



CARACTERIZAÇÃO DE FITAS SUPERCONDUTORAS 2G HTS EM REGIME DE FLUX FLOW

Pedro Barusco

Dissertação de Mestrado 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 Mestre em Engenharia Elétrica.

Orientadores: Rubens de Andrade Junior
Alexander Polasek

Rio de Janeiro
Junho de 2017

CARACTERIZAÇÃO DE FITAS SUPERCONDUTORAS 2G HTS EM REGIME
DE FLUX FLOW

Pedro Barusco

DISSERTAÇÃO 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 MESTRE EM CIÊNCIAS EM ENGENHARIA
ELÉTRICA.

Examinada por:

Prof. Rubens de Andrade Junior, D.Sc.

Dr. Alexander Polasek, D.Sc.

Prof. Wesley Tiago Batista de Sousa, D.Sc.

Prof. Claudio Lenz Cesar, Ph.D.

Prof. Luís Guilherme Barbosa Rolim, Dr.-Ing

RIO DE JANEIRO, RJ – BRASIL
JUNHO DE 2017

Barusco, Pedro

Caracterização de Fitas Supercondutoras 2G HTS em Regime de Flux Flow/Pedro Barusco. – Rio de Janeiro: UFRJ/COPPE, 2017.

XXII, 118 p.: il.; 29, 7cm.

Orientadores: Rubens de Andrade Junior

Alexander Polasek

Dissertação (mestrado) – UFRJ/COPPE/Programa de Engenharia Elétrica, 2017.

Referências Bibliográficas: p. 107 – 114.

1. 2G HTS. 2. Flux Flow. 3. Fator Exponencial. I. Andrade Junior, Rubens de *et al.* II. Universidade Federal do Rio de Janeiro, COPPE, Programa de Engenharia Elétrica. III. Título.

Der Teufel liegt im Detail.
-Provérbio alemão

Agradecimentos

Primeiramente gostaria de agradecer aos meus pais Marta e Pedro por terem confiança nas minhas próprias decisões, dando o apoio e as condições necessárias para eu trilhar meu caminho, desde o ensino fundamental até a vida universitária. Relembro minha falecida avó Maria Luiza, cujo amor incondicional sempre me deu plenitude, e meu avô Paulo Anfoso, cujo bom senso sempre me deu direção nas minhas escolhas. Minha irmã Bruna, pelo diário embate construtivo de ideias e incansável ajuda na revisão dos meus textos. E minha eterna amiga Bruna Fusco, por ajudar a construir minha independência social, moral, intelectual e emocional do início da faculdade até hoje. Cito também meu fiel amigo Pedro Castro, que sempre participou não só das doces vitórias, mas soube dividir e me ajudar a compreender as amargas e incoerentes derrotas.

Quero agradecer também toda equipe do Laboratório de Aplicações de Supercondutores (LASUP); meus colegas, Luiz André e Guilherme Telles, por terem sido os primeiros a me convidar aventurar-me no ramo da supercondutividade; Flávio Martins, por ter me cativado na área experimental e me ajudado e orientado de maneira incondicional, indispensável e atemporal, em todo meu trajeto acadêmico nessa área; meu orientador, Prof. Rubens de Andrade, por ter convencido e ajudado a me manter na área experimental compartilhando sua vasta experiência de bancada; Vina, por me ajudar pacientemente no xadrez burocrático da pesquisa universitária; Felipe Costa e Edeval, por transformar com precisão e maestria meus projetos e ideias em realidade material; Wesley Batista, pelos esculachos construtivos dos meus erros, sempre mirando despertar o melhor do meu desempenho; Felipe Sass, pela prontidão no auxílio de soluções inteligentes dos contratemplos experimentais diários; Elkin, por me ensinar a me comunicar com as máquinas e aprender suas tradições e costumes; e Andrei, Bárbara, André, Renato, Hugo, Wagner e todos os outros, pelo prazeroso convívio e a rica troca de ideias, tanto culturais quanto profissionais.

Vale ressaltar que nas dificuldades atuais da pesquisa brasileira, sem a bolsa do Cepel, que auxilia mestrados e doutorados, essa dissertação não seria possível. Por isso não poderia esquecer de agradecer o CEPEL como instituição e toda a equipe do Departamento de Tecnologias especiais (DTE): meu chefe Alexander Polasek,

por ter me integrado no grupo de pesquisa, me orientado e posto fé nas minhas atividades durante todo mestrado; Luiz Felipe, pelo parceria e implacável trabalho experimental em equipe, crucial para concluir essa dissertação; Felipe Dicler, não só pela dedicada ajuda em assuntos acadêmicos, mas também pelo carismático enriquecimento sociocultural brasileiro; Rodrigo, por participar de cinco projetos diferentes e ainda arrumar o tempo de me ajudar obter os materiais e as técnicas necessários para execução dessa dissertação (e desligar o ferro de solda); meus colegas Mikahel e Fernando, pela presença diária no laboratório, sempre dispostos a contribuir da melhor forma disponível.

Importantes aspectos dessa dissertação também não teriam sido alcançados sem a adição do laboratório LASER na colaboração LASUP/CEPEL. Sendo assim, gostaria de agradecer também ao Prof. Cláudio Lenz pela participação fundamental na orientação das práticas experimentais de medidas e construção dos equipamentos desenvolvidos.

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

CARACTERIZAÇÃO DE FITAS SUPERCONDUTORAS 2G HTS EM REGIME DE FLUX FLOW

Pedro Barusco

Junho/2017

Orientadores: Rubens de Andrade Junior
Alexander Polasek

Programa: Engenharia Elétrica

De acordo com a lei de potência, o fator exponencial (N) descreve a elevação da curva $V-I$ durante a transição do supercondutor para o estado normal. É um parâmetro de entrada essencial para simulação de uma ampla gama de aplicações tais como bobinas, Limitadores de Corrente Supercondutores (LCS) e outros casos em que a lei de potência se aplica. Este trabalho explora técnicas experimentais baseadas no método de transporte e na configuração de quatro pontas para obter o comportamento N de fitas supercondutoras de alta temperatura de segunda geração (2G HTS) além do regime Flux Creep. Como o valor de N é extremamente sensível à temperatura da fita HTS, a atenção foi mantida para maneiras de minimizar a oscilação da temperatura da fita durante as medições de $V-I$. Primeiro, foi projetado um suporte de amostra de cobre especial para a utilização da medição de quatro pontas sem a necessidade de qualquer terminal soldado, evitando a degradação local. O suporte também foi concebido para servir de âncora térmica, melhorando a troca de calor de modo a garantir a estabilidade térmica. Além disso, criou-se uma fonte caseira de corrente rápida para aplicar pulsos de corrente com baixo ciclo de trabalho para reduzir as perdas térmicas devido à resistência significativa próxima e acima dos valores críticos de corrente (I_c). Foi desenvolvido também um circuito de pré-amplificação para monitorização contínua da subida de tensão nas amostras durante os pulsos de corrente. As características dos fatores exponenciais N foram obtidas a partir de medidas de $V-I$ para quatro modelos de fitas 2G de diferentes empresas em auto campo e banho de nitrogênio líquido. Por final, utilizou-se as técnicas experimentais de caracterização exploradas para projetar e executar um conceito de *current leads* refrigerado sem fluido criogênico.

Abstract of Dissertation presented to COPPE/UFRJ as a partial fulfillment of the requirements for the degree of Master of Science (M.Sc.)

CHARACTERIZATION OF 2G HTS TAPES IN FLUX FLOW REGIME

Pedro Barusco

June/2017

Advisors: Rubens de Andrade Junior
Alexander Polasek

Department: Electrical Engineering

According to the power law, the exponential factor (N) describes the V - I curve rise during the superconductor transition to the normal state. Moreover, N is important for the evaluation of the existing forces in the pinning mechanisms. It is an essential input parameter for the simulations of a wide range of applications such as coils, Superconducting Fault Current Limiters (SFCL) and other cases where the power law applies. This work explores experimental techniques based on the transport method and Four Lead configuration to obtain the N behavior of Second Generation High Temperature Superconductor (2G HTS) tapes beyond the Flux Creep regime. Since the value of N is extremely sensitive to the HTS tape temperature, the attention was held for ways to minimize the tape temperature oscillation during V - I measurements. First, a special copper sample holder was designed for utilizing the four probes measurement without the need of any soldered terminals, avoiding local degradation. The holder was also intended to serve as a thermal anchor, improving heat exchange in order to guarantee thermal stability. In addition, a homemade fast current source was created to apply current pulses with low duty cycle in order to reduce the thermal losses due to the significant resistance near and above critical current (I_c) values. Also, a pre-amplifier circuit was developed for continuous monitoring of voltage rise in the samples during the current pulse. The exponential factor N characteristics were obtained from V - I measurements for four 2G tapes models from different companies in self-field and liquid nitrogen bath. At last, the explored experimental techniques were used for the construction of a dry cooling current lead.

Sumário

Lista de Figuras	xiii
Lista de Tabelas	xix
Lista de Símbolos	xx
Lista de Abreviaturas	xxii
1 Introdução	1
1.1 Motivações	1
1.2 Objetivos	2
1.2.1 Objetivos Gerais	2
1.2.2 Objetivos Específicos	3
1.3 Organização do texto	3
2 Supercondutores	5
2.1 Resistência Nula	5
2.1.1 Parâmetros Críticos	6
2.1.2 Modelo de dois fluidos	7
2.2 Diamagnetismo Perfeito	8
2.2.1 Condutor perfeito	8
2.2.2 Efeito Meissner-Ochsenfeld	10
2.3 Energia livre de um Supercondutor	11
2.4 Teoria de London	13
2.5 Energia de Superfície	15
2.5.1 Comprimento de Coerência	15
2.5.2 Energia de Superfície Negativa	16
2.6 O Estado Misto	17
2.6.1 Fluxóides e Vórtices	18
2.6.2 Detalhes do Estado Misto	19
2.6.3 Supercondutores do Tipo-I e do Tipo-II	20
2.7 Corrente Crítica em Supercondutores do Tipo-II	21

2.8	Supercondutores HTS	23
2.9	Fitas Supercondutoras HTS	24
2.9.1	Fitas 1G	24
2.9.2	Fitas 2G	25
2.10	Densidade de Corrente em fitas 2G	27
2.10.1	Fomulação Anderson-Kim	27
2.10.2	Densidade de Corrente Crítica J_c	29
2.10.3	Fator Exponencial N	29
3	Técnicas Experimentais	34
3.1	Porta Amostras	34
3.1.1	Princípios Gerais	34
3.1.2	Medição com 2 e 4 Pontas	35
3.1.3	Distâncias Relevantes	37
3.2	Contatos na Amostra	40
3.2.1	Resistência de Contato	40
3.2.2	Contatos de Tensão	40
3.2.3	Contatos de Corrente	42
3.3	Medição de Baixas Tensões	43
3.3.1	Erros em Medidas de Baixa Tensão	43
3.3.2	Efeito termoelétrico	44
3.3.3	Interferência eletromagnética	45
3.3.4	Ruído de Johnson	46
3.3.5	Ruído Rosa	48
3.3.6	Ruído de Rede 60 Hz e 50 Hz	48
3.3.7	Campos Magnéticos	49
3.3.8	Loops de Terra	51
3.4	Medidas de Corrente Crítica	52
3.4.1	Método de Transporte	52
3.4.2	Montagem do sistema	53
3.4.3	Fonte de Corrente	54
3.4.4	Corrente Pulsada	55
3.4.5	Voltímetro	56
3.5	Análise de Dados	57
3.5.1	Critério do Campo Elétrico	57
3.5.2	Critério da Resistividade	58
3.5.3	Critério do <i>Offset</i>	59
3.5.4	Método <i>Back Extrapolation</i>	60

4	Metodologia	61
4.1	Porta Amostras para fita	61
4.1.1	Comprimento de Contato de Corrente	61
4.1.2	Comprimento de transferência de Corrente	63
4.1.3	Design do Porta Amostra	64
4.2	Sistema de Caracterização	66
4.2.1	Fonte de Corrente	66
4.2.2	Circuito para Medição de tensão	68
4.2.3	Montagem	68
4.3	Projeto <i>Current Lead</i>	69
4.3.1	Primeiro Design	70
4.3.2	Escolha de Fita HTS e junta	72
4.3.3	Condução térmica nos sólidos	74
4.3.4	Área de Contato de Corrente no Vácuo	75
4.3.5	Projeto do Suporte	78
4.3.6	Execução	79
5	Resultados	82
5.1	Fitas Caracterizadas	82
5.2	Primeiros Ensaios	82
5.2.1	Banho de LN_2	82
5.2.2	Ancorando termicamente	84
5.2.3	Análise do Fator exponencial N	86
5.2.4	Redução da Histerese térmica	87
5.2.5	Resolução no <i>Flux Creep</i>	91
5.3	Ensaios Padronizados	93
5.3.1	Shanghai Superconductors	93
5.3.2	SuperOx	95
5.3.3	Super Power	96
5.4	Tensão no Tempo	98
5.4.1	Sistema IGBT	98
5.4.2	Pulsos com KDC 30-500	99
5.5	<i>Current Leads</i>	102
6	Conclusão	104
6.1	Trabalhos Futuros	105
	Referências Bibliográficas	107

A	Projeto do Sistema PCM	115
A.1	Fonte Corrente para Pulsos Rápidos	115
A.2	Monitoramento de Tensão	117

Lista de Figuras

2.1	Perda da resistência para supercondutores a temperaturas criogênicas.	6
2.2	Estado supercondutor delimitado por seus parâmetros críticos T_c , H_c e J_c . Figura adaptada de [2].	7
2.3	Distribuição do fluxo magnético em um condutor perfeito. (a) Sobreposição da densidade de campo aplicada B_a com o a densidade de campo B_M gerada pelas correntes i de blindagem. (b) Corpo blindado do campo externo. Figura adaptada de [8].	9
2.4	Comportamento Magnético de um Condutor Perfeito. (a)-(b) Condutor perde a resistência na ausência de campo. (c) Densidade de campo é aplicada ao condutor sem resistência. (d) Campo é removido. (e)-(f) Condutor perde a resistência na presença de campo. (g) Densidade de campo externo aplicada é removida. Figura adaptada de [8].	10
2.5	Comportamento Magnético do Supercondutor. (a)-(b) Condutor perde a resistência na ausência de campo. (c) Densidade de campo é aplicada ao condutor sem resistência. (d) Campo é removido. (e)-(f) Condutor perde a resistência na presença de campo. (g) Densidade de campo é removida. Figura adaptada de [8].	11
2.6	Efeito do campo magnético na energia livre de Gibbs	12
2.7	Variação da densidade de Fluxo nas Fronteiras de um Supercondutor.	14
2.8	Energia de Superfície Positiva. Figura adaptada de [8].	15
2.9	Energia de Superfície Negativa. Figura adaptada de [8].	17
2.10	Formação dos fluxóides e vórtices de corrente no estado misto. Figura adaptada de [2].	18
2.11	Dimensionamento dos fluxóides pelos parâmetros λ e ξ . Figura adaptada de [2].	19
2.12	Diferença no comportamento magnético dos supercondutores do tipo I e do tipo II. Figura adaptada de [2].	21
2.13	Supercondutor do tipo-II transportando corrente no estado misto. . .	22

2.14	Linha cronológica da descoberta de materiais supercondutores até os dias atuais. Figura retirada de [20].	24
2.15	Estrutura multifilamentar da fita 1G. Figura adaptada do site da fabricante SuperOx (http://www.superox.ru/en/).	25
2.16	Corte laminar da fita Super Power 2G HTS SCS4050. Figura adaptada de [24].	26
2.17	Influência do fator exponencial N na relação E-J	28
2.18	Esquemático do sistema de medição do Laboratório Nacional de Los Alamos. Figura adaptada de [34].	30
2.19	Esquemático adaptado de Frolek et al. [44] U é a tensão da fonte de alimentação; U_0 é a tensão no banco de capacitores; T_y é um tiristor. R_1 e R_n são resistores; D e D_1 são diodos; L é um indutor ; C a capacitância do banco de capacitores; e R a amostra de material fita HTS.	32
3.1	Imagem adaptada de [53]. Exemplo de um porta amostra simples para medição de pequenas amostra de supercondutores de alta corrente.	35
3.2	Diferença entre os arranjos da configuração quatro pontas e duas pontas. 36	36
3.3	Distâncias relevantes nos contatos de corrente e tensão para medição da amostra	38
3.4	Influência do Comprimento de Transferência de Corrente	39
3.5	Contatos de pressão feitos em fita HTS com folha de In. O contato de corrente é feito com blocos de cobre livres de óxido, parafusados em uma base de cobre isolada para fazer pressão contra uma camada intermediária de folha de In e a superfície da fita. Figura adaptada de [53].	42
3.6	tensão termoeétrica gerada entre materiais A e B diferentes em série no circuito de medição. Figura adaptada de [56].	44
3.7	Espectro de frequência das fontes de ruído de tensão. Figura adaptada de [57].	46
3.8	Ruído de Tensão térmica em função da resistência e banda de frequência. Figura adaptada de [57].	47
3.9	Ruido de rede de 1 mV superposto em um sinal de 100 mV CC. Figura adaptada de [56].	49
3.10	Integração em um ciclo de rede para retirar valor médio do ruído de 60 Hz. Figura adaptada de [56].	49
3.11	Par trançado dos fios de tensão e a área de <i>loop</i> no contato com a amostra	50
3.12	Múltiplos pontos de aterramento	51

3.13	Redução de <i>loops</i> de terra com impedância de modo comum.	52
3.14	Esboço de um gráfico tensão x corrente típico de um supercondu- tor, mostrando região resistência negligenciável ($< 70\% I_c$), a região altamente não linear próxima da corrente crítica e o ponto de <i>quench</i>	53
3.15	Diagrama da instrumentação para medição de corrente crítica.	54
3.16	Diagrama de um circuito linear básico de uma fonte de corrente re- gulada por transistor de potência. Figura adaptada de [53].	55
3.17	Ensaio de caracterização $V-I$ usando corrente pulsada.	56
3.18	Curvas $V-I$ hipotéticas para diferentes campos magnéticos utilizando o critério do campo crítico. Figura adaptada de [53].	58
3.19	Curvas $V-I$ hipotéticas para diferentes campos magnéticos utilizando o critério da resistividade. Figura adaptada de [53].	58
3.20	Curvas $V-I$ hipotéticas para diferentes campos magnéticos utilizando o critério do <i>Offset</i> . Figura adaptada de [53].	59
4.1	Curvas de <i>nucleate-boiling</i> para pressões diversas mostrando a trans- ferência de calor de uma superfície metálica para nitrogênio líquido. O fluxo de calor crítico é previsto pelo círculo no topo das curvas de <i>nucleate-boiling</i> . Figura adaptada de [67].	62
4.2	Design para o porta amostra com ancoragem térmica.	65
4.3	Porta amostra desmontado.	65
4.4	Vista ampliada do corte interno mostrando encaixe dos parafusos de latão na fita 2G para os contatos de tensão do método 4 pontas.	66
4.5	Pulso de corrente programado para 190 A e 100 ms de duração na fonte Argantix KDC 30-500.	67
4.6	Pulso de Corrente para 400 A com sistema de pulsos desenvolvido.	67
4.7	Barramento IEEE-488 para múltiplos equipamentos controlados por um computador.	68
4.8	Diagrama da conexão dos equipamentos utilizados no sistema de ca- racterização.	69
4.9	Projeto dos terminais de corrente do <i>current lead</i> para restrição es- pacial do criostato. Terminal de 4 K à esquerda com ranhuras para os fios de NbTi e terminal de 50 K a direita sem ranhuras.	70
4.10	Detalhes das ranhuras no primeiro <i>design</i> do terminal de 4 K para encaixe dos fios de NbTi.	71
4.11	Montagem dos dois terminais 4K e 50 K com a barra de inox.	71
4.12	Exposição da camada de YBCO na fita THEVA SF12050 com camada estabilizadora $10\mu m$ de Ag.	73

4.13	Fitas SF12050 envergadas pela contração térmica diferencial inerente no primeiro <i>design</i> do <i>current lead</i> ao banhar conjunto em LN_2	74
4.14	Projeto dos terminais de corrente dos <i>current leads</i> dimensionados para minimizar a resistência de contato e permitir extração de calor. Terminal de 4 K à esquerda com ranhuras para os fios de NbTi e terminal de 50 K à direita sem ranhuras.	78
4.15	Detalhes das ranhuras no terminal de 4 K para encaixe dos fios de NbTi.	78
4.16	Esquema da montagem geral do <i>current lead</i> . O conjunto é composto de 4 fitas 2G HTS de 12 mm, 8 fios de NbTi e os dois terminais de Cu, para 4 K e 50 K.	79
4.17	Fios de NbTi soldados no terminal de 4 K com solda de PbSn.	80
4.18	Suporte feito de G10 e duas chapas de cobre para teste de solda na fita de 12 mm da Shanghai Superconductor.	80
4.19	(a) Prensa hidráulica MARCONI MA098 com temperatura controlável em ambas as chapas. Esta foi usada para realizar procedimento de solda de fitas 2G HTS de 12 mm em terminais de cobre. (b) Fita 2G HTS soldada entre os dois terminais de cobre sem a placa de G10.	81
5.1	Curvas $V-I$ para fita da SuNam modelo HCNK04150.	83
5.2	Ampliação das Curvas $V-I$ para fita da SuNam HCNK04150 na zona inicial do processo de <i>quenching</i>	83
5.3	Curva $V-I$ para fita da SuNam modelo HCNK04150 com camada de Kapton [®] caracterizada com 100 ms x 500 ms e $E_{stop} = 2e5 \times E_c$	84
5.4	Análise $V-I$ ampliando a Figura 5.3 próximo do valor de V_c	85
5.5	Bolhas de Kapton [®] derretido na fita HCNK04150 devido ao processo de <i>quenching</i>	85
5.6	Curva $V-I$ para fita da SuNam modelo HCNK04150 sem camada de Kapton [®] caracterizada com 100 ms x 500 ms e $E_{stop} = 2e5 \times E_c$	86
5.7	Curva logarítmica de $V-I$ para fita da SuNam modelo HCNK04150 sem camada de Kapton [®]	87
5.8	Curvas $V-I$ para fita da SuNam modelo HCNK04150 sem camada de Kapton [®] caracterizadas com 100 ms de pulsos de corrente variando o intervalo entre pulsos.	88
5.9	Curvas $\ln(V-I)$ para fita da SuNam modelo HCNK04150 sem camada de Kapton [®] caracterizadas com 100 ms de pulsos de corrente variando o intervalo entre pulsos.	88

5.10	Curva logarítmica de $V-I$ para análise de N da fita da SuNam modelo HCNK04150 sem Kapton [®]	89
5.11	Curvas $V-I$ para SuNam HCNK04150 sem camada de Kapton [®] caracterizadas com pulsos 100 ms x 2000 ms com e sem ancoragem térmica.	89
5.12	Comparação da análise de N nas curvas $Ln(V-I)$ com pulsos de 100 ms x 2000 ms para fita SuNam HCNK04150 com e sem ancoragem térmica.	90
5.13	Fita HCNK04150 rompida por super aquecimento em ensaios de 200 ms x 500 ms.	91
5.14	Curva de $V-I$ da região intrínseca para fita da SuNam modelo HCNK04150 sem camada de Kapton [®]	92
5.15	Curva logarítmica de $V-I$ da região intrínseca para fita da SuNam modelo HCNK04150 sem camada de Kapton [®]	92
5.16	Curvas $Ln(V-I)$ SuNam modelo HCNK04150 sem camada de Kapton [®] para ensaios de 100 ms e 500 ms de pulso sobrepostas.	93
5.17	Curvas $V-I$ para fita da Shanghai Superconductors	94
5.18	Curva $Ln(V-I)$ da caracterização com pulsos de 100 ms por 2000 ms para fita Shanghai Superconductors.	94
5.19	Curvas $V-I$ para fita da SuperOx modelo 2014-10-R.	95
5.20	Curva $Ln(V-I)$ da caracterização com pulsos de 100 ms por 2000 ms para fita SuperOx modelo 2014-10-R.	96
5.21	Curva $V-I$ para fita da Super Power modelo SCS4050-APi.	97
5.22	Curva $Ln(V-I)$ da caracterização com pulsos de 100 ms por 2000 ms para fita Super Power modelo SCS4050-APi.	97
5.23	Pulso de de 1 ms e 340 A do circuito IGBT conectado ao porta amostra.	98
5.24	Curvas de tensão e corrente para pulsos de 100 ms e 190 A as situações de porta amostra com e sem ancoragem térmica.	99
5.25	Curvas de potência dissipada em pulsos de 100 ms e 190 A nas situações de porta amostra com e sem ancoragem térmica.	100
5.26	Curvas de tensão e corrente para pulsos de 100 ms e 200 A nas situações de porta amostra com e sem ancoragem térmica.	101
5.27	Curvas de potência dissipada em pulsos de 100 ms e 200 A nas situações de porta amostra com e sem ancoragem térmica.	101
5.28	Curva $V-I$ da amostra de 75 mm de comprimento da fita de 12 mm da Shanghai Superconductor lamina em inox 316 soldada em terminais de cobre.	102
5.29	Curvas $V-I$ para resistência de contato na amostra de 75 mm de comprimento da fita de 12 mm da Shanhgai Superconductor lamina em inox 316	102

A.1	Circuito da fonte de Pulsos Rápidos de Corrente simulado na plataforma Multisim 13.0.	115
A.2	Curvas típicas de operação do modulo IGBT CM1400DU-24NF da POWEREX. Figura adaptada do <i>datasheet</i> do fabricante.	116
A.3	Circuito de pré-amplificação para monitoramento de tensão durante aplicação de pulsos de corrente elevada.	117
A.4	Placa de pré-amplificação montada.	118
A.5	Tensão de Resistor <i>shunt</i> monitorada pelo pré-amplificador com ganho 100 em um pulso de 100 A de 100 ms da fonte KDC 30-500. . . .	118

Lista de Tabelas

2.1	Tabela com valores de T_c para algumas ligas metálicas e metais. Tabela adaptada de [7].	6
3.1	Tabela de coeficientes termoelétricos entre cobre e outros metais . . .	45
5.1	Tabela com diferenças construtivas das camadas da fitas 2G HTS caracterizadas	82
5.2	Tabela para valores N_{creep} e N_{flow} e I_c calculados de múltiplos ensaios de pulso 100 ms por 2000 ms	89
5.3	Configurações internas do nanovoltímetro para otimizar as medidas de tensão em diferentes tempos de largura de pulsos de corrente. . . .	91
5.4	Tabela para valores N_{creep} , N_{flow} , N_{trans1} , N_{trans2} e I_c calculados de múltiplos ensaios de pulso 100 ms por 2000 ms para fita Shanghai Superconductor	95
5.5	Tabela para valores N_{creep} , N_{flow} , N_{trans} e I_c calculados de múltiplos ensaios de pulso 100 ms por 2000 ms para fita SCS4050-APi.	98

Lista de Símbolos

A_c	Área de contato, p. 40
C	Constante de reação, p. 27
E	Campo elétrico, p. 2
E_a	Energia de ativação, p. 27
E_c	Campo elétrico crítico, p. 2
E_{stop}	Campo elétrico de parada, p. 56
F_L	Força de Lorentz, p. 21
F_P	Força de <i>pinning</i> , p. 23
H_a	Campo magnético aplicado, p. 11
H_c	Campo magnético crítico, p. 5
H_{c1}	Limite inferior de campo, p. 21
H_{c2}	Limite superior de campo, p. 21
I	Corrente de transporte, p. 21
I_c	Corrente crítica, p. 2
J	Densidade de corrente, p. 2
J_c	Densidade de corrente crítica, p. 2
N	Fator exponencial, p. 2
R	Constante universal dos gases perfeitos, p. 27
R_c	Resistência de contato, p. 40
$R_{amostra}$	Resistência da amostra, p. 36

T_c	Temperatura crítica, p. 5
$T_{fusão}$	Temperatura de fusão, p. 41
V	Tensão, p. 2
V_c	Tensão crítica, p. 57
ΔT	Variação de temperatura, p. 38
Φ_0	Quanta de fluxo, p. 20
\dot{q}	Fluxo de calor, p. 38
λ	Profundidade de penetração, p. 14
λ_L	Profundidade de penetração de London, p. 13
μ_0	Permeabilidade magnética do vácuo, p. 13
ρ^*	Limite para detecção de resistividade, p. 39
ρ_c	Resistência específica de contato, p. 40
ρ_m	Resistividade da matriz do fio, p. 40
ξ	Comprimento de coerência, p. 14
e	Carga do elétron, p. 13
g_n	Energia livre no estado normal, p. 11
g_s	Energia livre no estado supercondutor, p. 11
k	Constante de Ginzburg-Landau, p. 20
k_B	Constante de Boltzman, p. 27
m	Massa do elétron, p. 13
n_s	Densidade de superelétrons, p. 6
n_A	Número de Avogadro, p. 27
v	velocidade de reação, p. 27
v_d	Velocidade de deslocamento dos fluxóides, p. 22
x_{min}	Distância mínima de transferência de corrente, p. 39

Lista de Abreviaturas

1G	First Generation, p. 1
2G	Second Generation, p. 1
AES	Auger Electron Spectograph, p. 43
AMSC	American Superconductors, p. 1
BSCCO	Bismuto, Estrôncio, Cálcio e Óxido de Cobre, p. 24
CC	Corrente Contínua, p. 33
CEPEL	Centro de Pesquisa de Energia Elétrica, p. 2
CERN	Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire, p. 1
HTS	High Temperature Superconductors, p. 1
IBM	International Business Machines, p. 23
LASER	Laboratório de Super-Espectroscopia do Rio, p. 2
LASUP	Laboratório de Aplicações de Supercondutores, p. 2
LTS	Low Temperature Superconductors, p. 1
NPLC	Number of Power Line Cycles, p. 49
PCM	Pulse Current Measurement, p. 32
SFCL	Superconducting Fault Current Limiter, p. 1
SMES	Superconducting Magnetic Energy Storage, p. 2
UFF	Universidade Federal Fluminense, p. 3
YBCO	Ítrio, Bismuto e Óxido de Cobre, p. 24

Capítulo 1

Introdução

1.1 Motivações

Desde a descoberta dos supercondutores em 1911, o estudo de materiais supercondutores e suas propriedades trouxe inovações em diversos setores da engenharia. Com os supercondutores de baixa temperatura, também chamados de *Low Temperature Superconductors* (LTS), surgiram magnetos supercondutores capazes de alcançar altas densidades de campo. Hoje esses são aplicados em diversos projetos; dispositivos de levitação magnética, *current leads*, no acelerador de partículas do *Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire* (CERN) e outros. No entanto, por serem materiais de operação em baixa temperatura (~ 4 K) os custos com hélio líquido e criogenia limitaram sua implementação em ampla escala industrial por anos. Foi apenas em 1986, com a descoberta dos supercondutores cerâmicos de alta temperatura, os *High Temperature Superconductors* (HTS), que viabilizou-se um uso dos supercondutores em novos setores de alto nível de potência.

Dentro dessa nova perspectiva de potencial para os supercondutores, empresas ao redor do mundo investiram no desenvolvimento desses materiais em estruturas práticas para aplicação em equipamentos. Desse contexto, surgiram as chamadas fitas supercondutoras; fios em formato de fita feitos de material supercondutor e outros compostos. Nos últimos anos a fabricação dessas fitas alcançou alto grau de homogeneidade em escala quilométrica, necessário para confiabilidade em projetos de larga escala. Atualmente essas fitas se encontram na segunda geração (2G), possuem diversos fabricantes (Super Power, SuNAM, SuperOx, AMSC, Shanghai Superconductors e outros), e apresentam alto desempenho e benefícios com relação às suas predecessoras 1G. O uso dessas fitas permitiu a introdução dos supercondutores em uma variedade de novas tecnologias aplicadas no setor de energia, transporte, médico, industrial e militar. Projetos mais específicos incluem, cabos de transmissão, transformadores, limitadores de corrente supercondutores (SFCL)[1],

motores e geradores[2], magnetos de alto campo, armazenador de energia magnética (SMES) e barras de corrente (*Current Leads*).

Nesse quadro de possibilidades de aplicação dos supercondutores HTS o Laboratório de Aplicação de Supercondutores (LASUP) da UFRJ e o Centro de Pesquisa de Energia Elétrica (CEPEL) buscam acompanhar essa corrida tecnológica. Contudo, a falta de uma teoria geral que explique o fenômeno da supercondutividade torna necessária uma rigorosa análise experimental das fitas 2G HTS a serem postas em operação. Sabendo disso, o Laboratório de Supercondutividade do CEPEL e o LASUP tem colaborado para aperfeiçoar seus respectivos sistemas de medição tensão-corrente ($V-I$) para caracterização de fitas 2G HTS [3][4][5][6]. As medições $V-I$ agora buscam obter informações operacionais de fitas em condições muito além dos parâmetros de tensão e corrente crítica (V_c e I_c), no chamado regime de *Flux Flow*, antes do material sair do estado supercondutor e entrar no regime Normal. Para alcançar essas condições, uma nova parceria foi feita com o Laboratório de Super-Espectroscopia do Rio (LASER) da UFRJ para construção de um novo sistema de medição caseiro capaz de aplicar pulsos ultra-rápidos de corrente. Além do intuito de estudar fitas 2G no *Flux Flow*, esse sistema também servirá para auxiliar no projeto de *current leads* capazes de operar em vácuo, necessários para o andamento dos experimentos com armadilhas de átomos no LASER.

1.2 Objetivos

A formulação mais precisa atualmente para descrever o transporte de corrente nos supercondutores de alta temperatura crítica (HTS) é a de Anderson-Kim, também conhecida como *Power Law*. Essa teoria descreve empiricamente uma relação exponencial entre campo elétrico E e densidade de corrente J em um supercondutor como sendo $E/E_c = (J/J_c)^N$. Nessa formulação o fator exponencial N e a densidade de corrente crítica J_c são variáveis cruciais não só para compreender os processos elétricos e termodinâmicos intrínsecos do material ao passar do estado supercondutor para o normal, mas também para modelos de simulação computacional. Já E_c é o valor de campo elétrico crítico que surge no material e define J_c .

1.2.1 Objetivos Gerais

A técnica mais confiável atualmente para obtenção de J_c e N é o Método de Transporte. Porém é uma técnica limitada pelo processo térmico de *quenching* em fitas 2G expostas por longos períodos de tempo a elevados campos elétricos. Medições realizadas no CEPEL e no LASUP usando o método de transporte com corrente pulsada mostraram que resultados reprodutíveis podem ser obtidos tomando-se os

devidos cuidados. Contudo algumas amostras ficaram danificadas sob pulsos de 100-200 ms devido a aquecimento local. Esse trabalho busca criar técnicas para contornar essa limitação térmica e assim realizar uma análise abrangente de N .

Tal análise será de extrema importância para aprimoramento de simulações voltadas para o projeto de limitador de corrente supercondutor em andamento no CEPEL em parceria com LASUP e na Universidade Federal Fluminense (UFF) . As técnicas experimentais desenvolvidas também servirão para o projeto de construção de *current leads* operando em vácuo, em andamento no LASER.

1.2.2 Objetivos Específicos

A primeira parte desse trabalho focou-se em desenvolver duas técnicas para contornar as limitações térmicas das fitas 2G HTS no método do de transporte:

- Proporcionar uma ancoragem térmica nas amostras de fitas 2G HTS afim de otimizar a transferência de calor para o banho de nitrogênio líquido;
- construir um novo sistema de caracterização para utilizar o método de transporte com pulsos rápidos de corrente de duração 1 a 10 ms.

Espera-se que com a implementação de pelo menos uma dessas técnicas possa-se atingir caracterizações precisas do fator exponencial N , em diferentes modelos de fitas 2G HTS.

Com o domínio das técnicas experimentais desenvolvidas na primeira parte desse trabalho, a segunda parte teve-se em usar as mesmas técnicas para projetar e construir *current leads*. Esses dispositivos deverão ser capazes de operar em vácuo, levando em regime contínuo correntes da ordem de 1000 A, de um estágio criogênico em 50 K para um segundo estágio em 4 K.

1.3 Organização do texto

Esse trabalho está dividido em 7 capítulos: "Introdução", "Supercondutores", "Técnicas Experimentais", "Metodologia", "Resultados" e "Conclusão". A introdução, aqui já apresentada, abrange as motivações e os objetivos dessa dissertação. Em "Supercondutores" será feita uma breve revisão teórica das propriedades, classificação e estado atual dos supercondutores.

O capítulo 3, devido à especificidade dos métodos de laboratório implementados, foi dedicado a descrever os procedimentos experimentais adequados em medições criogênicas de baixa tensão e resistência. No capítulo 4, explica-se a adaptação dos conhecimentos experimentais do capítulo 3 nas técnicas implementadas nesta

dissertação. Os resultados e sua discussão foram organizados no capítulo 5 e as conclusões no capítulo 6.

Capítulo 2

Supercondutores

Neste capítulo será apresentada uma breve introdução teórica e histórica do fenômeno da supercondutividade. Definiremos os parâmetros críticos do estado supercondutores e as diferentes classificações dos materiais que desenvolvem a supercondutividade. Grande parte das deduções expostas neste capítulo foram adaptadas de [7][8].

2.1 Resistência Nula

A resistividade elétrica de ligas metálicas decresce quando resfriadas. Quando a temperatura é reduzida, os efeitos térmicos das vibrações dos átomos também são reduzidos e a condução dos elétrons pelo material sofre menos interferência. Para metais perfeitamente puros o movimento dos elétrons sofre interferência apenas das vibrações térmicas latentes no material e a resistência se aproxima de zero conforme a temperatura se aproxima do zero absoluto. Entretanto, qualquer amostra de metal não é perfeitamente pura. Logo, além das vibrações térmicas dos átomos o movimento dos elétrons sofre interferência das impurezas. O resultado disso é uma resistência residual que permanece nas mais baixas temperaturas.

Entretanto, na Universidade de Leiden em 1911, Kamerlingh Onnes descobriu que certos metais mostram um comportamento curioso quando resfriados. Para temperaturas muito próximas do zero absoluto a resistividade deixa de ser linear com a temperatura e adquire valores praticamente desprezíveis (Figura 2.1). Essa situação foi batizada na época, de estado supercondutor e a transição para esse estado pode ocorrer mesmo para metais com impurezas.

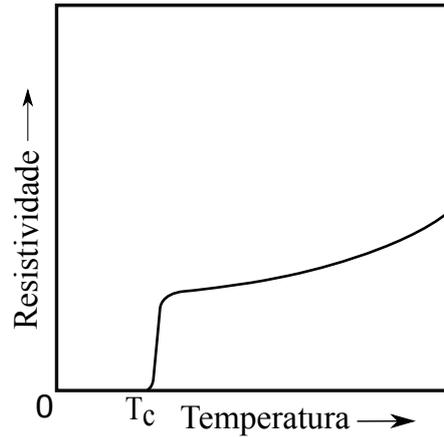


Figura 2.1: Perda da resistência para supercondutores a temperaturas criogênicas.

2.1.1 Parâmetros Críticos

A temperatura na qual o material supercondutor perde sua resistência é chamada de *temperatura de transição* ou *temperatura crítica*, denotada por T_c . Cada material possui uma temperatura crítica. A Tabela 2.1 mostra os valores de T_c para alguma metais.

Ligas	Nb	Pb	Ta	Sn
$T_c(K)$	9,3	7,2	4,5	3,7

Tabela 2.1: Tabela com valores de T_c para algumas ligas metálicas e metais. Tabela adaptada de [7].

Até 1914, Onnes continuando os estudos na área, constatou que o fenômeno da supercondutividade desaparecia quando o material ficava exposto a um campo magnético de determinada intensidade e o mesmo ocorria para uma densidade de corrente. Dessa forma concluiu-se que três parâmetros definiam o estado supercondutor: temperatura crítica T_c , campo magnético crítico H_c e densidade de corrente crítica J_c . Ou seja, os valores de temperatura, campo magnético e densidade de corrente no material devem permanecer abaixo dos seus respectivos pontos críticos para que o estado supercondutor se manifeste (Figura 2.2).

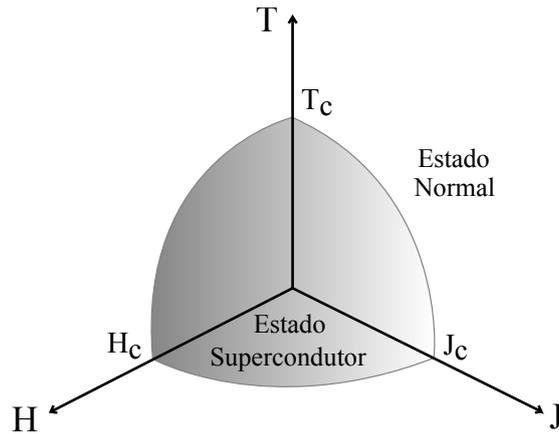


Figura 2.2: Estado supercondutor delimitado por seus parâmetros críticos T_c , H_c e J_c . Figura adaptada de [2].

