço supercondutor à um pulso de FMM de 450 A.e com duração de 300 ms aplicado no enrolamento primário. a) Gráfico do campo elétrico medido no laço, do ajuste RL e do ajuste  $T2$ . b) Corrente no laço.

pulso no primário. Novamente é possível verificar que esse modelo é válido para pulsos de até 400 A.e no primário.

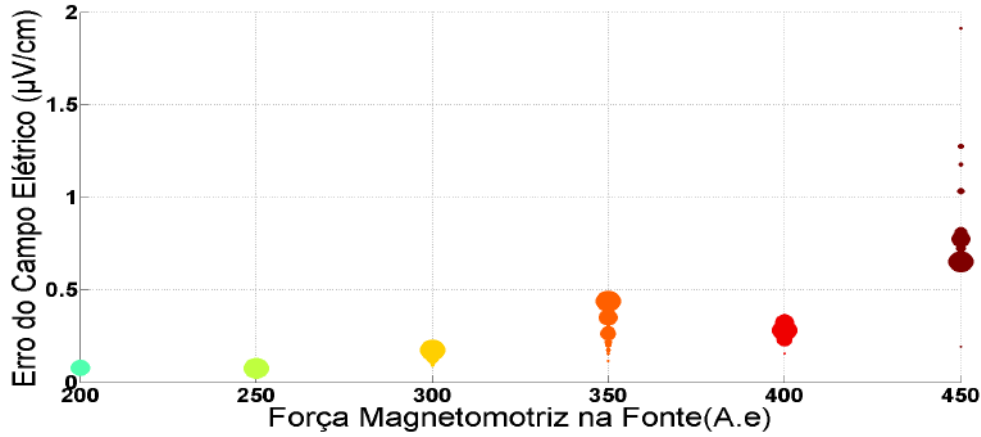


Figura 4.35: Gráfico do erro do campo elétrico medido para o modelo T2, com a FMM variando de intensidade e duração. Os círculos maiores representam o pulsos de maior duração e os menores os de menor duração.

Nos ensaios em que o erro é maior, observou-se que a corrente no supercondutor sofre variações bruscas, que tem relação com o surgimento de instabilidades térmicas locais. Essas instabilidades conhecidas também como *hot spots* podem ser modeladas através da Equação 3.26, denominado modelo T3. Essa modelagem pode explicar a variação brusca da corrente, que está ligada a uma variação mais intensa do índice  $n$  e conseqüentemente do campo elétrico no laço. A variação do índice  $n$  tem o comportamento conforme apresentado na Figura 3.30, sendo compatível uma mudança de regime no supercondutor, situando-se entre os estágios de *flux creep* e *flux flow*.

A Figura 4.36(a) apresenta o campo elétrico medido, o ajuste numérico utilizando o modelo T3 para um pulso de FMM 450 A.e e 1000 ms de duração e a Figura 4.36(b) apresenta o comportamento da corrente no laço. É possível observar uma concordância bastante satisfatória com os dados medidos ao longo de todo o pulso.

Como a Equação 3.26 possui muitos parâmetros de ajuste, a convergência do modelo torna-se muito difícil e dependente da escolha dos parâmetros iniciais. Além disso, os valores de  $n$  encontrados em sua maioria diferem do valor escolhido como parâmetro inicial. Assim, apesar de promissor é necessário investigar em maiores detalhes formas de simplificação do modelo e compreender melhor os aspectos físicos envolvidos no processo de formação dessas instabilidades térmicas locais.

Contudo, pode-se perceber que esse modelo que considera o surgimento de *hot spots* (modelo T3) é o mais apropriado para descrever o comportamento do supercon-

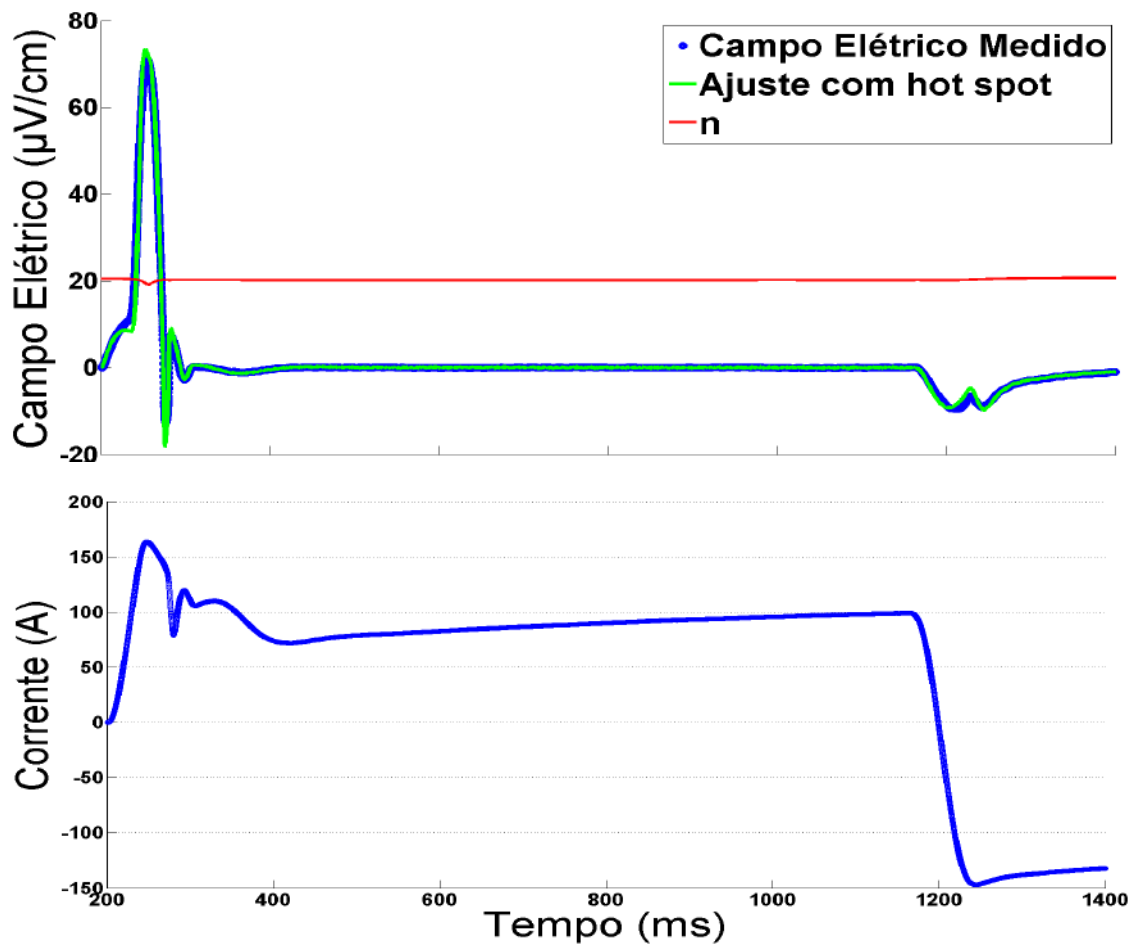


Figura 4.36: Resposta do laço supercondutor à um pulso de FMM de 450 A.e com duração de 300 ms aplicado no enrolamento primário. a) Gráfico do campo elétrico medido no laço, do ajuste RL e do ajuste  $T3$ . b) Corrente no laço.

dutor, quando ocorrem variações bruscas de corrente. Para uma faixa de operação em que não ocorrem essas variações bruscas os modelos  $T1$  e  $T2$  são mais indicados, pois são mais simples e são capazes de descrever com boa precisão o comportamento do supercondutor.

### 4.3.1 Comparações entre modelos.

Nesse trabalho foram apresentados cinco modelos que descrevem bem o comportamento do campo elétrico em função da corrente do laço, quando submetido ao carregamento indutivo. O primeiro deles denominado modelo  $L$ , funciona para uma faixa de correntes no supercondutor de até 95% da corrente crítica. Foi observado que nesse caso o supercondutor se comporta como um indutor e que não há qualquer indução de corrente persistente, pois não surge campo elétrico de natureza resistiva.