2.1.2 Modelo de dois fluidos

Muitas das propriedades dos supercondutores podem ser explicadas considerando que abaixo da temperatura crítica os elétrons de condução se dividem em duas classes: os "superelétrons", que viajam de forma altamente ordenada com interação pareada de dois elétrons pela rede cristalina sem sofrer resistência, e os elétrons "normais" que experimentam resistência assim como elétrons de condução em metais. Quão mais próxima é a temperatura do metal de 0 K maior a parcela de elétrons se comportando como superelétrons e em 0 K todos os elétrons se comportam como superelétrons. Conforme a temperatura do metal sobe, maior a parcela presente de elétrons normais. Eventualmente, na temperatura de transição todos os elétrons se tornam "normais" e o metal sai do estado supercondutor. A variável que define a quantidade de superelétrons é a densidade de superelétrons n_s .

Em suma, o supercondutor abaixo de T_c é permeado por dois fluidos de elétrons: o fluido composto por elétrons normais e o composto por superelétrons. Sendo que a relação de densidade entre os fluidos depende da temperatura. Esse modelo de dois fluidos foi desenvolvido a partir de argumentos termodinâmicos que serão discutidos mais a frente.

2.2 Diamagnetismo Perfeito

Nesta seção definiremos as condições para o fenômeno do diamagnetismo perfeito, diferenciando as características magnéticas dos supercondutores e dos teorizados condutores perfeitos.

2.2.1 Condutor perfeito

Ao final da seção anterior podemos chegar a uma conclusão precipitada de classificar os supercondutores como condutores perfeitos devido a sua capacidade de adquirir resistência nula. Tentemos então deduzir as propriedades magnéticas de um condutor perfeito.

Supondo um material "condutor perfeito", abaixo da sua temperatura crítica, a resistência de qualquer caminho fechado arbitrário pelo material será nula. Sendo assim, a quantidade de fluxo magnético concatenada pelo caminho fechado não pode mudar. Isto só pode ocorrer se a densidade de campo em qualquer ponto do material não variar no tempo, (Equação 2.1). Conseqüentemente a distribuição de fluxo no corpo deve se manter inalterada mesmo na transição para o estado de resistência nula.

$$\frac{d\vec{B}}{dt} = 0 \quad (2.1)$$

Suponhamos agora que o material perca sua resistência na ausência de um campo magnético e que em seguida um campo externo seja aplicado (Figura 2.4 (a)-(d)). Como a densidade de fluxo no material não pode mudar, a densidade deve permanecer nula mesmo após a aplicação do campo magnético. Dessa forma, ao se aplicar o campo, correntes serão induzidas no material de maneira a gerar uma densidade de fluxo, de valor igual e oposto à densidade de fluxo advinda do campo aplicado. Já que as correntes induzidas não encontram resistência, a densidade de fluxo dentro do material permanece nula (Figura 2.3a).

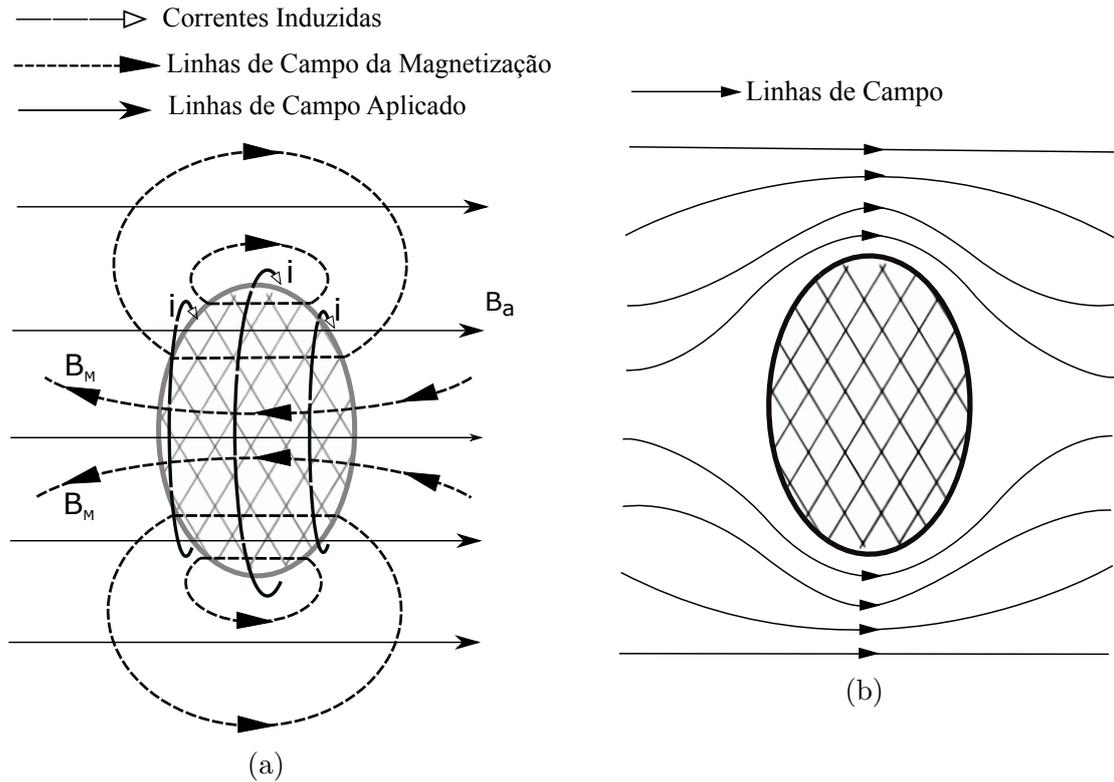


Figura 2.3: Distribuição do fluxo magnético em um condutor perfeito. (a) Sobreposição da densidade de campo aplicada B_a com a densidade de campo B_M gerada pelas correntes i de blindagem. (b) Corpo blindado do campo externo. Figura adaptada de [8].

A Figura 2.3b mostra a distribuição resultante de fluxo magnético proveniente da superposição dos fluxos externos aplicado e gerado internamente. É como se houvesse uma blindagem do corpo com relação ao campo aplicado, levando o material a uma condição de diamagnético perfeito. Nessa situação, caso o campo aplicado seja cessado o corpo volta para sua condição original (desmagnetizado).

Consideremos agora uma situação em que o campo externo é aplicado ao material antes do mesmo se tornar um condutor perfeito, ou seja, temperatura do corpo acima da temperatura crítica (Figura 2.4 (e)-(g)). Em seguida, o corpo é resfriado até ficar abaixo da temperatura crítica. Quando houver perda da resistividade, não haverá efeito na magnetização, logo a distribuição de fluxo permanecerá inalterada. Por final, o campo externo é retirado. Como a densidade de fluxo no interior do corpo não pode variar, correntes serão induzidas permanentemente pelo material para manter o fluxo interno. O resultado, é um corpo magnetizado permanentemente.

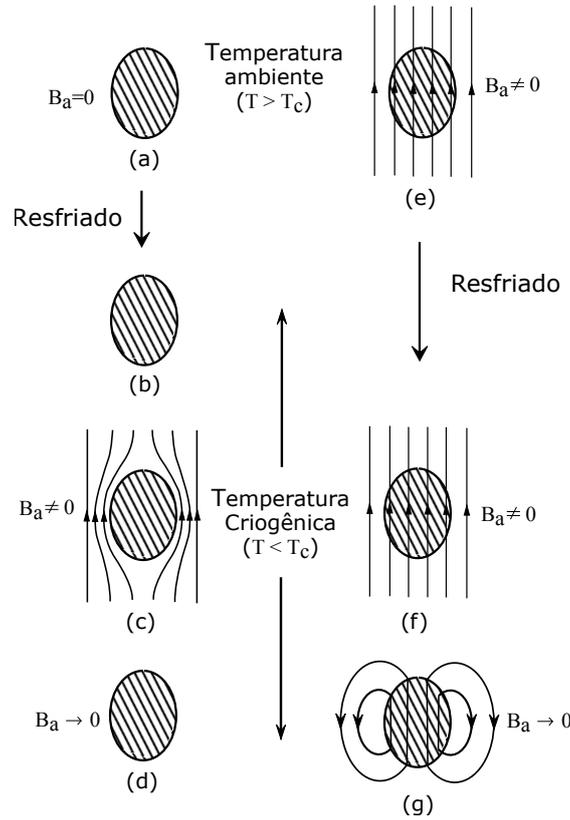


Figura 2.4: Comportamento Magnético de um Condutor Perfeito. (a)-(b) Condutor perde a resistência na ausência de campo. (c) Densidade de campo é aplicada ao condutor sem resistência. (d) Campo é removido. (e)-(f) Condutor perde a resistência na presença de campo. (g) Densidade de campo externo aplicada é removida. Figura adaptada de [8].

2.2.2 Efeito Meissner-Ochsenfeld

Por 22 anos, após a descoberta do primeiro material supercondutor, assumiu-se que o comportamento dos supercondutores na presença de campos magnéticos seria o mesmo de um condutor perfeito. No entanto, em 1933 Meissner e Ochsenfeld realizaram medidas de distribuição de fluxo magnético nas fronteiras de amostras de estanho e chumbo [9]. Ambas as amostras foram resfriadas abaixo de suas respectivas temperaturas críticas sob a presença de campo magnético e o resultado observado não foi o mesmo teorizado para um condutor perfeito (Figura 2.5 (e)-(g)). Abaixo de T_c as amostras se tornavam diamagnéticos perfeitos espontaneamente, cancelando todo fluxo magnético no interior do corpo. Concluiu-se que a densidade de fluxo no interior de um material supercondutor é sempre zero ($\vec{B} = 0$).

Em outras palavras: Quando um supercondutor é resfriado abaixo de T_c na presença de campo magnético, correntes são induzidas na superfície, circulando de forma a anular a densidade de fluxo dentro do corpo. Tal efeito, ficou conhecido como **Efeito Meissner-Ochsenfeld**. O estado de magnetização de um condutor

perfeito depende da ordem na qual as condições finais de temperatura e campo magnético foram obtidas. Já a magnetização de um supercondutor independe da ordem, é definida apenas pelos valores atuais de temperatura e campo magnético aplicado (Figura 2.5).

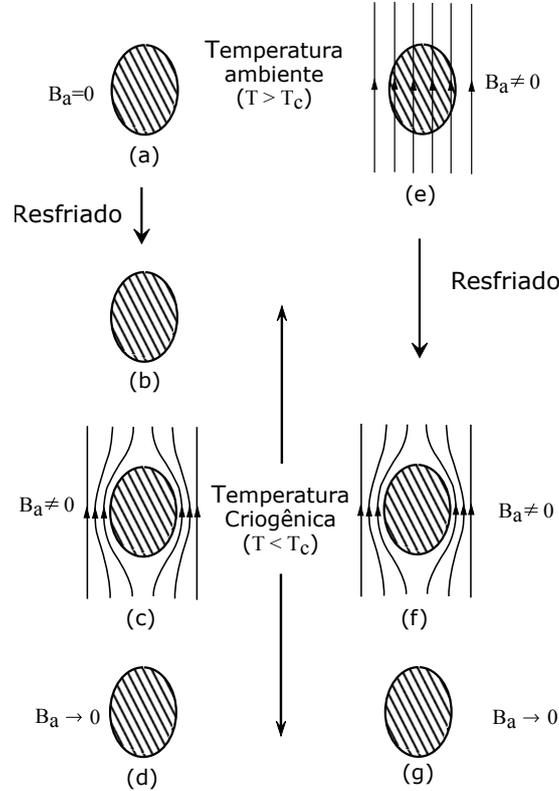


Figura 2.5: Comportamento Magnético do Supercondutor. (a)-(b) Condutor perde a resistência na ausência de campo. (c) Densidade de campo é aplicada ao condutor sem resistência. (d) Campo é removido. (e)-(f) Condutor perde a resistência na presença de campo. (g) Densidade de campo é removida. Figura adaptada de [8].

Ou seja, o supercondutor não é apenas caracterizado pela ausência de resistência, mas sim pela resistência nula junto com o efeito Meissner-Ochsenfeld.

2.3 Energia livre de um Supercondutor

Na seção 2.2.2 verificou-se que o estado de magnetização de um supercondutor depende dos valores de campo magnético e temperatura e não da forma como as condições foram alcançadas. Esse aspecto implica que do ponto de vista termodinâmico a transição do estado normal para o estado supercondutor é reversível. Podemos então aplicar conceitos termodinâmicos aos supercondutores utilizando temperatura e campo magnético como variáveis.

Em qualquer sistema, o estado de equilíbrio é aquele com menor energia livre.

Dessa forma, chegamos a conclusões pertinentes sobre o campo magnético crítico considerando o efeito de campo sobre a energia livre do corpo supercondutor. Comparamos então a diferença da contribuição magnética para a energia livre dos dois estados, supercondutor e normal, para um mesmo campo magnético.

Considerando um corpo feito de material supercondutor na forma de uma barra comprida cilíndrica. Se abaixo da temperatura crítica T_c o corpo entra no estado supercondutor, então a energia livre do estado supercondutor deve ser menor que a energia do estado normal, caso contrário o corpo permaneceria no estado normal. Supondo uma temperatura T na ausência de campo ($H_a = 0$), a energia livre de Gibbs para o estado supercondutor será $g_s(T, 0)$ e para o normal $g_n(T, 0)$ (Figura 2.6)

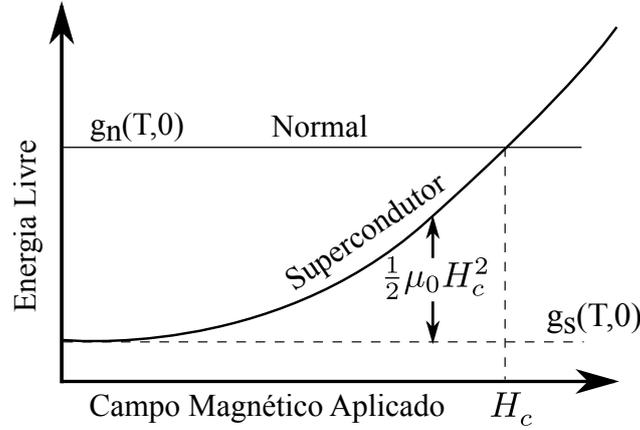


Figura 2.6: Efeito do campo magnético na energia livre de Gibbs

Aplicando um campo magnético de intensidade H_a paralelo ao comprimento da barra e lembrando que qualquer material ao ser incidido por um campo adquire uma magnetização M [8], modifica-se a energia livre (Equação 2.2).

$$\Delta g(H_a) = -\mu_0 \int_0^{H_a} M dH_a \quad (2.2)$$

No caso do campo produzindo uma magnetização na mesma direção do campo (positiva), a energia livre é reduzida. No caso do supercondutor, a aplicação de campo deve gerar uma magnetização contrária $M = -H$ (negativa) que cancela o fluxo devido ao campo aplicado. Dessa forma a energia livre aumenta (Equação 2.3).

$$g_s(T, H) = g_s(T, 0) + \mu_0 \int_0^{H_a} |M| dH_a$$

Como $|I| = H$:

$$g_s(T, H) = g_s(T, 0) + \mu_0 \frac{H_a^2}{2} \quad (2.3)$$

Já o estado normal é virtualmente não magnético e adquire magnetização desprezível com aplicação de campo. Conseqüentemente não há variação da energia livre ao contrário do que vimos no estado supercondutor. Se o campo aplicado for forte e elevar a energia do supercondutor para um valor igual ou acima da energia do estado normal, o corpo deixa de ser supercondutor. Esse caso onde $g_s(T, H) > g_n(T, 0)$ em análise conjunta com a equação 2.3 nos dá:

$$\mu_0 \frac{H_a^2}{2} > [g_n(T, 0) - g_s(T, 0)] \quad (2.4)$$

ou seja, existe um campo magnético máximo que pode ser aplicado ao supercondutor sem que haja transição para o estado normal. Esse valor de campo é conhecido como campo magnético crítico (H_c), o mesmo discutido na seção 2.1.1, e é dado por:

$$H_c(T) = \left\{ \frac{2}{\mu_0} [g_n(T, 0) - g_s(T, 0)] \right\}^{1/2} \quad (2.5)$$

A energia livre do material supercondutor no estado normal g_n é independente da intensidade do campo magnético aplicado H_a . Ao se aplicar um campo magnético no material no estado supercondutor eleva-se a energia livre g_s em $\frac{1}{2}\mu_0 H_a^2$. O campo crítico H_c é a intensidade que eleva g_s para g_n . Concluimos então que para um dado campo H_a aplicado no material no estado supercondutor, a diferença de energia entre o estado supercondutor e o normal será:

$$g_n - g_s = \frac{1}{2}\mu_0(H_c^2 - H_a^2) \quad (2.6)$$

2.4 Teoria de London

O efeito Meissner mostra que dentro de um supercondutor a densidade de fluxo B não é só constante, mas que seu valor é sempre zero. Ou seja, B e \dot{B} devem zerar rapidamente logo abaixo da superfície do corpo. Em 1933, os irmãos, F. e H. London [10] sugeriram que esse comportamento magnético de um supercondutor poderia ser descrito por 2.7:

$$\nabla^2 \dot{B} = \frac{1}{\alpha} \dot{B} \quad (2.7)$$

Isso significaria que a densidade \vec{B} e sua taxa $\dot{\vec{B}}$ se anularia ao longo de um caminho interno ao corpo como descrito por 2.8:

$$B(x) = B_a e^{-\frac{x}{\sqrt{\alpha}}} \quad (2.8)$$

$$\dot{B}(x) = \dot{B}_a e^{-\frac{x}{\sqrt{\alpha}}} \quad (2.9)$$

Usando equação 2.7 podemos determinar a distribuição de fluxo magnético dentro do supercondutor quando um campo magnético uniforme de densidade B_a é aplicado paralelo a superfície (Figura 2.7). Nesse caso podemos usar a forma unidimensional da equação 2.7 que origina 2.10.

$$\frac{\partial^2 B(x)}{\partial x^2} = \frac{1}{\alpha} B(x) \quad (2.10)$$

Onde $B(x)$ é a densidade de fluxo e x a distância dentro do material. A solução para 2.10 é dada por 2.11. Sendo B_a a densidade de fluxo do campo aplicado a superfície do corpo no estado supercondutor.

$$B(x) = B_a e^{\left(\frac{-x}{\sqrt{\alpha}}\right)} \quad (2.11)$$

Na equação 2.11 a densidade de fluxo decresce exponencialmente dentro do supercondutor, caindo para $1/e$ do seu valor B_a na superfície para um distância $x = \sqrt{\alpha}$. Essa distância é chamada de *profundidade de penetração de London* λ_L . Como $\alpha = m/\mu_0 n_s e^2$, o comprimento de penetração de London é dado pela expressão 2.12. Onde e é a carga de um elétron, μ_0 a permeabilidade magnética do vácuo, m a massa do elétron e n_s a densidade de superelétrons, como já discutido na seção 2.1.2.

$$\lambda_L = \sqrt{\frac{m}{\mu_0 n_s e^2}} \quad (2.12)$$

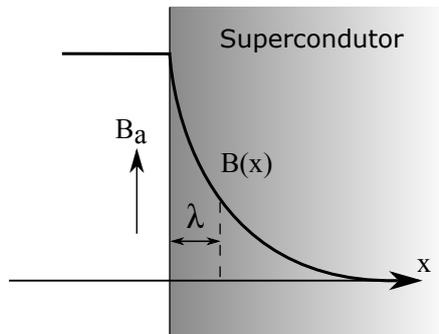


Figura 2.7: Variação da densidade de Fluxo nas Fronteiras de um Supercondutor.

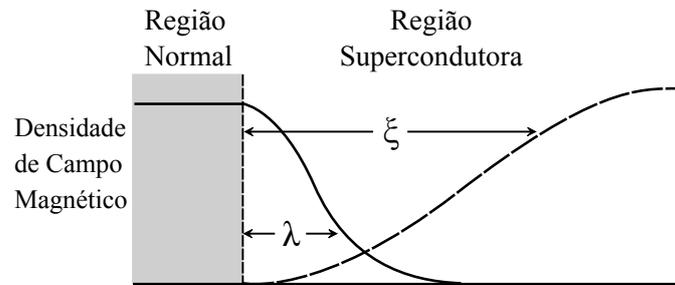
Para termos uma noção prática do fenômeno substitui-se m e e pelos valores usuais de massa e carga do elétron, e usando n_s como 4×10^{28} (valor usual para metais) o comprimento de penetração de London fica em torno de 10^{-6} cm.

Em suma, as equações da teoria de London descrevem um rápido decaimento exponencial da densidade de campo a partir da sua superfície. Embora nulo no seu interior, o campo ainda existe numa fina película de espessura λ junto à superfície. Esse parâmetro será de importância para seções mais a frente.

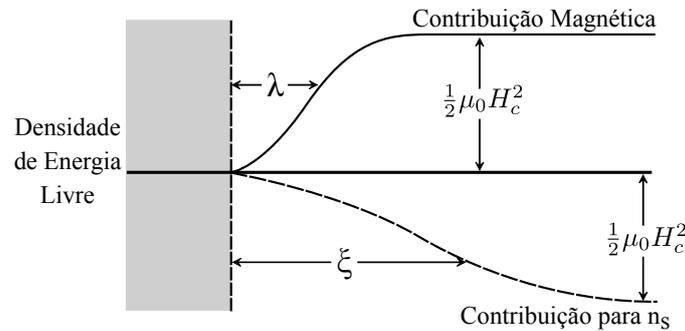
2.5 Energia de Superfície

2.5.1 Comprimento de Coerência

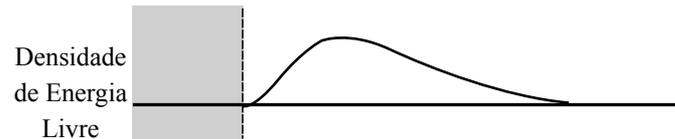
De certa forma os superelétrons são mais ordenados que os elétrons normais. Pode-se assim identificar o grau de ordem de um supercondutor pela sua densidade de superelétrons n_s . Em 1953, *Brian Pippard* introduziu o conceito de *comprimento de coerência* [11]. Considerando vários aspectos dos supercondutores, *Pippard* chegou à conclusão de que n_s não poderia mudar rapidamente com a posição dentro no material. Apenas poderia sofrer mudanças consideráveis dentro de uma certa distância. Essa distância é chamada comprimento de coerência ξ . Foi uma concepção vaga porém muito importante que mais tarde se alinharia com as previsões da teoria de *Ginzburg-Landau* [12]. Um dos argumentos favoráveis à ideia de ξ foi o fato dele providenciar uma explicação simples da origem da energia de superfície, como será descrito a seguir.



(a) Profundidade de penetração e comprimento de coerência na fronteira



(b) Contribuição para energia livre



(c) Energia livre total

Figura 2.8: Energia de Superfície Positiva. Figura adaptada de [8].

Considerando a presença de um campo magnético crítico H_c observa-se a região supercondutora em fronteira com a região normal (Figura 2.8a). Não há uma mu-

dança abrupta de uma região totalmente normal para uma supercondutora; a densidade de campo penetra uma distância λ no interior do material e segundo o comprimento de coerência o número de superelétrons n_s aumenta gradativamente ao longo da distância ξ na região supercondutora.

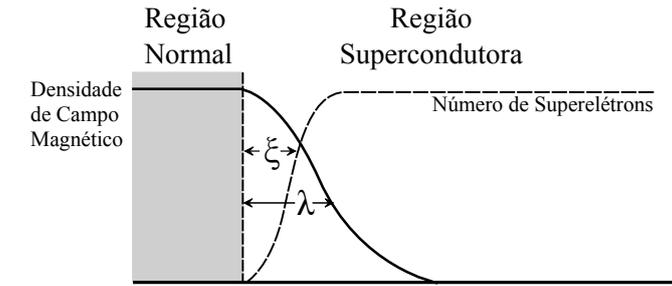
Agora voltando atenção na energia livre da fronteira. Para que haja estabilidade nessa fronteira é necessário que as energias livres da região supercondutora e da região normal sejam iguais nessa interface. Existem duas contribuições para mudança da energia livre da região supercondutora com relação a normal. A primeira é devido a presença de superelétrons ordenados, fazendo a energia livre do estado supercondutor ser reduzida em $g_n - g_s$. A segunda é uma contribuição de $\frac{1}{2}\mu_0 H_c^2$ proveniente da magnetização positiva adquirida para cancelar a densidade de campo dentro do material. Então é necessário que $\frac{1}{2}\mu_0 H_c^2 = g_n - g_s$ para que no interior da região supercondutora as duas contribuições se cancelem e a energia livre seja a mesma na vizinhança da região normal. Observando a Figura 2.8b, nota-se que se ξ é maior que λ a energia livre total aumenta perto da fronteira; em outras palavras, existe uma energia de superfície positiva. A grosso modo, pode-se dizer que a energia de superfície é aproximadamente $\frac{1}{2}\mu_0 H_c^2(\xi - \lambda)$. Isto pode ser observado substituindo as curvas da Figura 2.8a por degraus retangulares, cujas mudanças na densidade de campo e n_s ocorrem abruptamente a distâncias λ e ξ respectivamente do limite da região normal.

O comprimento de coerência, junto com a energia de superfície são conceitos fundamentais dos supercondutores. Estes possuem papel vital na determinação dos chamados supercondutores do tipo-II que foram foco desse trabalho.

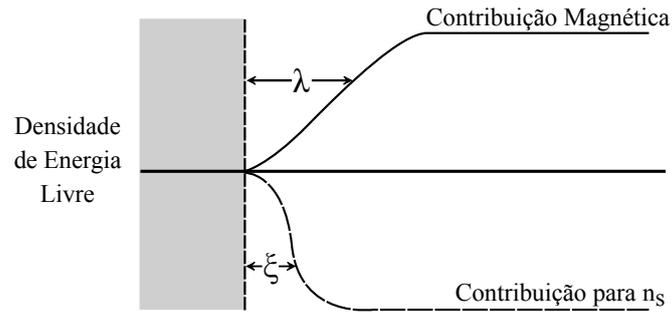
2.5.2 Energia de Superfície Negativa

Na seção anterior mostrou-se como existe uma energia de superfície associada com a fronteira entre a região supercondutora e a normal devido aos parâmetros de λ e ξ . Vimos que se ξ for maior que λ , como ocorre na grande maioria dos metais, aumenta-se a energia livre total na fronteira 2.8c e assim se tem um energia de superfície positiva.

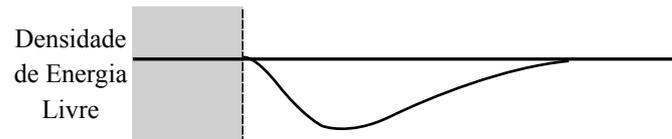
Contudo, os valores de λ e ξ variam para diferentes materiais. É possível que o comprimento de coerência seja menor que a profundidade de penetração, tornando a energia de superfície negativa, como ilustrado na Figura 2.9.



(a) Profundidade de penetração e comprimento de coerência na fronteira



(b) Contribuição para energia livre



(c) Energia livre total

Figura 2.9: Energia de Superfície Negativa. Figura adaptada de [8].

Isso indica que energia é liberada na interface entre região normal e supercondutora. Nesse caso, a presença de fronteira com região a normal reduz a energia livre. Como um material sempre assume a condição de menor energia livre, na situação de uma energia de superfície negativa seria esperado uma maior formação de interfaces com regiões normais conforme o campo magnético é aplicado.

2.6 O Estado Misto

Por muitos anos acreditou-se que todos os materiais supercondutores se comportassem da mesma forma e que os fenômenos anômalos observados em ligas e metais impuros, provenientes da energia de superfície negativa, fossem efeitos de "impurezas" e/ou defeitos. Houve pouco interesse científico na época para explicar o fenômeno. Foi apenas em 1957, que Alexei Abrikosov percebeu que os supostos fenômenos anômalos de certos supercondutores "impuros" eram na verdade novas propriedades inerentes no material. Com isso ele teorizou a existência de uma nova classe de supercondutores com diferentes propriedades.

2.6.1 Fluxóides e Vórtices

Na seção 2.3, vimos que na presença de um campo magnético H_a a energia livre do estado normal é maior que a energia do estado supercondutor, por uma quantidade de $\frac{1}{2}\mu_0(H_c^2 - H_a^2)$. Em seguida, na seção 2.5.1 constatamos que o diamagnetismo perfeito implica na existência de uma energia de superfície na fronteira entre as regiões normal e supercondutora do material.

Supondo agora a existência de uma energia de superfície negativa como descrito na seção 2.5.2. A situação energeticamente favorável para o material, produzir a mínima energia livre, seria criar uma grande quantidade de regiões normais quando um campo magnético for aplicado. O material ficaria completamente permeado por regiões supercondutoras e estreitas zonas de regiões no estado normal, onde as fronteiras seriam paralelas ao campo aplicado.

Esse estado é conhecido como Estado Misto. Para isso acontecer, a configuração das regiões normais pelo corpo supercondutor precisa ser tal que a razão entre superfície e volume de material normal seja máxima. A configuração favorável dessa situação é atingida com a formação de regiões cilíndricas de material normal, paralelas ao campo magnético (Figura 2.10a). Essas regiões normais são denominadas fluxóides [13] e posteriormente demonstrou-se por experimentos de decoração magnética [14] que um arranjo hexagonal da rede daria a configuração mais estável (Figura 2.10b).

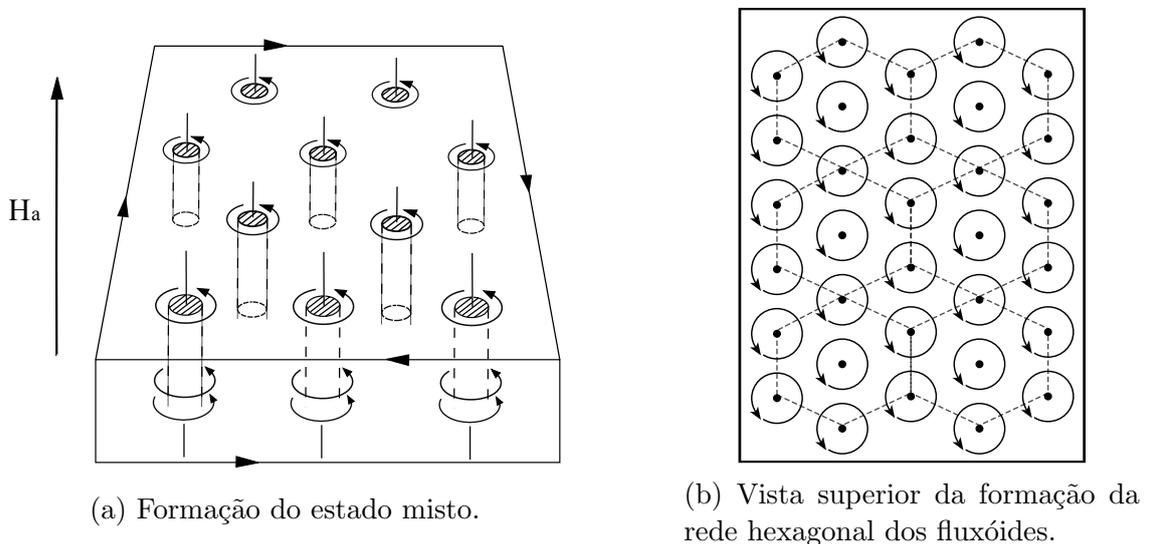


Figura 2.10: Formação dos fluxóides e vórtices de corrente no estado misto. Figura adaptada de [2].

Para manter a maior razão superfície por volume, também é esperado que os raios dessas regiões cilíndricas sejam os menores possíveis e o número de fluxóides o maior possível.

A região supercondutora é diamagnética e não permite passagem de campo, mas as regiões normais permitem uma penetração. O fluxo magnético em cada fluxóide é quantizado com valor de $\Phi_0 = \hbar/2e$, possui a mesma direção do campo aplicado e é gerado por vórtices de supercorrentes que circulam em torno. A Figura 2.10a mostra o padrão dos fluxóides e das supercorrentes circulantes.

2.6.2 Detalhes do Estado Misto

A Figura 2.10a do estado misto, onde regiões cilíndricas normais permeiam o corpo supercondutor é uma boa aproximação para fins ilustrativos, mas não descreve os detalhes do arranjo. Primeiramente, os centros dos fluxóides não são precisamente definidos. A transição na fronteira do estado supercondutor para o normal ocorre ao longo de uma distância que é aproximadamente igual a ξ . Mais ainda, o fluxo magnético aprisionado em cada fluxóide não é restritamente confinado, ele permeia os arredores ao longo de uma distância aproximadamente igual a λ .

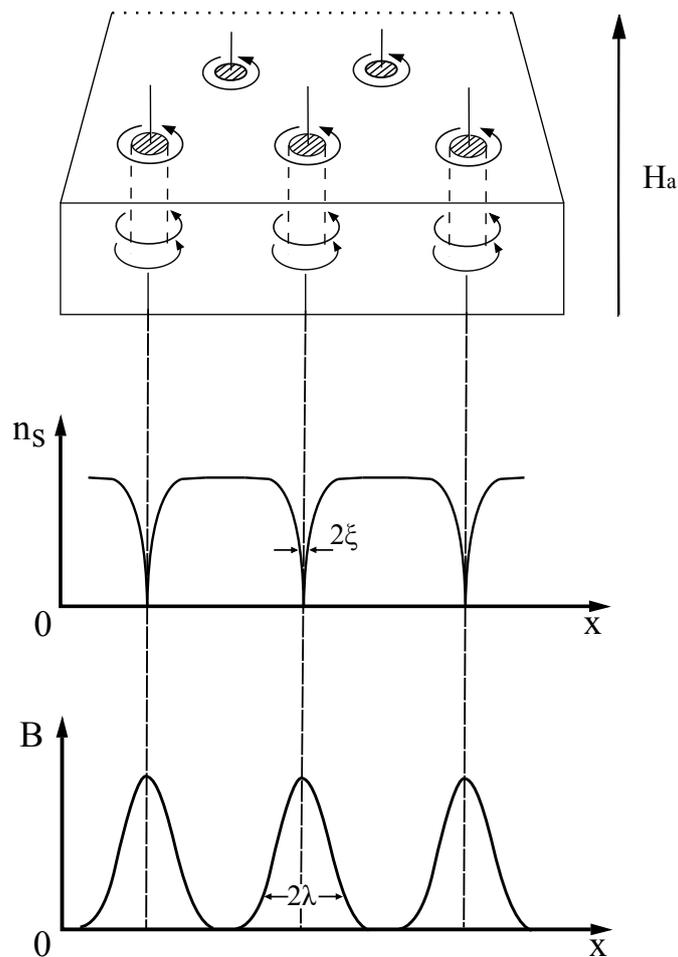


Figura 2.11: Dimensionamento dos fluxóides pelos parâmetros λ e ξ . Figura adaptada de [2].

As propriedades do material variam de forma periódica com a posição (Figura

2.11). Em direção ao centro de cada fluxóide a concentração n_s de super elétrons cai para zero rapidamente criando zonas finas como linhas de material no estado normal. A densidade de fluxo advinda do campo magnético aplicado é máxima nos centros dos vórtices e decai até zero ao longo de uma distância λ concatenando um fluxo total quantizado de valor $\Phi_0 = 2,068 \times 10^{-15} \text{ Wb}$.

Ao se aproximar do centros dos vórtices, n_s decresce, então energia deve ser provida para quebra dos pares. Aproximando cada fluxóide para um cilindro de raio ξ , a aparição dessas regiões normais resultaria em aumento da energia livre em $\pi\xi^2 \times \frac{1}{2}\mu_0 H_c^2$ por unidade de comprimento. Entretanto, ao longo de um raio de λ o material é não diamagnético, então há um decremento local de energia magnética de aproximadamente $\pi\lambda^2 \times \frac{1}{2}\mu_0 H_a^2$ por unidade de comprimento, onde H_a é o campo aplicado. Para que haja uma redução da energia livre total do corpo com a formação do arranjo de fluxóides é necessário que a expressão 2.13 seja verdade.

$$\pi\xi^2 \times \frac{1}{2}\mu_0 H_c^2 < \pi\lambda^2 \times \frac{1}{2}\mu_0 H_a^2 \quad (2.13)$$

Pela condição 2.13, para que surja o estado misto abaixo de H_c , precisamos ter $\xi < \lambda$. Essa é a mesma condição deduzida da existência de uma energia livre de superfície negativa já abordada em seções anteriores.

2.6.3 Supercondutores do Tipo-I e do Tipo-II

Experimentalmente, os supercondutores do tipo-II foram descobertos em 1935 por Lev Shubnikov e Rjabinin [15]. Em 1950, a possibilidade de dividir os supercondutores em dois tipos foi proposta pela consequência da energia de superfície negativa analisando a constante $k = \lambda/\xi$ da teoria de *Ginzburg-Landau* [12]. Entretanto, a escassez de observações experimentais junto com falta de uma teoria sólida impediam uma precisa descrição do comportamento dos supercondutores tipo-II. Foi só em 1957, com a teoria do estado misto de Alexei Abrikosov [13], que a divisão dos supercondutores em dois tipos, os do tipo-I e os do tipo-II, foi feita precisamente.

Os supercondutores do tipo-I seriam aqueles cujo parâmetro de penetração de London é praticamente nulo, e sua energia livre de superfície é positiva ($k > 0,707$), assim qualquer campo magnético externo é completamente expulso do material até atingir a intensidade do campo magnético crítico H_c . Praticamente todos os primeiros elementos químicos descobertos com a propriedade supercondutiva são caracterizados como tipo-I, ou chamados moles.

Já nos materiais do tipo-II, λ é consideravelmente mais elevado chegando a condição de $k < 0,707$. Como consequência, a minimização da energia de superfície seria atingida com a maximização da área de interface entre a região supercondutora e a normal. Sendo assim, é energeticamente favorável para o material entrar

no estado misto.

No entanto, requer-se um mínimo valor de campo magnético para que o supercondutor entre no estado misto. Isto pode ser observado analisando 2.13 que demonstra a redução da energia livre pelo surgimento do estado misto. Para um determinado valor de ξ relativo a λ , constata-se que H_a precisa ser maior que uma fração de H_c . Esse valor mínimo é conhecido como limite inferior de campo H_{c1} . Abaixo de H_{c1} o material apresenta o comportamento do tipo-I, com Efeito Meissner "puro". Já para uma faixa entre H_{c1} e um segundo valor de campo mais elevado H_{c2} , o supercondutor deixa uma parcela de campo permear, caracterizando o chamado Estado Misto. E para valores de campo acima de H_{c2} o material deixa o estado supercondutor.

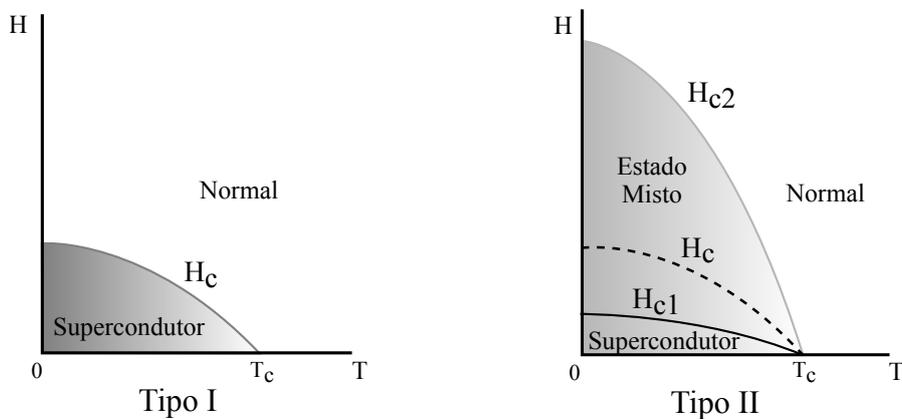


Figura 2.12: Diferença no comportamento magnético dos supercondutores do tipo I e do tipo II. Figura adaptada de [2].

2.7 Corrente Crítica em Supercondutores do Tipo-II

Consideremos um trecho de comprimento l e seção transversal A de supercondutor do tipo-II abaixo de T_c , na presença de um campo magnético maior que H_{c1} , ou seja, no estado misto (Figura 2.13). Se uma corrente de transporte I cruzar esse corpo, em qualquer ponto do material haverá uma densidade de corrente J . Porém, como já foi visto na seção 2.6, um supercondutor no estado misto é atravessado por fluxo quantizado nas regiões de vórtices. Dessa forma, surge uma força de Lorentz entre o fluxo gerado nos vórtices e os elétrons da corrente de transporte. Em cada vórtex essa força F_L atua perpendicular à direção da corrente de transporte e ao fluxo.

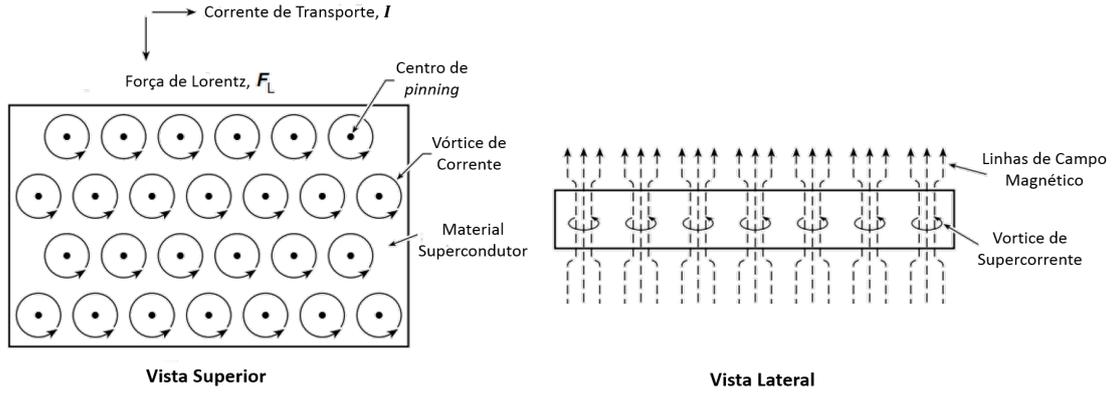


Figura 2.13: Supercondutor do tipo-II transportando corrente no estado misto.

Se a densidade de campo magnético B incide a um ângulo θ com relação a corrente I , então a força de Lorentz é dada por $F_L = IB\sin(\theta)$. Como cada vórtex aprisiona um fluxo Φ_0 , a densidade de campo média será $B = n\Phi_0$, onde n é o número de vórtices por unidade de área perpendicular a B . Logo, a força de Lorentz pode ser reescrita como $F_L = J\Phi_0\sin(\theta)$. Se o comprimento total de todos os vórtices existentes no trecho l é nlA , então a força média por unidade de comprimento de vórtex é $(I/A)\Phi_0\sin(\theta)$. Mesmo havendo variação da densidade de corrente a densidade de corrente média será $J = I/A$, então a força de Lorentz por unidade de comprimento de cada vórtex pode ser descrita pela equação 2.14 :

$$F_L = J\Phi_0\sin(\theta) \quad (2.14)$$

Simplificando para o caso de um campo perpendicular $\theta = 90^\circ$ a força será.

$$F_L = J\Phi_0 \quad (2.15)$$

Se não houvesse uma força para se contrapor à F_L , os fluxóides iriam se deslocar livremente a uma velocidade v_d induzindo um campo elétrico E_L na mesma direção e sentido oposto à J . O campo elétrico E_L oposto à passagem de corrente geraria uma dissipação de energia na forma térmica que acabaria elevando a temperatura do material acima de T_c , levando o corpo para o estado normal.

Contudo, este é um cenário onde a capacidade de condução de corrente elétrica fica extremamente limitada. Tal limitação deixaria os supercondutores do tipo-II sem nenhuma aplicabilidade prática. Para impedir o movimento da rede, pequenas impurezas e defeitos, já existentes ou introduzidos no material, geram uma força contrária à F_L . Essa força, conhecida como força de *pinning* fixa os fluxóides nos chamados centros de *pinning* e possui seu valor limitado pela quantidade de impurezas intrínsecas no material e geradas no processo de fabricação adotado. Nem todo fluxóide é fixado espacialmente por essa força, há uma interação entre os vórtices de

corrente que é suficiente para gerar uma rigidez na rede de Abrikosov. Sendo assim, basta que apenas alguns fluxóides sejam ancorados para que toda a rede permaneça imóvel.

Chamemos então a força média de *pinning* de F_P . Contanto que J produza uma força F_L menor que F_P haverá uma situação estável e a rede não irá se mover. Entretanto, se a J for elevada, levando F_L acima da força F_P , a rede de fluxóides passa a poder se mover pelo material. Se a rede é posta em movimento e existe uma força "viscosa" se opondo à esse movimento, trabalho precisa ser gerado para manter a movimentação. Em outras palavras, se uma corrente I eleva J de maneira a movimentar os fluxóides da rede, haverá uma queda de tensão pelo material que será vista como um campo elétrico E .

A movimentação da rede pelo material quando $F_L \gg F_P$, é conhecida como "*Flux flow*" e é fonte da resistividade observada em supercondutores do tipo-II. A corrente crítica no caso será, aquela que gera a força F_L suficiente para desafixar o fluxóide do seu centro de *pinning* (Equação 2.16). No caso de forças F_L próximas a força de *pinning*, um dos modelos que descreve a relação E-J no material é o modelo do estado crítico [16]. No entanto, esse é um modelo com considerações que não abrange satisfatoriamente o comportamento E-J de todos os supercondutores do tipo-II, em especial os HTS [16].

$$J_c \Phi_0 = F_P \tag{2.16}$$

2.8 Supercondutores HTS

Em 1986, nos laboratórios da IBM em Zurique, George Bednorz e Alex Müller ao realizar experimentos com a cerâmica LaBaCuO, concluíram que uma classe de cupratos apresentava supercondutividade a 35 K [17]. Esses novos, materiais, ficaram classificados como Supercondutores de Alta Temperatura Crítica (HTS).

Já no ano seguinte, *Ching-Wu Chu* realizou testes trocando o Lantânio por Ítrio, elevando a temperatura crítica para 92 K [18][19]. Foi a partir desse período que diversos cientistas e empresas no mundo todo começaram a dar mais atenção para o fenômeno da supercondutividade na aplicação em projetos de larga escala. Temperaturas críticas próximas de 77 K podem ser obtidas com nitrogênio líquido ao invés do hélio líquido, conseqüentemente reduzindo os custos com equipamentos de refrigeração criogênicos. A Figura 2.14 mostra um gráfico das descobertas dos composto supercondutores ao longo dos anos e suas respectivas temperaturas críticas.

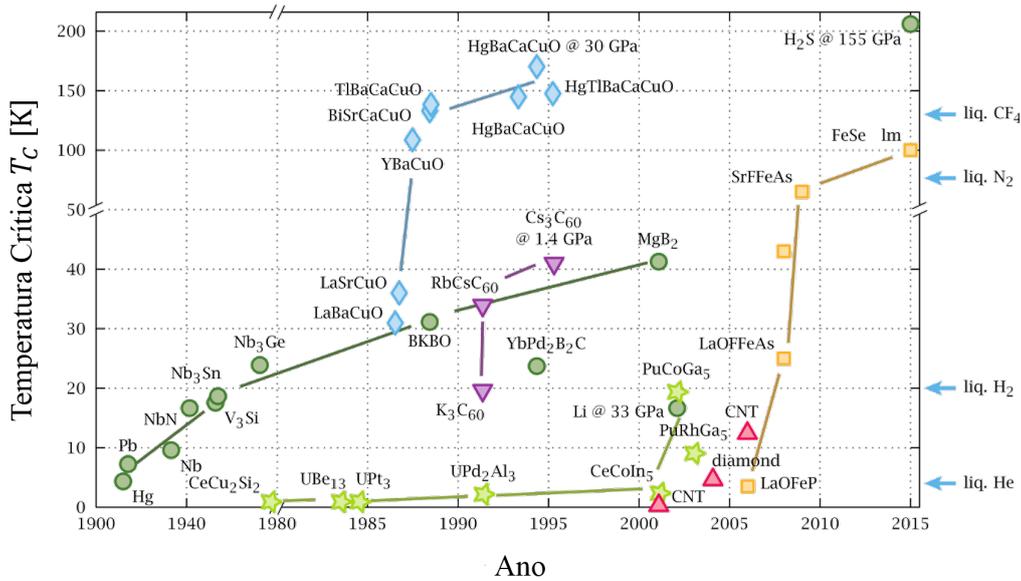


Figura 2.14: Linha cronológica da descoberta de materiais supercondutores até os dias atuais. Figura retirada de [20].

Na Figura 2.14, considera-se os materiais com T_c acima de 30 K como HTS. Atualmente os HTS mais usados para aplicações são $Bi_2Sr_2Ca_1Cu_2O_x$ e o $Bi_2Sr_2Ca_2Cu_3O_x$, conhecidos respectivamente como Bi-2212 ($T_c = 90 K$) e Bi-2213 ($T_c = 110 K$) ou BSCCO. Outro composto extremamente usado é o $YBa_2Cu_3O_7$, também conhecida como Y-123 ou YBCO [21].

2.9 Fitas Supercondutoras HTS

Fitas supercondutoras são compósitos formados por trechos de material supercondutor HTS e matéria metálica. Devido a anisotropia tanto do BSCCO quanto no YBCO [22] [23], a estrutura macroscópica que otimiza o transporte de corrente é um fio flexível no formato de fita, que abaixo de uma temperatura crítica adquire as características elétricas de um supercondutor tipo-II.

2.9.1 Fitas 1G

Os BSCCO's (2212 e 2223) foram os primeiros materiais HTS a serem usado para produzir fitas supercondutoras. Essa primeira geração de fitas (1G) são produzidas até hoje para projetos de linhas de transmissão e motores [21].

Sua produção usa um processo de empacotamento de um pó supercondutor de BSCCO em um tubo de prata que posteriormente é trefilado, laminado e aquecido sucessivas vezes até dar forma a uma estrutura de fita filamentada (Figura 2.15)

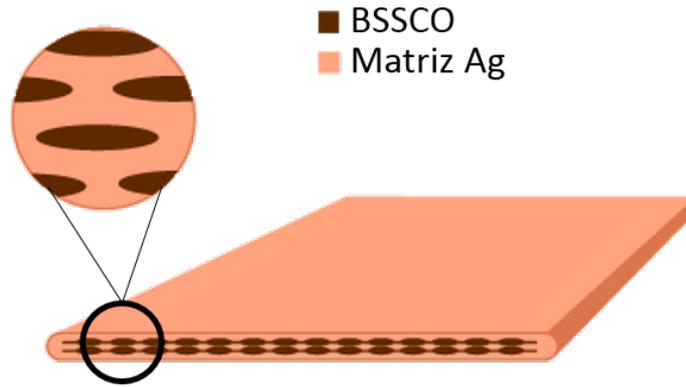


Figura 2.15: Estrutura multifilamentar da fita 1G. Figura adaptada do site da fabricante SuperOx (<http://www.superox.ru/en/>).

2.9.2 Fitas 2G

Atualmente a maioria dos fabricantes de fitas supercondutoras já migraram para a segunda geração (2G) de HTS. Materiais 2G HTS são reconhecidos como superiores, oferecendo melhor desempenho em campo magnético e propriedades mecânicas melhoradas. Fitas HTS fabricadas com tecnologia 2G agora superam as 1G no desempenho elétrico, mas com custos mais elevados. Poucos compostos de terras raras são conhecidos como opções de materiais para as fitas 2G. Os compostos mais utilizados na indústria atualmente são Ítrio, Samário, Neodímio e Gadolínio com bário e óxido de cobre para formar o $(Re)BCO$ [21].

A grande maioria das fitas 2G possui a mesma estrutura básica: um substrato, na qual a fita será montada, a camada de material supercondutor $(Re)BCO$ com terra-rara de escolha, as camadas de *buffer* e a camada estabilizadora. Existem variações na composição, na espessura das camadas dependendo do tipo de aplicação, e também nos diferentes revestimentos (cobre, latão, aço inoxidável, sem revestimento) ou a espessura da camada protetora de prata. Um esquema exemplo dessa estrutura em camadas para o modelo SCS4050 da SuperPower se encontra na Figura 2.16.

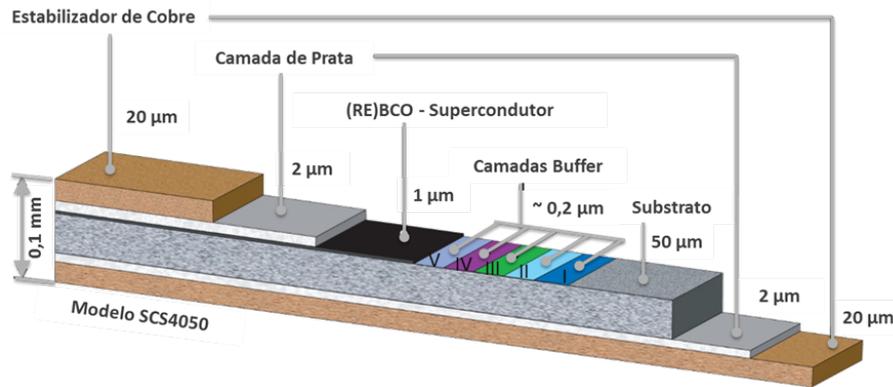


Figura 2.16: Corte laminar da fita Super Power 2G HTS SCS4050. Figura adaptada de [24].

- **Substrato:** Liga de níquel *Hasteloy C276*, esta provê a base para a formação ordenada das camadas de (Re)BCO e as de *buffer*;
- **Camada *buffer* I:** Evita difusão dos metais do substrato para as camadas intermediárias. Feita de Al_2O_3 na SCS4050;
- **Camada *buffer* II:** Chamada também de “camada semente” feita de Y_2O_3 , esta influencia o plano de orientação da “camada guia”.
- **Camada *buffer* III:** conhecida como “camada guia”, é feita de MgO e gera a simetria biaxial da fita;
- **Camada *buffer* IV:** feita de MgO homo-expitaxial, esta auxilia na textura de deposição;
- **Camada *buffer* V:** ultima camada de *buffer* que serve como “camada capa” e faz o casamento dos reticulados de MgO com os reticulados de (Re)BCO (no caso YBCO) protegendo a camada epitaxial de MgO ;
- **Camada (Re)BCO:** é camada de supercondutor que irá conduzir a corrente elétrica;
- **Camada de Prata:** camada que desvia o fluxo de corrente elétrica na fita em caso de transição da camada de supercondutor do estado normal para o supercondutor;
- **Estabilizador de Cobre:** O modelo, o SCS4050, possui essa camada dupla de cobre revestindo ambos os lados da fita, protegendo-a durante as fases de transição pela ótima condutibilidade térmica, isolando as camadas intermediárias do meio externo e oferecendo resistência mecânica;

2.10 Densidade de Corrente em fitas 2G

Em 1964, Anderson e Kim [25][26] introduziram o conceito *flux creep* para explicar uma movimentação térmicamente ativada dos vórtices da rede de Abrikosov nos supercondutores tipo II LTS. Essa teoria foi introduzida para tentar descrever a relação exponencial entre tensão e corrente aplicada nos LTS. Contudo essa relação exponencial é usualmente explicada pela não uniformidade de J_c no material. Modelos de Warnes e Larbalestier [27] e Plummer e Evetts [28] obtiveram sucesso ao se basear na não uniformidade de J_c para explicar essa relação não linear. No entanto esse mecanismo não foi bem sucedido para supercondutores de alta temperatura. Nos HTS há diferenças de comportamento devido ao menor comprimento de coerência, flutuações térmicas nas temperaturas mais altas, anisotropia dentre outros. Foi apenas em 1996, que Brandt [29] utilizou e modificou o conceito *flux creep* para incorporar integralmente o comportamento exponencial nos materiais HTS.

2.10.1 Fomulação Anderson-Kim

A formulação de Anderson–Kim estabelece uma relação entre o campo elétrico e a densidade de corrente no supercondutor que ocorre em uma taxa exponencial dependendo da temperatura do supercondutor. Para entendermos melhor essa relação resgata-se a Lei de Arrhenius que descreve a relação da velocidade de uma reação química com a temperatura em que ela ocorre e sua energia de ativação [29].

$$v = C e^{\frac{-E_a}{RT}} \quad (2.17)$$

Na equação de Arrhenius v é a velocidade de uma reação química, T é a temperatura absoluta em Kelvin, C é uma constante específica de cada reação química, E_a é a energia de ativação e R é a constante universal dos gases perfeitos, sendo $R = nk_B$ (n_A é o número de Avogadro e k_B constante de Boltzman). Fazendo uma analogia do campo elétrico gerado pela movimentação dos fluxóides com a velocidade das reações químicas descrita em 2.17, temos:

$$E(J) = E_c e^{\frac{-U(J)}{RT}} \quad (2.18)$$

Onde E_c é o valor crítico do campo elétrico do supercondutor que indica a movimentação dos fluxóides e J_c a densidade de corrente que provoca esse campo. Assim como nas reações químicas, também é necessário haver uma energia de ativação para que o fenômeno ocorra. Essa energia U que surge em função da densidade de corrente J , é descrita por Zeldov et al. [30] na equação 2.19:

$$U(J) = U_c \ln\left(\frac{J_c}{J}\right) \quad (2.19)$$

Sendo U_c a energia de ativação crítica, J_c a densidade de corrente crítica característica de cada supercondutor e J a densidade de corrente aplicada. Substituindo a equação 2.18 em 2.19 temos:

$$E(J) = E_c \left(\frac{J}{J_c} \right)^{\frac{U_c}{RT}} \quad (2.20)$$

Chamando $N = U_c/RT$ podemos escrever a equação 2.21, amplamente conhecida como *Power Law* que permite caracterizar o supercondutor pela relação da densidade de corrente com o campo elétrico.

$$E(J) = E_c \left(\frac{J}{J_c} \right)^N \quad (2.21)$$

Na equação 2.21, os parâmetros J_c e N são os principais termos a serem analisados. J_c descreve a capacidade de transporte de corrente do supercondutor e N a relação entre o campo elétrico E e a densidade de corrente J_c . O comportamento do supercondutor pode ser modelado em condições distintas, variando o fator exponencial N .

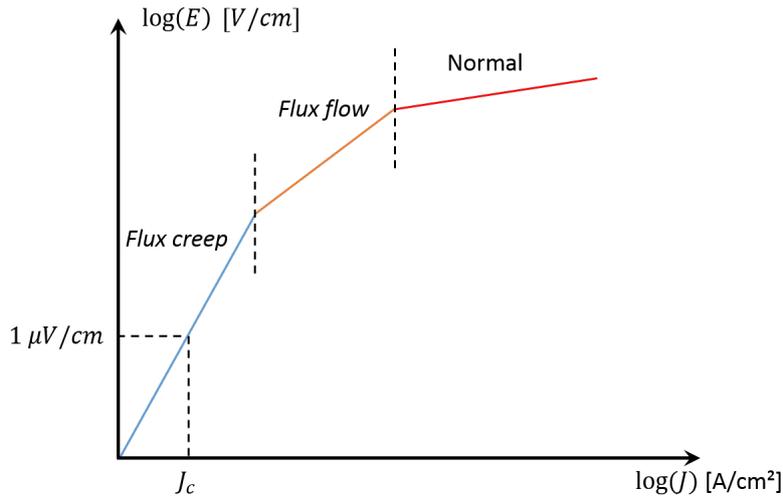


Figura 2.17: Influência do fator exponencial N na relação E-J

- Resistência Nula ($N \rightarrow \infty$): dissipação pelo campo elétrico praticamente desprezível, não há movimentação dos fluxóides. Este comportamento é descrito pelo Modelo de Bean [31] e não está representado na Figura 2.17.,
- *Flux-creep* ($25 \leq N_{creep} \leq 50$): há movimentação de fluxóides devido a valores de densidade de corrente que induzem forças de Lorentz da mesma ordem de grandeza das forças de *pinning*.
- *Flux-flow* ($2 \leq N_{flow} \leq 5$): há movimentação de fluxóides devido a valores de densidade de corrente que induzem forças de Lorentz muito superiores às

forças de *pinning*.

- Normal ($N = 1$): Comportamento ôhmico. Não é mais energeticamente favorável para o material entrar no estado misto. A dissipação é proporcional ao quadrado da corrente.

2.10.2 Densidade de Corrente Crítica J_c

A determinação de J_c é a análise mais fundamental da caracterização de uma fita ou fio supercondutor. Essa variável revela a capacidade de transporte de corrente no supercondutor. Esta é extraída experimentalmente das curvas $V-I$ no cálculo de I_c , ou seja, I_c e J_c remetem a mesma informação.

As primeiras medidas de J_c em fitas supercondutoras são feitas na ausência de qualquer campo externo (auto campo) sem variação de temperatura em grandes comprimentos de fita para se observar a homogeneidade da estrutura multicamada. Porém para aplicação prática, outras variáveis devem ser levadas em conta.

Métodos numéricos para computar a corrente crítica efetiva de dispositivos feitos de fitas supercondutoras de alta temperatura necessitam o conhecimento prévio da densidade de corrente crítica em função do campo B e do ângulo de incidência θ , ou seja $J_c(B, \theta)$. Estudos reproduzidos no LASUP [5] já reafirmaram que J_c decai com a densidade de campo aplicado B_a . Devido a anisotropia das fitas 2G observa-se que J_c não só é função da densidade de campo B_a mas também do ângulo de incidência θ do campo com relação a superfície da fita. A maioria dos modelos de fita 2G anteriores a 2010 apresentam uma relação simétrica com a angulação θ no decaimento de I_c em torno de 90° para uma mesma intensidade de campo. Nesse caso o modelos matemáticos para $J_c(B, \theta)$ como o desenvolvido por Grilli et al. [32] funcionam relativamente bem.

Contudo, em 2009, a fabricante Super Power implementou o procedimento de *advanced pinning* [24] na produção de fitas para melhorar a performance de I_c nas condições mais críticas de B_a e θ . Essa melhora no processo de *pinning* introduziu uma assimetria nas curvas $J_c(B, \theta)$ que dificulta a utilização dos antigos modelos matemáticos citados. Mais ainda, a eficiência dessa inovação vem forçando diversos outros fabricantes a se adaptarem seguindo o mesmo caminho. Ou seja, estudos experimentais de $J_c(B, \theta)$ continuam sendo indispensáveis nessa corrida de performance das fitas 2G.

2.10.3 Fator Exponencial N

Esse fator é um importante parâmetro que representa a homogeneidade de um supercondutor e a sensibilidade dos centros de *pinning* aos efeitos térmicos de aque-

cimento na movimentação dos fluxóides. Mais que isso, ajuda a avaliar a força de *pinning* e o seu mecanismo. É um termo crucial de entrada em simulações numéricas de fitas supercondutoras utilizadas na construção de bobinas, magnetos e limitadores de corrente.

Estudos mais antigos de Goodrich et al. [33] de N e da segunda derivada (dE^2/dJ^2) da *Power Law* em supercondutores de baixa e alta temperatura, já mostram-se extremamente úteis para diagnosticar problemas de aquecimento e como indicadores da transição de estado supercondutor para normal.

Pesquisas mais recentes de Jeffrey O. Willis et al. [34] no Laboratório Nacional de Los Alamos, expandiram a análise de N para observar sua dependência com relação não só com a intensidade de campo aplicado e o ângulo de incidência mas também com a relação a temperatura e posição ao longo do comprimento de fitas, ou seja $N(B, \theta, T, L)$. As medidas foram feitas em um sistema de medição desenvolvido pelo próprio grupo inicialmente construído para investigar I_c em largos comprimentos de fita (Figura 2.18).

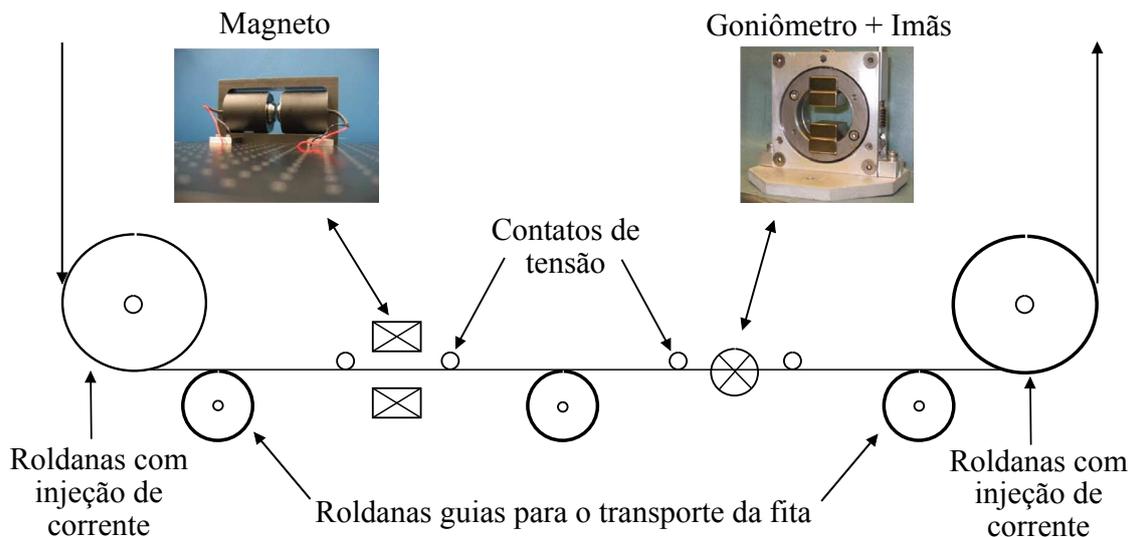


Figura 2.18: Esquemático do sistema de medição do Laboratório Nacional de Los Alamos. Figura adaptada de [34].

Dois estágios de medição foram instalados no sistema ao longo da amostra de fita que aplicam valores de campo magnético perpendicular à passagem de corrente na fita. No primeiro estágio, um eletromagneto aplica campos de 0 a 1,4 T perpendicular ao plano da fita. No segundo estágio, um par de ímãs permanentes instalado em um goniômetro aplica uma campo de 0,52 T em qualquer ângulo com respeito a superfície da fita. Nas proximidades de ambos os estágios, fora da região magnética, contatos de tensão móveis são instalados. A corrente de transporte que cruza a amostra de fita é injetada por duas roldanas de cuproníquel (separados de 40 cm) em contato de pressão. As medidas são realizadas elevando a corrente de 0 até o

um valor máximo estipulado em degraus de 200 passos em 30 segundos. A medição de I_c é definida quando a corrente máxima é atingida ou quando a tensão chega no valor crítico arbitrário entre 50 e 100 μV

Análises de uma amostra de 20 m de fita da AMSC laminada com latão 344 e $I_c \sim 100 \text{ A}$ mostraram que na presença de campo magnético paralelo a superfície da fita ($H_{\parallel ab}$) N não varia ao longo do comprimento da amostra. Já $I_c(H_{\parallel ab})$ depende fortemente da posição. Observou-se também que para um campo perpendicular à fita ($H_{\parallel c}$) N é função de $I_c(H_{\parallel c})$ com fator de correlação R^2 elevado. Em contraste, $N(H_{\parallel ab})$ é praticamente desacoplado de $I_c(H_{\parallel ab})$. Contudo o mais intrigante foi a "anti" correlação $N(H_{\parallel c})$ com $N(H_{\parallel ab})$ encontrada.

Nessa mesma vertente de estudo, Chudy et al. [35] buscam analisar N de amostras de fitas 2G HTS de 4 mm e 12 mm de diferentes fabricantes para presença de campos magnéticos e controle de temperatura. Segundo Chudy, a performance de fitas HTS em campos magnéticos elevados ainda é relativamente baixa. Especialmente em fitas com baixos valores de N que conseqüentemente acabam tendo que operar com transporte de corrente reduzido. Visto essas limitações o Departamento de Engenharia da Universidade de Cambridge em parceria com Universidade de Tecnologia de Viena tentam manipular o valor de N em fitas comerciais inserindo centros de *pinning* artificiais através da irradiação de nêutrons. Utilizando o reator triga mark II [36] bombardeia-se amostras de fitas com nêutrons inserindo defeitos esféricos aleatoriamente distribuídos no material. Esses novos centros *pinning* esféricos possuiriam energia de ativação mais elevada que os centros originais podendo elevar o valor N . Na prática, observou-se não só uma relação proporcional de N com a energia de *pinning*, mas também com J_c . Contudo, para altas densidades centros artificiais de *pinning* constatou-se uma relação inversamente proporcional de N com J_c .

Ambos estudos de Chudy e Willis obtiveram importantes informações sobre o fator exponencial N em regime *Flux Creep*. Contudo, modelos teóricos que utilizam a parametrização das características de curvas $V-I$ [37] para simulação de limitadores de corrente, dependem fortemente da análise experimental de N desde do regime de *Flux Creep* até o regime Normal ($N=1$). Curvas experimentais $V-I$ em regime *Flux Flow* são mais comuns na literatura para bulks de Bi2223 e Bi2212 [38] [39]. A do bulk de BSSCO dá uma maior robustez térmica que facilita as medições elétricas.

Outros métodos para obtenção de N em bulks de material HTS já foram desenvolvidos por Douine et al. [40] e apresentam resultados promissores. No entanto, tais métodos não são aplicáveis em estruturas de fitas 2G de YBCO devido a interferências térmicas nas médias inerentes nas limitações da refrigeração em nitrogênio líquido durante o processo de *quenching*[41].

Uma das técnicas mais clássicas para contornar as limitações da refrigeração com

LN_2 é através da injeção de pulsos rápidos de corrente, conhecida como PCM (*pulsed current measurement*) [42]. Essa técnica é de suma importância em especial para testes de aprimoramento em limitadores de corrente supercondutores uma vez que sua operação se baseia na transição do estado supercondutor para o normal.

Existem várias formas de se aplicar corrente pulsada em amostras de fita. A implementação mais simples usada por Zhou et al. [43] em amostras de BSSCO é usar um meia onda de tensão senoidal em série com um resistor limitador de corrente e a amostra de HTS. Essa técnica alcança correntes da ordem de 15 kA em poucos milissegundos. Uma abordagem parecida usada por Frolek [44] é promover um transiente elétrico para gerar o impulso corrente. Isso é obtido descarregando um capacitor de alta capacitância em um circuito RLC contendo a amostra de fita (Figura 2.19). Contudo o grande contra tempo dessas técnicas está na elevada tensão induzida inerente nas medidas. Para isolar a contribuição indutiva pode-se usar *loops* de tensão [44] no circuito de medição. Outro método mais simples é utilizar uma fonte de corrente com rampa controlada [45], que torna a tensão induzida aproximadamente constante porém eleva a duração de pulso para milhares de milissegundos.

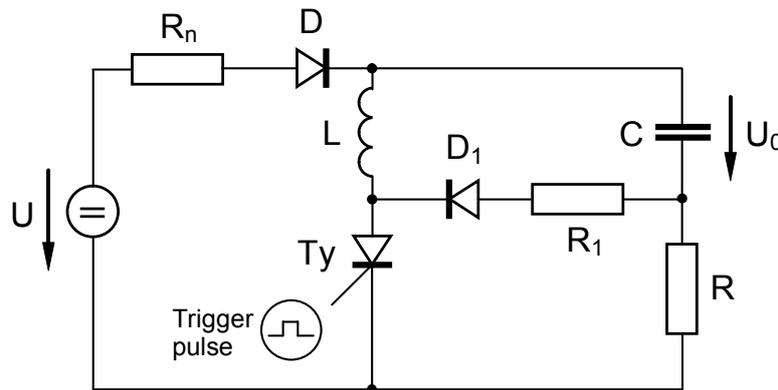


Figura 2.19: Esquemático adaptado de Frolek et al. [44] U é a tensão da fonte de alimentação; U_0 é a tensão no banco de capacitores; T_y é um tiristor. R_1 e R_n são resistores; D e D_1 são diodos; L é um indutor; C a capacitância do banco de capacitores; e R a amostra de material fita HTS.

O aprimoramento para eliminar tensões induzidas na técnica PCM é a aplicação de pulsos quadrados de corrente com valor de platô precisamente regulado. Uma vez que corrente se estabiliza a medida de tensão se torna um fiel reflexo da queda de tensão na amostra de fita. Nesse contexto, pulsos da ordem de 1 a 10 ms são considerados rápidos, acima de 10 ms lentos e abaixo de 1 ms ultra-rápidos. Atualmente, não é conhecido nenhum sistema comercial para pulsos de corrente abaixo de 1 ms capaz de gerar valores próximos de 1000 amperes de amplitude. Alguns autores que desenvolveram sistemas para aplicação de medidas de corrente corrente

contínua (CC) pulsadas que podem ser citados são: Decroux et al. [46] foi capaz de produzir pulsos de até 30 A com duração de 15 μs e Kunchur [47] com pulsos de até 500 A para caracterização de amostras maciças (*bulks*). O sistema PCM mais rápido atualmente foi desenvolvido por Sirois et al. [48] com pulsos próximos de 1000 A com duração 50 – 90 μs . Com esse sistema possível realizar medidas com injeção de corrente $I > 3 \times I_c$ em fitas 2G HTS e observar a transição para o estado normal com precisão sem danificar amostras.

Ao invés de limitar a potência dissipada através de pulsos rápidos, outra abordagem é buscar técnicas que melhorem a dissipação de calor da fita HTS no nitrogênio líquido. Nessa vertente, Nishijima et al.[49] avalia a relação de N e $I_c(B, \theta)$ em banhos de nitrogênio líquido pressurizados e despressurizados buscando a otimização nas condições de refrigeração. A interface de refrigeração do nitrogênio com a fita HTS é muito mais eficiente para o N_2 no estado líquido que no estado gasoso [50]. LN_2 pressurizado possui temperatura de ebulição mais elevada (acima de 77 K), permitindo assim a presença de nitrogênio no estado líquido para uma faixa mais abrangente de temperatura.

Outra técnica é aumentar a estabilidade térmica das fitas 2G HTS aumentando a espessura da camada isolante melhorando a troca térmica com o nitrogênio [51]. Estudos de Hellmann e Noe [52] já demonstraram que finas camadas de poliimida (Kapton[®] por exemplo) tem forte impacto no processo de refrigeração de fitas 2G HTS. Para uma fita Super Power 4 mm com 50 μm de Ag, diferentes tipos de encapsulamento foram feitos com diferentes espessuras. Aplicando pulsos idênticos de 20 A, a fita nua apresentou um comportamento instável no monitoramento de tensão e continuo aumento de temperatura sofrendo degradação. Já fitas encapsuladas com camadas de 25 μm , estabilizaram sua temperatura em torno de 100 K. Para 50 μm a temperatura estabilizou-se em valores mais elevados e para 100 μm o comportamento volta a ser instável. Esse método é de cunho experimental, por ajudar a estabilizar termicamente amostras de fitas durante as medições, mas também é de caráter prático, para implementação em limitadores de correntes.

Capítulo 3

Técnicas Experimentais

Esse capítulo é uma revisão técnica, dedicado a explicar os principais conceitos e detalhes dos procedimentos experimentais clássicos de medidas elétricas em fitas supercondutoras. Grande parte desse capítulo foi baseado em uma coletânea de práticas experimentais organizada por Jack W. Ekin [53].

3.1 Porta Amostras

Para realizar medidas de corrente crítica em uma fita supercondutora o primeiro passo é desenvolver um portas amostras. Essa peça é o primeiro equipamento experimental que merece atenção pois o método mais eficiente para resfriar a amostra consiste em mergulhar todo o conjunto em líquido criogênico. Para fitas supercondutoras HTS essa imersão é amplamente utilizada por sua praticidade.

O segundo aspecto que merece atenção é a forma como os equipamentos de medição serão conectados na amostra de fita. Esses detalhes serão discutidos nas seções 3.1.2 e 3.1.3 mais adiante.

3.1.1 Princípios Gerais

Um porta amostra tem como objetivo principal fornecer suporte mecânico para amostras de supercondutores de alta corrente. Para isso deve-se escolher cuidadosamente o material que tenha aproximadamente o mesmo coeficiente de dilatação térmica da amostra estudada.

Um exemplo de um porta amostra simples porém eficiente para medir pequenas e delgadas amostras de supercondutores de alta corrente está ilustrada na Figura 3.1

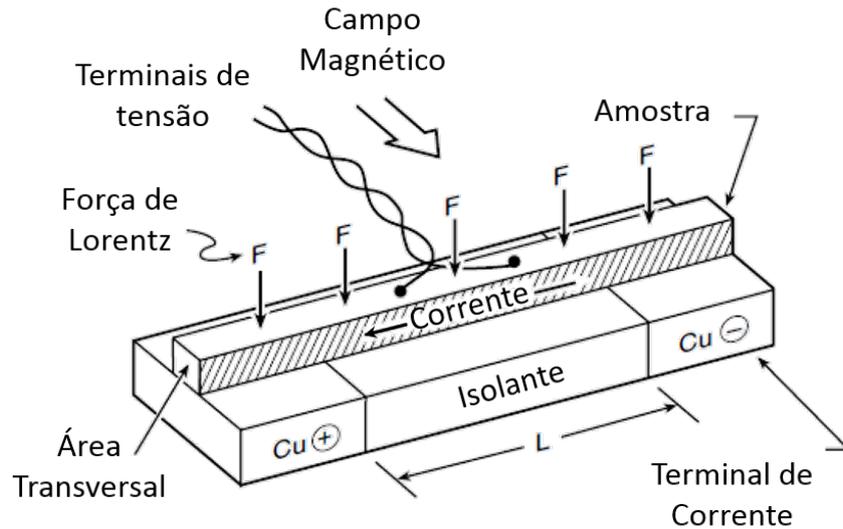


Figura 3.1: Imagem adaptada de [53]. Exemplo de um porta amostra simples para medição de pequenas amostra de supercondutores de alta corrente.

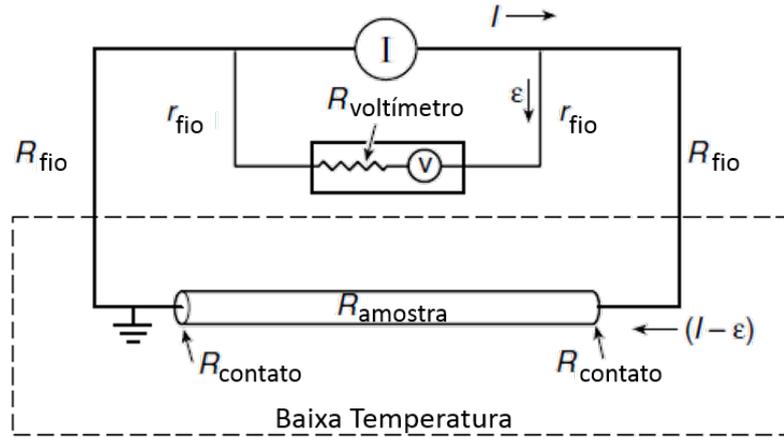
Duas peças de cobre nas extremidades do suporte atuam como terminais para transporte de alta corrente para amostra. Essas duas peças são separadas por um isolante, muitas vezes feito de uma peça única de fibra de vidro G-10. Essa configuração dá uma contração térmica total direcionada ao longo da fibra de vidro que é aproximadamente igual a dos supercondutores cerâmicos de alta temperatura, YBCO por exemplo. A amostra descansa sobre a superfície do G-10 e um par trançado de sondas de tensão é soldado na seção média da mesma. A temperatura de transição é atingida imergindo o conjunto no nitrogênio líquido. Esse simples arranjo satisfaz os principais requisitos para análise de amostras supercondutoras, abaixo listados:

1. prover controle estável e uniforme de temperatura para amostra;
2. eliminar o estresse proveniente da contração térmica diferencial entre a amostra e o suporte;
3. prover bons contatos de tensão e corrente, com espaçamento suficiente entre o contato de tensão e o mais próximo contato de corrente para garantir uma distribuição de corrente uniforme na região entre as sondas de tensão;
4. prover um suporte mecânico firme para amostra, em particular para medições de corrente crítica onde elevadas forças de Lorentz estejam presentes;

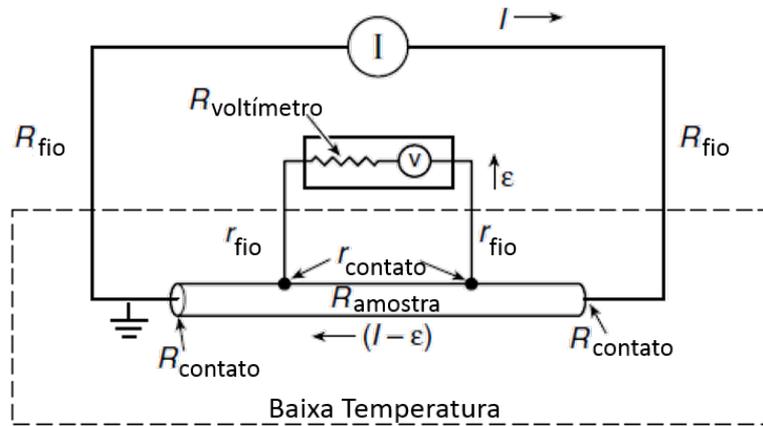
3.1.2 Medição com 2 e 4 Pontas

Um dos principais desafios para medições criogênicas de tensão são os altos valores de tensões residuais geradas na passagem de corrente pelos fios até a amostra, e

nos contatos de corrente presos a amostra. Na configuração duas pontas apenas dois pares de fios saem dos equipamentos de instrumentação a temperatura ambiente e se conectam à amostra em baixa temperatura. Nesse caso, o voltímetro e a fonte de corrente dividem os mesmo par de fios, como mostrado na Figura 3.2a. Os altos valores de corrente nesse caso geram tensões ao longo do fio que são detectadas pelo voltímetro, gerando grandes erros na medição de tensão. O mesmo pode acontecer no caso amostras de resistências muito baixas com $R_{amostra}$ muito menor que as demais resistências de contato.