O segundo modelo denominado  $RL$  descreve o comportamento do campo elétrico nos casos em que a corrente máxima no supercondutor atinge valores próximos da corrente crítica, momento em que inicia a dissipação de energia na fita, acarretando no surgimento de um campo elétrico de natureza resistiva. Apesar de existir efeito da temperatura nesse caso, como ele é muito pequeno, pode ser desprezado.

O modelo  $T1$  considera a dependência da corrente crítica com a temperatura, que é mais pronunciada quando a corrente no laço alcança o valor aproximado de  $1.15I_c$ . Esse modelo é capaz de descrever com boa precisão o comportamento do campo elétrico no laço, desde que não ocorram variações bruscas de corrente em razão do surgimento de *hot spots*.

O modelo  $T2$ , além de considerar a dependência da corrente crítica com a temperatura, também considera a dependência do índice  $n$  com a temperatura. Foi observado que esse modelo apresenta um erro menor que o erro apresentado pelo modelo  $T1$ . Da mesma forma, funciona bem para descrever o campo elétrico no laço nos casos em que não ocorre instabilidades térmicas locais (*hot spots*).

Por fim, o modelo  $T3$  é adequado para descrever o comportamento do campo elétrico mesmo quando existem variações bruscas de campo e corrente. Porém, como é muito mais complexo, sua convergência muitas vezes torna-se difícil. A Tabela 4.3 apresenta a faixa de operação para cada modelo proposto nesse trabalho.



Tabela 4.3: Faixa de operação para cada modelo proposto.

Modelo	Faixa de operação	Equação
L	Até $0.95I_c$	$E = \frac{L}{l} \frac{dI}{dt}$ .
RL	Próximo da corrente crítica	$E = \mathbf{E}_0 \times \left(\frac{I}{I_c}\right)^n + \frac{L}{l} \frac{dI}{dt}$ .
T1	Acima da corrente crítica (cerca de $1.15 I_c$ )	$E = \mathbf{E}_0 \times \left(\frac{I}{I_{c0}(1-c_1) \int (EI - P_N) dt}\right)^{n_0} + \frac{L}{l} \frac{dI}{dt}$ .
T2	Acima da corrente crítica (cerca de $1.15 I_c$ )	$E = E_0 \times \left(\frac{I}{I_{c0}(1-c_1) \int (EI - P_N) dt}\right)^{\frac{n_0}{n_1 \int (EI - P_N) dt + 1}} + \frac{L}{l} \frac{dI}{dt}$ .
T3	Acima da corrente crítica (com surgimento de hot spot)	$E = E_0 \times \left(\frac{I}{I_{c0}(1-c_1) \int (EI - P_N) dt}\right)^{n_0 - n_1 \log(\int (EI - P_N) dt)} + \frac{L}{l} \frac{dI}{dt}$ .

## 4.4 Múltiplas espiras

No carregamento de uma única espira foi observado que é necessário atingir a corrente crítica para ocorrer a indução de corrente persistente. Então, espera-se que para induzir corrente em uma bobina com múltiplos laços seja necessário um sistema com maior capacidade, cujo transformador tenha um núcleo com uma maior área e um grande número de espiras, acrescido de uma fonte que forneça uma corrente de alta intensidade.

Como as aplicações em geral necessitam de campos magnéticos intensos a utilização de múltiplas espiras é inevitável. No primeiro ensaio com múltiplas espiras foi utilizada uma pequena bobina com 5 laços independentes, que não foram caracterizados. Estima-se que os cinco laços completamente carregados forneçam uma FMM de pelo menos 500 A.e, já que em nenhuma das amostras caracterizadas foi observada uma corrente menor do que 100 A.

Foram aplicados no primário os valores de FMM de 5000, 10000, 15000 e 20000 A.e, e o comportamento da corrente global nas cinco espiras pode ser visualizado

na Figura 4.37. O sensor de corrente foi posicionado envolvendo as cinco espiras ao mesmo tempo.

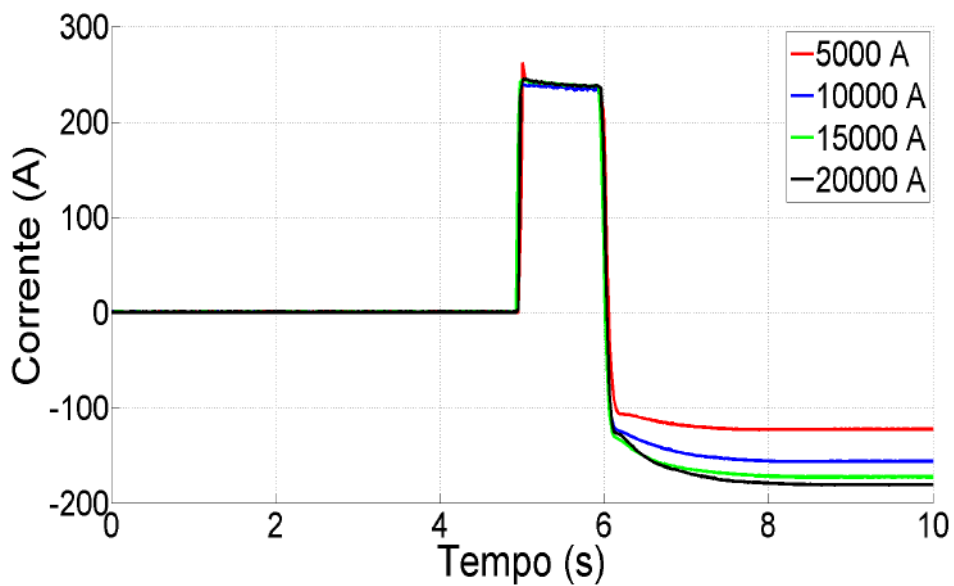


Figura 4.37: Corrente em função do tempo para uma bobina com cinco espiras em forma de laço para uma FMM de 5000,10000,15000 e 20000 A.e.

A Figura 4.38 apresenta o comportamento da corrente em função do tempo para uma bobina com vinte espiras, submetida a 20 pulsos de FMM de 22000 A.e.

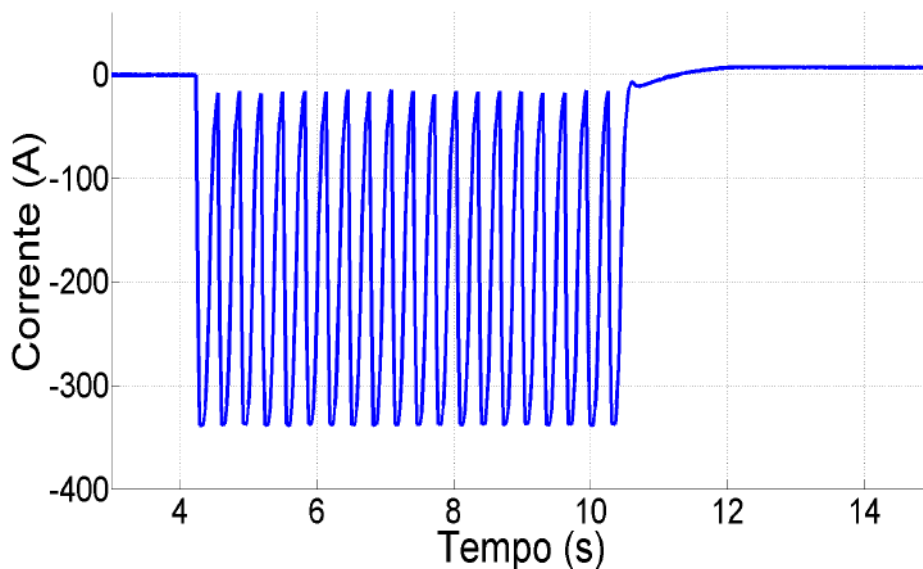


Figura 4.38: Corrente em função do tempo para uma bobina com vinte espiras em forma de laço para uma FMM de 2200 A.e.

Foi induzida uma corrente muito pequena nas vinte espiras, mesmo após a aplicação de vinte pulsos utilizando a máxima corrente fornecida pela fonte. Esses

resultados mostram que a indução de corrente em múltiplas espiras é viável tecnicamente, porém à medida que aumenta o número de espiras há a necessidade de um sistema de carregamento com maior capacidade, principalmente porque ocorre saturação do núcleo ferromagnético do primário que tem uma pequena área, resultando em uma diminuição da FMM efetiva e conseqüentemente diminuição na indução de corrente persistente nos laços. Portanto, para uma investigação mais aprofundada da técnica de magnetização por pulsos em múltiplas espiras será necessário um novo aparato experimental.

#### **4.4.1 Proposta de um nova geometria para carregamento de múltiplas espiras**

Como o carregamento com múltiplas espiras exige um sistema cada vez mais robusto à medida que aumenta o número de espiras é proposto um novo arranjo geométrico de bobina supercondutora construída com laços. Essa geometria possui a forma de um oito com uma alça conforme apresentado na Figura 4.39, de maneira que o carregamento indutivo pode ser realizado na alça da bobina, que possui apenas uma espira, o que reduz os requisitos do sistema de indução. Além disso, como a alça pode ser deslocada, o carregamento utilizando núcleo de ferro poderia ser realizado até mesmo com a bobina na presença de campo magnético, como imãs permanentes, pois a alça pode ser posicionada em uma região em que não há influência desse campo. Apesar de apresentar um arranjo similar ao apresentado em [79, 80], possui a vantagem de não apresentar torções acentuadas na fita supercondutora, o que diminui a chance de danos às bobinas.

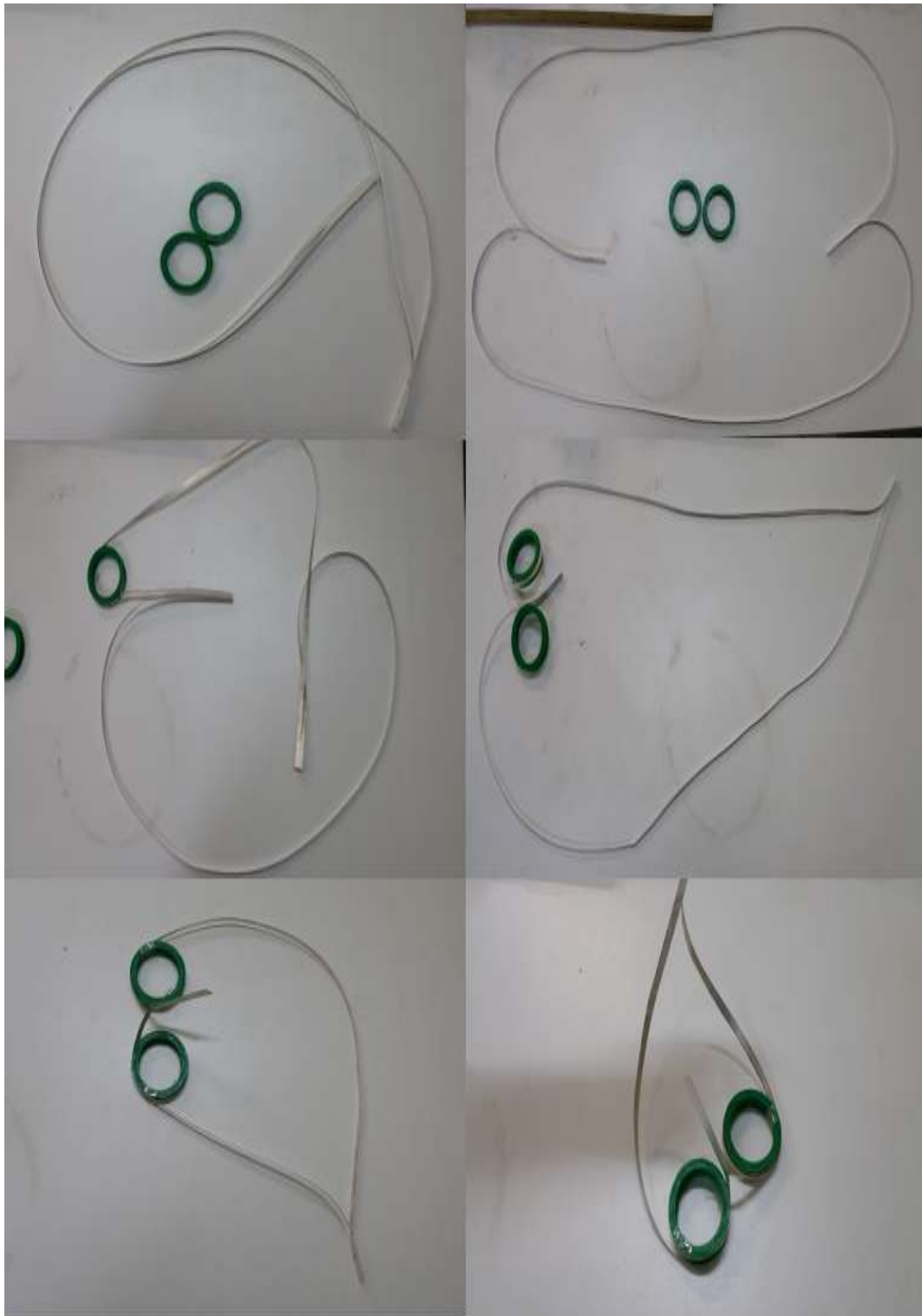


Figura 4.39: Bobina supercondutora na forma de um oito.

A Figura 4.40 apresenta a corrente em função do tempo para a essa geometria, aplicando pulsos de FMM de 1000 A.e e 2000 A.e na alça da bobina. O sensor de corrente foi posicionado na alça da bobina, de forma que a corrente total equivale à corrente medida na alça multiplicada por dois, já que a bobina possui duas espiras.

Como existe agora mais de uma espira, surge também indutância mútua, o que dificulta a indução de corrente persistente quando comparado com o experimento com espira única. No caso apresentado foi necessário aumentar a FMM cerca de quatro vezes para induzir uma corrente similar àquela induzida na espira única.

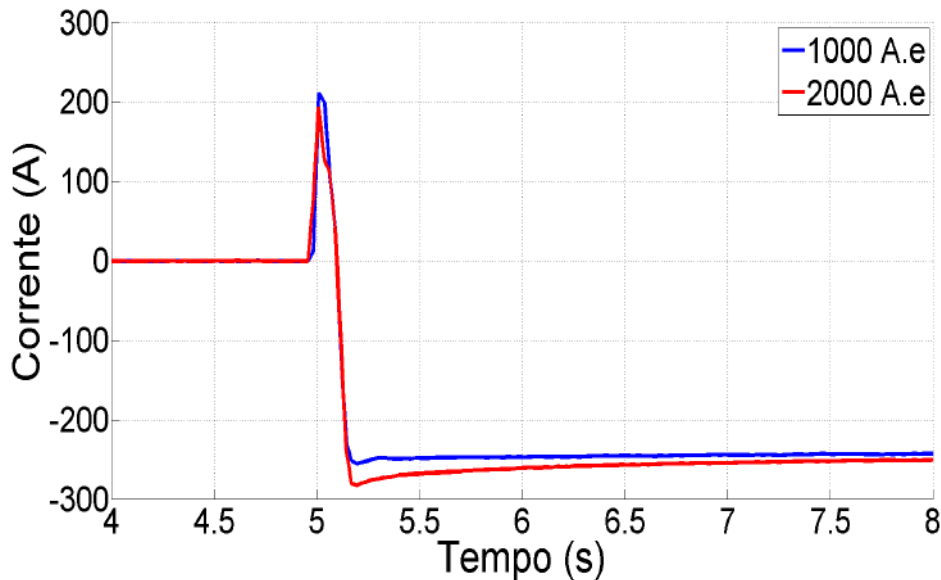


Figura 4.40: Corrente em função do tempo para pulso de FMM de 1000 e 2000 A.e, para bobina na forma de oito com duas voltas e meia.

Esse arranjo pode viabilizar uma futura aplicação em mancais magnéticos, já que os pulsos podem ser induzidos na alça da bobina que por sua flexibilidade pode ser posicionada fora da região de influência dos ímãs permanentes. Isso poderia permitir a utilização do primário com núcleo ferromagnético, por exemplo, o que aumentaria a eficiência do processo.