(a) Arranjo de duas pontas para medição de corrente de transporte.



(b) Arranjo quatro pontas para medição de corrente de transporte.

Figura 3.2: Diferença entre os arranjos da configuração quatro pontas e duas pontas.

$$V = (I - \varepsilon)(R_{amostra} + 2R_{contato} + 2R_{fio}) - \varepsilon(2r_{fio}) \quad (3.1)$$

Na equação 3.1, I é corrente de transporte fornecida pela fonte de corrente, ε é a corrente que percorre o voltímetro e as resistências $R_{amostra}$, R_{fio} , r_{fio} e $R_{contato}$ estão definidas na Figura 3.2a. Normalmente a resistência $R_{voltímetro}$ é muitas vezes maior ($\sim 10^7$) que as demais do circuito, e assim $\varepsilon \ll I$, podendo reduzir 3.1 para:

$$V = I(R_{amostra} + 2R_{contato} + 2R_{fio}) \quad (3.2)$$

Ou seja, a tensão detectada pelo voltímetro não é apenas da resistência $R_{amostra}$, mas artificialmente incrementada pela resistência de contato e pelos fios do equipamento de instrumentação.

Para evitar o efeito de tensões espúrias nas medições do voltímetro um par trançado, independente dos de correntes, sai do voltímetro e é diretamente acoplado na seção central da amostra, afastado dos contatos de corrente. Essa configuração, conhecida como 4 pontas está ilustrada na Figura 3.2b.

Nesse caso a tensão é dada por

$$V = (I - \varepsilon)(R_{amostra}) - \varepsilon(2r_{contato} + 2r_{fio}) \quad (3.3)$$

Novamente, como $R_{voltmetro}$ é muito grande e $\varepsilon \ll I$, a equação 3.3 por ser reduzida para a 3.4. Adquirindo assim a verdadeira tensão na amostra

$$V \cong IR_{amostra} \quad (3.4)$$

Por esse motivo, o método 4 pontas é utilizado, quase que sem exceção, em todas as medidas criogênicas de transporte de corrente.

Vale ser lembrado que para um boa instrumentação o aterramento em um único ponto, de preferencia perto da amostra, impede os efeitos de circulação indevida de correntes pelo terra. Mais ainda, sempre verifica-se se os fios de tensão estão bem isolados do de corrente e do terra ($> 10 M\Omega$).

3.1.3 Distâncias Relevantes

Para medição em amostras de fitas de compostos multicamadas ou multi filantar, três distâncias entre os contatos elétricos requerem atenção (Figura 3.3). Observa-se medições anormais de tensão se certos critérios nessas distâncias não forem respeitados.

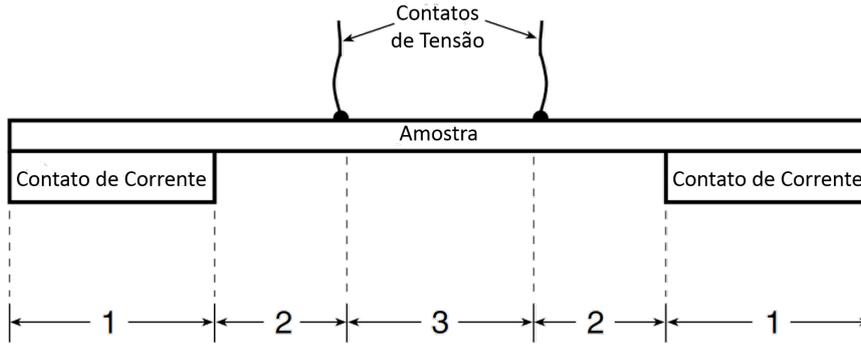


Figura 3.3: Distâncias relevantes nos contatos de corrente e tensão para medição da amostra

- Distância 1: Determina a área de contato entre os terminais de corrente e a amostra. Esta precisa ser larga o suficiente para que o efeito Joule na interface seja limitado para um valor que não interfira na condução de corrente e não gere aquecimento localizado.
- Distância 2: A distância entre o final do terminal de corrente e o contato de tensão mais próximo precisa ser suficientemente longa para que a corrente que deixa o contato de corrente se distribua uniformemente por todas as camadas/-filamentos antes de chegar no primeiro contato de tensão. Se essa distância for muito curta tensões espúrias são geradas perto dos contatos de tensão conforme a corrente cruza a matriz da fita.
- Distância 3: É a distância entre os contatos de tensão que determina a sensibilidade do campo elétrico na medição: quanto maior a distância entre os terminais, maior a diferença de potencial medida ao longo da fita. Idealmente, desejaria-se que que essa distância fosse a maior possível, porém esta fica limitada pela pelas distâncias 2 e 1, e o próprio comprimento da amostra de fita.

Calcula-se primeiramente as distâncias 1 e 2, a distância 3 é o que resta do comprimento da amostra.

Cálculo para Distância 1

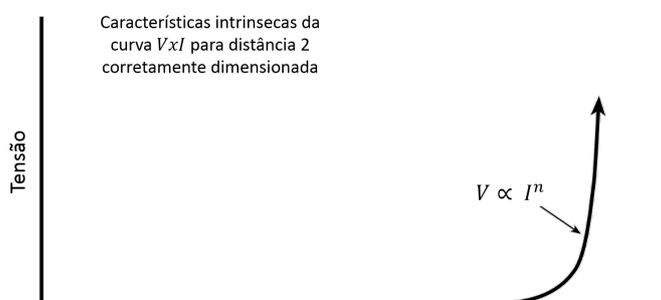
Os cálculo para distância 1 , também chamado de "comprimento de contato", como está relacionado com o efeito Joule na interface de contato com a amostra, dependendo especialmente do tipo de refrigeração utilizado. Os cálculos variam com o uso de nitrogênio líquido, hélio líquido, vácuo e a topologia do porta amostra [53].

Mas no geral, a ideia é estimar a resistência de mínima na interface de contato, para que a uma determinada corrente I gere um fluxo de calor \dot{q} que não varie a temperatura da amostra dentro de uma faixa ΔT pré determinada.

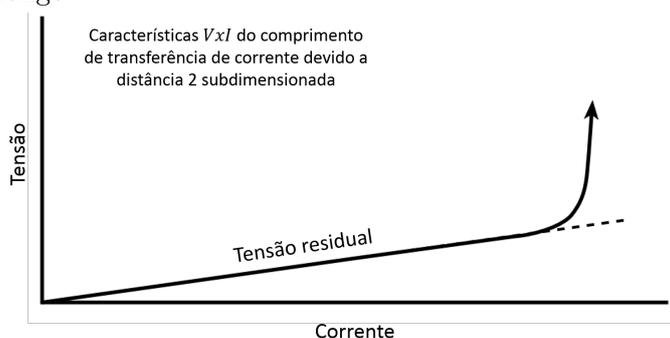
Cálculo para Distância 2

Essa dimensão, também conhecida como "comprimento de transferência de corrente", (Figura 3.3) precisa ser suficiente para que a corrente que cruza a matriz resistiva preencha uniformemente o material supercondutor. Caso contrário, as características intrínsecas do supercondutor que desejamos medir serão mascaradas por tensões anormais ao longo da distância 2. Para amostras homogêneas (sem matriz resistiva), a distância de transferência de corrente requerida é da ordem do diâmetro/espessura da amostra. Para amostras não homogêneas essa distância pode chegar até 100 vezes o valor do diâmetro da amostra [54].

É comum essas tensões residuais se manifestarem na forma tensão ôhmica, podendo ser identificado como uma subida linear na curva $V-I$ (Figura 3.4b). Métodos para extração das curvas $V-I$ serão abordados em seções mais a frente.



(a) Curva $V-I$ típica de uma amostra supercondutora para um comprimento de transferência de corrente longo



(b) Característica da curva $V-I$ alterada linearmente por um comprimento de transferência de potência pequeno

Figura 3.4: Influência do Comprimento de Transferência de Corrente

A técnica para se reduzir as tensões residuais é basicamente fazer a distância 2 grande o suficiente. Quão grande será definido pela sensibilidade que deseja-se nas medições. Se assumirmos que o limite para detecção de resistividade é ρ^* , então uma boa aproximação da distância 2 mínima requerida x_{min} é dada pela expressão

3.5 [55]

$$x_{min} = D(0.1/N)^{0.5}(\rho_m/\rho^*)^{0.5} \quad (3.5)$$

Ressalta-se que a equação 3.5 foi inicialmente formulada para amostras cilíndricas. Onde D é o diâmetro da amostra e ρ_m a resistividade da matriz do fio. O parâmetro N é o índice de não linearidade obtido pela análise da curva $V-I$. Essa expressão mostra simplesmente que quanto maior for o diâmetro da amostra, mais matriz resistiva a corrente terá que atravessar e conseqüentemente maior será x_{min} . O parâmetro entra na expressão para dar margem de segurança pois a não linearidade nas características $V-I$ irá interferir em x_{min} dependendo do valor de corrente.

Para fitas supercondutoras multicamadas ou multi-filamentadas a mesma aproximação para o comprimento de transferência de corrente pode ser feita adicionando um fator 2 na expressão 3.5 e substituindo o diâmetro D pela espessura d da fita.

3.2 Contatos na Amostra

3.2.1 Resistência de Contato

Dependendo da aplicação do supercondutor a resistência de contato entre o material e instrumentos periféricos pode se tornar uma variável relevante, especialmente casos de corrente de transporte elevada. Para se poder quantificar essa resistência define-se a resistividade específica de contato ρ_c como 3.6[53].

$$\rho_c \equiv R_c A_c \quad (3.6)$$

Onde R_c é a resistência de contato e A_c a área de contato. Se aumentássemos a área de contato A_c , a resistência de contato R_c se tornaria proporcionalmente menor porém o produto $R_c A_c$ ($\equiv \rho_c$) se manteria. Com esse parâmetro quantificamos a resistência existente nos contatos da amostra independente da área de contato.

Aplicações de supercondutores em magnetos e linhas de transmissão requerem ρ_c na faixa de $10^{-4} - 10^{-5} \Omega cm^2$ para prevenir aquecimentos e surgimento de tensões indesejáveis [53]. Em medições de corrente crítica, ρ_c também cai nessa faixa, porém, com amostras pequenas, pode-se utilizar a técnica de corrente pulsada para contornar esse problema. Essa técnica será discutida em seções mais a frente.

3.2.2 Contatos de Tensão

Os fios usados para os contatos de tensão precisam ser pequenos em diâmetro; se possível, mais finos que a seção transversal da amostra para que os pontos de

contato sejam bem definidos. Fios finos também reduzem a chance de danos à amostra durante manuseio e o risco dos terminais se soltarem devido à contração térmica diferencial durante o resfriamento.

Contatos com Solda

Soldagem dos contatos de tensão, dependendo da solda utilizada, é uma técnica robusta que funciona especialmente bem para amostras com camada estabilizadora de cobre, prata (acima de $20 \mu m$), aço inoxidável, níquel e, se utilizando a solda correta, até mesmo no próprio óxido supercondutor. No entanto, outros tipos de amostras podem ser danificadas quimicamente ou termicamente. Em adição, situações onde sucessivos testes rápidos com amostras similares precisam ser realizados torna a soldagem inconveniente; nesses casos, vale a pena utilizar contatos de pressão que serão discutidos mais adiante.

Na escolha do material de soldagem dos terminais de tensão, algumas precauções devem ser tomadas. Para supercondutores de baixa temperatura revestidos de cobre, soldas comuns de Pb-63%Sn ($T_{fusao} = 183^\circ C$) são suficientes. Porém, para óxidos supercondutores de alta temperatura crítica o calor da solda pode causar perda de oxigênio: acima de $\sim 300^\circ C$ para supercondutores à base Bismuto e acima $\sim 150^\circ C$ para YBCO. Para condutores laminados a temperatura de solda não deve ser maior do que o menor ponto de fusão dentre os materiais que compõem a amostra. A exposição intensa ao calor pode provocar delaminação da fita. Soldas comuns de baixo ponto de fusão para ajudar nesses casos são: In-3%Ag ($143^\circ C$), In-48%Sn ($118^\circ C$), Índio puro ($157^\circ C$) e Ostalloys[®] 158 e 162. Todavia, Índio puro é extremamente macio e fraco para tensionamento, soldas com liga à base Índio são escolhas mais desejáveis. Não só são mais fortes que Índio puro mas também possui a vantagem de terem menor ponto de fusão.

Fluxo de Solda

Fluxo de solda em contato direto com o óxido supercondutor é extremamente danoso para o material. O fluxo permeia o supercondutor e degrada as propriedades de transporte. Contudo, para supercondutores com contorno de grão alinhados bi-axialmente, como monocristais ou filmes finos de alta qualidade, não há degradação efetiva. Portanto, para óxidos que não estejam alinhados bi-axialmente, usa-se Índio puro sem qualquer fluxo de solda.

Para supercondutores revestidos de cobre um fluxo de ZnCl é necessário para limpar o revestimento de óxido de cobre na superfície e permitir que as soldas baseadas em índio banhem a superfície de cobre. Assim, um fluxo químico é essencial para preparar os fios de cobre com Índio antes de soldá-los à supercondutores de

alta temperatura.

3.2.3 Contatos de Corrente

Os contatos de corrente precisam transportar quantidades de corrente muito maiores que os contatos de tensão, por isso os requisitos para ρ_c são mais rigorosos. Para condutores de camadas estabilizadoras de prata excelentes contatos de corrente com baixa resistência podem ser feitos através de soldas na camada de prata. Entretanto essa técnica só funciona para camadas com mais de $20 \mu m$ de espessura. Para camadas mais finas, ou se o contato precisa ser feito diretamente no óxido supercondutor, procedimentos de soldagem não funcionam pois ρ_c se torna muito elevado.

Contatos de pressão com Índio

Pressionar Índio sobre a superfície do supercondutor sem pré-aquecimento ou soldagem é uma forma muito útil para testes com fitas, especialmente fitas de YBCO. A grande vantagem está no fato de facilitar a troca de amostras para múltiplos testes. Para correntes menores que 100 A por cm de largura de fita e amostras que não serão aquecidas posteriormente, é uma técnica amplamente usada.

Nessa técnica pressiona-se um bloco/chapa de cobre com uma fina camada intermediária de folha de Índio contra a superfície da fita supercondutora através de parafusos isolados (Figura 3.5). Ambas as superfícies do cobre e da folha de Índio precisam ser limpas imediatamente antes de se realizar o contato com a fita [5] [2].

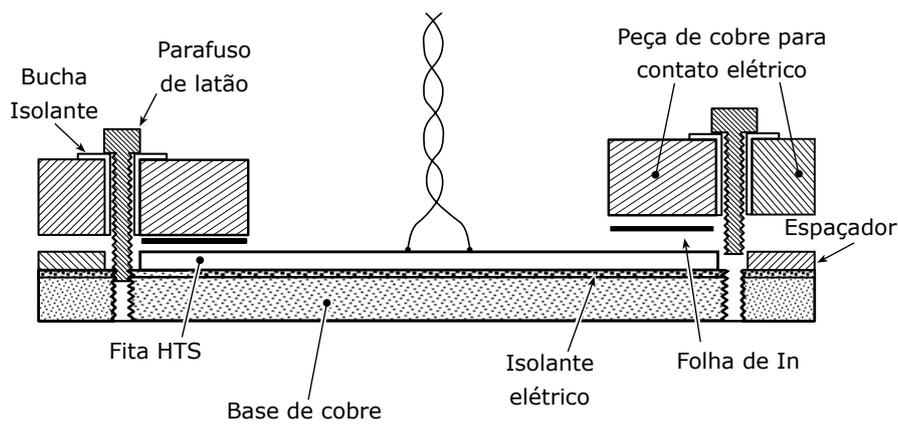


Figura 3.5: Contatos de pressão feitos em fita HTS com folha de In. O contato de corrente é feito com blocos de cobre livres de óxido, parafusados em uma base de cobre isolada para fazer pressão contra uma camada intermediária de folha de In e a superfície da fita. Figura adaptada de [53].

Interface Química

O problema geral com contatos "ruins" de corrente reside na afinidade com oxigênio. Análises com AES (*Auger Electron Spectrograph*) mostram que em soldas de liga In-2%Ag por exemplo, o Índio não some abruptamente na interface com o YBCO. Ao invés disso, ele penetra dentro da camada YBCO por difusão e reage com o oxigênio do óxido. Essa reação causa dois grandes problemas:

- Na camada YBCO a perda de oxigênio degrada as propriedades supercondutoras no material.
- O oxigênio que reage com o Índio forma uma barreira resistiva de óxido In_2O_3 na interface.

A camada de óxido formada é um semicondutor e possui uma resistividade que na temperatura do nitrogênio líquido é ordens de magnitude maior que muitos metais.

3.3 Medição de Baixas Tensões

Essa seção é dedicada a explicar detalhes altamente relevantes em medidas de baixa tensão. Estas podem fazer toda diferença na qualidade de medições ao se utilizar a configuração 4 pontas para caracterização de supercondutores que por natureza são fontes de baixa resistência e tensão. São listados as principais fontes de erro e ruído nas medições de tensão. Para detalhes mais aprofundados ver [56].

3.3.1 Erros em Medidas de Baixa Tensão

Erros em medidas de tensão se tornam cada vez mais significativos conforme o nível de tensão medido é reduzido. Estes podem ser de origem CC, tensão de *offset* ou de origem CA.

Idealmente, um voltímetro conectado em uma impedância muito baixa, como seria o caso de um supercondutor abaixo de T_c , deveria indicar zero de tensão. No entanto, inúmeras fontes de erro no circuito podem gerar um valor de *offset* não nulo nas medições. Dentre elas as principais que podem ser destacadas são: Efeito Termoelétrico e valores de *offset* na entrada do circuito.

Um valor de tensão CC (V_{offset}) no circuito de medição pode adicionar ou subtrair o valor real da fonte de tensão (V_R) fazendo a tensão no mostrador (V_M) do equipamento se tornar:

$$V_M = V_R \pm V_{offset} \quad (3.7)$$

Valores fixos de *offset* podem ser geralmente anulados, curto circuitando os terminais do voltímetro utilizado, medir o valor de V_{offset} e descontar das medições futuras. Instrumentos de precisão muitas vezes já possuem funções internas para realizar tal procedimento. Mas vale lembrar que esse valor de *offset* pode sofrer desvios de origem termoelétrica, necessitando uma contínua redefinição de V_{offset} .

Erros de origem CA nas medições são igualmente relevantes e mais complexos de serem contornadas. Dentre elas pode-se destacar Ruído de Jonhson, Ruído Rosa e interferência de rede. Esses serão discutidos nas seções a seguir.

3.3.2 Efeito termoelétrico

Tensões geradas por efeito termo elétrico são a fonte mais comum de erros em medidas de baixa tensão. Estas surgem na interface de junção entre os diferentes materiais condutores dentro do circuito de medição devido a possíveis gradientes de temperatura (Figura 3.6). Os gradientes de temperatura podem ser causados por variações de temperatura no ambiente ou muito próximas dos terminais de medição de tensão. Quantifica-se esse fenômeno com o chamado coeficiente de *Seebeck* (Q_{AB}) de vários materiais usuais em circuitos de instrumentação com respeito ao cobre. A Tabela 3.1 mostra alguns desses coeficientes.

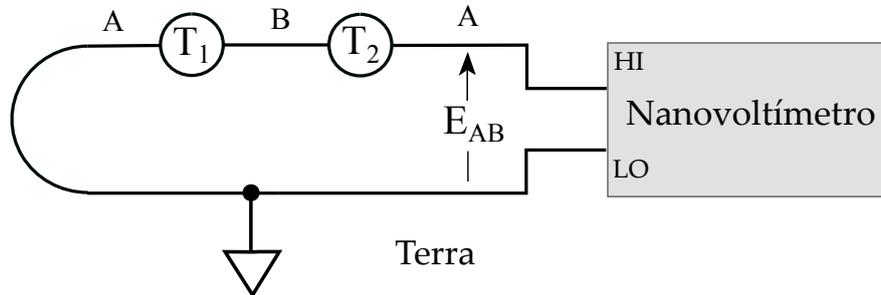


Figura 3.6: tensão termoelétrica gerada entre materiais A e B diferentes em série no circuito de medição. Figura adaptada de [56].

A tensão termoelétrica gerada será:

$$E_{AB} = Q_{AB}(T_1 - T_2) \quad (3.8)$$

Onde:

- Q_{AB} coeficiente de *SeeBack* do material A para o material B em $\mu V/^\circ C$
- T_1 temperatura em $^\circ C$ na junção A para B
- T_2 temperatura em $^\circ C$ na junção B para A

Materiais	Seebeck
Cu - Cu	$\leq 0,2 \mu V/^{\circ}C$
Cu - Au	$0,3 \mu V/^{\circ}C$
Cu - Ag	$0,3 \mu V/^{\circ}C$
Cu - Pb/Sn	$1 - 3 \mu V/^{\circ}C$
Cu - Si	$400 \mu V/^{\circ}C$
Cu - Kovar	$\approx 40 - 75 \mu V/^{\circ}C$
Cu - CuO	$\approx 1000 \mu V/^{\circ}C$

Tabela 3.1: Tabela de coeficientes termoelétricos entre cobre e outros metais

A primeira precaução a ser tomada é usar um fio de material homogêneo. Fios fabricados para termopares são os mais indicados nesse caso. A segunda igualmente importante, é evitar pontos de solda já que a diferença de potencial termoelétrica entre a solda e o fio é normalmente a principal causa de tensões termoelétricas induzidas. Se qualquer par de juntas existentes entre o fio de "ida" e "volta" não estiverem na mesma temperatura desvios na medição de tensão serão introduzidos por tensões termoelétricas.

Um conjunto de soluções estão listadas abaixo:

1. minimizar o conjunto de juntas
2. manter os pares de juntas sempre na mesma temperatura
3. realizar as juntas sem solda ou com materiais de solda de baixa tensão termoelétrica relativa ao cobre
4. manter as superfícies de contato limpas, livre de camadas de óxidos

3.3.3 Interferência eletromagnética

Interferência eletromagnética é um termo geral usado para uma vasta gama de interferências de alta frequência que surgem desde sinais de rádio, TV e radares até fontes pulsadas, como arcos de alta tensão provenientes de linhas de transmissão. Independente da fonte, os efeitos são consideráveis para medições de baixa tensão. A Figura 3.7 mostra o espectro geral da frequência de cada uma dessas fontes de interferência em comparação com outros sinais como $1/f$ e ruído térmico.

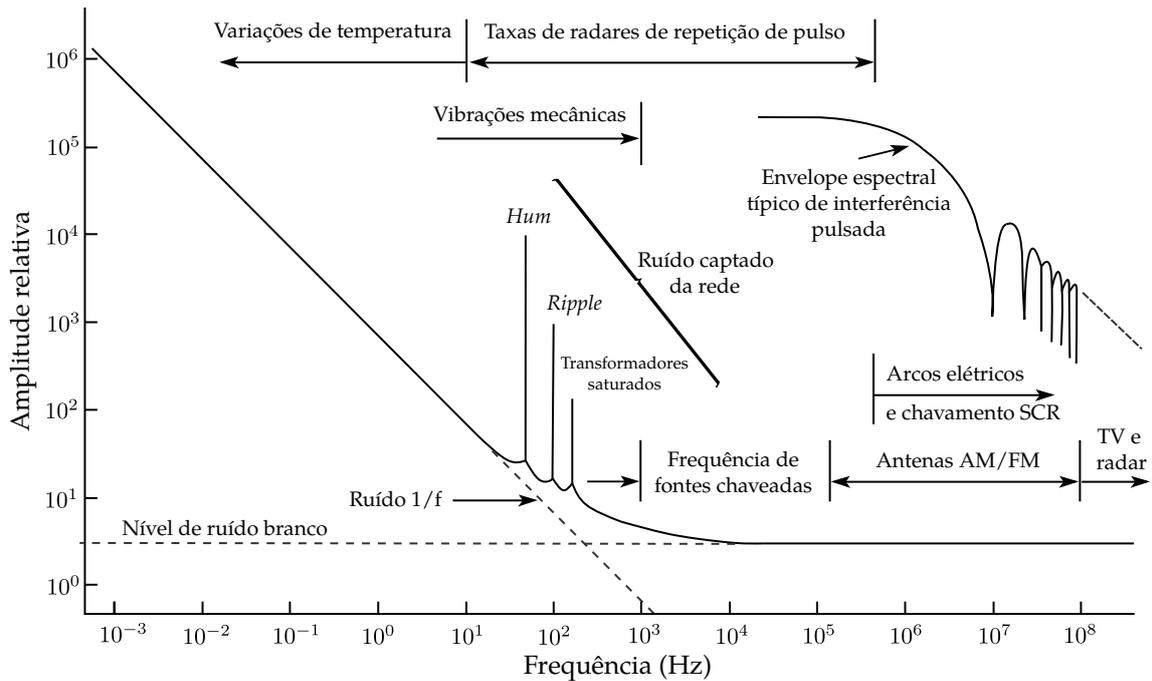


Figura 3.7: Espectro de frequência das fontes de ruído de tensão. Figura adaptada de [57].

Esse tipo de interferência pode se manifestar como um *offset* ou leituras ruidosas e errôneas dos instrumentos. Seus efeitos podem ser minimizados tomando-se várias precauções; a mais intuitiva é deixar os equipamentos de medição mais afastados das fontes. Porém a mais efetiva é blindar não só os cabos que carregam os sinais de tensão mas também a amostra.

Contudo nem sempre a blindagem consegue reduzir os sinais para valores aceitáveis. Nesses casos é necessário introduzir filtros no caminho dos sinais a serem medidos. Na maioria dos casos, filtros passa-baixa de um polo são o suficiente. No entanto é importante lembrar que processos de filtragem de sinais influenciam nos tempos de resposta das medições. Esse detalhe é crucial em detecção de sinais pulsados que foi um aspecto importante das caracterizações feitas nesse trabalho.

3.3.4 Ruído de Johnson

O limite de resolução de qualquer medida elétrica é definido pelo ruído de Johnson, também conhecido como ruído térmico. Diferente do efeito termo elétrico, esse ruído está associado com a movimentação dos elétrons devido a sua energia térmica acima do zero absoluto. Como qualquer fonte de tensão possui resistência interna, qualquer sinal de tensão desenvolve ruído de Johnson.

Esse ruído de tensão está não só relacionado com a resistência e temperatura da fonte de tensão mas também com a frequência. A Figura 3.8 mostra o gráfico do ruído de Johnson em função da resistência e largura de banda, para uma temperatura

de 290 K.

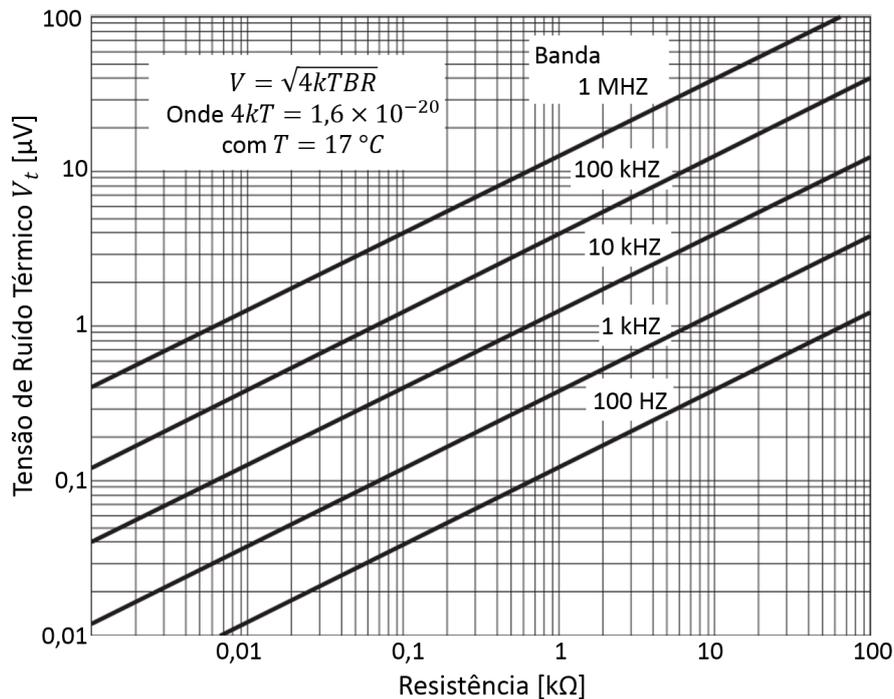


Figura 3.8: Ruído de Tensão térmica em função da resistência e banda de frequência. Figura adaptada de [57].

O ruído de tensão desenvolvido por uma resistência metálica pode ser calculado pela seguinte equação:

$$V = \sqrt{4k_B T B R} \quad (3.9)$$

Onde:

- V = valor rms da tensão de ruído desenvolvido pela fonte de resistência
- k_B = Constante de Boltzmann, $1,38 \times 10^{-23}$ joule/K
- T = temperatura da fonte de tensão/resistência em kelvin
- B = largura de banda em hertz
- R = resistência da fonte em ohms

Como pode-se observar equação 3.9 o efeito Johnson pode ser minimizado reduzindo a temperatura da resistência e a largura de banda das medidas. Resfriar uma amostra em temperatura ambiente (290 K) com nitrogênio líquido (77 K) reduz o ruído aproximadamente pela metade.

No caso de um voltímetro com filtro ajustável e capacidade de integração, a banda de frequência pode ser reduzida ajustando o filtro ou integrando as medições

múltiplas vezes com o sinal da rede elétrica (seção 3.3.6). É importante ressaltar que reduzir a banda de frequência é o mesmo que aumentar o tempo de resposta do equipamento. Medições com tempo muito longo para serem feitas, podem ter nelas associadas tensões termoelétricas relevantes devido a gradientes de temperatura no próprio circuito do equipamento. Não é possível atingir medidas precisas de tensão se as constantes de tempo associadas a variação de temperatura forem da mesma ordem de grandeza do tempo de resposta do equipamento.

3.3.5 Ruído Rosa

O ruído rosa, também conhecido como $1/f$, possui o comportamento inverso ao Ruído de Johnson e ao ruído branco [58]. A densidade espectral desse ruído varia inversamente com a frequência. É um fenômeno da natureza presente em todos os componentes eletrônicos e está intimamente ligado a compostos de carbono como resistores de carvão e outros semicondutores. No ramo da eletrônica de instrumentação esse é um fator crucial, uma vez que $1/f$ é máximo nas mais baixas frequências. No entanto em bons voltímetros de baixa tensão o efeito de $1/f$ torna-se menos relevante que o ruído branco. Contudo, é um fator que deve ser sempre levado em conta, especialmente em sinais de baixa tensão.

3.3.6 Ruído de Rede 60 Hz e 50 Hz

O ruído externo mais comum de ser captado é o chamado ruído de rede, que pode ser de 60 Hz ou 50 Hz. A interferência desse tipo de ruído está acoplada aos sinais medidos pelo(s) próprio(s) equipamento(s) de medição ligado(s) a rede elétrica ou outros equipamentos dividindo o mesmo barramento do laboratório. Esse ruído se sobrepõe ao sinal CC a ser medido, resultando em medidas flutuantes de baixas acurácia e precisão. A interferência pode chegar a milivolts de ruído no caso de lâmpadas fluorescentes. A Figura 3.9 ilustra um exemplo de como um voltímetro com 1 ms de integração medindo um sinal CC de 100 mV capta um ruído considerável de sinal de 1 mV de interferência de 60 Hz.

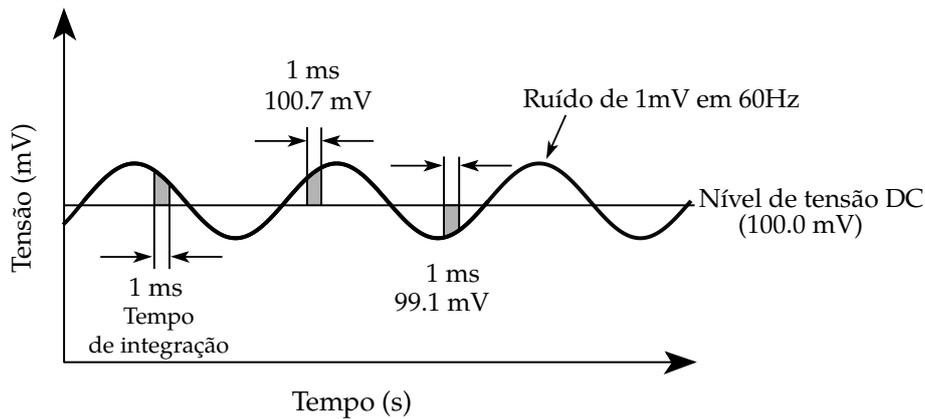


Figura 3.9: Ruído de rede de 1 mV superposto em um sinal de 100 mV CC. Figura adaptada de [56].

Para minimizar a interferência da rede de 50 Hz ou 60 Hz utiliza-se a técnica de ciclos de integração com a rede. Como o ruído é cíclico com a frequência da rede, fazer o tempo de integração do equipamento igual a um múltiplo do ciclo da rede retira um valor médio de ruído das medidas. A Figura 3.10 mostra como integrar um ciclo da rede atua anulando as contribuições negativa e positiva uma com a outra, fazendo a média da componente CA tender para zero deixando apenas o sinal CC para ser medido. Essa técnica é padrão de muitos equipamentos de instrumentação de precisão, alguns possuem esse ciclo de integração NPLC (*number of power line cycle*) ajustável para se adaptar as diferentes necessidades de cada experimento. No entanto, em certos casos ela precisa ser implementada pelo próprio usuário.

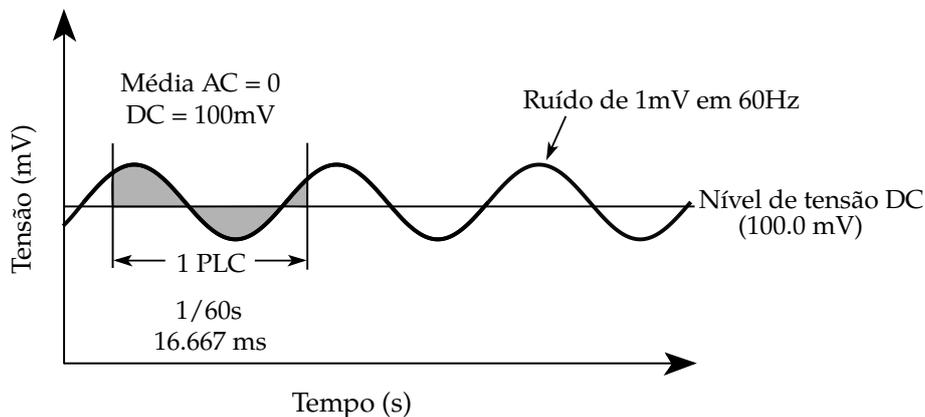


Figura 3.10: Integração em um ciclo de rede para retirar valor médio do ruído de 60 Hz. Figura adaptada de [56].

3.3.7 Campos Magnéticos

Valores significativos de tensão podem ser induzidos por variações de campo magnético através das pequenas áreas de *loop* que se formam entre as voltas dos dois fios para medição de tensão na amostra. Torcer os fios entre si para formar

uma par trançado como na Figura 3.11, é uma boa forma de reduzir a área efetiva de indução. A torção dos fios reverte o sinal da tensão induzida a cada meia volta cancelando o efeito de indução ao longo de todo caminho.

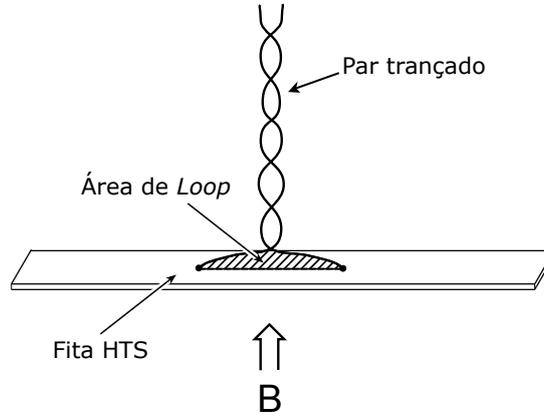


Figura 3.11: Par trançado dos fios de tensão e a área de *loop* no contato com a amostra

No caso da presença de campos magnéticos, uma redução mais rigorosa dos ruídos por tensão induzida pode ser atingida orientando a área do ultimo *loop* em contato com a amostra. Orienta-se a área de maneira que ela fique coplanar à direção do campo magnético (Figura 3.11)

Quantitativamente falando, a tensão induzida pode ser estimada pela lei de Faraday. Se a área do loop A se encontra perpendicular ao campo aplicado, a variação de fluxo ϕ é dada por:

$$V = -\frac{d\phi}{dt} = -A\frac{dB}{dt} \quad (3.10)$$

Onde B é a densidade de campo magnético e o sinal na Lei de Lenz na tensão V é oposto a variação de campo.

Para termos uma noção da influencia do efeito suponhamos uma área A típica de 1 cm^2 que se forma nos contatos da amostra. Um ruído relevante nas medições seria algo em torno de $0.1 \mu\text{V}$. Pode-se então calcular a variação de densidade campo necessária para tal ruído:

$$\frac{dB}{dt} = A^{-1}V = (10^{-4}\text{m}^2)^{-1}(10^{-7})V = 10^{-3} \text{ T/s}$$

Vemos agora como não é preciso haver uma grande variação do campo para que valores de tensão próximos dos que desejamos medir sejam induzidos.

3.3.8 Loops de Terra

Ruídos significativos nas medições de tensão podem surgir dos chamados *loops* de Terra. Esses *loops* ocorrem quando ambos, fonte de tensão e instrumentos de medição são conectados em um mesmo barramento de terra (Figura 3.12). Uma tensão V_G entre os terras da fonte de tensão e do instrumento cria uma corrente I que circula no *loop*. Essa corrente irá gerar um tensão indesejada em série com a amostra.

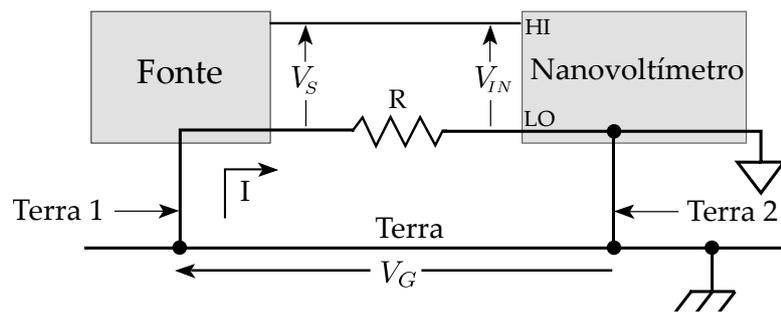


Figura 3.12: Múltiplos pontos de aterramento

A tensão de entrada do nanovoltímetro é:

$$V_{IN} = V_S + V_G \quad (3.11)$$

Onde $V_G = IR$

- V_G = Tensão de interferência do *loop* de Terra que pode exceder V_S por diversas ordens de grandeza
- V_S = tensão da fonte (sinal desejado)
- R = resistência no caminho do sinal por onde a corrente I circula
- I = Corrente de *loop* de terra

Prevenir esses *loops* é uma tarefa simples porém detalhista na montagem do circuito de medição. Deve-se aterrar todos os equipamentos em um único ponto de terra. Este processo é feito isolando fontes de potência dos instrumentos de medição e procurar um único ponto para ser o terra de todo o sistema. Outro método mais simples e menos trabalhoso é escolher um voltímetro com alta impedância de modo comum (Z_{MC}), também conhecido como isolamento de modo comum (Figura 3.13).

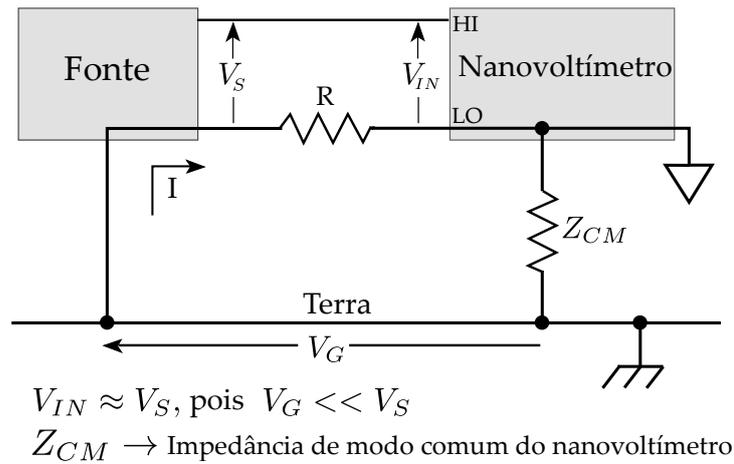


Figura 3.13: Redução de *loops* de terra com impedância de modo comum.

3.4 Medidas de Corrente Crítica

Para por essa seção em contexto, vale lembrar que existem outros métodos para medição de corrente crítica. Entretanto um método prático e o mais utilizado, é o Método de Transporte.

3.4.1 Método de Transporte

Uma corrente I é injetada na amostra de fita supercondutora e a diferença de potencial elétrico é medida ao longo do seu comprimento. Idealmente as características $V-I$ devem ser extremamente não lineares, como ilustrado pela Figura 3.14. A região de transporte é definida para baixos valores de corrente, poucos por cento abaixo de I_c , onde os valores de tensão medida são os mais baixos pois a resistência esperada é efetivamente zero. Já para valores de corrente perto de I_c a tensão se eleva rapidamente; essa é conhecida como região intrínseca. A tensão sobe conforme a corrente é aplicada até o supercondutor atingir o Ponto de *Quench* e voltar para seu estado normal. O método de transporte é o mais confiável para determinação de I_c , porém requer cuidado com os contatos de corrente como já discutido nas seções anteriores.

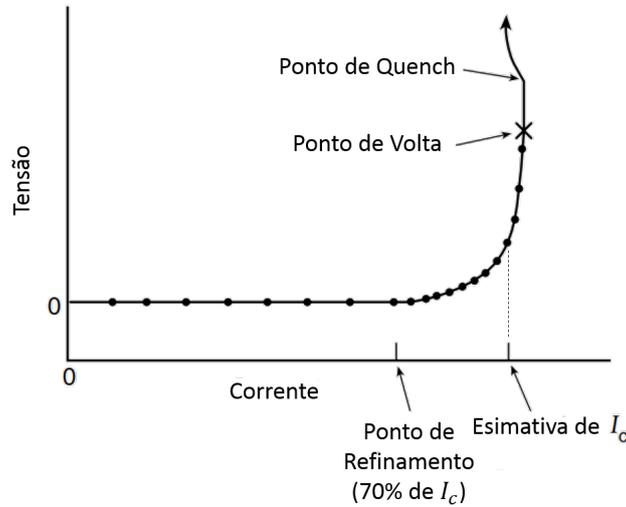


Figura 3.14: Esboço de um gráfico tensão x corrente típico de um supercondutor, mostrando região resistência negligenciável ($< 70\% I_c$), a região altamente não linear próxima da corrente crítica e o ponto de *quench*.

Outros métodos para determinação de I_c incluem medidas de magnetização e teste de *eddy-current*, descritos por Classen et al. [59] [60] Esses métodos são realizados sem contato direto com a amostra e são úteis para estágios iniciais de caracterização de novos supercondutores para garantir a qualidade. Contudo valores de I_c calculados por esses métodos precisam ser averiguados por medidas de transporte. A prova disso se encontra nos primeiros estudos de óxidos supercondutores, onde a I_c magnética e I_c de transporte apresentaram diferença de ordens de magnitude. Essa diferença surge de um efeito "elo-fraco" no supercondutores HTS policristalinos, onde uma forte barreira a condução se forma na fronteira dos grãos, mesmo que nos grãos em si a densidade de corrente possa ser elevada. Isso vem do fato das medições magnéticas são intergranulares enquanto que as medições de transporte são intragranulares. Contudo, há também novos métodos que buscam integrar as vantagens das medidas magnéticas no método de transporte [61]. Dentre essas vantagens pode-se destacar: alta estabilidade nas medições de transientes devido a rejeição de ruídos causados por flutuações mecânicas de posição; e versatilidade de medidas em fitas tanto 1G quanto 2G.

3.4.2 Montagem do sistema

A montagem experimental para medição de corrente crítica está ilustrada na Figura 3.15. A principal diferença entre medições de corrente crítica e tensão versus corrente de outros materiais reside no fato da resistência a ser detectada estar na faixa de $10^{-9} - 10^{-10} \Omega$. E como os valores de corrente crítica das fitas são tipicamente da ordem de centenas de amperes, a faixa das medidas de tensão fica em

10 – 100 nV.

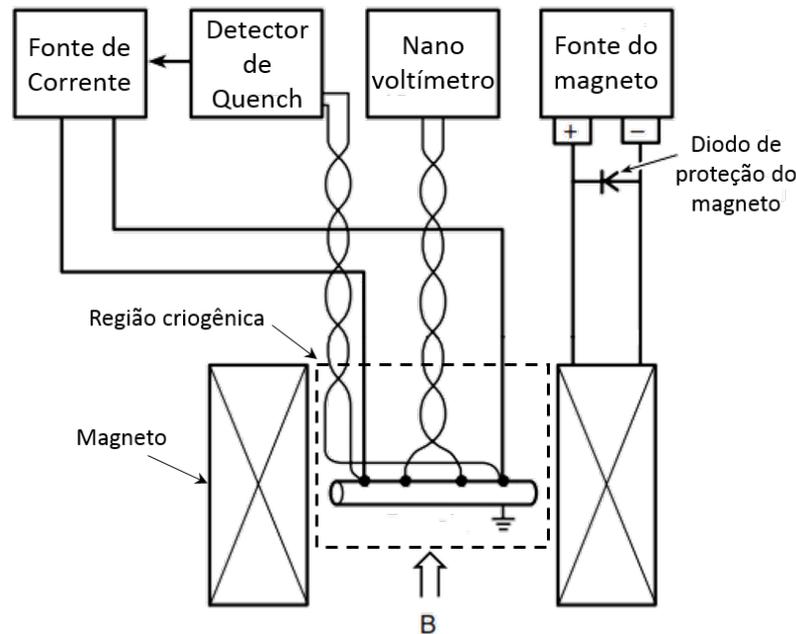


Figura 3.15: Diagrama da instrumentação para medição de corrente crítica.

Nas seções abaixo são discutidas as características ideais de cada um dos equipamentos do diagrama da Figura 3.15.

3.4.3 Fonte de Corrente

Para realizar medidas precisas de corrente crítica a fonte de corrente precisa ser estável com ruídos na faixa de 10 ppm. Essas características rigorosas surgem do fato das curvas $V-I$ não serem lineares. O valor de corrente deve ser extremamente estável na subida da curva $V-I$ para evitar geração de sinais de ruídos na medição de tensão. Outra preocupação vem com fato de oscilações de corrente reduzirem a corrente crítica DC aparente. Estudos de Goodrich e Bray [62], mostram que em geral, uma dada porcentagem de *ripple* de corrente senoidal reduz a I_c aparente aproximadamente na mesma porcentagem. Mais que isso, o efeito de *ripple* na corrente afeta 7 vezes mais [63] o valor do fator exponencial N do que medidas de I_c .

Fontes de corrente estáveis com faixa de ruído 1 para 10^4 , normalmente utilizam uma série de transistores de potência ou banco de transistores como regulador. Uma estrutura básica está ilustrada na Figura 3.16.

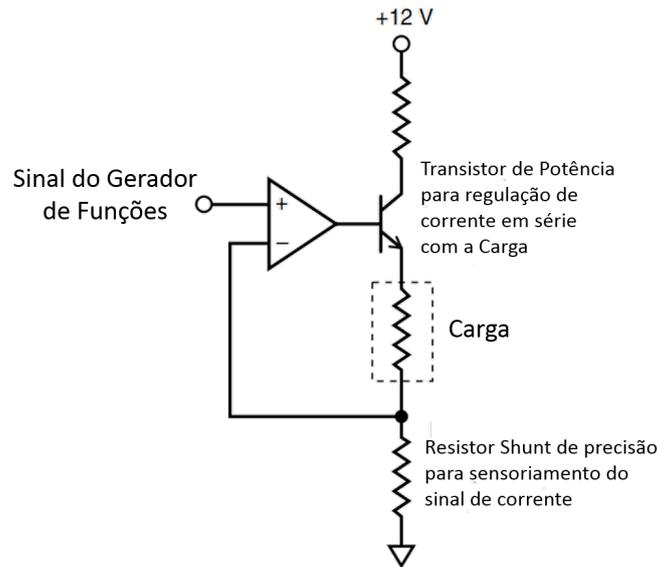


Figura 3.16: Diagrama de um circuito linear básico de uma fonte de corrente regulada por transistor de potência. Figura adaptada de [53].

A corrente sobre a amostra é regulada com um transistor de potência em série com a corrente aplicada. Um amplificador operacional operando no modo diferencial controla a passagem de corrente pelo transistor comparando duas tensões: o sinal de um gerador de funções e o sinal de *feedback* no resistor de precisão posto em série com a amostra. Esse resistor de precisão é adicionado para prevenir oscilações em altas frequências.

3.4.4 Corrente Pulsada

Quando a resistência nos contatos de corrente é alta, o aquecimento por efeito Joule pode afetar as medidas de caracterização. Mais que isso, certas limitações na transferência de calor da fita para o banho de nitrogênio líquido, podem causar processos destrutivos na fita durante o *quench*. O efeito do calor pode ser minimizado pelo método de corrente pulsada. Essa técnica é extremamente útil para fitas 2G que possuem baixa razão espessura da camada estabilizadora por camada supercondutora.

É típico nesse método aplicar-se um degrau de corrente partindo do zero até uma determinada amplitude; a tensão ao longo da amostra é então adquirida antes que o calor percorra os contatos de tensão e interfira; e a corrente sofre um degrau de volta pra o zero, Figura 3.17b. Para corrigir valores de tensão de *offset* no voltímetro ou desvios por efeito termoelétrico, a tensão na amostra é medida com valor de corrente em zero antes e depois do pulso. A duração do pulso pode variar de 1 ms a 2 s dependendo do objetivo da caracterização, dos níveis máximos de corrente, e das limitações da amostra utilizada.

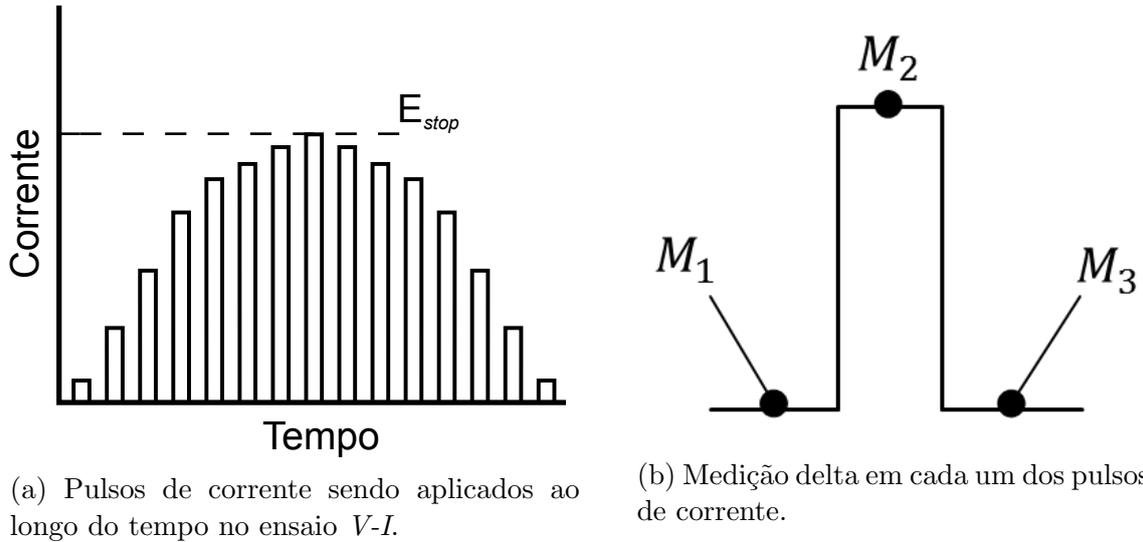


Figura 3.17: Ensaio de caracterização $V-I$ usando corrente pulsada.

Após o pulso ser realizado e as três medições feitas a tensão final é calculada pela equação 3.12. Degraus de subida muito elevada necessitam o uso de amplificadores diferenciais de alta sensibilidade com banda passante na faixa de 10 kHz e uma boa rejeição à tensão de modo comum [64].

$$V_{final} = \frac{2 \times M_2 - M_1 - M_3}{2} \quad (3.12)$$

Os pulsos de corrente crescem gradativamente ao longo do ensaio de forma controlada até que um valor de campo elétrico de parada E_{stop} , definido arbitrariamente, seja detectado na amostra (Figura 3.17a). Após atingir E_{stop} os pulsos aplicados decrescem em amplitude até atingir zero amper.

3.4.5 Voltímetro

O voltímetro, para medições $V-I$ é considerando o "coração" do sistema. O equipamento escolhido deve não só ter uma alta sensibilidade, reprodutibilidade, repetitividade, acurácia relativa e absoluta, mas também abranger todas as características citadas na seção 3.3 para evitar os mencionados ruídos CC e CA nas medições. Um nanovoltímetro abrange quase todos os requisitos citados e por isso é o equipamento mais indicado. No entanto é um equipamento que não abrange todos esses requisitos simultaneamente, por isso são necessárias reconfigurações constantes para cada caso experimental.

A mudança de configuração do nanovoltímetro está diretamente relacionada com o tempo de resposta das medições (tempo de integração) que fica restrito de acordo com o tempo de pulso de corrente utilizado. Para valores de tensão muito baixos o uso de integração com ciclos de rede é indispensável. Sendo 1 NPLC a menor

configuração possível o pulso que pode ser aplicado fica limitado a 16.67 ms + o tempo de resposta da eletrônica do equipamento + tempo de subida para estabilização da corrente.

3.5 Análise de Dados

A primeira consideração para análise de dados de I_c é determinar o critério de tensão crítica V_c . As Figuras 3.18, 3.19 e 3.20 mostram curvas $V-I$ hipotéticas obtidas para diferentes valores de campos magnéticos. Em todas elas pode-se perceber uma zona estreita onde a tensão no supercondutor sobe rapidamente. No entanto não existe um único valor crítico de corrente. Normalmente esse valor fica no ponto que a curva passa a subir verticalmente, mas esse é um conceito genérico que cobre uma ampla zona de corrente. Ou seja, o valor exato de I_c depende da definição e existem três critérios que são comumente usados: campo elétrico, resistividade, e critério do *offset*.

3.5.1 Critério do Campo Elétrico

Define-se um nível de tensão crítica V_c e a corrente crítica é definida quando a curva $V-I$ interceptar esse nível (Figura 3.18). Como a tensão gerada durante a aplicação de corrente depende da distância entre os dois terminais de tensão (Figura 3.3) o nível "crítico" é expresso pelo campo elétrico ao longo do condutor. Por convenção determina-se esse campo elétrico crítico como sendo $E_c = 1 \mu V/cm$ para HTS e $E_c = 0,1 \mu V/cm$ para os LTS [65]. Esse critério facilita a comparação de dados entre laboratórios no âmbito internacional e é atualmente o mais utilizado [54] para materiais HTS.

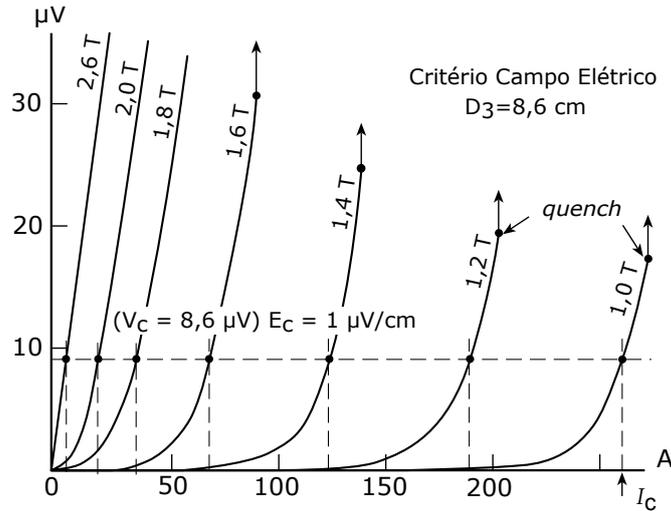


Figura 3.18: Curvas V - I hipotéticas para diferentes campos magnéticos utilizando o critério do campo crítico. Figura adaptada de [53].

3.5.2 Critério da Resistividade

A resistividade é o segundo critério mais utilizado. A corrente crítica é definida quando a curva V - I intercepta uma reta de resistividade pré definida. Como exemplo, a reta para resistividade de $10^{-11} \Omega\text{cm}$ está ilustrada pela reta tracejada partindo da origem na Figura 3.19.

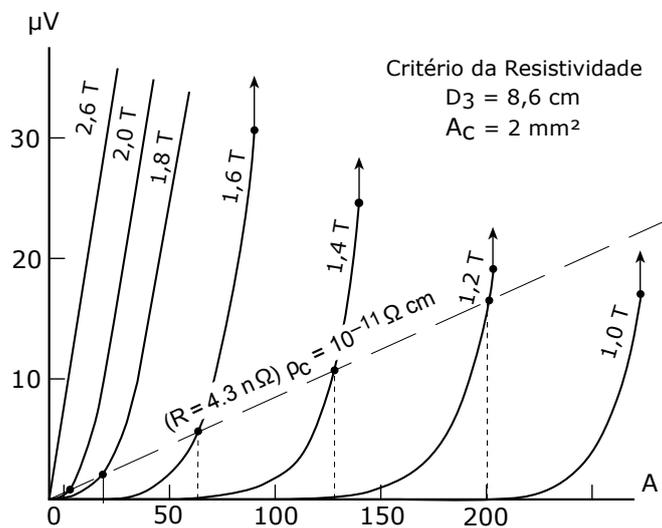


Figura 3.19: Curvas V - I hipotéticas para diferentes campos magnéticos utilizando o critério da resistividade. Figura adaptada de [53].

O valor de ρ_c é escolhido de forma a suprir as necessidades operacionais na qual o supercondutor será submetido. Para aplicações em magnetos por exemplo, a faixa de ρ_c é $10^{-12} - 10^{-13} \Omega\text{cm}$. Utilizar ρ_c aparenta ser o critério mais fundamental pois leva em conta não só comprimento do condutor (como no critério de campo elétrico),

mas também a área da secção transversal do supercondutor. Normalmente, a área toda do supercondutor é usada ao se aplicar o critério de ρ_c , não apenas a área do supercondutor.

Esse não é o critério mais apropriado para medir I_c de um supercondutor em uma faixa ampla de valores de corrente. Para campos magnéticos muito elevados, esse critério leva as medições para valores abaixo da sensibilidade do voltímetro e para campos muito baixos a tensão crítica para achar I_c acaba ficando muito grande, além do *quench* (Figura 3.19).

3.5.3 Critério do *Offset*

O critério do *offset* é muito similar ao critério do campo elétrico, porém, como mostrado na Figura 3.20, ao invés de se traçar a reta vertical da curva $V-I$ no ponto de V_c , obtém-se a reta tangente à curva $V-I$ para um dado nível de campo elétrico. A corrente crítica é definida pelo ponto de intersecção entre a reta tangente e o eixo das abcissas (corrente), como ilustrado pelas linhas tracejadas na Figura 3.20.

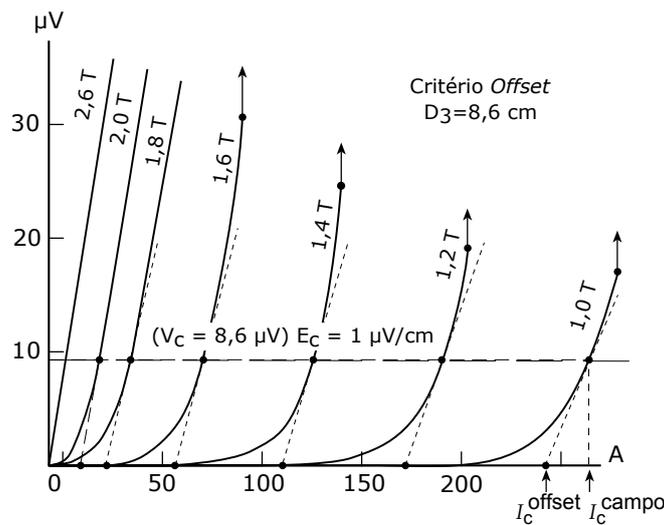


Figura 3.20: Curvas $V-I$ hipotéticas para diferentes campos magnéticos utilizando o critério do *Offset*. Figura adaptada de [53].

Uma vantagem única desse método é que em campos magnéticos elevados, onde a curva $V-I$ é quase ôhmica, os valores *offset* de I_c não são afetados pelo nível de E_c escolhido. Isso pode ser visto para as curvas de campo elevado na Figura 3.20, onde, se imaginarmos um nível um pouco mais baixo ou um pouco mais alto de E_c sempre obteremos a mesma aproximação da reta tangente e conseqüentemente a mesma I_c .

No entanto para curvas $V-I$ com uma forte relação exponencial, ou seja, fator N elevado, a diferença entre o critério do campo elétrico e *offset* se torna negligenciável. Para grande maioria dos casos práticos os dois critérios são idênticos a não ser quando

as características do supercondutor ficam ôhmicas ($N \approx 1$).

3.5.4 Método *Back Extrapolation*

Após a obtenção dos dados experimentais, tanto a região de transferência de corrente quanto a região intrínseca, podem ser facilmente ajustadas pela relação exponencial $V \propto I^N$. Contudo, uma única curva com um único valor de N não ajusta as duas regiões corretamente. Na região intrínseca, o valor de N é bem elevado, variando de 20 a 50, mas para a região de transferência de corrente os valores experimentais podem variar de 1 a 15, dependendo da amostra. Alguns autores criaram modelos teóricos para descrever essa região de transferência; o modelo dois cilindros [55] [66] prevê um valor igual a 1, já outro o modelo, o contínuo anisotrópico prevê um $N = 2$. Consequentemente, o melhor é não usar os dados das regiões de baixa corrente ($< I_c$) e ajustar a curva $V-I$ apenas com a região intrínseca.

Obtendo N na região intrínseca, a relação pode ser extrapolada reversamente ("*back extrapolation*") para obter a verdadeira curva $V-I$ incluindo a região de transferência de corrente. Quanto maior for o valor de N mais confiável é o método.

Capítulo 4

Metodologia

Neste capítulo, será discutindo o raciocínio por de trás dos aparatos experimentais usados, tanto os utilizados quanto os desenvolvidos. Primeiramente abordamos a topologia do porta amostra construído para caracterização das fitas 2G HTS de 4 mm. Em seguida, serão discutidos os circuitos utilizados para o sistema PCM e monitoramento de transientes de tensão. Por final, focamos na proposta dos *current leads*.

4.1 Porta Amostras para fita

4.1.1 Comprimento de Contato de Corrente

A transferência de calor de uma superfície sólida para nitrogênio líquido pode ser descrita por três regimes: *nonboiling*, *nucleate-boiling* e *film-boiling*. Para baixo fluxo de calor ($< 2 \times 10^5 \text{ W/m}^2$), define-se o regime *non-boiling*, não há formação de bolhas de gás e a troca de calor é dominada por correntes de convecção no banho de nitrogênio. Quando o fluxo de calor chega a $\sim 2 \times 10^5 \text{ W/m}^2$ um processo de borbulhamento (*nucleate-boiling*) se inicia e a taxa de transferência de calor aumenta devido a formação de múltiplas pequenas bolhas na superfície sólida que se desprendem ajudando na convecção. Nesse regime, a taxa de transferência de calor pode ser razoavelmente representada para $\Delta T \leq 10 \text{ K}$ pelo conjunto de linhas retas da Figura 4.1.

Para pressão atmosférica de 1 atm a taxa de transferência de calor é dada aproximadamente por 4.1 [50]. Entretanto, experimentalmente a taxa pode variar $10^2 - 10^3 \Delta T^{2.5} \text{ (W/m}^2\text{)}$ dependendo da condição e orientação da superfície. Superfície imersas verticalmente alcançam as maiores taxas de transferência de calor, já superfícies voltadas para cima possuem um taxa consideravelmente reduzida e o pior caso é superfície voltada para baixo, onde as bolhas produzidas podem ficar presas isolando a face [50].

$$\dot{q}/A \approx 5 \times 10^2 \Delta T^{2,5} [(W/m^2)(K^{-2,5})] \quad (4.1)$$

Em fluxo de calor crítico $\dot{q}/A > 2 \times 10^5 W/m^2$, as bolhas que emergem da camada sólida se aglomeram formando uma camada divisória entre o sólido e o nitrogênio iniciando o processo de *film boiling*. Este é caracterizado pela formação de uma fina camada de gás isolante na interface. Nesse estado, a diferença de temperatura ΔT entre a superfície metálica e o nitrogênio líquido sobe abruptamente de uma taxa constante de 10 K para centenas de graus. Em suma, a melhor refrigeração em nitrogênio ocorre para taxas de fluxo de calor pouco abaixo de $2 \times 10^5 W/m^2$.

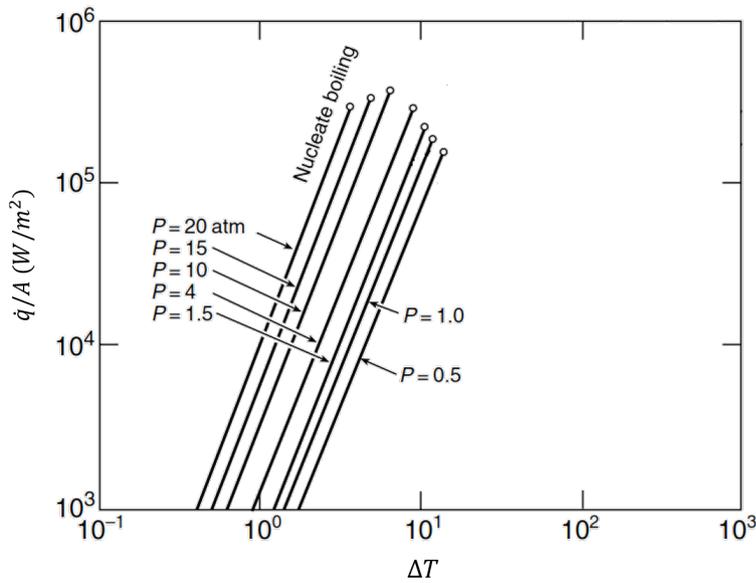


Figura 4.1: Curvas de *nucleate-boiling* para pressões diversas mostrando a transferência de calor de uma superfície metálica para nitrogênio líquido. O fluxo de calor crítico é previsto pelo circulo no topo das curvas de *nucleate-boiling*. Figura adaptada de [67].

Supondo um trecho de 20 cm de fita de 4 mm, a corrente crítica será algo em torno de 250 A, a área total da fita resfriada por nitrogênio será de 8 cm^2 . Queremos que a resistência de contato seja baixa o suficiente para que o efeito Joule suba a temperatura da amostra não mais que 0,5 K. Esse aumento de temperatura implica em uma decréscimo de 5 % na corrente crítica do YBCO a 77 K em autocampo. O aumento de 0.5 K nos dá um limite de potência dissipada nos contatos que é obtida pela taxa transferência de calor solido-líquido do nitrogênio líquido. Essa taxa pode ser estimada considerando baixo fluxo de calor ($2 \times 10^5 W/m^2$ ou $\Delta T \leq 10 \text{ K}$) pela equação 4.1.

Para manter a área de contato razoavelmente pequena, necessita-se da maior área de resfriamento possível com o nitrogênio. Nesse caso, consideramos a área de contato nos terminais de corrente inclusa na área de resfriamento. Essa é uma suposição

aceitável para nitrogênio líquido se levarmos em conta a alta taxa de condução de calor por um barramento de cobre comparado com baixa taxa da superfície em contato com o nitrogênio

Cálculos mais detalhados podem ser feitos considerando todas as interfaces mas para um estimativa funcional, combinar a área de resfriamento com a área de contato do terminal de cobre em A_{surf} na equação 4.1 nos dá um método rápido e simples.

$$\dot{q} = [(5 \times 10^2)(0.5^{2.5})] \times (8 \times 10^{-4} \text{ m}^2) [(W/m^2)(K^{2.5})] = 70.7 \text{ mW} \quad (4.2)$$

Para uma corrente de 250 A, pela lei de Ohm isso limita nossa resistência em:

$$R_c \leq \dot{q}I^{-2} = (70.7 \text{ mV}) \times (250 \text{ A})^{-2} = 1.13 \times 10^{-6} \Omega \quad (4.3)$$

Estimando a resistividade total ρ_c na interface do supercondutor com o terminal de cobre podemos determinar a área mínima de contato necessário para obter essa resistência R_c . Assumindo que se tenha feito bons contatos de corrente na amostra com folha de In sob pressão, então a restividade específica total será um valor em torno de $\rho_c \approx 10^{-6} \Omega\text{cm}^2$.

Inserindo esse valor ρ_c na equação achamos a área de contato mínima.

$$A_c \geq \rho_c/R_c = (10^{-6} \Omega\text{cm}^2)/(3.9 \times 10^{-6} \Omega) = 0.885 \text{ cm}^2 \quad (4.4)$$

Sendo assim, para uma fita 2G de YBCO com 4 mm a distância 1 no porta amostra deve ser de no mínimo 2,21 cm. Refazendo os mesmo cálculos para 20 cm com fita de 12 mm e 600 A de I_c achamos $A_c \geq 1,697 \text{ cm}^2$, isso implica em uma distância mínima de 1,41 cm.

4.1.2 Comprimento de transferência de Corrente

Para esse cálculo, recordemos a expressão 3.5 na seção 3.1.3. O valor de N do YBCO varia $25 \leq n \leq 50$ e queremos medir $E_c = 1 \mu\text{V}/\text{cm}$ em um trecho um pouco menor que 5 cm. Supondo uma fita de largura 4 mm com $I_c = 150\text{A}$ e 0,1 mm de espessura temos $\rho^* = E/J = E_c/(I_c/A) = 2,67 \times 10^{-11} \Omega\text{cm}$. A matriz de fitas 2G pode ser considerado em média 60 μm , que na maioria dos casos é feita de *Hasteloy* C276 com uma resistividade na de aproximadamente $125 - 130 \times 10^{-6} \Omega\text{cm}$.

Para $N = 25$ temos:

$$x_{min} = 2 \times (60 \times 10^{-4} \text{ cm}) \times (0.1/25)^{0.5} \times \left(\frac{130 \times 10^{-6}}{2,67 \times 10^{-11}}\right)^{0.5} = 1,67 \text{ cm}$$

Para $N = 50$ temos:

$$x_{min} = 2 \times (60 \times 10^{-4} \text{ cm}) \times (0.1/50)^{0.5} \times \left(\frac{130 \times 10^{-6}}{2,67 \times 10^{-11}}\right)^{0.5} = 1,18 \text{ cm}$$

Ou seja, qualquer comprimento de transferência acima de 1,67 cm já satisfaz os requisitos para evitar ruídos de medição por proximidade dos contatos de tensão com os de corrente.

4.1.3 Design do Porta Amostra

Por mais contra intuitivo que possa parecer, a condução térmica na fronteira entre duas superfícies metálicas é baixa em temperaturas criogênicas e reduz mais conforme a temperatura se aproxima de 0 K [68]. Foi descoberto experimentalmente que a condutância térmica aumenta aproximadamente de maneira linear com pressão entre dois sólidos [68]. Conseqüentemente, ao contrário de juntas soldadas ou coladas, o fluxo de calor em contato de pressão é insensível à área de contato para uma dada força total pressionado duas superfícies uma contra outra.

Com base nessa informação, nos cálculos das seções anteriores para medição 4 pontas e em trabalhos anteriores realizados no LASUP [5], projetou-se o porta amostra ilustrado na Figura 4.2. A ideia fundamental desse design é fazer a refrigeração da fita não pela convecção no banho de nitrogênio líquido mas sim pela condução térmica da fita entre duas superfícies metálicas. A fita HTS é "sanduichada" por duas barras de Cu eletrolítico, uma superior e outra inferior, parafusadas por parafusos e porcas não magnéticos de inox 304. Os parafusos e porcas de inox foram omitidos na Figura 4.2 para melhor visualização da topologia. A barra superior, sendo centímetros menor que a barra inferior, deixa as extremidades da fita expostas para os terminais de corrente superior, também feitos de Cu, realizarem o contato de corrente com a Fita HTS. Os contatos de corrente inferiores são mais prolongados e com furos maiores para receberem os cabos da fonte de corrente.

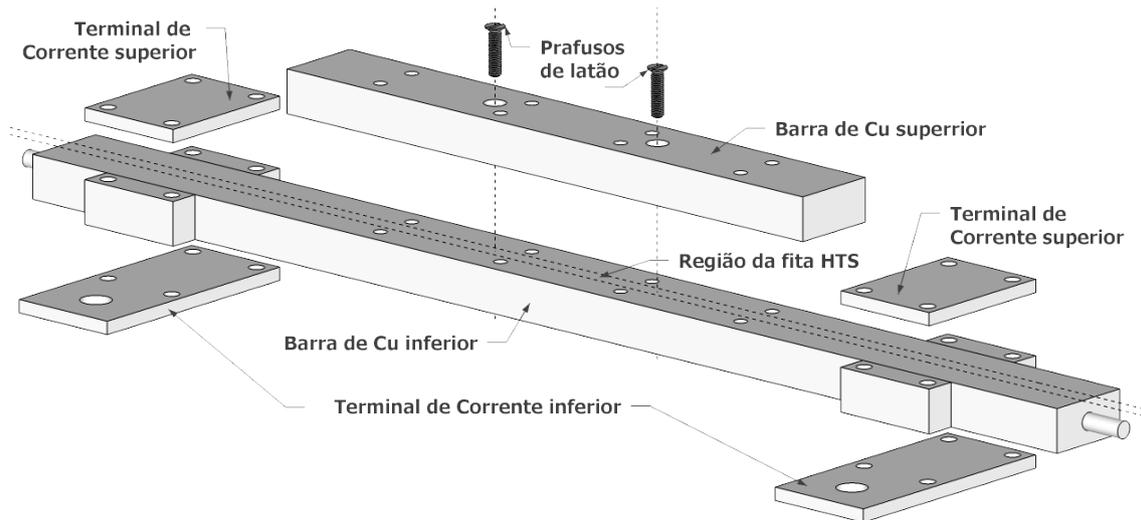


Figura 4.2: Design para o porta amostra com ancoragem térmica.

Na barra superior, dois furos transversais passantes espaçados em 4,6 cm foram simetricamente feitos, de forma centralizada para acessar a superfície da fita HTS. Nesses acessos realiza-se os contatos de tensão do Método 4 Pontas. A Figura 4.3 mostra o porta amostra desmontado e todas as peças necessárias para montagem. Vale destacar que esse mesmo *design* pode ser usado em ensaios sem ancoragem. Basta não utilizar a barra de Cu superior na montagem, deixando a superfície superior da fita HTS exposta, em contato direto com o nitrogênio líquido.

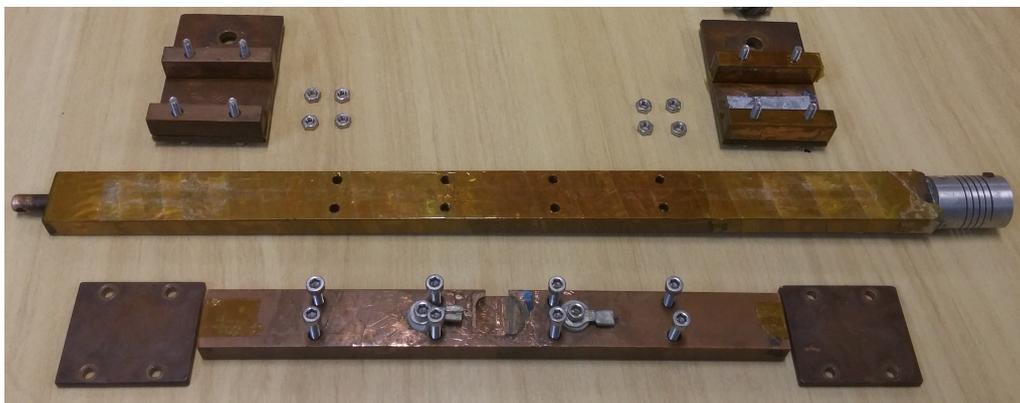


Figura 4.3: Porta amostra desmontado.

Inicialmente cogitou-se utilizar solda de 52%In-48%Sn para realizar contato de tensão. No entanto estudos com *eddy current*[69] mostram que pontos de solda podem se tornar focos de *hot spots*. Buscando minimizar os *hot spots* para haver uma dissipação de calor homogênea durante o *quenching*, optou-se fazer os contatos de tensão por pressão. Essa ideia foi implementada preenchendo os furos passantes com massa epoxy para isolamento elétrico e macheando parafusos fenda M3 de latão-alpha pela massa até atingir a fita como na Figura 4.4. No terminal dos parafusos,

pequenos pedaços de folha de In 99.9% são adicionadas para dar um contato elétrico firme e maleável na fita. Na cabeça fenda dos parafusos são soldados com PbSn fios finos de cobre que se conectam na entrada do nanovoltímetro [5].

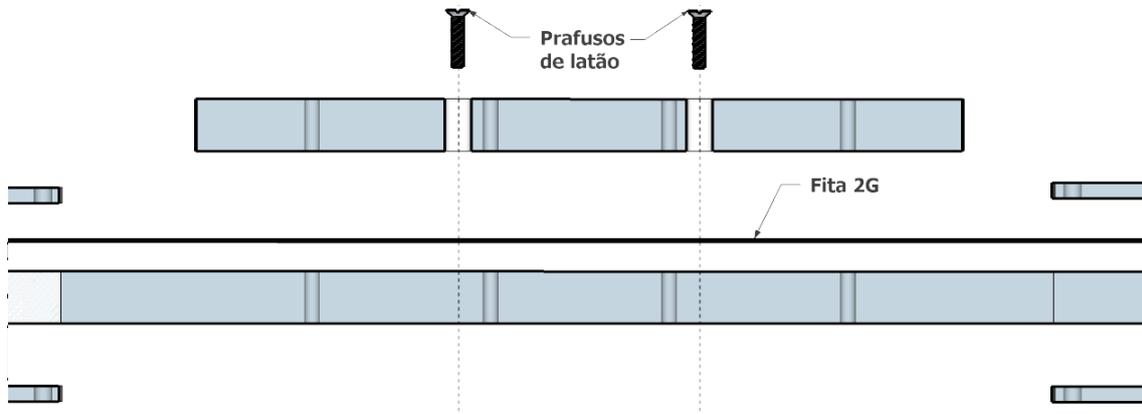


Figura 4.4: Vista ampliada do corte interno mostrando encaixe dos parafusos de latão na fita 2G para os contatos de tensão do método 4 pontas.

4.2 Sistema de Caracterização

Abordamos agora, o sistema de caracterização utilizado para realizar as medidas $V-I$. Este foi montado seguindo a ideia discutida na seção 3.4.2, porém algumas modificações foram implementadas.

4.2.1 Fonte de Corrente

O antigo sistema de caracterização de fitas 2G [6] desenvolvido no Cepel utilizava uma fonte KDC 30-500 da Argantix para realizar os pulsos rápidos de corrente. No entanto aspectos como o tempo de subida e amplitude de *overshoot* (Figura 4.5) limitam o tempo de pulso confiável para realizar medidas de tensão para 100 ms. Entretanto, 100 ms ainda é considerado um tempo rápido e aceitável para as medidas $V-I$ planejadas com ancoragem térmica. Manteve-se o uso dessa fonte para praticamente todos os ensaios a serem feitos.

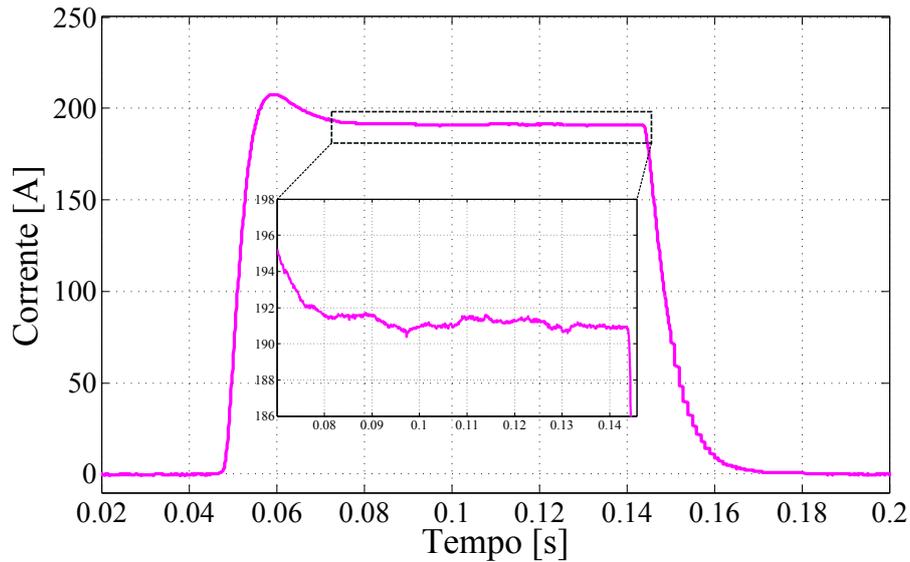


Figura 4.5: Pulso de corrente programado para 190 A e 100 ms de duração na fonte Argantix KDC 30-500.