Como a bobina é formada por um segmento de fita contínua, caso haja degradação em um trecho da fita perde-se toda a bobina, o que é uma desvantagem em relação as bobinas formadas por múltiplos laços.

### **Proposta de montagem experimental em mancais magnéticos**

A utilização da técnica de magnetização por pulsos pode tornar viável algumas aplicações com supercondutores de alta temperatura crítica que dependam de correntes estáveis ao longo do tempo. No trem MagLev Cobra desenvolvido no LASUP a manutenção do nível de altura é muito importante para garantir a segurança em sua operação. Esse trem levita por meio de blocos supercondutores, que são fabricados em um processo semi-artesanal, resultando em uma dificuldade na manutenção da homogeneidade, e não permitindo uma previsibilidade segura nas aplicações. Além

disso, como existe somente um fabricante em todo o mundo [81], não existe uma base de comparação entre produtos.

Uma das pesquisas realizadas no LASUP [14] comprovou a viabilidade técnica na substituição dos blocos por fitas supercondutoras 2G. Contudo, o decaimento natural da corrente e as variações de carga durante a operação, como por exemplo a entrada de passageiros, ocasionam a redução na altura de levitação do veículo.

A técnica de magnetização por pulsos poderia ser utilizada como forma de controle de altura nesse veículo, contudo a presença de um primário com núcleo de aço gera uma força de atração que pode inviabilizar essa aplicação. Pensando nesses casos em que a magnetização por pulsos deve ser realizada na presença de campo magnético, foram feitos ensaios de magnetização por pulsos utilizando uma bobina com núcleo de ar. O termo núcleo de ar deve ser entendido como um material com permeabilidade magnética similar à do ar. Nesse experimento foram enroladas cem espiras em um segmento de borracha que foi disposto na forma de um toroide no interior do secundário (espira supercondutora). Foram aplicados vinte pulsos de FMM de 22000 A.e e a corrente no secundário em função do tempo pode ser visualizada na Figura 4.41.

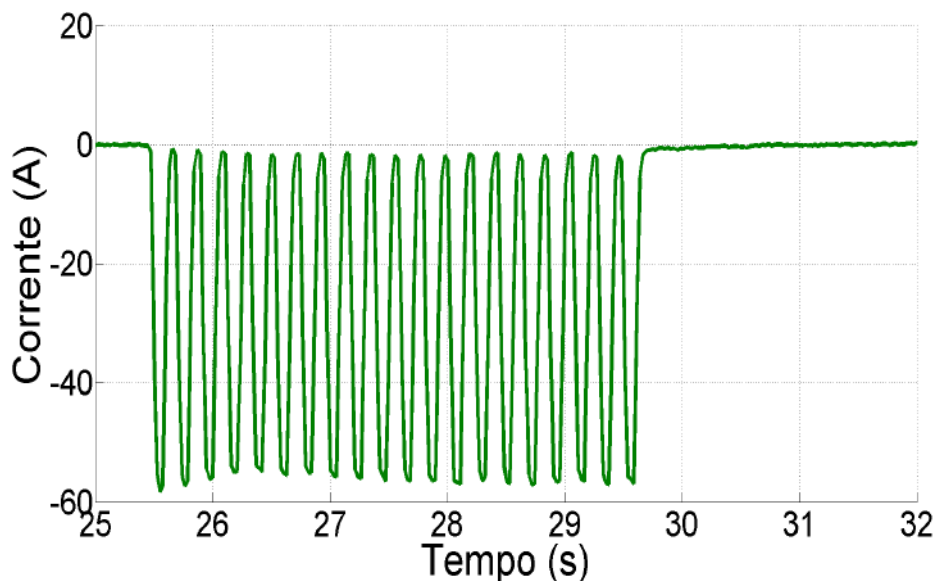


Figura 4.41: Corrente em função do tempo para uma bobina com uma espira com núcleo de ar no primário com aplicação de um pulso de FMM de 22000 A.e.

Os resultados mostram que não houve qualquer indução de corrente persistente no laço, pois a corrente em nenhum momento atingiu a corrente crítica, apesar de ter sido fornecida a capacidade máxima da fonte disponível no laboratório. Para comprovar a viabilidade de utilização de bobinas com núcleo de ar utilizando essa técnica, seria necessário utilizar uma fonte com uma corrente muito maior ou au-

mentar o número de espiras. Por outro lado, com esses resultados é possível perceber o quão difícil seria a indução nessas bobinas, porque mesmo aumentando a corrente em duas ordens de grandeza sequer aproximou-se da corrente necessária para induzir a corrente persistente. Esse processo torna-se muito mais problemático caso sejam utilizadas múltiplas espiras, onde o primário possui um núcleo de ar. Devido ao significativo espriamento nesse caso, é interessante encontrar soluções para que essa magnetização seja feita utilizando o primário com núcleo ferromagnético. A Figura 4.42 apresenta uma proposta de montagem experimental em mancais magnéticos utilizando a bobina desenvolvida nesse trabalho.

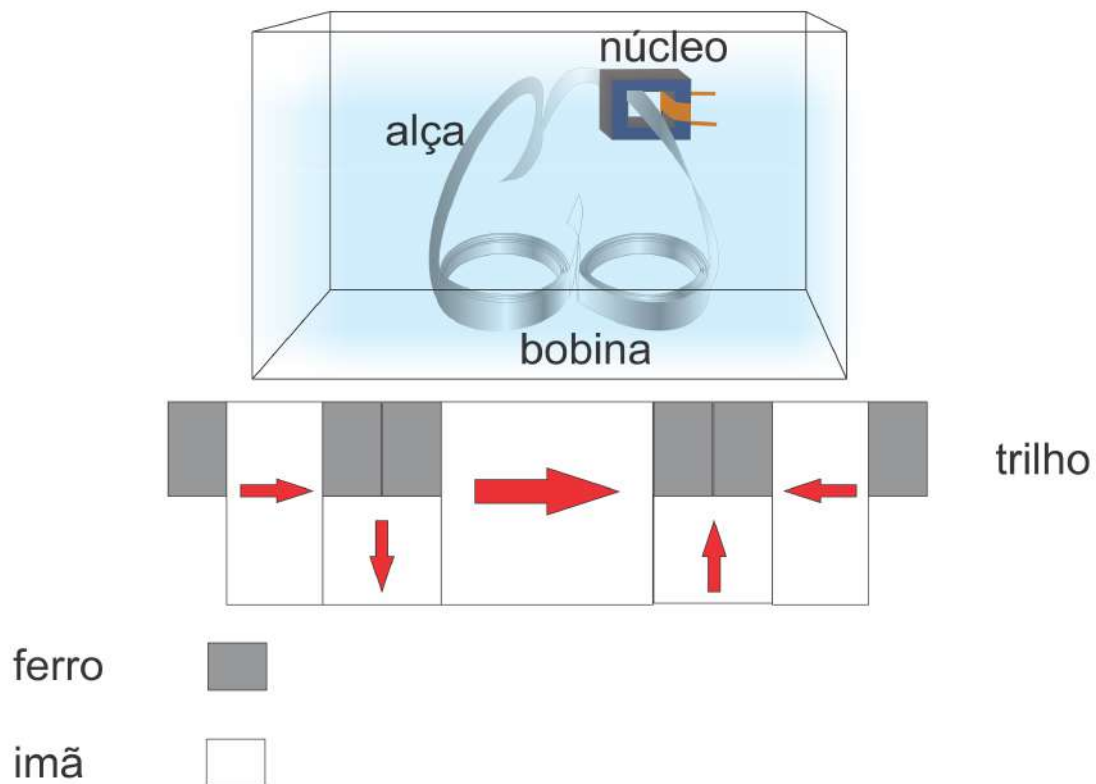


Figura 4.42: Montagem da geometria de bobina proposta nesse trabalho para carregamento em mancais magnéticos.

Como a geometria proposta nesse trabalho possui uma alça que pode ser deslocada é possível posicioná-la em uma região distante da influência do campo magnético, o que permitiria a utilização de um primário ferromagnético para realizar a magnetização nessas bobinas. No entanto, essa configuração tornaria o sistema de refrigeração muito mais complexo e caro, sendo necessário investigar sua viabilidade.