Contudo, Sirois et al. [70] já demonstraram que com pulsos abaixo de 1 ms é possível limitar a dissipação de potência em amostras de fita 2G-HTS no banho de nitrogênio líquido e assim atingir análises em regime de estado Normal. Com intuito de atingir essa performance nos estudos de caracterização e baseando-se em projetos do Prof. Cláudio Lenz no LASER [71], um circuito para geração de pulsos de corrente foi esquematizado e está ilustrado no Apêndice A.

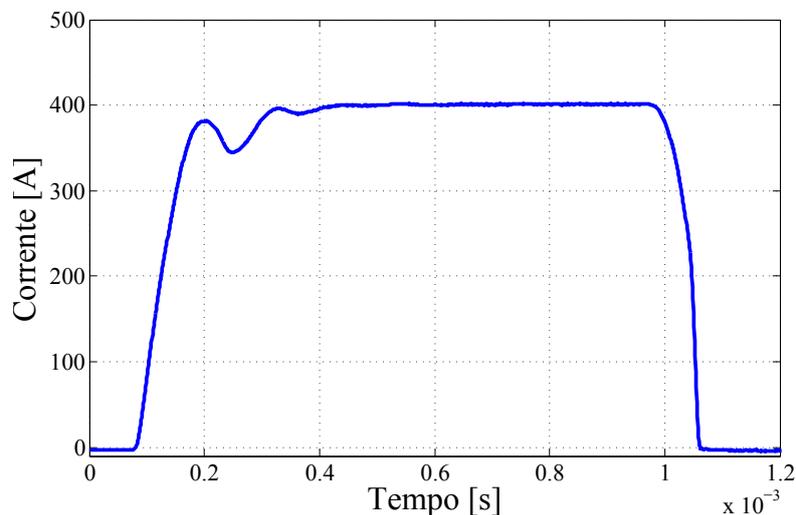


Figura 4.6: Pulso de Corrente para 400 A com sistema de pulsos desenvolvido.

O controle final de corrente desse sistema fica definido por uma simples razão $V = R \times I$ entre a amplitude da tensão de controle $V_{control}$ da fonte V5 e a resistência R_{shunt} no ramo de corrente. No caso, a resistência vista por U2 será a R_{shunt} vezes o ganho de U1 ($G_{U1} \approx 10$). Em um teste prático aplicamos um pulso de 1 ms e 1,6

V esperando um pulso de corrente de $I = 1,6 V / (10 \times 0,4 m\Omega) = 400 A$ de 1 ms. O resultado se encontra na Figura 4.6.

4.2.2 Circuito para Medição de tensão

A medida de tensão é considerado o coração do sistema de caracterização e, como visto em seções anteriores, o equipamento mais indicado para medição de baixos níveis de tensão seria um nanovoltímetro. Seguindo esse pré quesito escolheu-se utilizar o nanovoltímetro modelo 2182A da Keithley controlado por um interface GPIB, também chamada de barramento IEEE-488 (Figura 4.7a e 4.7b).

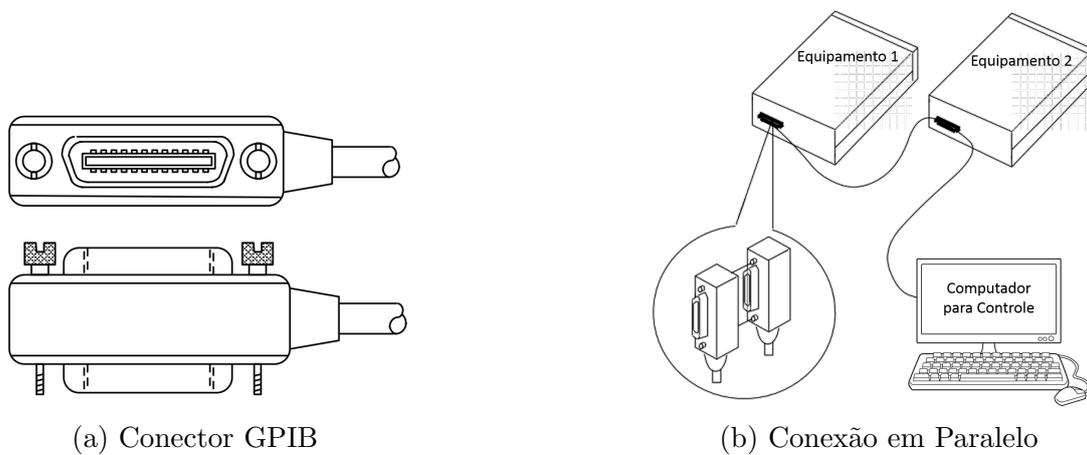


Figura 4.7: Barramento IEEE-488 para múltiplos equipamentos controlados por um computador.

Apesar de ser ideal para baixas tensões, esse modelo de nanovoltímetro não atende os quesitos de velocidade para uma aquisição detalhada de sinais de tensão abaixo de 20 ms. A fim de podermos monitorar com riqueza de dados a tensão nas amostras de fita 2G-HTS durante pulsos de corrente acima dos valores de I_c , foi desenvolvido uma circuito de pré-amplificação como ilustrado no Apêndice A.

4.2.3 Montagem

A Figura 4.8 mostra a montagem dos equipamentos utilizados no sistema de caracterização. Para realizar o banho de nitrogênio utilizou-se uma caixa de isopor 50 x 50 x 30 cm de paredes 2,5 cm de espessura. O porta amostra é aterrado para dar uma blindagem extra contra interferências eletromagnéticas. O nanovoltímetro é montado junto com a fonte de corrente da Argantix em configuração 4 pontas com o porta amostra. Ambos os cabos das pontas de tensão e corrente são conectados em pares trançados. A própria fonte com seu circuito de proteção de tensão interno faz o papel do detector *quenching*. Basta programar a fonte para limitar a corrente

no nível de tensão que o *quench* irá ocorrer. O nível de tensão para limitação da corrente na proteção deve ser definida antes do ensaio.

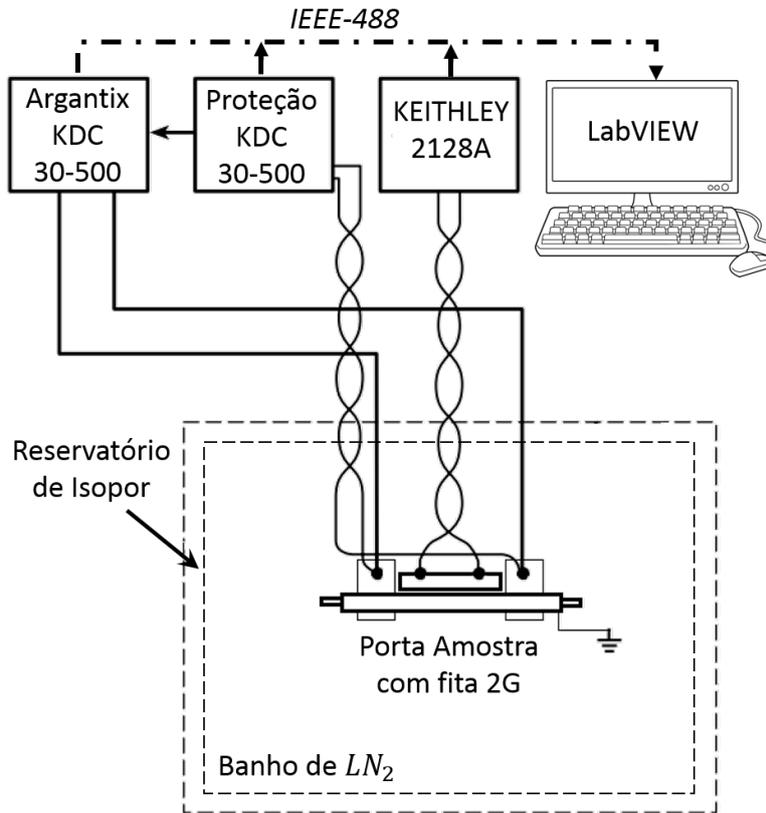


Figura 4.8: Diagrama da conexão dos equipamentos utilizados no sistema de caracterização.

4.3 Projeto *Current Lead*

O projeto de *current leads* foi uma atividade adicional em parceria com o laboratório LASER do Instituto de física da UFRJ para por em uso prático o sistema *V-I* de pulsos rápidos. *Current leads* supercondutores são descritos na literatura [72] como dispositivos auxiliares em magnetos que transportam elevados valores de corrente de uma fonte a uma determinada temperatura, para um conjunto de bobinas de campo a uma outra temperatura. Na grande maioria dos casos a temperatura da fonte é mais elevada que a das bobinas. O LASER possui experimentos criogênicos visando aprisionamento de átomos de hidrogênio em armadilhas magnéticas de campo elevado. Devido a restrições espaciais e térmicas no projeto desse experimento, é necessário a construção de condutores (*current leads*) capazes de transportar correntes na faixa de 1000 A entre duas regiões criogênicas, sem produzir dissipações significativas de calor.

A ideia básica é utilizar fitas 2G-HTS para levar corrente de um primeiro estágio

criogênico de 50 K para um segundo estágio a 4 K onde fios supercondutores de NbTi operam para alimentar bobinas de campo elevado. A grande maioria dos *current leads* discutidos na literatura e vendidos comercialmente são refrigerados com algum tipo de fluido criogênico [73][74]. O desafio desse projeto está na condição dos *current leads* terem de operar em vácuo, sendo refrigerados apenas por condução sólida (*conduction cooling*).

4.3.1 Primeiro Design

O primeiro *design* dos terminais do *current lead* e toda sua estrutura seguiram um conceito conservador com o quesito espacial do criostato. Os desenhos dos terminais desse design se encontram na Figura 4.9. 8 fitas de 12 mm 2G HTS seriam soldadas em paralelo pelas extremidades entre os terminais de 4 K e 50 K em uma configuração de escada. No terminal de 4 K, em cada degrau há uma usinagem na forma de ranhura/vala de 1 mm de diâmetro para comportar um fio de NbTi (Figura 4.10). No terminal de 50 K não há ranhuras, solda-se apenas as fitas.

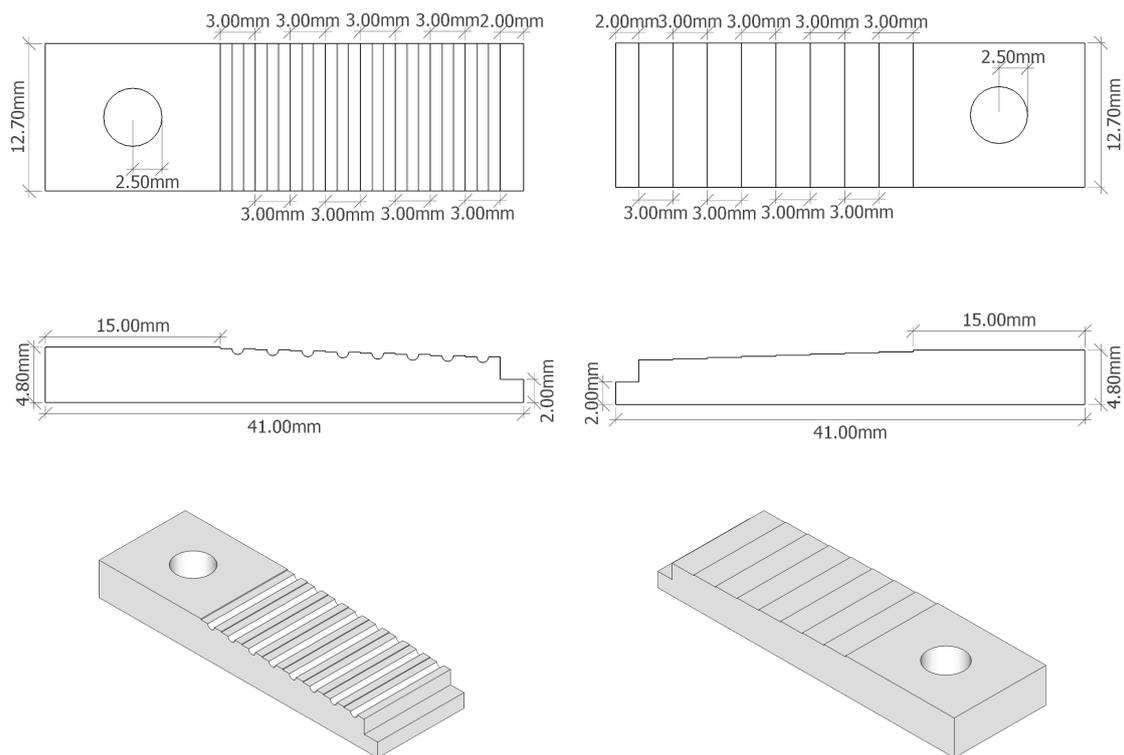


Figura 4.9: Projeto dos terminais de corrente do *current lead* para restrição espacial do criostato. Terminal de 4 K à esquerda com ranhuras para os fios de NbTi e terminal de 50 K a direita sem ranhuras.

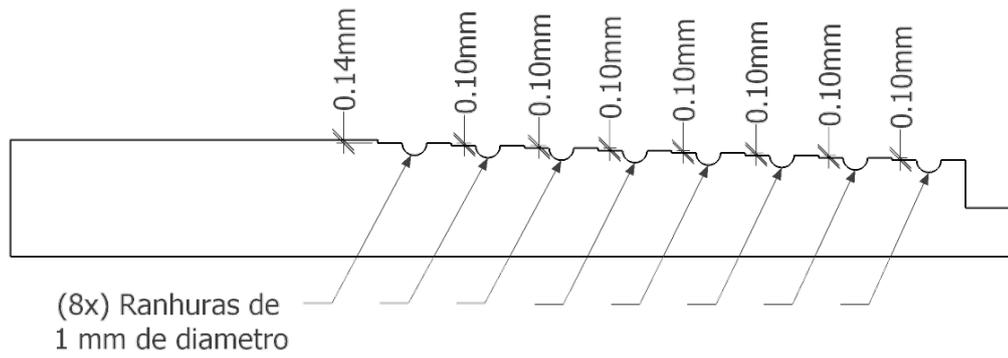


Figura 4.10: Detalhes das ranhuras no primeiro *design* do terminal de 4 K para encaixe dos fios de NbTi.

Para dar estabilidade mecânica na estrutura (terminais mais fitas e fios), uma barra de 2 mm de espessura de inox 316L SS é soldada entre os terminais como ilustrado na Figura 4.11.

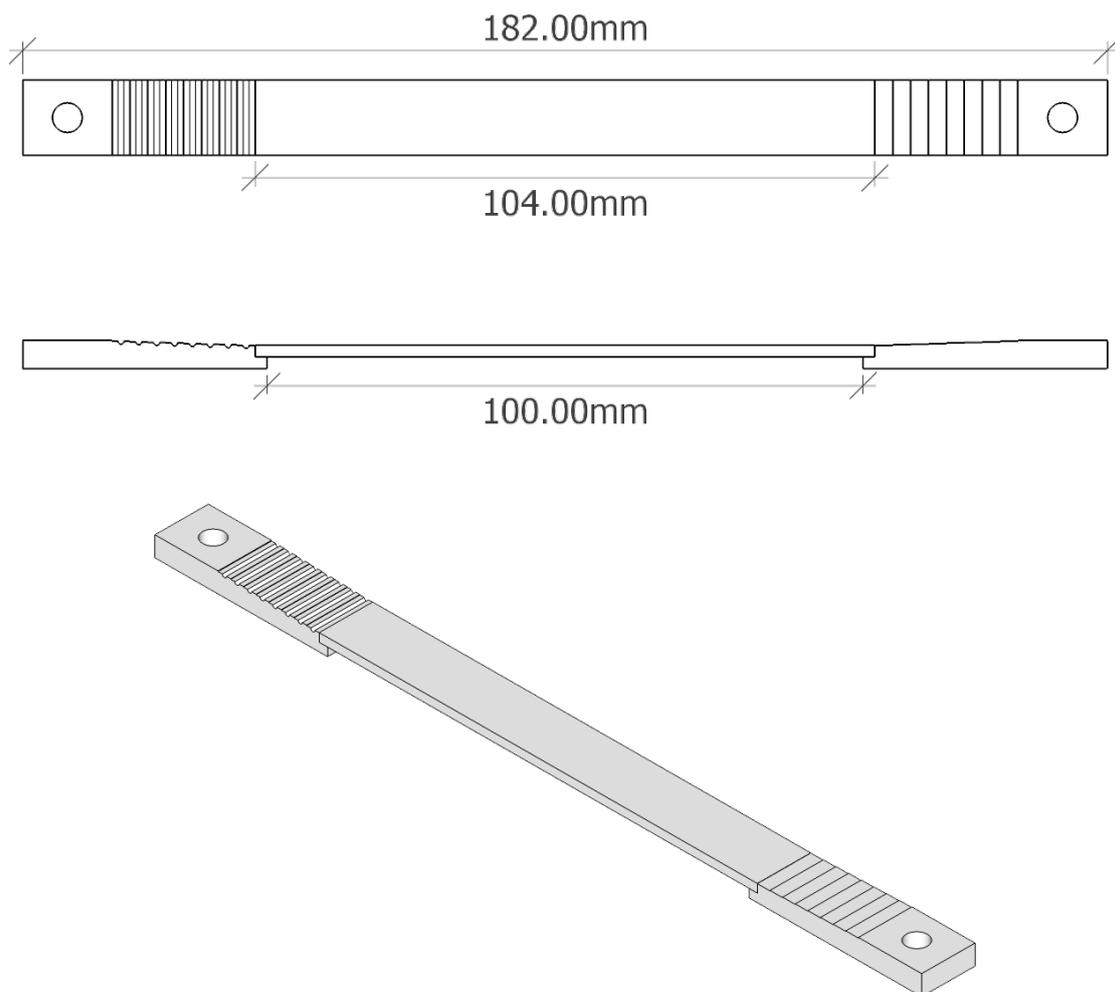


Figura 4.11: Montagem dos dois terminais 4K e 50 K com a barra de inox.

Contudo, tentativas de construção dessa estrutura com a fita HTS THEVA SF12050 disponível, indicaram que outros quesitos como resistência de contato, liga de solda, capacidade térmica de junta e contração diferencial, precisariam ser levados em conta no *design*. Esses quesitos são abordados nas próximas seções e através deles projetou-se novos terminais.

4.3.2 Escolha de Fita HTS e junta

O regime contínuo de operação de um *current lead* ao transportar corrente faz com que as juntas de entrada e saída sejam o fator crucial para o sucesso do dispositivo. A resistência de contato por menor que seja, não é supercondutora, irá gerar calor continuamente por efeito Joule enquanto houver passagem de corrente. Esse calor precisa ser drenado para que não haja aumento de temperatura próximos de T_c . Ou seja, a junta precisa ter condutibilidade térmica grande o suficiente para transportar o próprio calor gerado.

Juntas de solda além possuírem os menores valores de resistividade características também possuem os maiores valores de condutibilidade térmica, seguido de esmaltes, pastas/graxas térmicas e por ultimo, dependendo da força, contatos de pressão. Com base nisso, a escolha de juntas soldadas é certamente a mais indicada. Contudo a escolha da liga da solda é um detalhe que merece muita atenção.

Como visto em seções anteriores (3.2.3), soldas de baixo ponto de fusão a base de In como In-48Sn, In-3Ag e In 99.99%, são as mais recomendadas para não danificar fitas de YBCO com camada estabilizadora. Contudo, para fitas com finas camadas de Ag ($10 \sim 20 \mu m$) o Sn em soldas de In-48Sn pode dissolver a camada de Ag deixando o YBCO exposto para reagir com o In e perder suas propriedades supercondutoras (Figura 4.12a e 4.12b). Este detalhe técnico foi observado ao longo das tentativas de solda da fita THEVA SF12050 no Primeiro *design* (seção 4.3.1) dos *current leads*. O modelo SF12050 para ser soldado corretamente deve-se utilizar a solda eutética de In-3Ag para conservar a integridade da camada estabilizadora de Ag.



(a) Camada de Ag dissolvida na extremidade da fita por solda de In-Sn



(b) Camada de Ag dissolvida no meio da fita

Figura 4.12: Exposição da camada de YBCO na fita THEVA SF12050 com camada estabilizadora $10\mu\text{m}$ de Ag.

Devido a indisponibilidade da solda In-3%Ag optou-se para outro modelo de fita mais adequado à solda de In-48Sn disponível. Por final escolheu-se o modelo Amperium 8612 da American Superconductors (AMSC) com dupla camada de material HTS no substrato de $I_c \sim 641 \text{ A}$. Esse modelo por ser laminado em aço inoxidável é ideal para aplicações de *current lead*. A combinação de baixa condutividade térmica do inox com alta capacidade de corrente de transporte na dupla camada de HTS, torna esse tipo de fita perfeita para operação em baixo fluxo de calor entre grandes variações de temperatura. Não esquecendo de mencionar a vantagem de poder usar a solda disponível de In-48Sn.

Outra grande vantagem em utilizar o modelo Amperium 8612 está relacionada com possibilidade de contornar outros dois problemas simultaneamente: a contração diferencial e a estabilidade mecânica. Independente da degradação provocada pela solda de In-48Sn na fita SF12050, soldar fitas entre os terminais de cobre da Figura 4.11 provoca uma deformação mecânica devido a contração diferencial entre o cobre e a barra de aço inox 316L SS. Os terminais de cobre não dilatam na mesma proporção que a barra de inox durante o aquecimento para realizar a solda. O efeito disso nas fitas soldadas é a formação de uma "barriga" que se acentua ainda mais em temperaturas criogênicas (Figura 4.13). Uma "barriga" muito acentuada indica que pode ocorrer possíveis processos de degradação por delaminação da fita na fadiga de contração e dilatação ao longo dos ciclos térmicos. O modelo Amperium 8612 com camada estabilizadora de inox possui uma rigidez mecânica muito superior à ao modelo SF12050, sendo capaz substituir a barra de inox para dar suporte mecânico entre os terminais de cobre. Deixando a própria fita dar rigidez mecânica no *current lead* elimina-se a formação de "barriga" e possíveis processos de degradação. Não só isso, melhora ainda mais o isolamento térmico entre os terminais 4 K e 50 K.



Figura 4.13: Fitas SF12050 envergadas pela contração térmica diferencial inerente no primeiro *design* do *current lead* ao banhar conjunto em LN_2 .

4.3.3 Condução térmica nos sólidos

Para supercondutores HTS no vácuo, o resfriamento ocorre quase integralmente por condução sólida ao longo dos contatos do *current leads* para a zona fria do refrigerador. O cálculo para área de contato mínima segue o mesmo procedimento do utilizado para o porta amostras. Só que ao invés de utilizar a equação 4.1, usa-se a condução sólida ao longo do terminal de corrente e as juntas de corrente. O fluxo de calor q_{cond} por um pequeno elemento de uma barra sólida, tubo, ou peça de um criostato é dado por:

$$q_{cond} = \lambda(T)A \frac{dT}{dx} \quad (4.5)$$

Onde A é área da secção transversal da peça, dT/dx é o gradiente de temperatura ao longo do elemento, e $\lambda(T)$ é condutividade térmica do material que depende da temperatura. Se tivermos o caso de um da peça no criostato com área de secção transversal uniforme, podemos integrar a equação 4.5 para obter uma expressão mais simples:

$$q_{cond} = \frac{A}{L} \int_{T_1}^{T_2} \lambda(T) dT = \frac{A}{L} \bar{\lambda} \Delta T \quad (4.6)$$

Onde L é o comprimento do elemento, A a área de secção transversal, e T_1 e T_2 as temperaturas nas extremidades fria e quente respectivamente. Como se pode ver na equação 4.6 a condutividade térmica λ também pode ser definida para intervalos específicos de temperatura:

$$\bar{\lambda} = \Delta T^{-1} \int_{T_1}^{T_2} \lambda(T) dT$$

sendo o intervalo definido por $\Delta T = T_2 - T_1$.

Por causa da forte dependência de $\lambda(T)$, o projeto de peças criogênicas pode ser simplificado com o uso de uma tabela para integral da condutividade térmica $\int \lambda(T) dT$ na equação 4.6. Essas integrais costumam ser tabeladas com referência à 4 K, ou seja $\int_{4 K}^{T_2} \lambda(T) dT$. Desses valores podemos determinar o fluxo de calor de uma peça sólida de seção transversal A e comprimento L entre duas temperaturas

arbitrárias T_1 e T_2 tirando a diferença entre as integrais de 4 K. Ou seja, equação 4.6 pode ser reescrita como:

$$\dot{q}_{cond} = \frac{A}{L} \int_{T_1}^{T_2} \lambda(T) dT = \frac{A}{L} \left[\int_{4\text{ K}}^{T_2} \lambda(T) dT - \int_{4\text{ K}}^{T_1} \lambda(T) dT \right] \quad (4.7)$$

4.3.4 Área de Contato de Corrente no Vácuo

Como já mencionado, uma boa suposição é que a área total de resfriamento A_{surf} seja igual à área de contato de corrente A_c . E da listagem de integrais da condutividade térmica, obtemos para o cobre:

$$\begin{aligned} \int_{4\text{ K}}^{50\text{ K}} \lambda(T) dT &= 50.8\text{ kW/m} \\ \int_{4\text{ K}}^{60\text{ K}} \lambda(T) dT &= 58.7\text{ kW/m} \\ \int_{4\text{ K}}^{6\text{ K}} \lambda(T) dT &= 0.8\text{ kW/m} \end{aligned}$$

Terminal de 50 K

Considerando que potência gerada nos contatos de corrente \dot{q} promoverá um aumento de temperatura de $10\text{ K} = T_2 - T_1$ na fita supercondutora, calculamos o fluxo de calor em regime permanente por unidade de área. Devido a limitações espaciais do criostato no qual o *Current Lead* será instalado, a espessura L do contato de cobre fica limitada em aproximadamente 5 mm.

$$\begin{aligned} \dot{q}_{cond} &= \frac{A_{surf}}{L} \left[\int_{4\text{ K}}^{60\text{ K}} \lambda(T) dT - \int_{4\text{ K}}^{50\text{ K}} \lambda(T) dT \right] \\ \dot{q}_{cond} &= \frac{A_c}{(5 \times 10^{-3}\text{ m})} [(58,7\text{ kW/m}) - (50,8\text{ kW/m})] \\ \dot{q}_{cond} &= (2,86\text{ MW/m}^2) A_c \end{aligned}$$

Para uma corrente de 600 A, Pela Lei de Ohm a resistência de contato para gerar a potência calculada fica limitada em:

$$R_c \leq \dot{q} I^{-2} = (2,86\text{ MW/m}^2) A_c \times (600\text{ A})^{-2} = (7,94\text{ }\Omega/\text{m}^2) A_c$$

Considerando $1,4 \times 10^{-9}\text{ }\Omega\text{m}^2$ a resistividade da solda utilizada para fixar a fita no contato, calculamos a área mínima necessária A_c para obter a Resistência R_c :

$$A_c \geq \rho_c/R_c = (1,4 \times 10^{-9} \Omega m^2)/(7,94 \Omega/m^2)A_c$$

$$A_c = \sqrt{(1,4 \times 10^{-9} \Omega m^2)/(7,94 \Omega/m^2)} = 17,86 \text{ mm}^2$$

Se a fita tem largura de 12 mm então sua distância mínima que deve estar contato com o bloco de cobre é $l_{min} = 1,5 \text{ mm}$. No entanto, essa é uma situação hipotética em que desconsideramos a capacidade térmica da junta de solda. Para temperaturas criogênicas a capacidade térmica de juntas de solda em geral fica em torno de $10 - 40 \text{ W}/(\text{cm}^2.K)$. Considerando o pior caso $10 \text{ W}/(\text{cm}^2.K)$ calculamos a transferência de calor máxima \dot{q}_{max} que a junta conduz.

$$\dot{q}_{max} = (10 \text{ W}/(\text{cm}^2.K)) \times A_c \times (T_2 - T_1) = 17,86 \text{ W}$$

$$\dot{q}_{cond} = \frac{5,96 \times 10^{-5} \text{ m}^2}{(5 \times 10^{-3} \text{ m})} [(58,7 \text{ kW}/\text{m}) - (50,8 \text{ kW}/\text{m})] = 28,22 \text{ W}$$

Percebe-se que capacidade de transferência de calor na junta de solda é menor do que o calor gerado no efeito Joule. Isso promoveria uma aumento de temperatura gradativo na junta que tiraria a fita do estado supercondutor e ocasionaria uma possível degradação. Ou seja, a área de contato precisa ser incrementada para que $\dot{q}_{max} \leq \dot{q}_{cond}$. Duplicando A_c atingimos essa condição de taxa de transferência de calor e reduzimos o efeito Joule:

$$\dot{q}_{max} = (10 \text{ W}/(\text{cm}^2.K)) \times 2A_c \times (T_2 - T_1) = 35,72 \text{ W}$$

$$Perdas = (\rho_c/(2A_c))I^2 = (1,4 \times 10^{-9} \Omega m^2)/(2A_c)(600A)^2 = 14,11W$$

Para fita 2G HTS de 12 mm de largura precisa-se então de pelo menos 3 mm de fita em contato com o terminal de corrente. Contudo, esse é um cenário em que todo calor gerado na junta de solda será extraído pelo *Cryocooler* utilizado. Visto as condições operacionais de segurança estipuladas pelo fabricante do *Cryocooler*, a taxa de calor em regime permanente deve ser mantida em aproximadamente 1 W. Nesse caso, A_c precisa ser redimensionada novamente. Essa condição de $Perdas \leq 1 \text{ W}$ é atingida para uma área de $30 \times A_c$:

$$Perdas = (\rho_c/(30A_c))I^2 = (1,4 \times 10^{-9} \Omega m^2)/(30A_c)(600A)^2 = 0,94W$$

Para suprir todas as condições de operação, a 50 K a fita de 12 mm precisa então, de aproximadamente 5 cm de comprimento em contato com o terminal de corrente. Para 5 cm a resistência de contato será aproximadamente $2,3 \mu\Omega$.

Terminal de 4 K

O mesmo procedimento para o terminal a 4 K do *current lead* pode ser utilizado levando em conta que nesse terminal estarão presos fios de NbTi cuja temperatura crítica é em torno de 10 K. Por segurança estipulamos uma variação máxima de $T_2 - T_1 = 2 K$.

$$\dot{q}_{cond} = \frac{A_{surf}}{L} \left[\int_{4 K}^{6 K} \lambda(T) dT \right] = \frac{A_c}{(5 \times 10^{-3} m)} [(0.8 kW/m)] = (0.16 MW/m^2) A_c$$

Novamente para uma corrente de 600 A temos:

$$R_c \leq \dot{q} I^{-2} = (0.16 \times 10^6 W/m^2) A_c \times (600 A)^{-2} = (0.5 \Omega/m^2) A_c$$

$$A_c \geq \rho_c / R_c = (1,4 \times 10^{-9} \Omega m^2) / (0.44 \Omega/m^2) A_c$$

$$A_c = \sqrt{(1,4 \times 10^{-9} \Omega m^2) / (0.44 \Omega/m^2)} = 56,12 mm^2$$

Com a mesma fita de 12 mm $l_{min} = 4.7 mm$.

$$\dot{q}_{max} = (10 W/(cm^2.K)) \times A_c \times (T_2 - T_1) = 14,77 W$$

$$\dot{q}_{cond} = \frac{7,385 \times 10^{-5} m^2}{(5 \times 10^{-3} m)} [(0.8 kW/m)] = 11,82 W$$

A condição $\dot{q}_{cond} < \dot{q}_{max}$ está satisfeita na junta. Não há necessidade de redimensionamento nesse caso. Contudo ainda há o critério de 1 W de capacidade do *cryocooler*. Por praticidade estipulamos $l_{min} = 5 cm$ para o terminal de 4 K, igual ao terminal de 50 K. Fazendo uma suposição conservadora, assumiu-se que a resistência das duas juntas, 4 K e 50 K, serão praticamente iguais. A resistência total para uma fita soldada em ambas as extremidades será então $4,6 \mu\Omega$.

4.3.5 Projeto do Suporte

Com base nas restrições dimensionais calculadas para atender as limitações térmicas do vácuo novos terminais de corrente foram projetados.

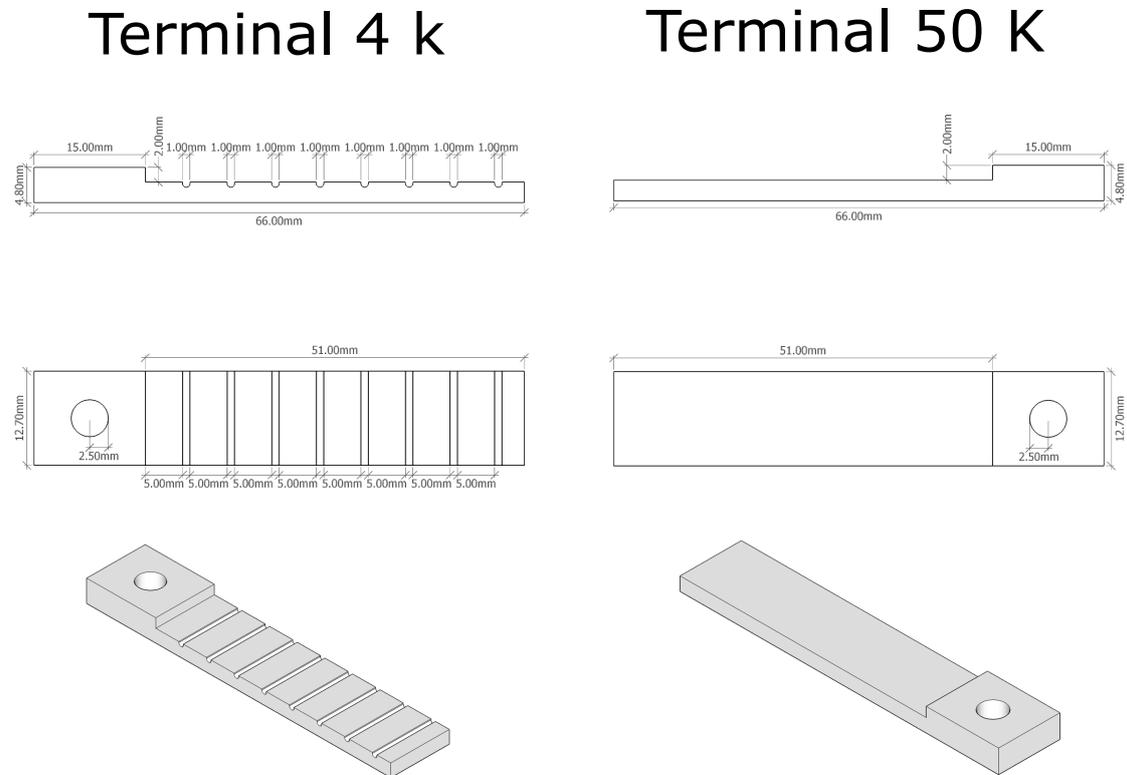


Figura 4.14: Projeto dos terminais de corrente dos *current leads* dimensionados para minimizar a resistência de contato e permitir extração de calor. Terminal de 4 K à esquerda com ranhuras para os fios de NbTi e terminal de 50 K à direita sem ranhuras.

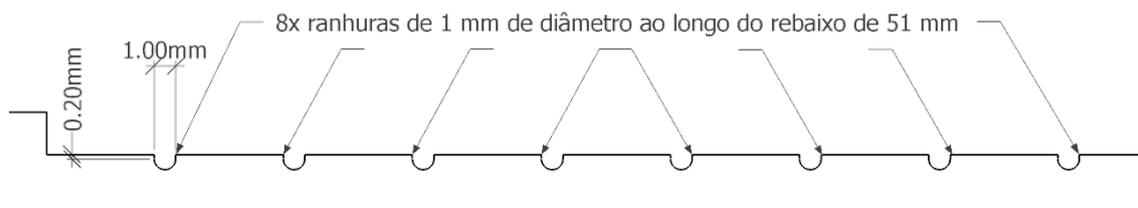


Figura 4.15: Detalhes das ranhuras no terminal de 4 K para encaixe dos fios de NbTi.

A Figura 4.16 mostra o desenho da montagem geral de um único *current lead*. 4 trechos de 152 mm de fita 2G HTS serão soldadas em paralelo entre os terminais de 50 K e 4 K. No terminal de 4 K, 8 fios de 0.6 mm de diâmetro e 100 mm de comprimento de NbTi serão soldados nas ranhuras (Figura 4.15). Com quatro fitas soldadas em paralelo espera-se um a resistência total de $R_{tot} = 4,6 \mu\Omega/(2^4) = 2,87 n\Omega$.

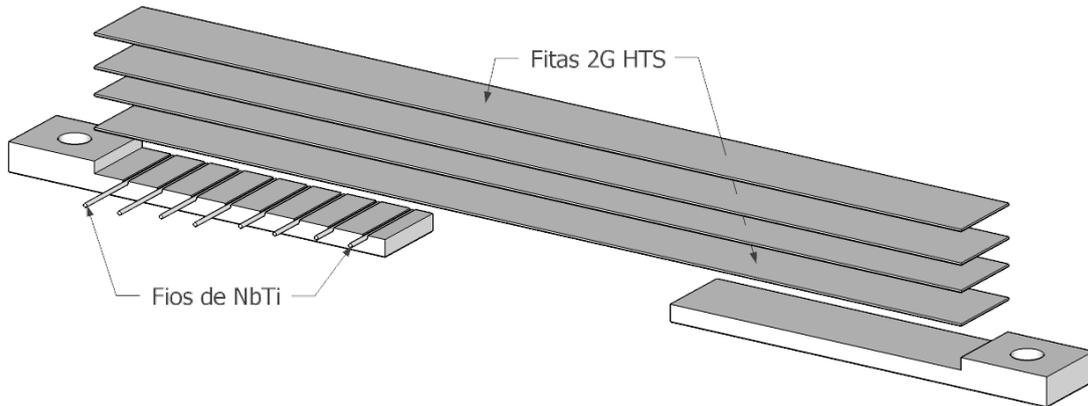


Figura 4.16: Esquema da montagem geral do *current lead*. O conjunto é composto de 4 fitas 2G HTS de 12 mm, 8 fios de NbTi e os dois terminais de Cu, para 4 K e 50 K.

4.3.6 Execução

A execução do projeto do *current lead* foi idealizada em duas etapas: caracterização de junta e montagem. A caracterização de junta focou-se na técnica de solda para produzir a junta com resistência igual ou menor que a esperada no projeto. Após o domínio na produção da junta de solda o foco passa para a montagem completa do dispositivo. Nessa dissertação, apenas o teste de junta foi realizado.

Uma dificuldade observada durante as primeiras tentativas de solda no primeiro *design* dos *currente leads* foi soldar os fios de NbTi posicionados nas ranhuras do terminal de 4 K juntamente com as fitas HTS. Para contornar essa dificuldade técnica utilizou-se duas ligas diferentes de solda; uma de PbSn para os fios de NbTi e outra de InSn para as fitas. Primeiro solda-se todos os fios com PbSn, cuja temperatura de fusão é em torno de 190 °C. Dessa forma os fios não sairão mais das posições quando passar para etapa de soldar as fitas com InSn, uma vez que sua temperatura de fusão é mais baixa (118 °C). A solda dos fios está ilustrada na Figura 4.17.

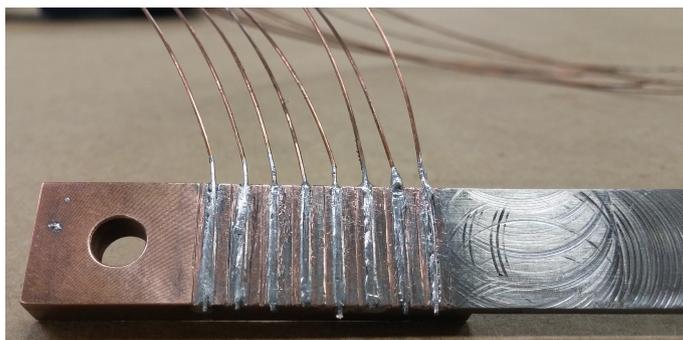


Figura 4.17: Fios de NbTi soldados no terminal de 4 K com solda de PbSn.

Como já mencionado, a principal fonte de calor que irá limitar a operação de um *current lead* são as resistências das juntas de solda nos terminais de corrente. Ou seja, uma baixa resistência na interface fita/terminal é crucial para o sucesso de um protótipo. Sabendo disso, um suporte teste com uma placa de G10 e duas chapas de cobre foi desenvolvido para executar as soldas e uma posterior caracterização 4 pontas (Figura 4.18). Como o foco nessa primeira etapa foi a resistência de junta, não se utilizou a fita da AMSC 8612 por ser uma modelo *HTS double layer* de elevado custo e pouca quantidade no laboratório. Fez-se uso de um modelo mais barato de 12 mm da Shanghai Superconductors de $I_c \sim 300 A$ com laminação de inox 316 similar ao modelo da AMSC.