# Capítulo 5

## Considerações finais e trabalhos futuros

### 5.1 Conclusões

Espera-se que, esse trabalho seja o ponto de partida para a compreensão dos mecanismos de indução de corrente persistente nos laços supercondutores e que esses resultados sejam úteis para viabilizar aplicações com supercondutores de alta temperatura crítica.

A técnica tradicional de caracterização de fitas supercondutoras está muito bem consolidada, mas não pode ser utilizada em laços supercondutores, pois não é capaz de determinar a corrente crítica, já que os ramos do laço estão em paralelo, enquanto que na aplicação estão em série. Por isso, foi proposta uma forma de caracterização de laços que permite calcular o valor da corrente crítica com confiabilidade. Contudo, o sistema de aquisição de dados precisa ser aperfeiçoado para que o índice  $n$  possa ser calculado com maior exatidão.

Os experimentos com pulsos únicos mostraram que para a faixa de operação estudada neste trabalho, o supercondutor tem um comportamento similar ao apresentado no experimento de Kim, o que mostra que mesmo para pulsos da ordem de 100 ms, o material comporta-se da mesma forma que quando submetido a campos de baixas frequências. A aplicação de múltiplos pulsos sequenciais mostrou que não há desestabilização do supercondutor e que para haver indução de corrente persistente é necessário que o supercondutor atinja a corrente crítica. Observou-se ainda, que a energia dissipada e a corrente persistente no supercondutor possuem uma relação aproximadamente linear à medida que aumenta a duração do pulso, e que a energia dissipada no supercondutor é menor para pulsos de menor intensidade e maior duração.

O comportamento transitório do supercondutor durante a aplicação dos pulsos



foi modelado e foi observado que o mesmo atua como um indutor puro para pulsos de baixa intensidade e como um circuito RL para valores de corrente no supercondutor próximos ou maiores que a corrente crítica. Verificou-se que, os efeitos térmicos não podem ser desprezados, mesmo para pulsos de curta duração, e que a teoria de limitadores de corrente pode ser adaptada para o comportamento dos laços. Foram apresentados modelos que englobam a parcela transitória e térmica do campo elétrico e que são capazes de descrever a curva  $E \times I$  do laço supercondutor com boa concordância com os resultados experimentais. Essa abordagem representa um avanço da pesquisa nessa área, já que não encontra-se similar na literatura atual.

Observou-se que o surgimento de *hot spots* é muito prejudicial para o carregamento indutivo, pois pode ocasionar uma excessiva redução da corrente persistente, já que esse pode ocorrer tanto na aplicação do pulso quanto em sua retirada. Isso leva à conclusão de que a aplicação de pulsos de curta duração oferece uma maior confiabilidade para realizar o carregamento, tendo em vista que as chances de aparecer o *hot spot* diminuem.

As medidas com múltiplas espiras mostraram que um sistema muito robusto é exigido para induzir correntes persistentes, exigindo o desenvolvimento de um novo aparato experimental para entender melhor esse processo. Por outro lado, a proposta de nova geometria apresentada nesse trabalho pode ser um facilitador desse carregamento, já que a corrente é induzida na alça que possui apenas uma espira, o que pode reduzir os requisitos do sistema de indução e viabilizar o carregamento de bobinas de altos campos. Essa geometria apresenta a vantagem de permitir o carregamento na presença de campo magnético, já que sua alça pode ser deslocada para uma região sem influência desse campo. Porém, como é um segmento contínuo de fita, a degradação de uma pequena seção da fita pode provocar a perda de toda a bobina. Apesar de promissor, é necessário realizar uma investigação com maior número de voltas para verificar uma possível implementação em aplicações.

## 5.2 Trabalhos futuros

Esta tese destaca-se pois apresenta a primeira pesquisa no mundo que investiga o comportamento do campo elétrico em laços supercondutores, quando submetidos a pulsos de fluxo magnético. Além disso, apresenta um novo método para caracterização desses laços, já que o método tradicional não é adequado e também apresenta uma nova geometria que permite a indução desses laços na presença de campo magnético. Também foram desenvolvidos modelos capazes de descrever o comportamento do laço no transitório e considerando as variações térmicas.

Esse estudo do comportamento do laço foi focado principalmente em espiras únicas por uma questão de simplicidade na análise dos resultados. Contudo, como nas

aplicações são utilizadas bobinas com múltiplas espiras, é necessário aprofundar essa pesquisa utilizando laços com múltiplas espiras, para entender a influência da indução mútua durante o carregamento indutivo. Por isso, será necessário construir um aparato experimental com maior capacidade e utilizar uma fonte que forneça uma corrente maior.

Os modelos desenvolvidos nesse trabalho foram capazes de descrever bem o comportamento elétrico no laço durante a magnetização por pulsos. No entanto, para modelar a propagação de calor entre as camadas da fita foram feitas diversas aproximações e simplificações, que precisam ser melhor investigadas, de maneira que seja agregado um gradiente de temperatura aos modelos. O modelo T3 para descrever o comportamento do campo elétrico com o surgimento de *hot spots* precisa ser melhor consolidado, de forma que os aspectos físicos envolvidos sejam aprofundados.

No caso de aplicações como mancais magnéticos, é importante investigar o carregamento indutivo em bobinas com múltiplas espiras expostas a um campo externo. A técnica de carregamento indutivo pode ser uma opção para controle de altura desses mancais. Uma possível implementação dessa técnica utilizando a nova geometria de laços supercondutores é mostrada na Seção 4.4.1. Essa geometria permite que a alça da bobina seja deslocada para uma região em que não há influência do campo magnético do trilho de ímãs.

# Referências Bibliográficas

- [1] ZHENAN, J., HAMILTON, K., NAOYUKI, A., et al. “Dynamic resistance of a high T<sub>c</sub> superconducting flux pump”, *Applied Physics Letters*, 105(11): 112601, 2014.
- [2] KLAUS, G., NICK, W., NEUMULLER, H., et al. “Advances in the development of synchronous machines with high-temperature superconducting field winding at Siemens AG”, *2006 IEEE Power Engineering Society General Meeting*, pp. 7 pp.–, 2006.
- [3] TOMITA, M., MURALIDHAR, M., SUZUKI, K., et al. “Design and construction of a high temperature superconducting power cable cryostat for use in railway system applications”, *Superconductor Science and Technology*, v. 26, n. 10, pp. 105005, 2013.
- [4] ZHANG, J., DAI, S., TENG, Y., et al. “Development, Updating and Long-Term Operations of a 10.5 kV HTS Fault Current Limiter”, *Journal of Superconductivity and Novel Magnetism*, v. 27, n. 10, pp. 2195–2203, Oct 2014. ISSN: 1557-1947. doi: 10.1007/s10948-014-2586-0.
- [5] WERFEL, F. N., FLOEGEL-DELOR, U., ROTHFELD, R., et al. “Superconductor bearings, flywheels and transportation”, *Superconductor Science and Technology*, v. 25, n. 1, pp. 014007, 2012.
- [6] HOFFMANN, C., POOKE, D., CAPLIN, A. D. “Flux Pump for HTS Magnets”, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, v. 21, n. 3, pp. 1628–1631, June 2011. ISSN: 1051-8223. doi: 10.1109/TASC.2010.2093115.
- [7] DA CRUZ, V. S., TELLES, G. T., FERREIRA, A. C., et al. “Pulse Magnetization of Jointless Superconducting Loops for Magnetic Bearings Height Control”, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, v. 28, n. 4, pp. 1–4, June 2018. ISSN: 1051-8223. doi: 10.1109/TASC.2018.2816105.
- [8] ROGALLA, H., KES, P. H. *100 years of superconductivity*. 1 ed. New York, Taylor e Francis Group, 2012.