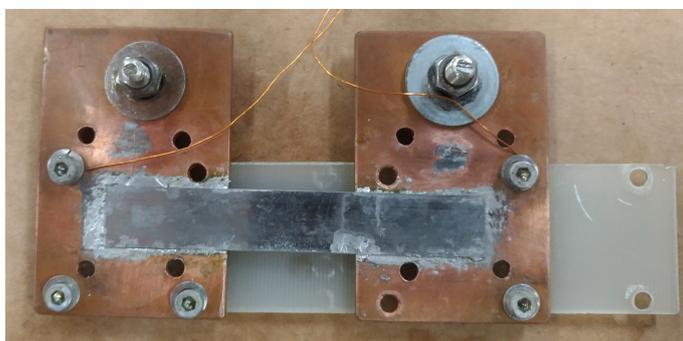
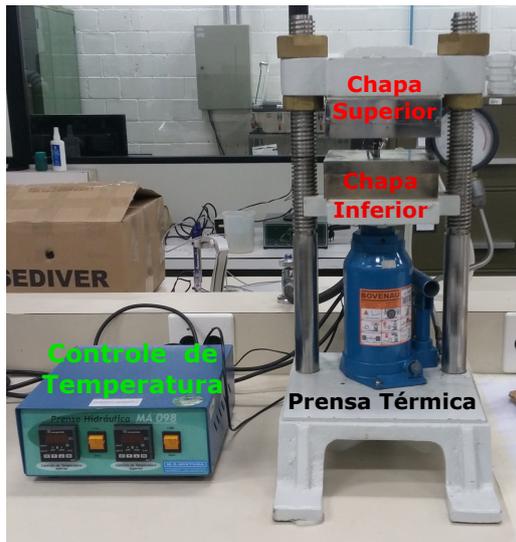


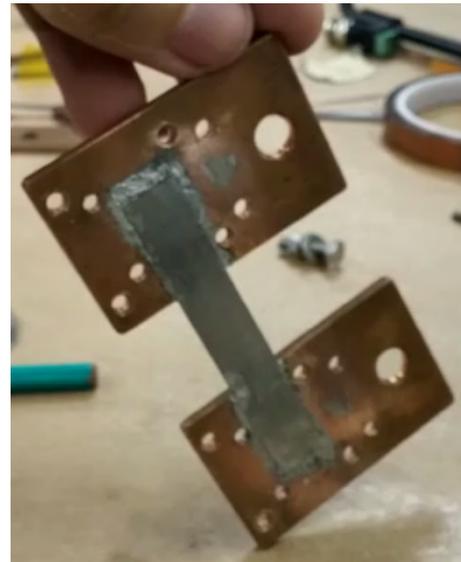
Figura 4.18: Suporte feito de G10 e duas chapas de cobre para teste de solda na fita de 12 mm da Shanghai Superconductor.

Para efetuar a solda nos terminais de cobre vistos na Figura 4.18, utilizou-se uma prensa de térmica Marconi modelo MA098 (Figura 4.19a) com chapas superior e inferior de temperatura controlável. Antes de ir para prensa, ambos os terminais de cobre e fita supercondutora recebem uma fina camada de solda In-48Sn. Após aplicação da solda em cada componente, posiciona-se a fita nos terminais, o conjunto vai para prensa fria e é pressionado. A temperatura de ambas as chapas é gradativamente elevada até $130\text{ }^\circ\text{C}$ e cronometra-se 5 minutos a partir do derretimento da solda. Após 5 minutos, a temperatura é reduzida nas chapas da prensa por um sistema interno de refrigeração a ar até atingir $100\text{ }^\circ\text{C}$. Em $100\text{ }^\circ\text{C}$ a pressão entre

as chapas é aliviada e o conjunto suporte/fita é retirado.



(a)



(b)

Figura 4.19: (a) Prensa hidráulica MARCONI MA098 com temperatura controlável em ambas as chapas. Esta foi usada para realizar procedimento de solda de fitas 2G HTS de 12 mm em terminais de cobre. (b) Fita 2G HTS soldada entre os dois terminais de cobre sem a placa de G10.

Após todo procedimento de solda a placa de G10 é retirada do conjunto para testar a estabilidade mecânica da fita (Figura 4.19b). A amostra da Figura 4.18 possui comprimento total de 75 mm e 25 mm de comprimento soldado em cada terminal. O projeto original, previa 50 mm de fita nos terminais, mas nessa etapa de testes fez-se a solda com 25 mm para evitar desperdício de material. A resistência no caso de 50 mm pode ser facilmente inferida pela equação 3.6 após a caracterização $V-I$ do conjunto.

Capítulo 5

Resultados

5.1 Fitas Caracterizadas

Os resultados de caracterização das fitas supercondutoras foram obtidos com fitas HTS de quatro fabricantes diferentes. Todas as fitas de 4 mm possuem substrato de Hastalloy C-276 com 60 μm de espessura e foram testadas no mesmo porta amostra em banho de nitrogênio líquido. Todas as amostras foram cortadas em trechos de 24 cm deixando 4,6 cm de espaçamento entre os contatos de tensão. As diferenças construtivas relevantes de cada fita se encontram expostas na tabela 5.1.

Tabela 5.1: Tabela com diferenças construtivas das camadas da fitas 2G HTS caracterizadas

Fabricante	Modelo	I_c [A]	(Re)BCO	Camada Estabilizadora	Isolamento
SuNam	HCNK04150	150	GdBCO - 1 3 μm	Ag (1,5 μm) + Cu (20 μm)	Kapton [®]
SuperOx	2014-10-R	130	GdBCO - 1,5 μm	Ag (1 μm) + Cu (20 μm) + PbSn (10 μm)	Nenhuma
Super Power	SCS4050	120	GdYBCO - 1,5 μm	Ag (2 μm) + Cu (20 μm)	Kapton [®]
Shanghai Super.	SC-W4	150	YBCO - 6 μm	Ag (3 μm) + Inox 304 (30 μm)	Nenhuma

5.2 Primeiros Ensaios

5.2.1 Banho de LN_2

As primeiras medidas foram realizadas na Fita HCNK04150-150122-01 da Su-Nam revestida de Kapton[®]. A amostra foi diretamente imersa em nitrogênio líquido sem a barra de cobre superior do porta amostra como discutido na seção 4.1 e consequentemente os contatos de tensão tiveram que ser feitos com solda de In-52%Sn. Os pulsos foram configurados para 100 ms de duração, 2000 ms de intervalo e critério campo elétrico de parada inicialmente em $E_{stop} = 100 \times E_c$. Os ensaios foram sendo repetidos com a mesma configuração de pulso elevando E_{stop} até se observar o processo de *quenching*. Ao atingir tensões de aproximadamente 1 V houve ruptura da

fitas (Figura 5.1)

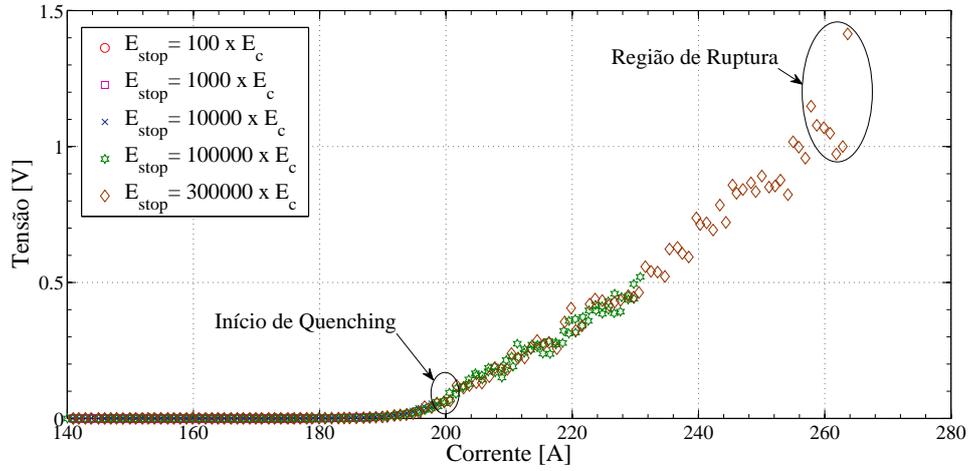


Figura 5.1: Curvas $V-I$ para fita da SuNam modelo HCNK04150.

Observou-se o borbulhamento típico de *quenching* a partir de 200 A, que é exatamente o trecho onde as medidas de tensão ficam extremamente ruidosas nas curvas da Figura [5.1]. A Figura 5.2 mostra a zona onde a dispersão se inicia. Vemos a prova empírica da interferência térmica dificultando a caracterização de *Flux Flow* da fita.

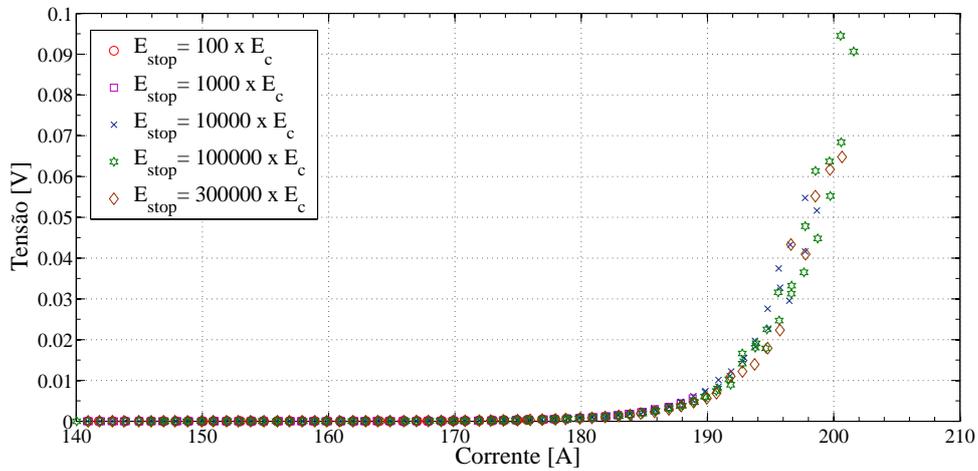


Figura 5.2: Ampliação das Curvas $V-I$ para fita da SuNam HCNK04150 na zona inicial do processo de *quenching*.

Desses ensaios com a fita banhada diretamente em nitrogênio líquido, estipulamos o campo elétrico máximo de $2e5 \times E_c$ para todos os ensaios posteriores. Esse valor equivale aproximadamente a 1 V na amostra de 4,6 cm.

5.2.2 Ancorando termicamente

Nos ensaios com ancoragem térmica adiciona-se a barra superior de cobre (Figura 4.2) na montagem final do porta amostra. Ou seja, a amostra fica sanduichada entre as barras de cobre promovendo troca térmica quase exclusivamente por condução com o cobre. Vale lembrar que com a barra superior de cobre adicionada, os contatos de tensão passam a ser feitos com os parafusos de latão sob pressão.

Nesses primeiros ensaios o valor de pulso foi selecionado para o menor tempo possível (100 ms) e curto intervalo entre pulsos (500 ms). Sucessivos ensaios foram sendo feitos com o valor critério de parada E_{stop} para o campo elétrico gradativamente sendo aumentado conforme observou-se que a fita não sofria degradação. Foi possível chegar a $2e5 \times E_c$ sem que houvesse destruição da fita (Figura 5.3).

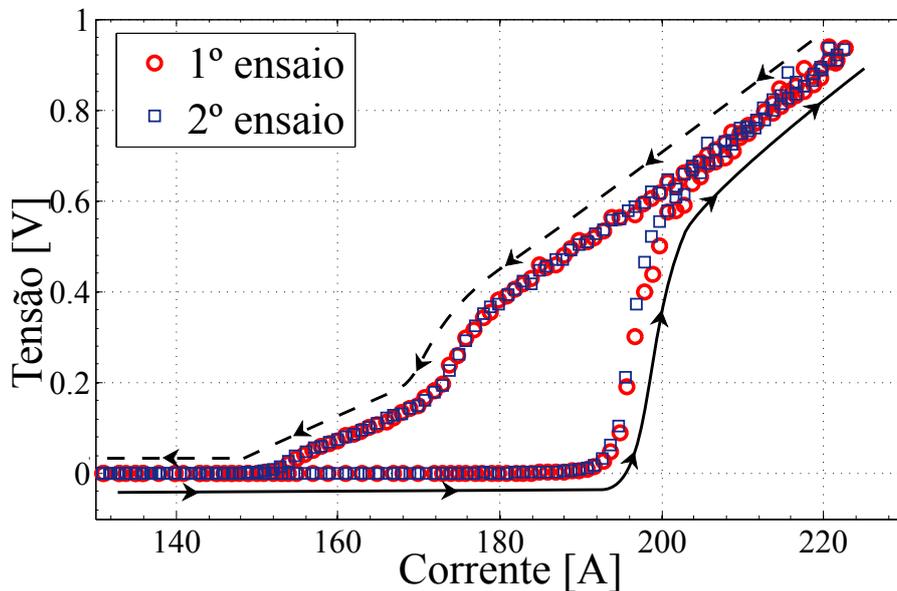


Figura 5.3: Curva $V-I$ para fita da SuNam modelo HCNK04150 com camada de Kapton® caracterizada com 100 ms x 500 ms e $E_{stop} = 2e5 \times E_c$.

No entanto, nenhuma conclusão pode ser retirada após o primeiro ensaio atingindo $2e5 \times E_c$. A fita sofreu uma degradação que foi identificada pela queda no valor de I_c nos ensaios seguintes. Essa redução pode ser observada focando a análise da Figura 5.3 na zona próxima de V_c como ilustrado na Figura 5.4. Mesmo havendo uma aparente superposição entre as curvas dos ensaios 1 e 2, notou-se que o comportamento $V-I$ não foi o mesmo no trecho incrementando a amplitude dos pulsos de corrente ("ida") e no trecho decrescendo a amplitude dos pulsos ("volta"). Esse comportamento, em um primeiro momento, foi atribuído à degradação da amostra.

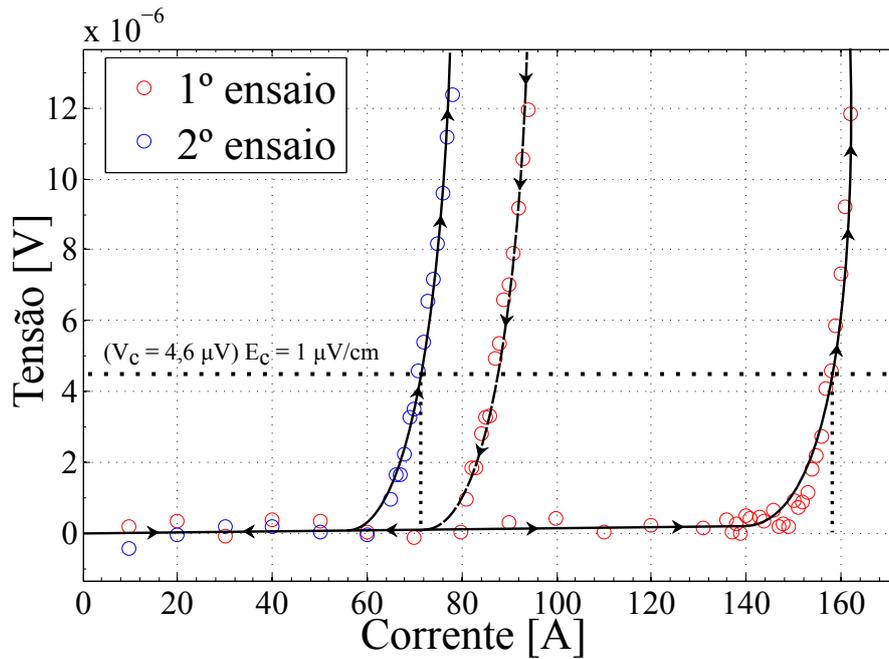


Figura 5.4: Análise V - I ampliando a Figura 5.3 próximo do valor de V_c .

Ao retirar a amostra do suporte de cobre notou-se que a superfície interna do encapsulamento de Kapton[®] da fita havia derretido em diversas regiões ao longo da fita (Figura 5.5).



Figura 5.5: Bolhas de Kapton[®] derretido na fita HCNK04150 devido ao processo de *quenching*.

Esta observação nos levou a concluir que a camada de Kapton[®] isolante estaria dificultando a troca térmica da fita com as superfícies das barras de cobre do suporte. Para comprovar tal suposição, uma nova amostra de fita foi preparada utilizando um bisturi para retirar toda a camada de Kapton[®] da fita. Em seguida os mesmos ensaios foram realizados (Figura 5.6). Nesses novos ensaios a retirada da camada de Kapton[®] funcionou como desejado, uma vez que se foi capaz de elevar o campo elétrico na amostra para $2e5 \times E_c$, repetir o ensaio e obter o mesmo formato de curva V - I sem afetar a I_c especificada pelo fabricante nos sucessivos ensaios.

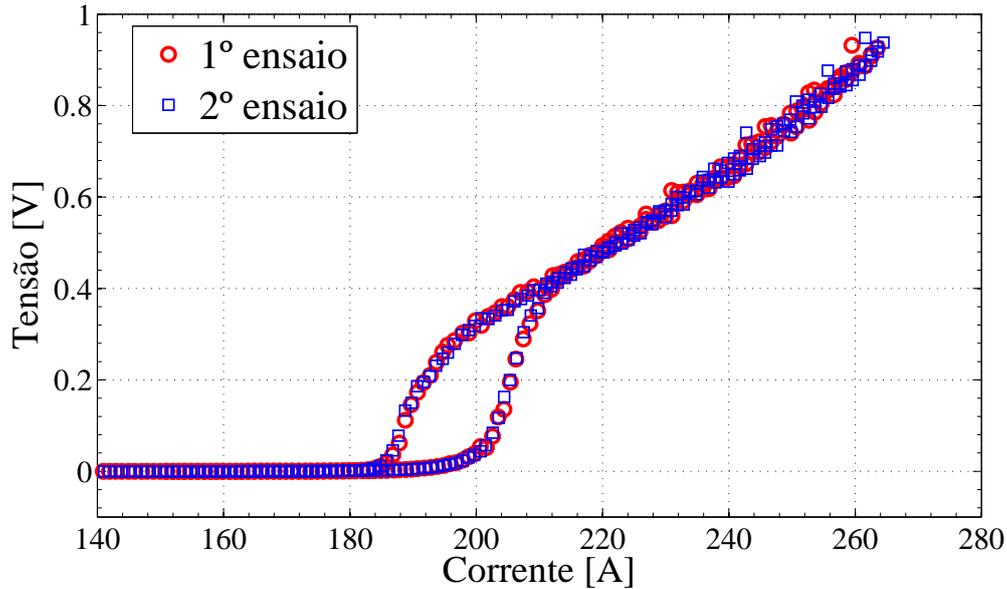


Figura 5.6: Curva $V-I$ para fita da SuNam modelo HCNK04150 sem camada de Kapton[®] caracterizada com 100 ms x 500 ms e $E_{stop} = 2e5 \times E_c$.

Contudo ainda se pode observar certas características indesejáveis nas curvas. Percebe-se uma dispersão considerável nas medições de tensão a partir de 220 A. Porém o mais notável foi observar a redução da diferença de área entre os trechos de "ida" e "volta" de corrente, confirmando uma histerese entre 180 A e 210 A. A abordagem experimental em cima desse fenômeno será discutida mais adiante.

5.2.3 Análise do Fator exponencial N

Calculando I_c da Figura 5.6 com uma simples ferramenta de interpolação em *software* Matlab definimos o intervalo de pontos a serem utilizados na análise do fator exponencial. Normalmente utiliza-se os pontos acima de 70 a 80 % de I_c assim como no método *Back Extrapolation* mencionado na seção 3.5.4. Utilizando $E_c = 1 \mu V/cm$ e o I_c calculado, usamos o logaritmo neperiano nos dados $V-I$ para observar os processos de *Flux Creep* e *Flux Flow* como discutido na seção 2.10.1. Seguindo esse procedimento obtivemos o gráfico da Figura 5.7.

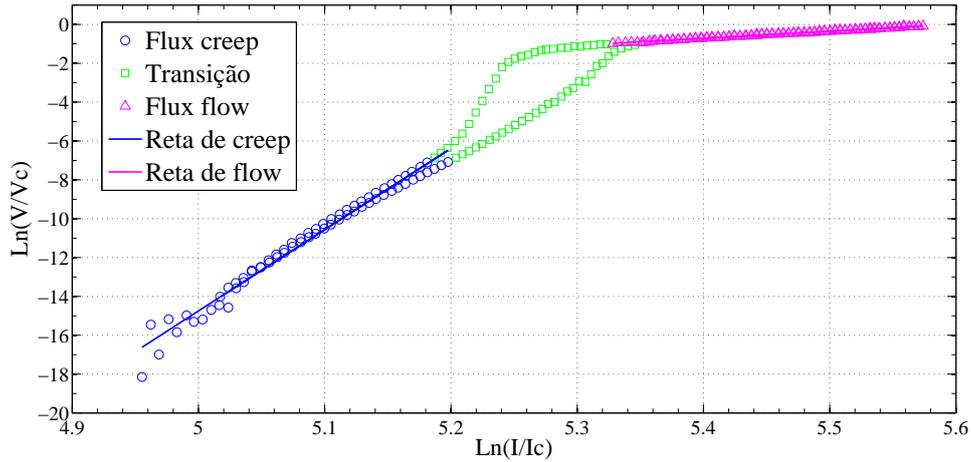


Figura 5.7: Curva logarítmica de $V-I$ para fita da SuNam modelo HCNK04150 sem camada de Kapton[®].

Como esperado pela teoria, observa-se claramente uma relação linear nos trechos inicial e final dos dados $\text{Ln}(V-I)$ que pode ser identificada como *Flux Creep* e *Flux Flow* respectivamente. Porém é notável que o processo de histerese, definido na Figura 5.7 como "Transição", impede de realizar uma análise completa. O método para redução da histerese será discutido na próxima seção. Para determinar as regiões lineares utilizou-se o método de regressão linear com Qui-quadrado (distribuição X^2) maior que 0,98 como critério de validação para os trechos escolhidos.

Essa é uma boa forma de visualizar o valor de N em um único gráfico. Os valores de tensão para atingir *Flux Flow* são ordens de grandeza maiores que os valores de *Flux Creep*, o que torna inviável qualquer análise visual de N em um único gráfico $V-I$ como o da Figura 5.6.

5.2.4 Redução da Histerese térmica

Teoricamente, o formato da curva $V-I$ ao se aplicar pulsos crescentes de corrente deveria ser o mesmo formato na etapa de pulsos com amplitudes decrescentes. No entanto, um processo de histerese pode ser claramente identificado na região de Transição da curva da Figura 5.7. Acreditou-se que esse processo tivesse origem térmica, a temperatura da amostra não estaria conseguindo estabilizar entre um pulso e outro. Para confirmar tal suposição, novos ensaios foram feitos aumentando o intervalo entre pulsos para 1000 ms, 1500 ms e 2000 ms (Figura 5.8).

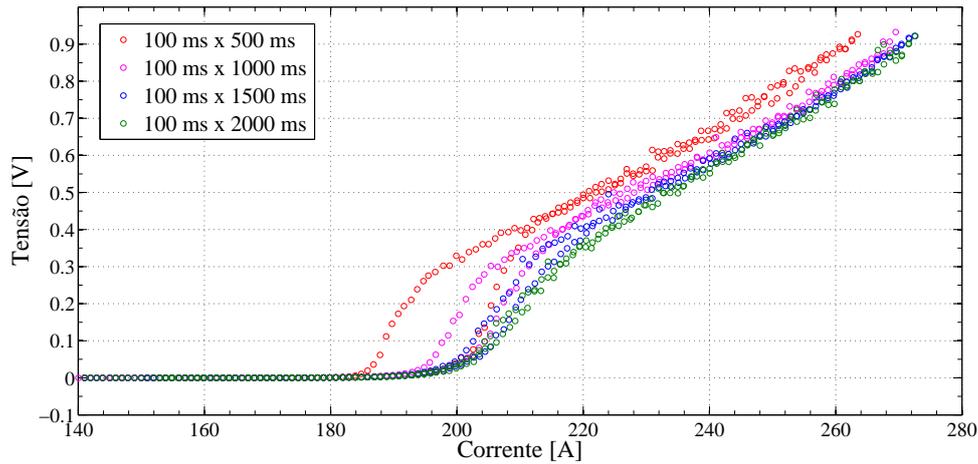


Figura 5.8: Curvas $V-I$ para fita da SuNam modelo HCNK04150 sem camada de Kapton[®] caracterizadas com 100 ms de pulsos de corrente variando o intervalo entre pulsos.

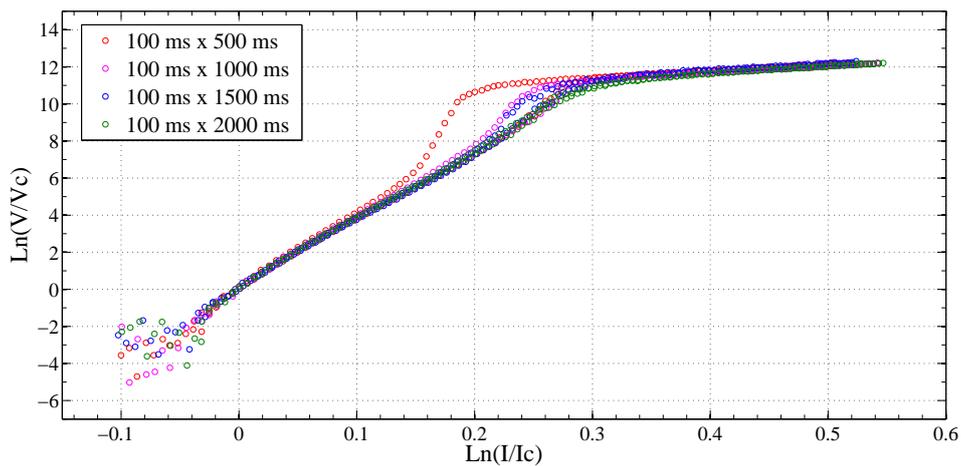


Figura 5.9: Curvas $\ln(V-I)$ para fita da SuNam modelo HCNK04150 sem camada de Kapton[®] caracterizadas com 100 ms de pulsos de corrente variando o intervalo entre pulsos.

Como esperado a curva sofreu uma redução considerável na histerese. Essa redução é essencial para poder haver uma fiel análise do fator exponencial nas curvas da Figura 5.9. Além de mitigar a histerese, o aumento do intervalo entre pulsos ajudou a reduzir a dispersão das medidas de tensão acima de 220 A.

Com a curva de caracterização de 100 ms por 2000 ms (Figura 5.10) é possível fazer uma análise completa do fato exponencial N . Utilizando a lei de potência E-J para transição de *Flux Creep* para *Flux Flow* calculamos dois valores de N na curva $\ln(V-I)$. Esse mesmo ensaio foi refeito duas vezes com alto grau de repetibilidade

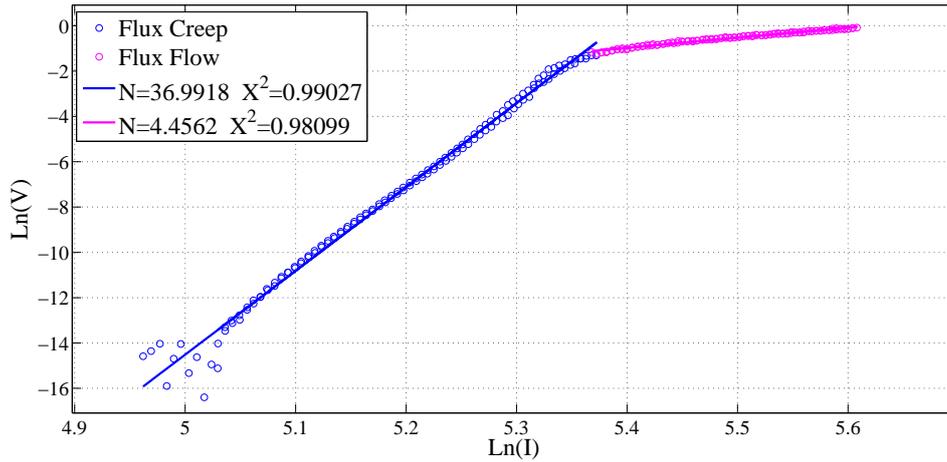


Figura 5.10: Curva logarítmica de $V-I$ para análise de N da fita da SuNam modelo HCNK04150 sem Kapton[®].

Ensaio	N_{creep}	N_{flow}	I_c
1º ensaio	36,99	4.45	157,80
2º ensaio	37,35	4.46	157.91
3º ensaio	37,13	4.19	156.82

Tabela 5.2: Tabela para valores N_{creep} e N_{flow} e I_c calculados de múltiplos ensaios de pulso 100 ms por 2000 ms

Por final a curva $V-I$ obtida com pulsos 100 ms x 2000 ms sem ancoragem térmica foi comparada com a curva 100 ms x 2000 ms com ancoragem. É notável na Figura 5.11 que os dados de tensão no porta amostra com ancoragem formam uma curva muito mais bem definida que os dados sem ancoragem. Nessa comparação vemos a prova da eficácia de uma boa extração de calor nas medidas de tensão em $V-I$.

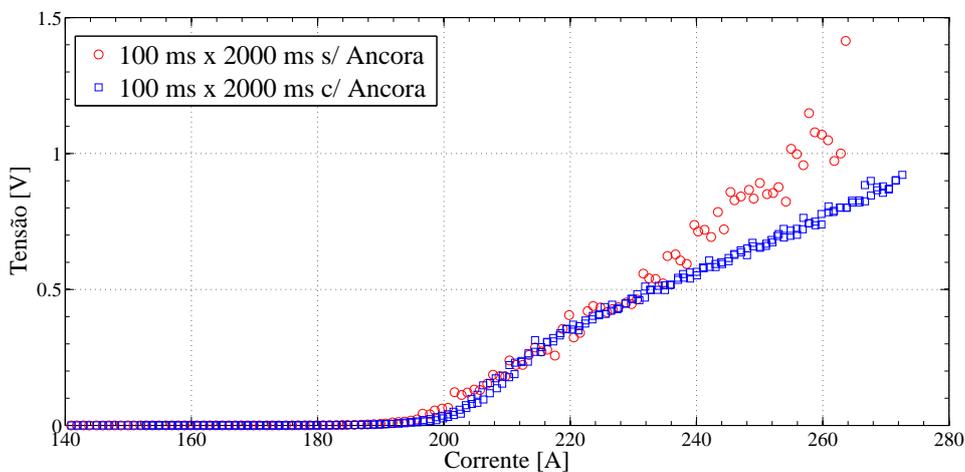
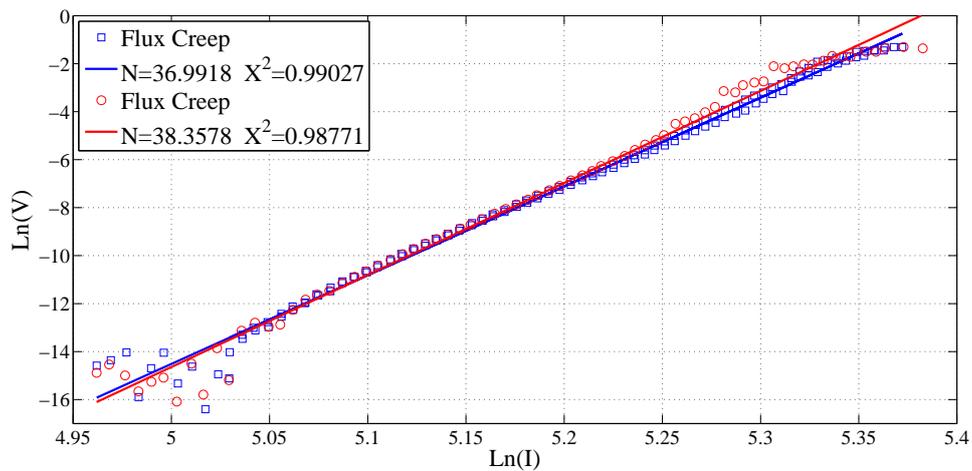
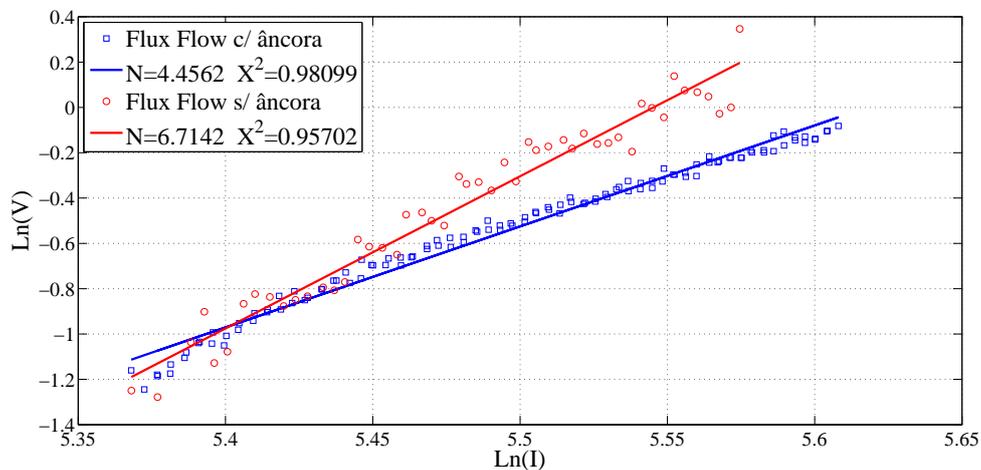


Figura 5.11: Curvas $V-I$ para SuNam HCNK04150 sem camada de Kapton[®] caracterizadas com pulsos 100 ms x 2000 ms com e sem ancoragem térmica.

Para averiguar o efeito da ancoragem na obtenção de N analisamos a curva $\text{Ln}(V-I)$. Na Figura 5.12a observa-se que na região de *creep* os dados são muito similares; alta dispersão para $\text{Ln}(I) < 5,05$ e convergência para um comportamento linear para $5,05 < \text{Ln}(I) < 5,25$. Porém acima para $\text{Ln}(I) > 5,25$ já se é perceptível uma dispersão nos dados sem ancoragem que eleva o cálculo do fator exponencial para $N = 38,36$. Já na região de *flow* (Figura 5.12b), a discrepância de dados é muito mais perceptível. A distribuição X^2 nos dados sem ancoragem não atende ao critério de 0,98, o $N = 6,71$ calculado não pode ser considerado válido para análises.



(a) Comparação dos dados da zona de *Flux Creep*.



(b) Comparação dos dados da zona de *Flux Flow*.

Figura 5.12: Comparação da análise de N nas curvas $\text{Ln}(V-I)$ com pulsos de 100 ms x 2000 ms para fita SuNam HCNK04150 com e sem ancoragem térmica.

Para averiguar também a influência da largura de pulso nessas medidas com ancoragem térmica, um terceiro ensaio foi realizado aumentando o tempo de pulso para 200 ms e voltando o intervalo para 500 ms. Nessas condições a fita sofreu um processo de aquecimento intenso na zona sem contato com o cobre, entre a barra

superior de cobre, e o terminal de corrente e se rompeu (Figura 5.13).



Figura 5.13: Fita HCNK04150 rompida por super aquecimento em ensaios de 200 ms x 500 ms.

Desses primeiros ensaios, tira-se a prova empírica que, com pulsos rápidos e uma boa ancoragem térmica para drenar calor das fitas durante aplicação de corrente nos ensaios, é possível se chegar a valores milhares de vezes E_c sem danificar ou degradar a amostra e assim observar a transição completa dos estados da fita supercondutora.

5.2.5 Resolução no *Flux Creep*

Um olho criterioso irá observar que nas curvas da Figura 5.9 a relação linear de $\ln(V-I)$ sofre uma dispersão considerável para valores $\ln(I/I_c) < 0$. Isso ocorre principalmente porque essa região intrínseca habita a zona de mais baixas tensões ($< 1.0 \times 10^{-6} V$). Zonas onde as interferência das mais diversas (seção 3.3) tornam as medições extremamente ruidosas. Já para os valores de tensão mais elevados essas interferências se tornam irrelevantes.

Tabela 5.3: Configurações internas do nanovoltímetro para otimizar as medidas de tensão em diferentes tempos de largura de pulsos de corrente.

	NPLC	Fil. Analógico	Line Sync	Front Autozero	Autozero
100 ms	1	Desligado	Desligado	Ligado	Ligado
200 ms	2	Desligado	Desligado	Ligado	Ligado
300 ms	3	Ligado	Ligado	Ligado	Ligado
500 ms	3	Ligado	Ligado	Ligado	Ligado

Para obter resolução nessa região, procurou-se modificar certas configurações do nano voltímetro utilizado para amenizar o ruído. A primeira modificação foi aumentar o tempo de integração (NPLC) e a segunda foi acionar o filtro analógico interno. Tais modificações, apesar de melhorarem a rejeição à interferências aumentam consideravelmente o tempo de resposta do equipamento. Impossibilitando assim o uso de 100 ms nos pulsos de corrente. Por outro lado, acreditou-se que larguras de pulso até poucas vezes maiores não fariam diferença em caracterizações até E_c . Para comprovar tais suposições novos ensaios foram realizados elevando o tempo de pulso para 200, 300 e 500 ms (Figura 5.14 e 5.15). As modificações nas configurações se encontram na Tabela 5.3.

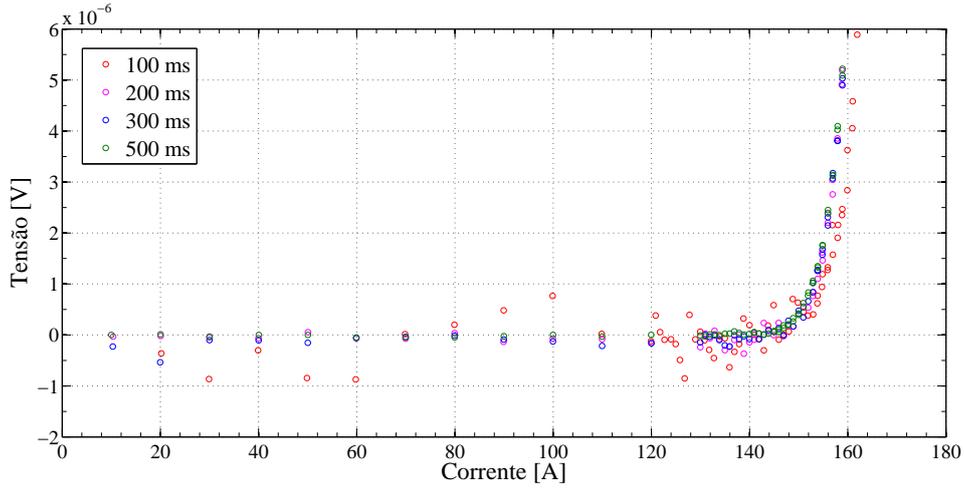


Figura 5.14: Curva de $V-I$ da região intrínseca para fita da SuNam modelo HCNK04150 sem camada de Kapton[®].

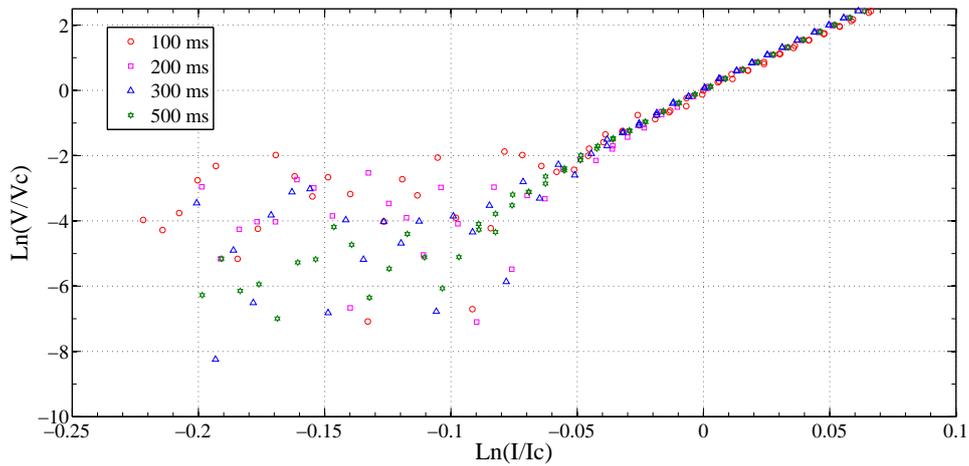


Figura 5.15: Curva logarítmica de $V-I$ da região intrínseca para fita da SuNam modelo HCNK04150 sem camada de Kapton[®].