- [9] “European Council for Nuclear Research”. Disponível em: <<http://lh.cern.ch/lhc/>>. Acesso em Março de 2016.
- [10] KE, X., PEIGEN, C., JAMES, R. H. “Achieving the Theoretical Depairing Current Limit in Superconducting Nanomesh Films”, *Nano Letters*, v. 10, n. 10, pp. 4206–4210, 2010. doi: 10.1021/nl102584j.
- [11] “ Superpower ”. Disponível em: <[\protect\unhbox\voidb@x\penalty\@M\www.superpower-inc.com/content/2g-hts-wire\protect\unhbox\voidb@x\penalty\@M\](http://www.superpower-inc.com/content/2g-hts-wire)>. Acesso em Janeiro de 2018 .
- [12] WALSH, R. M., SLADE, R., POOKE, D., et al. “Characterization of Current Stability in an HTS NMR System Energized by an HTS Flux Pump”, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, v. 24, n. 3, pp. 1–5, 2014.
- [13] PARKINSON, B. J., SLADE, R., MALLETT, M. J. D., et al. “Development of a Cryogen Free 1,5 T YBCO HTS Magnet for MRI”, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, v. 23, n. 3, pp. 4400405–4400405, 2013.
- [14] SASS, F. *Modelagem do comportamento de mancais magnéticos utilizando fitas e blocos maciços supercondutores*. Tese de D.Sc., Universidade Federal do Rio de Janeiro, Rio de Janeiro, Brasil, 2015.
- [15] SCHIFERL, R., FLORY, A., LIVOTI, W. C., et al. “High-Temperature Superconducting Synchronous Motors: Economic Issues for Industrial Applications”, *IEEE Transactions on Industry Applications*, v. 44, n. 5, pp. 1376–1384, Sept 2008. ISSN: 0093-9994. doi: 10.1109/TIA.2008.2002219.
- [16] BRETZ, E. A. “Superconductors on the high seas”, *IEEE Spectrum*, v. 41, n. 1, pp. 60–67, 2004.
- [17] GAMBLE, B., SNITCHLER, G., MACDONALD, T. “Full Power Test of a 36.5 MW HTS Propulsion Motor”, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, v. VOL. 21, n. 3, pp. 1083–1088, 2011.
- [18] SNITCHLER, G., GAMBLE, B., KING, C., et al. “10 MW Class Superconductor Wind Turbine Generators”, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, v. 21, n. 3, pp. 1089–1092, 2011.
- [19] JEONG, S., KIM, Y. “Thermal anchoring of conduction-cooled current leads for superconductivity applications near liquid nitrogen temperature”, *Cryogenics*, v. 50, n. 4, pp. 287 – 291, 2010. ISSN: 0011-2275. doi: <http://dx.doi.org/10.1016/j.cryogenics.2009.12.006>.

- [20] BEAN, C. P. “Magnetization of Hard Superconductors”, *Phys. Rev. Lett.*, v. 8, pp. 250–253, Mar 1962. doi: 10.1103/PhysRevLett.8.250.
- [21] WANG, W. *An investigation into high temperature superconducting flux pump technology with the circular type magnetic flux pump devices and YBa-CuO films*. Tese de D.Sc., Magdalene College University of Cambridge, Cambridge, USA, 2014.
- [22] NAVAU, C., DEL-VALLE, N., SANCHEZ, A. “Macroscopic Modeling of Magnetization and Levitation of Hard Type-II Superconductors: The Critical-State Model”, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, v. 23, n. 1, pp. 8201023–8201023, Feb 2013. ISSN: 1051-8223. doi: 10.1109/TASC.2012.2232916.
- [23] WATSON, J. H. P. “Magnetization of Synthetic Filamentary Superconductors. B. The Dependence of the Critical Current Density on Temperature and Magnetic Field”, *Journal of Applied Physics*, v. 39, n. 7, pp. 3406–3413, 1968. doi: 10.1063/1.1656789.
- [24] CHEN, D., GOLDFARB, R. B. “Kim model for magnetization of type-II superconductors”, *Journal of Applied Physics*, v. 66, n. 6, pp. 2489–2500, 1989. doi: 10.1063/1.344261.
- [25] JOHN, R. C., ALVARO, S. “Hysteretic ac losses and susceptibility of thin superconducting disks”, *Phys. Rev. B*, v. 50, pp. 9355–9362, Oct 1994. doi: 10.1103/PhysRevB.50.9355.
- [26] VOJENČIAK, M., GRILLI, F., TERZIEVA, S., et al. “Effect of self-field on the current distribution in Roebel-assembled coated conductor cables”, *Superconductor Science and Technology*, v. 24, n. 9, pp. 095002, 2011.
- [27] PARDO, E., VOJENČIAK, M., GÖMÖRY, F., et al. “Low-magnetic-field dependence and anisotropy of the critical current density in coated conductors”, *Superconductor Science and Technology*, v. 24, n. 6, pp. 065007, 2011.
- [28] KIM, Y. B., HEMPSTEAD, C. F., STRNAD, A. R. “Critical Persistent Currents in Hard Superconductors”, *Phys. Rev. Lett.*, v. 9, pp. 306–309, Oct 1962. doi: 10.1103/PhysRevLett.9.306.
- [29] KIM, Y. B., HEMPSTEAD, C. F., STRNAD, A. R. “Magnetization and Critical Supercurrents”, *Phys. Rev.*, v. 129, pp. 528–535, Jan 1963. doi: 10.1103/PhysRev.129.528.

- [30] HELMUT, B. E. “Universality of Flux Creep in Superconductors with Arbitrary Shape and Current-Voltage Law”, *Phys. Rev. Lett.*, v. 76, pp. 4030–4033, May 1996. doi: 10.1103/PhysRevLett.76.4030.
- [31] AMEMIYA, N., MURASAWA, S.-I., BANNO, N., et al. “Numerical modelings of superconducting wires for AC loss calculations”, *Physica C: Superconductivity*, v. 310, pp. 16–29, 12 1998.
- [32] RETTELBACH, T., SCHMITZ, G. J. “3D simulation of temperature, electric field and current density evolution in superconducting components”, *Superconductor Science and Technology*, v. 16, n. 5, pp. 645, 2003.
- [33] AINSLIE, M. D., FUJISHIRO, H., UJIIE, T., et al. “Modelling and comparison of trapped fields in (RE)BCO bulk superconductors for activation using pulsed field magnetization”, *Superconductor Science and Technology*, v. 27, n. 6, pp. 065008, 2014.
- [34] HSU, C. H., YAN, Y., HADELER, O., et al. “Optimization of Thermal Material in a Flux Pump System With High Temperature Superconductor”, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, v. 22, n. 3, pp. 7800404–7800404, 2012.
- [35] XU, Z., LEWIN, R., CAMPBELL, A. M., et al. “Simulation studies on the magnetization of (RE)BCO bulk superconductors using various split-coil arrangements”, *Superconductor Science and Technology*, v. 25, n. 2, pp. 025016, 2012.
- [36] FUCHS, G., KRABBES, G., SCHATZLE, P., et al. “Trapped fields larger than 11 T in bulk YBa/sub 2/Cu/sub 3/O/sub 7-x/ material”, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, v. 10, n. 1, pp. 890–893, March 2000. ISSN: 1051-8223. doi: 10.1109/77.828374.
- [37] MASARU, T., MASATO, M. “High-temperature superconductor bulk magnets that can trap magnetic fields of over 17 tesla at 29 K”, *Macmillian Magazines Ltd.*, v. 421, n. 1, 2003.
- [38] BEAN, P. C. “Magnetization of High Field Superconductors”, *Rev. Mod. Phys.*, v. 36, pp. 31–39, Jan 1964. doi: 10.1103/RevModPhys.36.31.
- [39] KULKARNI, R., PRASAD, K., LIE, T. T. “Flux pump for HTS rotating machinery applications”. In: *PowerTech, 2015 IEEE Eindhoven*, pp. 1–5, June 2015. doi: 10.1109/PTC.2015.7232747.

- [40] COOMBS, T. A., HONG, Z., YAN, Y., et al. “The Next Generation of Superconducting Permanent Magnets: The Flux Pumping Method”, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, v. 19, n. 3, pp. 2169–2173, June 2009. ISSN: 1051-8223. doi: 10.1109/TASC.2009.2018368.
- [41] BADCOCK, R. A., PHANG, S., PANTOJA, A. E., et al. “Impact of Magnet Geometry on Output of a Dynamo-Type HTS Flux Pump”, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, v. 27, pp. 1–5, 2017.
- [42] BAI, Z., DING, S., LI, C., et al. “A Newly Developed Pulse-Type Microampere Magnetic Flux Pump”, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, v. 20, n. 3, pp. 1667–1670, June 2010. ISSN: 1051-8223. doi: 10.1109/TASC.2010.2040728.
- [43] JIANG, Z., BUMBY, C. W., BADCOCK, R. A., et al. “A Novel Rotating HTS Flux Pump Incorporating a Ferromagnetic Circuit”, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, v. 26, n. 2, pp. 84–89, March 2016. ISSN: 1051-8223. doi: 10.1109/TASC.2016.2521332.
- [44] WALSH, R. M., SLADE, R., POOKE, D., et al. “Characterization of Current Stability in an HTS NMR System Energized by an HTS Flux Pump”, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, v. 24, n. 3, pp. 1–5, June 2014. ISSN: 1051-8223. doi: 10.1109/TASC.2013.2284817.
- [45] JIANG, Z., BUMBY, C. W., BADCOCK, R. A., et al. “Impact of flux gap upon dynamic resistance of a rotating HTS flux pump”, *Superconductor Science and Technology*, v. 28, n. 11, pp. 115008, 2015.
- [46] COOMBS, T. A., FAGNARD, J. F., MATSUDA, K. “Magnetization of 2G Coils and Artificial Bulks”, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, v. 24, n. 5, pp. 1–5, Oct 2014. ISSN: 1051-8223. doi: 10.1109/TASC.2014.2332002.
- [47] DE KLUNDERT, L., TEN KATE, H. “Fully superconducting rectifiers and fluxpumps Part 1: Realized methods for pumping flux”, *Cryogenics*, pp. 195–206, April 1981.
- [48] CHUNG, Y. D., MUTA, I., HOSHINO, T., et al. “Characteristics of a persistent current compensator for Superconducting NMR magnets using linear type magnetic flux pump”, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, v. 15, n. 2, pp. 1338–1341, June 2005. ISSN: 1051-8223. doi: 10.1109/TASC.2005.849589.

- [49] CHUNG, Y., MUTA, I., HOSHINO, T., et al. “Design and performance of compensator for decremental persistent current in {HTS} magnets using linear type magnetic flux pump”, *Cryogenics*, v. 44, n. 11, pp. 839 – 844, 2004. ISSN: 0011-2275. doi: <http://dx.doi.org/10.1016/j.cryogenics.2004.06.001>.
- [50] BAI, Z., CHEN, C., WU, Y., et al. “Effect of various pulse wave forms for pulse-type magnetic flux pump”, *Cryogenics*, v. 51, n. 9, pp. 530 – 533, 2011. ISSN: 0011-2275. doi: <http://dx.doi.org/10.1016/j.cryogenics.2011.06.009>.
- [51] NAKAMURA, T., SUGANO, M., DOI, T., et al. “Flux Pumping Effect of HTS Films in a Traveling Magnetic Field”, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, v. 20, n. 3, pp. 1033–1036, June 2010. ISSN: 1051-8223. doi: [10.1109/TASC.2010.2043834](https://doi.org/10.1109/TASC.2010.2043834).
- [52] FU, L., MATSUDA, K., COOMBS, T. “Linear Flux Pump Device Applied to HTS Magnets: Further Characteristics on Wave Profile, Number of Poles, and Control of Saturated Current”, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, v. 26, n. 3, pp. 1–4, April 2016. ISSN: 1051-8223. doi: [10.1109/TASC.2016.2525930](https://doi.org/10.1109/TASC.2016.2525930).
- [53] WANG, W., ZHANG, M., HUANG, Z., et al. “Study of the Penetration of a 2 Inches Diameter YBCO Thin Film With the Travelling Magnetic Wave”, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, v. 24, n. 3, pp. 1–4, June 2014. ISSN: 1051-8223. doi: [10.1109/TASC.2013.2283662](https://doi.org/10.1109/TASC.2013.2283662).
- [54] WANG, W., SEMERAD, R., SPAVEN, F., et al. “The Investigation of Sweeping Speed on the Magnetization of a 2 Inches Diameter YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7</sub> Thin Film With the Circular-Type Magnetic Flux Pump”, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, v. 23, n. 3, pp. 8201104–8201104, June 2013. ISSN: 1051-8223. doi: [10.1109/TASC.2013.2237734](https://doi.org/10.1109/TASC.2013.2237734).
- [55] ZOU, S., ZERMEÑO, V. M. R., GRILLI, F. “Simulation of Stacks of High-Temperature Superconducting Coated Conductors Magnetized by Pulsed Field Magnetization Using Controlled Magnetic Density Distribution Coils”, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, v. 26, n. 3, pp. 1–5, April 2016. ISSN: 1051-8223. doi: [10.1109/TASC.2016.2520210](https://doi.org/10.1109/TASC.2016.2520210).
- [56] PATEL, A., HOPKINS, S. C., GLOWACKI, B. A. “Trapped fields up to 2 T in a 12 mm square stack of commercial superconducting tape using pulsed field magnetization”, *Superconductor Science and Technology*, v. 26, n. 3, pp. 032001, 2013.



- [57] LEE, S., KIM, W. S., KIM, Y., et al. “Persistent Current Mode Operation of A 2G HTS Coil With A Flux Pump”, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, v. 26, n. 4, pp. 1–4, June 2016. ISSN: 1051-8223. doi: 10.1109/TASC.2016.2524519.
- [58] MIZUTANI, U., OKA, T., ITOH, Y., et al. “Pulsed-field magnetization applied to high-Tc superconductors”, *Applied Superconductivity*, v. 6, n. 2–5, pp. 235 – 246, 1998. ISSN: 0964-1807. doi: [http://dx.doi.org/10.1016/S0964-1807\(98\)00106-9](http://dx.doi.org/10.1016/S0964-1807(98)00106-9).
- [59] FABRI, M., ALBANO, P. G., PRETELLI, M., et al. “Flux trapping in a ring-shaped YBCO bulk by pulsed field magnetization”, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, v. 11, n. 4, pp. 4116–4122, Dec 2001. ISSN: 1051-8223. doi: 10.1109/77.979850.
- [60] FUKUOKA, K., HASHIMOTO, M. “Observation of pulsed field magnetization process for a YBCO bulk superconductor”, *The Netherlands: IOS*, pp. 203–206, 2000.
- [61] RONG, C. C., BARNES, P. N., LEVIN, G. A., et al. “Investigation of the Relaxation of Persistent Current in Superconducting Closed Loops Made Out of YBCO Coated Conductors”, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, v. 25, n. 3, pp. 1–5, June 2015. ISSN: 1051-8223. doi: 10.1109/TASC.2014.2376173.
- [62] PARK, Y. J., LEE, M. W., OH, Y. K., et al. “Laser drilling: enhancing superconducting joint of GdBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7</sub> coated conductors”, *Superconductor Science and Technology*, v. 27, n. 8, pp. 085008, 2014.
- [63] SOCHNIKOV, I., SHOKEF, Y., LOGVENOV, G., et al. “Fluxoid quantization effects in high Tc superconducting double networks”, *Journal of Physics: Conference Series*, v. 400, n. 2, pp. 022109, 2012.
- [64] GEORGE, A. L., PAUL, N. B., JOHN, M., et al. “Persistent current in coils made out of second generation high temperature superconductor wire.” *Applied Physics Letters*, 93(6):062504, 2008. doi: <http://dx.doi.org/10.1063/1.2969798>.
- [65] PARK, Y. G., LEE, C. Y., LEE, J., et al. “Experimental Analysis on Initial Current Decay Characteristics of Persistent-Mode HTS Coil by External Alternating Magnetic Field”, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, v. 25, n. 3, pp. 1–4, June 2015. ISSN: 1051-8223. doi: 10.1109/TASC.2014.2373652.

- [66] QIU, D., WU, W., PAN, Y. “Experiment and Numerical Analysis on Magnetic Field Stability of Persistent Current Mode Coil Made of HTS Coated Conductors”, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, v. 27, n. 4, pp. 1–5, 2017.
- [67] BARUSCO, P. *Caracterização de Fitas Supercondutoras 2G na Presença de Campos Magnéticos com Diferentes Ângulos de Incidência*. Trabalho de conclusão de curso., Universidade Federal do Rio de Janeiro., Rio de Janeiro, RJ, Brasil, 2016.
- [68] SASS, F., SOTELO, G. G., DE ANDRADE JUNIOR, R. “Desenvolvimento de um sensor de corrente de baixo custo para operar imerso em nitrogênio líquido”, *Congresso Brasileiro de Automática*, pp. 2877–2882, Sep 2012.
- [69] “Mathworks”. Disponível em: <<http://www.mathworks.com/help/stats/nlinfit.html>>. Acesso em Abril de 2018.
- [70] DE SOUSA., W. T. B. *Transient Simulations of Superconducting Fault Current Limiters*. Tese de D.Sc., COPPE/UFRJ, Rio de Janeiro, RJ, Brasil, 2015.
- [71] NAITO, T., FUJISHIRO, H., YAMAMURA, Y., et al. “Thermal Conductivity of YBCO Coated Conductors Reinforced by Metal Tape”, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, v. 21, n. 3, pp. 3037–3040, June 2011. ISSN: 1051-8223. doi: 10.1109/TASC.2010.2089481.
- [72] NAITO, T., FUJISHIRO, H., YASUHISAYAMAMURA, et al. “Specific Heat and Thermal Diffusivity of YBCO Coated Conductors”, *Physics Procedia*, v. 36, pp. 1609 – 1613, 2012. ISSN: 1875-3892. doi: <https://doi.org/10.1016/j.phpro.2012.06.316>. SUPERCONDUCTIVITY CENTENNIAL Conference 2011.
- [73] BRAEGGER, R. A. B. *Modeling of the Electrical- and Thermal Behaviour of a 10 kV Resistive Type Superconducting Fault Current Limiter and its Implementation in Electric Powers Systems*. Tese de D.Sc., Karlsruher Institut für Technologie, Institut für Elektroenergiesysteme und Hochspannungstechnik., 2002.
- [74] DE SOUSA, W. T. B., POLASEK, A., SILVA, F. A., et al. “Simulations and Tests of MCP-BSCCO-2212 Superconducting Fault Current Limiters”, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, v. 22, n. 2, pp. 5600106–5600106, April 2012. ISSN: 1051-8223. doi: 10.1109/TASC.2012.2187189.

- [75] LANGSTON, J., STEURER, M., WOODRUFF, S., et al. “A generic real-time computer Simulation model for Superconducting fault current limiters and its application in system protection studies”, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, v. 15, n. 2, pp. 2090–2093, June 2005. ISSN: 1051-8223. doi: 10.1109/TASC.2005.849459.
- [76] FASTOWSKI, W., PETROWSKI, J., R. A. *Kryotechnik*, v. 1. Berlin, Akademie-Verlag, 1970.
- [77] LARBALESTIER, D., GUREVICH, A., FELDMANN, D. M., et al. “High TC Superconducting Materials for Electric Power Applications”, *Nature*, v. 414, pp. 368–77, 12 2001.
- [78] DE SOUSA, W., POLASEK, A., DIAS, R., et al. “Thermal–electrical analogy for simulations of superconducting fault current limiters”, *Cryogenics*, v. 62, pp. 97 – 109, 2014. ISSN: 0011-2275. doi: <https://doi.org/10.1016/j.cryogenics.2014.04.015>.
- [79] KIM, W. S., KIM, Y., PARK, S. H., et al. “Thermal Analysis of PCS for an HTS Pancake Coil in Persistent Current Mode”, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, v. 20, n. 3, pp. 1009–1012, June 2010. ISSN: 1051-8223. doi: 10.1109/TASC.2010.2041769.
- [80] LEE, H. G., KIM, J. G., LEE, S. W., et al. “Design and fabrication of permanent mode magnet by using coated conductor”, *Physica C: Superconductivity and its Applications*, v. 445-448, pp. 1099 – 1102, 2006. ISSN: 0921-4534. doi: <https://doi.org/10.1016/j.physc.2006.05.044>. Proceedings of the 18th International Symposium on Superconductivity (ISS 2005).
- [81] “HTS properties, ATZ”. Disponível em: <<http://www.atz-gmbh.com>>. Acesso em Janeiro de 2018.

## Apêndice A

# Sensor circular para medição de corrente em múltiplas espiras

A Figura A.1 apresenta o sensor circular com núcleo de ar desenvolvidos que serve para medições de corrente em bobinas com múltiplas espiras.

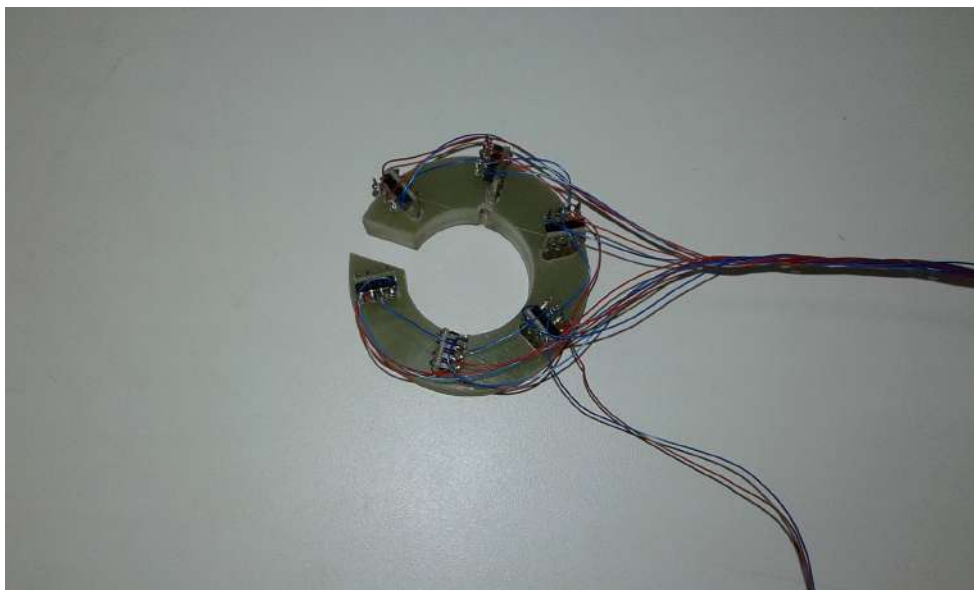


Figura A.1: Sensor circular com núcleo de ar.

# Apêndice B

## Propriedades físicas dos materiais

Neste capítulo são apresentadas as principais propriedades físicas dos materiais que compõem as fitas supercondutoras.

### B.1 Calor específico

As equações abaixo apresentam as equações utilizadas para calcular o calor específico  $\zeta$ (J/Kg.K) de cada material.

Prata:

$$\zeta_p = 220.5 + 0.046T \quad (\text{B.1})$$

YBCO:

$$\zeta_Y = 0.39(250/T)^2 \frac{e^{(250/T)}}{[e^{(250/T)} - 1]^2} \times 10^3 \quad (\text{B.2})$$

Hastelloy

$$\zeta_H = 1 \times 10^3 [0.19 + 2[0.194(1 - e^{-\frac{T}{310}})]] \quad (\text{B.3})$$

### B.2 Condutividade Térmica

As equações abaixo apresentam as equações utilizadas para calcular condutividade térmica  $k$ (W/m.K) de cada material.

Prata:

$$k_p = 420.9 + (501.8 \times 0.956^T) \quad (\text{B.4})$$

YBCO:

$$k_Y = 5 \quad (\text{B.5})$$

Hastelloy

$$k_H = 3.873 + 0.017T \quad (\text{B.6})$$

### B.3 Resistividade

As equações abaixo apresentam as equações utilizadas para calcular a resistividade  $\rho(\Omega m)$  de cada material.

Prata:

$$\rho_p = -2.082 \times 10^{-9} + 6.17 \times 10^{-11}T \quad (\text{B.7})$$

Hastelloy

$$\rho_H = 1.103 \times 10^{-6} + 8.958 \times 10^{-11}T \quad (\text{B.8})$$