As curvas da Figura 5.14 revelam o mencionado ruído inerente nas medições com os pulsos mais curtos de 100 ms. E a Figura 5.15 mostra como esse ruído prejudica a análise de N quando passamos os dados $V-I$ para $\text{Ln}(V-I)$ esperando uma boa resolução para valores $\text{ln}(I/I_c) < 0$. Com base nessa observação, decidiu-se realizar ensaios prévios de 500 ms de pulso até E_c antes dos ensaios de 100 ms de corrente até $2e5 \times E_c$. A melhora desse procedimento se encontra na Figura 5.16.

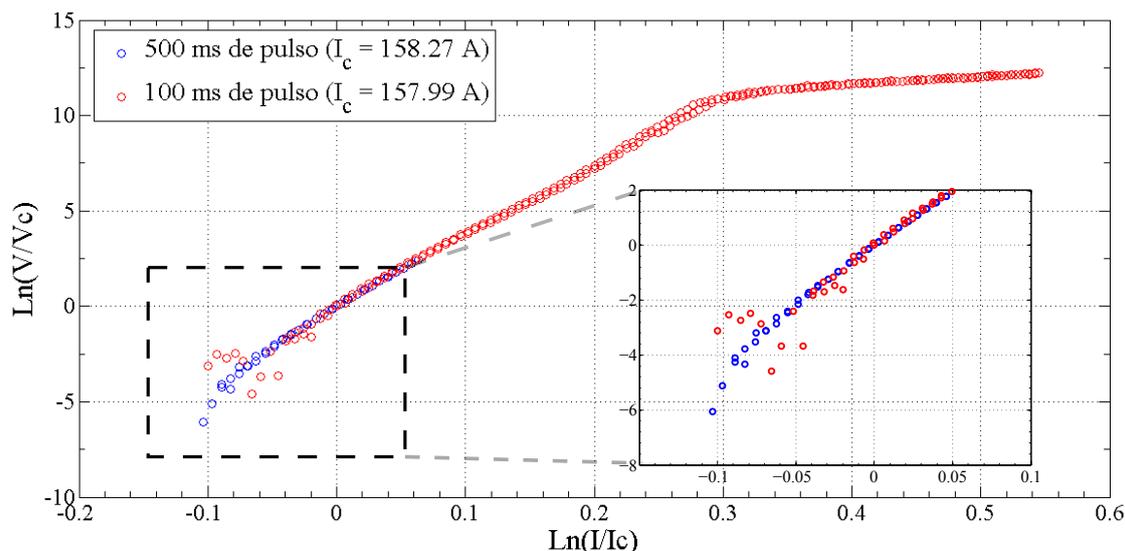


Figura 5.16: Curvas $\text{Ln}(V-I)$ SuNam modelo HCNK04150 sem camada de Kapton[®] para ensaios de 100 ms e 500 ms de pulso sobrepostas.

5.3 Ensaios Padronizados

Após todos os ensaios preliminares, conclui-se que as caracterizações seguintes deveriam ser padronizadas para configurações de pulso que: não destruíssem nem danificassem as amostras, eliminassem o processo de histerese térmico e obtivessem resolução para as baixas tensões.

Para alcançar todos esses quesitos, pulsos mais largos de 500 ms foram usados para caracterizações até E_c e 100 ms para valores acima. Os ensaios são repetidos aumentando o intervalo entre pulsos de 500 ms até 2000 ms em passos de 500 ms até que não se observe a histerese térmica. Por final, a análise do fator exponencial é realizada na curva de 100 ms por 2000 ms, onde há a menor histerese. Nesses ensaios padronizados preferiu-se não normalizar as curvas $\text{Ln}(V-I)$ por uma questão de facilidade de posicionamento das mesmas dentro dos gráficos.

5.3.1 Shanghai Superconductors

A segunda fita analisada foi da marca Shanghai Superconductors com camada estabilizadora de aço inoxidável 316. Com a experiência prévia da fita da SuNam, iniciou-se as condições de ensaio em 100 ms de pulso e 500 ms de intervalo, aumentando o tempo de intervalo até que o processo de histerese não fosse mais observável (Figura 5.17).

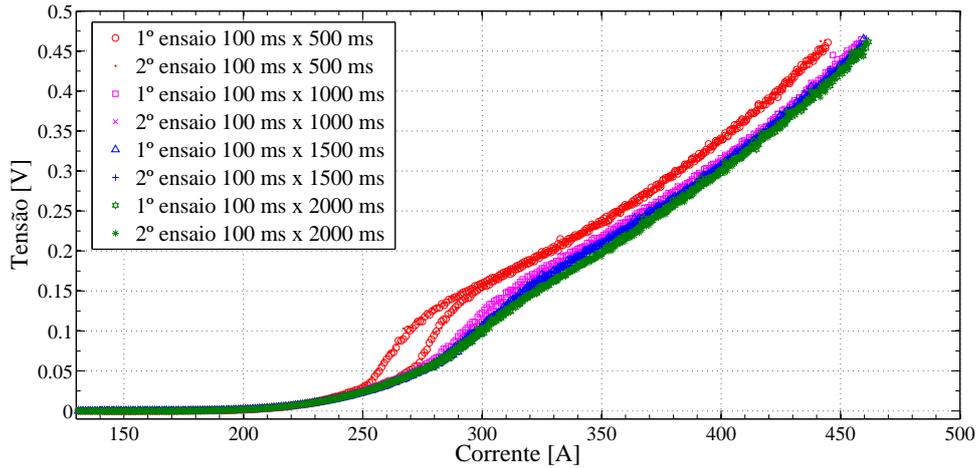


Figura 5.17: Curvas $V-I$ para fita da Shanghai Superconductors

Na análise do fator exponencial N , notou-se uma peculiaridade ao se tentar realizar o ajuste das retas nos regimes de *creep* e *flow*. Não foi possível utilizar apenas dois valores de N e obter a dispersão X^2 maior que 0,98. A alternativa para esse caso foi supor retas intermediárias de transição de *creep* para *flow*. Para atingir Qui-quadrado maior que 0,98 em todos os trechos, duas retas intermediárias tiveram que ser adicionadas (5.18)

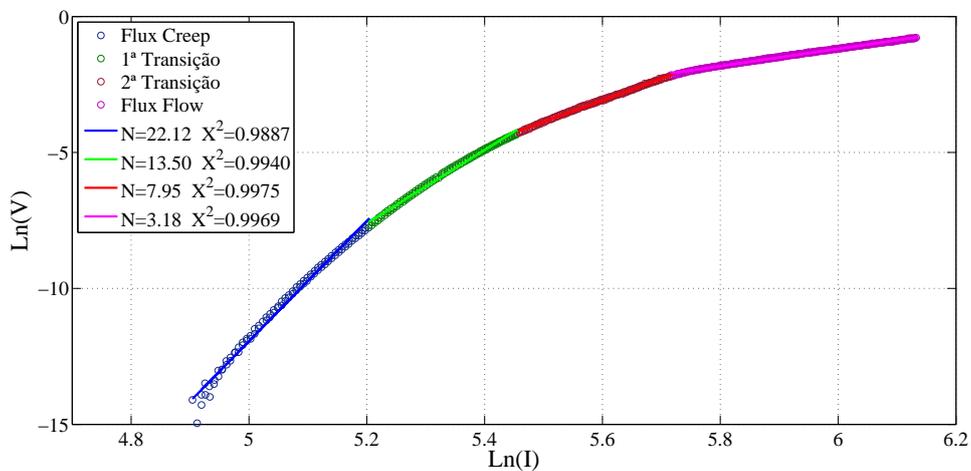


Figura 5.18: Curva $Ln(V-I)$ da caracterização com pulsos de 100 ms por 2000 ms para fita Shanghai Superconductors.

Ensaio	N_{creep}	N_{trans1}	N_{trans2}	N_{flow}	I_c [A]
1 ^o ensaio	22,12	13,50	7,95	3,18	119,85
2 ^o ensaio	23,3	13,49	7,99	3,18	119,85
3 ^o ensaio	23,1	13,40	7,97	3,20	119,94

Tabela 5.4: Tabela para valores N_{creep} , N_{flow} , N_{trans1} , N_{trans2} e I_c calculados de múltiplos ensaios de pulso 100 ms por 2000 ms para fita Shanghai Superconductor

5.3.2 SuperOx

Para a amostra de fita da SuperOx modelo 2014-10-R com camada estabilizadora de PbSn os mesmos procedimentos para observação da redução de histerese foram aplicados e os resultados estão expostos na Figura 5.19.

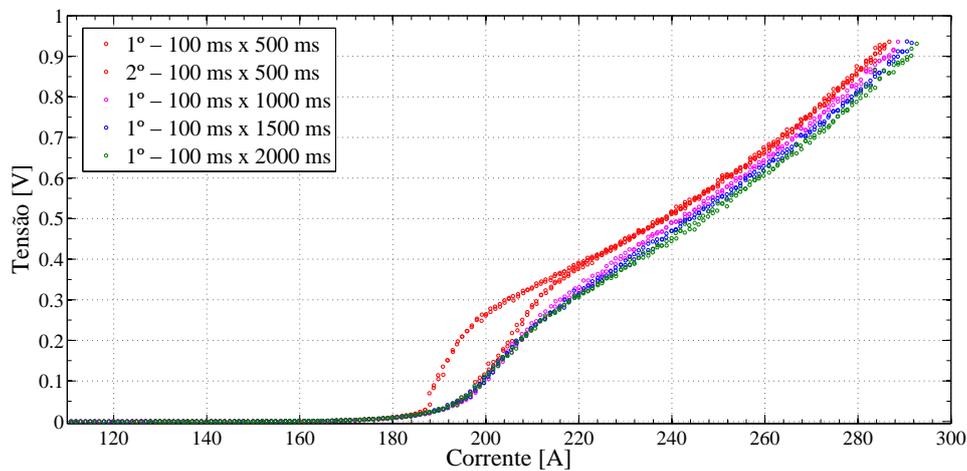


Figura 5.19: Curvas $V-I$ para fita da SuperOx modelo 2014-10-R.

As curvas foram muito similares as da fita da Shanghai Superconductors e da SuNam. Os pulsos de 100 ms com 500 ms de intervalo apresentaram o mesmo processo de histerese, porém este foi anulado mais rapidamente quando o intervalo entre pulsos foi sendo elevado. Vale notar que a histerese para essa fita anulou-se completamente logo no primeiro incremento para 1000 ms de intervalo entre pulso. Os intervalos seguintes de 1500 ms e 2000 ms apenas deslocaram levemente a reta transversalmente para baixo. Ou seja, a camada de PbSn apresenta melhor estabilidade térmica para a fita do que o Cu. Essa é uma conclusão condizente com experimentos realizados pelo instituto KIT na Alemanha [75] que procuraram reduzir o tempo de recuperação pós *quench* em fitas 2G-HTS da Super Power com camada estabilizadora de cobre. Foi observado que a recuperação na temperatura pós *quench* se propaga ao longo da fita começando nos pontos de solda feitos para anexação dos terminais de tensão. Com base nisso, novos pontos de solda foram feitos ao longo da fita e concluiu-se que as zonas com solda aumentam localmente

a capacidade térmica, mantendo a temperatura reduzida e aumentando o fluxo de calor para o LN_2 .

Em seguida analisamos o fator exponencial N nas curvas 2000 ms entre pulsos (Figura 5.20). Ambas as retas para extração dos coeficientes N_{creep} e N_{flow} ficaram com uma baixa dispersão $X^2 > 0,99$ como desejado.

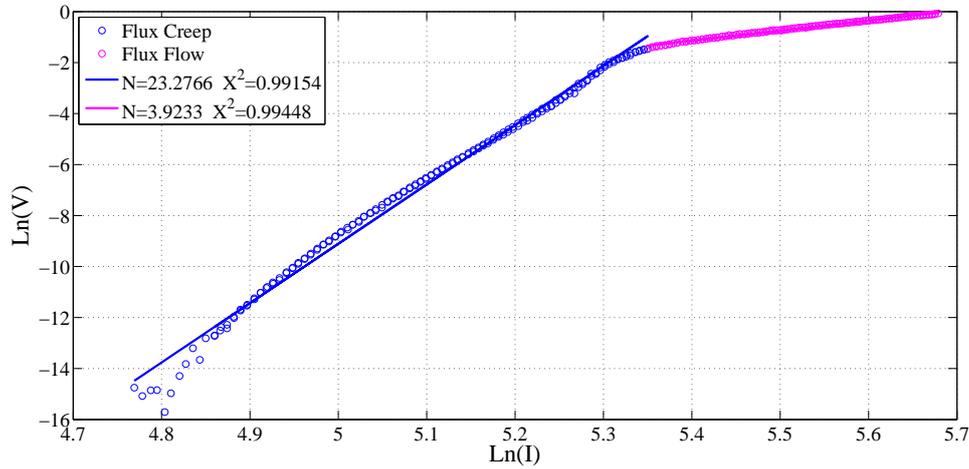


Figura 5.20: Curva $Ln(V-I)$ da caracterização com pulsos de 100 ms por 2000 ms para fita SuperOx modelo 2014-10-R.

5.3.3 Super Power

Assim como o modelo da SuNam a fita da Super Power SCS4050-APi também possui um isolante de poliimida cobrindo a camada estabilizadora de cobre. Esperava-se que o mesmo fenômeno destrutivo da SuNam com Kapton[®] fosse ser observado, no entanto a figura 5.21 mostra que mesmo com Kapton[®] a histerese pode ser suprimida sem danos a fita. Como mencionado na seção 2.10.3, estudos de Hellmann e Noe já constataram que espessuras acima de 100 μm de poliimida pioram a estabilidade térmica da fita [52]. É possível que espessura do isolante no modelo da SuNam, combinada com a camada já existente do porta amostra, tenha excedido o limite de espessura que ajuda na estabilidade térmica. Informações nas especificações gerais das fitas 2G HTS da Super Power, mostram que esse isolante é colado com uma camada adesiva de silicone de $\sim 12,5 \mu m$ e pode ter espessura 12,5 μm ou 25 μm , especificada pelo comprador. Ou seja, as espessuras estão dentro do limite conhecido. Já para o modelo SuNam, essas informações não são reveladas pelo fabricante, por isso não se pode confirmar essa primeira suposição. Uma segunda explicação seria a qualidade inferior na laminação da camada estabilizadora de Cu nas fitas da SuNam, que provoca um processo de *quench* prematuro.

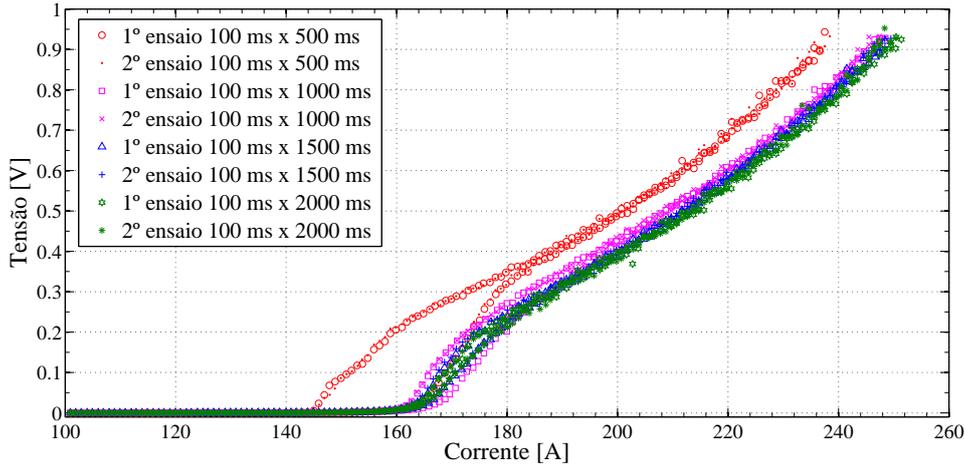


Figura 5.21: Curva $V-I$ para fita da Super Power modelo SCS4050-API.

Na análise do fator exponencial uma (Figura 5.22) o cálculo de dois valores de N , assim como na fita da Shanghai Superconductors, também não foi o suficiente para descrever completamente a transição da fita. No entanto, percebeu-se uma característica destoante das demais fitas: antes de entrar em *Flux Flow* o valor de N se eleva.

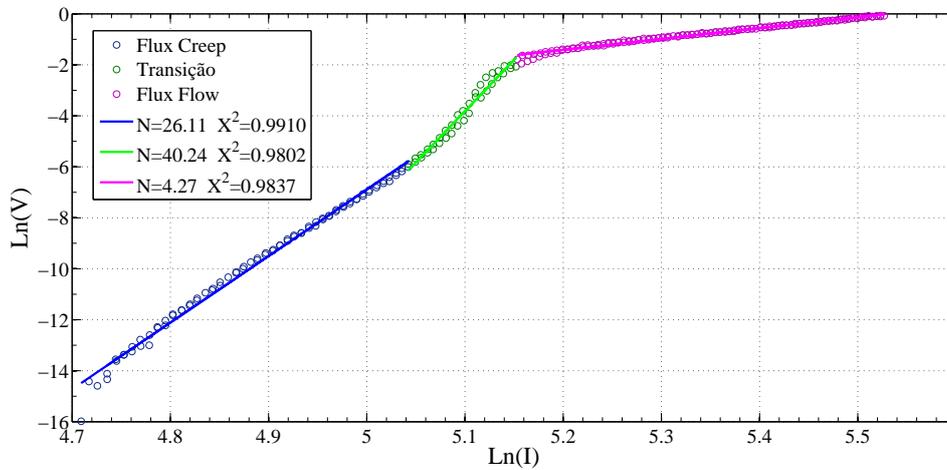


Figura 5.22: Curva $Ln(V-I)$ da caracterização com pulsos de 100 ms por 2000 ms para fita Super Power modelo SCS4050-API.

Para averiguar tal comportamento anômalo o ensaio da Figura 5.22 foi realizado mais duas vezes e os resultados estão expostos na Tabela 5.5.

Ensaio	N_{creep}	N_{trans}	N_{flow}	I_c [A]
1º ensaio	25,82	40,54	4,26	119,85
2º ensaio	26,74	41,66	4,27	119,85
3º ensaio	25,89	41,73	4,38	119,94

Tabela 5.5: Tabela para valores N_{creep} , N_{flow} , N_{trans} e I_c calculados de múltiplos ensaios de pulso 100 ms por 2000 ms para fita SCS4050-APi.

5.4 Tensão no Tempo

O objetivo desses ensaios foi realizar uma análise aprofundada da estabilidade térmica da fita supercondutora dentro do porta amostra com ancoragem térmica. Ao invés de obter um único dado de tensão advindo da integração de medidas em um intervalo de tempo no platô dos pulsos gradativos de corrente, monitora-se a resposta de tensão ao longo do tempo para um único pulso de amplitude arbitrária. Essas medidas com monitoramento de tensão no tempo foram realizadas apenas para a fita da SuNam HCNK04150.

5.4.1 Sistema IGBT

Inicialmente planejava-se utilizar o sistema de pulsos rápidos discutido na seção 4.2.1 para poder aplicar pulsos abaixo de 100 ms até 1 ms sem desvios de *overshoot* e a alta estabilidade no valor de patamar. No entanto, ao se introduzir o suporte com a amostra de fita no sistema surgiram alterações no formato de corrente gerado (Figura 5.23).

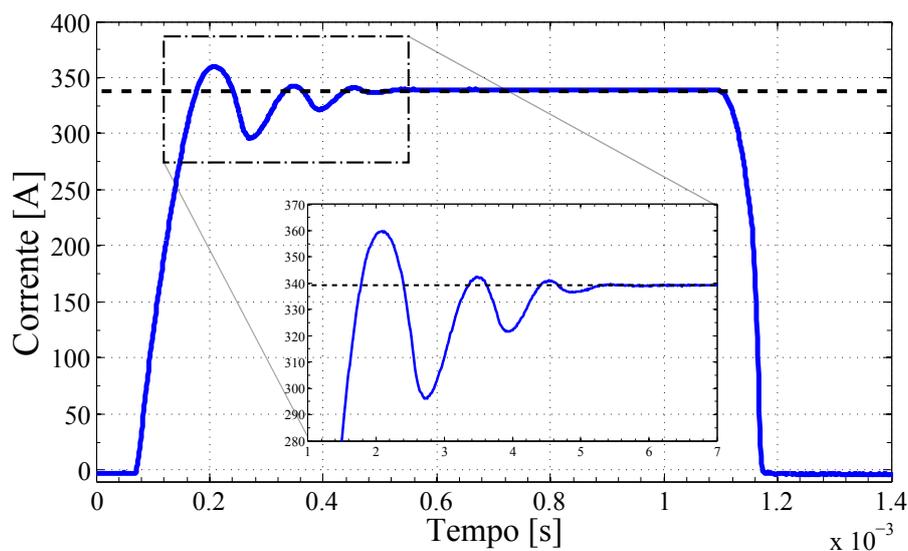


Figura 5.23: Pulso de de 1 ms e 340 A do circuito IGBT conectado ao porta amostra.

Observa-se um *overshoot* de 20 A na corrente injetada junto com um tempo de acomodação de quase 40% do tempo de pulso. Aumentado a amplitude da corrente desejada esse *overshoot* cresce e se torna uma interferência significativa para as análises desejadas. Atribui-se essas alterações ao efeito indutivo não só da mostra mas também dos cabos que ligam o modulo IGBT até o porta amostra. Deste modo, utilizou-se novamente a fonte KDC 30-500 para obter os dados de pulso no tempo. Diferente do circuito projetado com IGBT, o *overshoot* da fonte KDC não cresce proporcionalmente com a amplitude do pulso de corrente, ele tende a reduzir conforme a amplitude aumenta.

5.4.2 Pulsos com KDC 30-500

Pela análise dos gráficos das Figuras 5.1 e 5.2 nota-se que a dispersão nos dados de tensão fica extremamente significativa a partir de 190 A. Com base nessa observação, as análises de pulso no tempo foram realizadas para pulsos de corrente de 190 A e 200 A.

Sincronizando os dois nanovoltímetros para realizarem um *burst* máximo de 60 medidas durante a aplicação do pulso de corrente, obtém-se a curva de corrente e tensão na fita 2G ao longo do tempo. Esse procedimento é realizado com e sem a barra superior do porta amostra que fornece a ancoragem térmica (Figura 5.24)

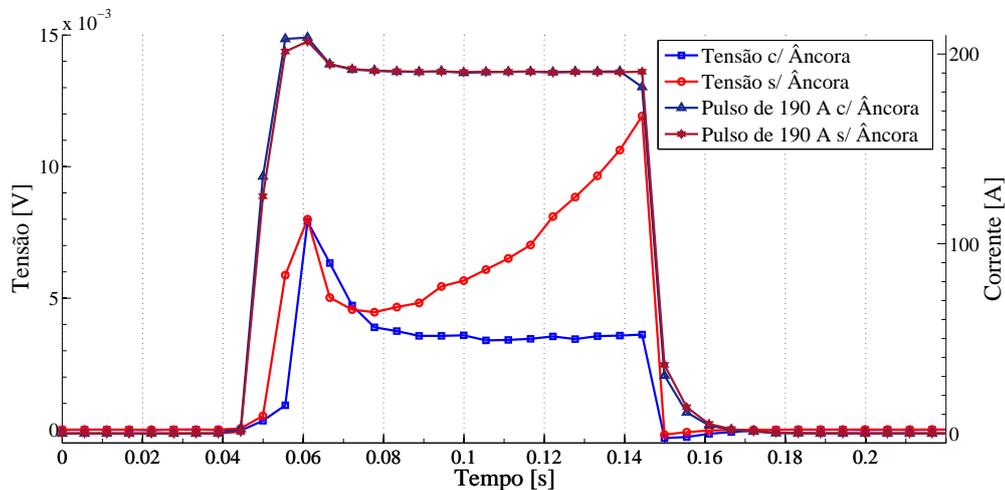


Figura 5.24: Curvas de tensão e corrente para pulsos de 100 ms e 190 A as situações de porta amostra com e sem ancoragem térmica.

Pela comparação das curvas de tensão com e sem ancora da Figura 5.24, é notável atuação da estabilização térmica. Para o pulso de 190 A a tensão com ancora se estabiliza um pouco abaixo de 5 mV enquanto que na situação de banho direto com LN_2 a tensão não se estabiliza sendo elevada para um pouco mais de 10 mV devido a interferência térmica do processo de *film-boiling*.

Multiplicando os dados de tensão com e sem ancoragem pelos seus respectivos dados de corrente chega-se a uma aproximação das potências dissipadas no tempo durante o pulso (Figura 5.25).

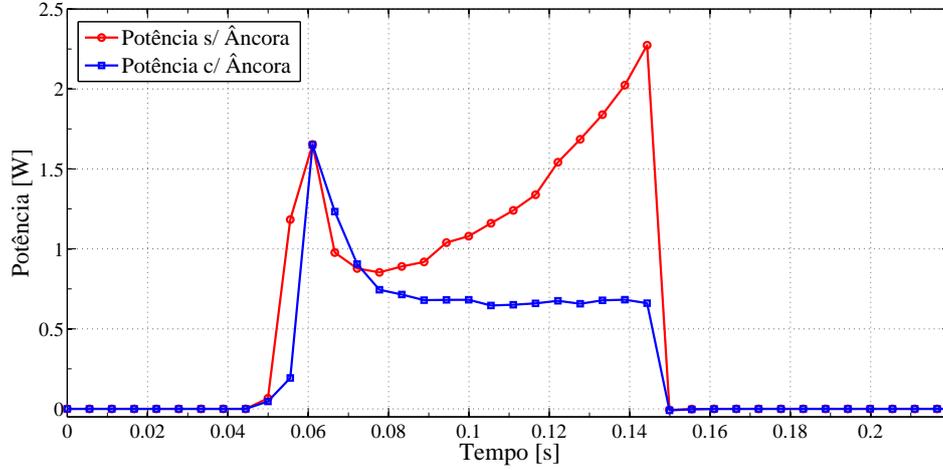


Figura 5.25: Curvas de potência dissipada em pulsos de 100 ms e 190 A nas situações de porta amostra com e sem ancoragem térmica.

Integrando as curvas da Figura 5.25 no tempo é possível estimar a energia liberada pela fita durante o pulso de corrente em cada situação. Subtraindo a energia calculada com ancora E_{Anc} da energia calculada no banho de nitrogênio E_{LN_2} , podemos estimar a energia E_{fonte} extra que deixou de ser produzida na fonte devido a estabilização do valor da resistência pela temperatura. Realizando esse mesmo procedimento para o pulso de 190 A temos:

$$\begin{aligned}
 E_{LN_2} &= \int_t^{t+1} p_{LN_2}(t)dt = \int_t^{t+1} v_{LN_2}(t)i(t)dt \\
 E_{Anc} &= \int_t^{t+1} p_{Anc}(t)dt = \int_t^{t+1} v_{Anc}(t)i(t)dt \\
 E_{fonte} &= E_{LN_2} - E_{Anc} \\
 E_{fonte} &= 54,4 \text{ mJ}
 \end{aligned}$$

As Figuras 5.26 e 5.27 mostram o mesmo ensaio para um pulso de 200 A. Percebe-se os mesmos fenômenos observados no pulso de 190 A. Todos ensaios acima de 190 A demonstraram a mesma estabilidade na tensão com porta amostras ancorado termicamente.

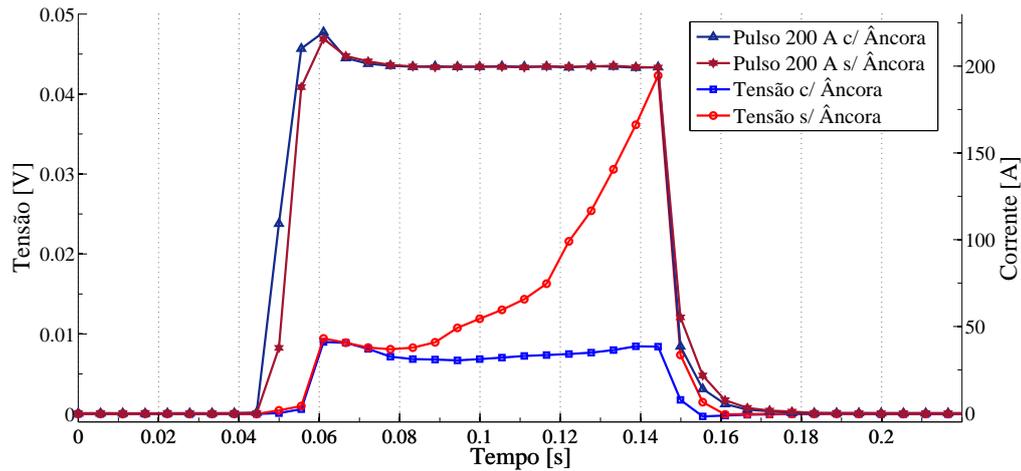


Figura 5.26: Curvas de tensão e corrente para pulsos de 100 ms e 200 A nas situações de porta amostra com e sem ancoragem térmica.

Esses ensaios não só reforçam a premissa de uma boa ancoragem térmica para caracterização $V-I$ de campos elétricos elevados mas também fornecem um método simples para determinar a potência dissipada durante os pulsos de corrente. Segundo M.Vojenčiak et al. [76], resultados como esse confirmam a ideia de que durante a limitação de corrente nos SFCL existe uma pequena diferença entre a refrigeração por nitrogênio líquido e condições adiabáticas. Usando essa abordagem é possível pensar em um limitador de corrente operando sem precisar estar imerso em líquido criogênico, sendo refrigerado apenas por um *cryocooler* [76].

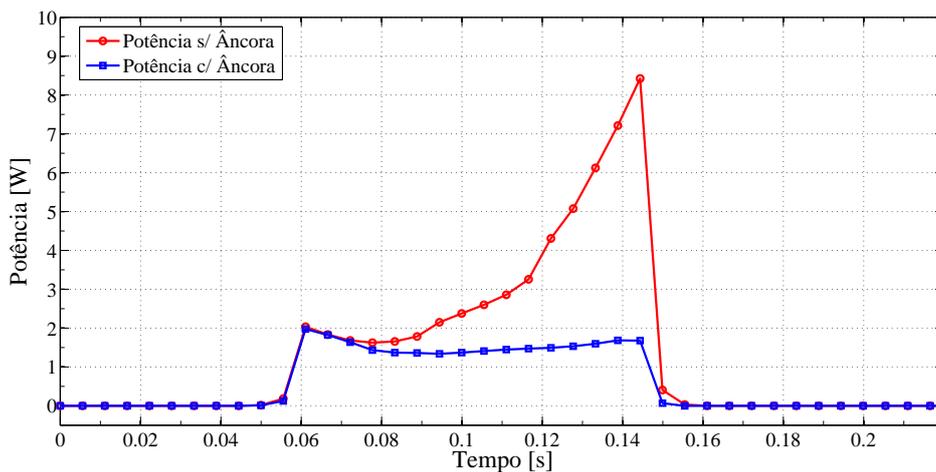


Figura 5.27: Curvas de potência dissipada em pulsos de 100 ms e 200 A nas situações de porta amostra com e sem ancoragem térmica.

Realizado a integração de potência nas curvas da Figura 5.27 tem-se $E_{fonte} = 171,2 \text{ mJ}$. Ou seja, um aumento de 5% na corrente resultou em um aumento de 54 mJ para 171 mJ, um pouco mais que três vezes.

5.5 Current Leads

O resultado de caracterização na amostra da Shanghai Superconductors soldada no porta amostra desenvolvido para testes de solda (Figura 4.18), se encontra a seguir.

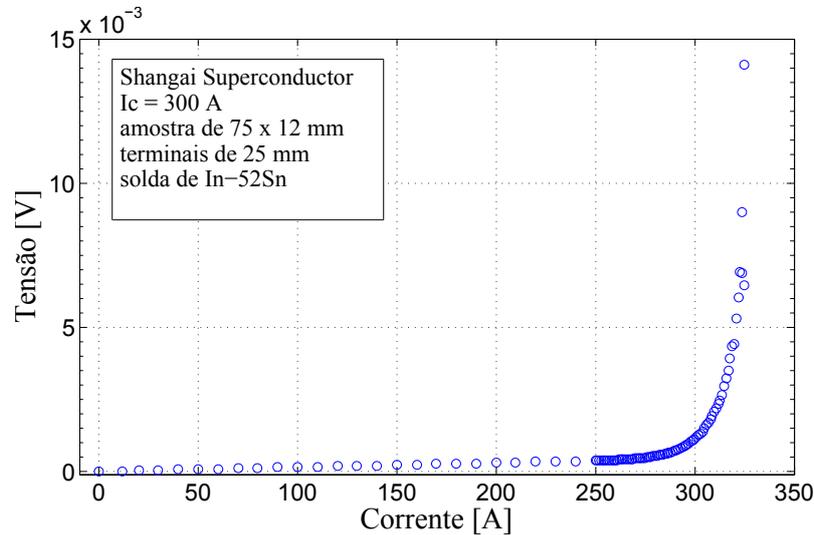


Figura 5.28: Curva $V-I$ da amostra de 75 mm de comprimento da fita de 12 mm da Shanghai Superconductor lamina em inox 316 soldada em terminais de cobre.

Uma rápida inspeção da curva da Figura 5.28 mostra que, além do comportamento exponencial esperado pela presença do elemento supercondutor, há um comportamento puramente resistivo abaixo de 250 A. Ampliando a Figura 5.28 na zona linear resistiva pode-se facilmente calcular essa resistência por regressão linear (Figura 5.29)

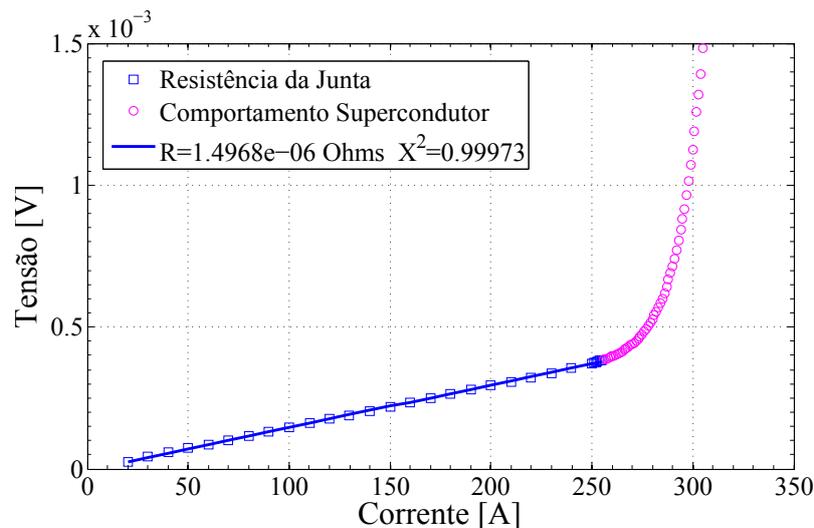


Figura 5.29: Curvas $V-I$ para resistência de contato na amostra de 75 mm de comprimento da fita de 12 mm da Shanghai Superconductor lamina em inox 316

Pela inspeção da reta na Figura 5.29 estipula-se uma resistência total de aproximadamente $1,5 \mu\Omega$. Caso aumentássemos o contato da fita para 50 mm em cada terminal de cobre, teríamos uma resistência de $0,75 \mu\Omega$. Esse é um resultado promissor, uma vez que essa resistência está abaixo dos $4,6 \mu\Omega$ esperados pelas contas do projeto nas seções 4.3.4 e 4.3.4. Vale lembrar também que esse é um resultado para uma única fita, na etapa de montagem 4 fitas serão soldadas em paralelo. Nesse caso a resistência total cairia ainda mais; $0,75 \mu\Omega / (2^4) = 4,7 n\Omega$ aproximadamente.

Capítulo 6

Conclusão

Esta dissertação focou-se basicamente na observação experimental da transição de fase de fitas supercondutoras 2G-HTS de diferentes modelos através da obtenção do fator exponencial N na expressão da *Power Law* de Anderson-Kim. Para isso, certas alterações nos métodos clássicos de medição de baixa tensão e medição quatro pontas tiveram que ser propostas e implementadas.

Primeiramente, foi desenvolvido um sistema de medição combinando um porta-amostras com ancoragem térmica com pulsos de corrente de 100 ms, para evitar o super aquecimento das amostras de fitas durante os ensaios $V-I$. Esse método mostrou extrema eficácia, uma vez que foi possível obter curvas $V-I$ para quatro modelos de fitas 2G-HTS de diferentes fabricantes possibilitando medições sob campos elétricos da ordem de $2e5 \times E_c$, muito acima dos limites usualmente utilizados, sem danos as amostras e com repetibilidade nos resultados. A partir desses ensaios foi possível analisar com precisão a mudança de regime *Flux Creep* para *Flux Flow* calculando N nas curvas $\ln(V-I)$. Até o nosso conhecimento, há uma escassez de dados experimentais na literatura mostrando essa transição para regime de *flux flow* em fitas 2G HTS. Em modelos de fita como HCNK04150 da SuNam e 2014-R-03 da SuperOx, a suposição típica de dois valores de fator exponencial N , N_{creep} e N_{flow} , para descrever a transição, funcionou relativamente bem dentro do critério de $X^2 > 0,98$. Já para os outros modelos como SCS4050-APi da Super Power e da Shanghai Superconductors foi necessário supor estágios intermediários N_{trans} de *Creep* para *Flow*. Nessas observações foi interessante notar uma anomalia específica na SCS4050-APi; N_{trans} se eleva entre *Creep* e *Flow*, ou seja, $N_{creep} < N_{flow} < N_{trans}$. Associou-se essa peculiaridade inesperada à exclusividade do emprego de *advanced pinning* na produção desse modelo.

Outra abordagem que buscou ser implementada foi utilizar um novo sistema PCM para reduzir o tempo do pulso de corrente no método de transporte de 100 ms para faixa de 1-10 ms. Para isso, foi aprimorado e montado em laboratório um circuito protótipo para aplicação de pulsos rápidos de corrente controlada, utilizando

um modulo IGBT alimentado por bateria, baseado em projetos do Prof. Dr. Cláudio Lenz no LASER. Além do circuito de corrente, um circuito de pré-amplificação para monitoramento de tensão durante aplicação dos pulsos de corrente também foi projetado e construído. O circuito de pulsos de corrente funcionou dentro do esperado para os testes iniciais com os terminais de corrente curto circuitados. O circuito de pré-amplificação funcionou de forma satisfatória junto com o tratamento de dados com média móvel. Contudo, não foi possível utilizar o sistema nas amostras de fitas devido a introdução de oscilações e *overshoot* no pulso de corrente. Essas distorções no sinal de corrente foram provenientes dos efeitos indutivos dos cabos ligando o porta amostra ao circuito de corrente, que alteraram a dinâmica de resposta do circuito.

Após todos os ensaios $V-I$ realizados, análises dos pulsos de corrente e tensão no tempo foram feitas. Com isso foi possível não só ver a potência dissipada no tempo mas também estimar o balanço de energia gerado no pulso, nas condições de banho direto de LN_2 e ancoragem térmica. Esses resultados ajudaram a reforçar a proposta de aplicação da ancoragem térmica do porta amostra ilustrando como essa análise é importante para tirar conclusões sobre a estabilidade térmica do método de refrigeração implementado.

O projeto dos *current leads* foi um estudo a parte nessa dissertação, fruto da parceria do LASER com o LASUP e CEPTEL no desenvolvimento das técnicas experimentais desse trabalho. Embora o protótipo ainda não esteja concluído, a primeira etapa de caracterização das juntas foi concluída com sucesso e mostraram resultados promissores no quesito de resistência de contato com as fitas 2G HTS. Estima-se que a resistência de contato da montagem final ($0,75 \mu\Omega$) será $6\times$ menor que o esperado no projeto ($4,6 \mu\Omega$). Esses resultados geraram a confiabilidade necessária para o uso seguro das fitas Amperium 8612 da AMSC disponíveis para primeira montagem.

6.1 Trabalhos Futuros

Esse trabalho foi um passo inicial importante necessário para o entendimento da aplicação da *Power Law* nos diferentes regimes do estado supercondutor de fitas 2G-HTS. Análises futuras de N buscam incluir a transição para o estado normal, sua dependência com intensidade de campo externo aplicado H_a e ângulo de incidência θ relativo com a superfície da fita. A eficácia da ancoragem térmica do porta amostra na transição de regime das fitas 2G-HTS mostrou também a possibilidade operacional livre de banhos em líquido criogênico. Futuros protótipos de limitadores de corrente podem incorporar essa técnica.

O monitoramento de tensão no tempo durante a aplicação de corrente forneceu um técnica simples para cálculo da potência dissipada dos pulsos. Estudos no CE-

PEL agora buscam obter as curvas de resistência em função da temperatura $R(T)$ de fitas 2G-HTS. Com isso será possível realizar um cálculo do balanço total de energia nas fitas: energia de pulso, energia absorvida e a energia cedida na refrigeração com o meio. Contudo, além das curvas $R(T)$ será necessário novos equipamentos com maior frequência de aquisição. O pré-amplificador construído (A.2) servirá para tais finalidades.

O sistema PCM de pulsos de corrente desenvolvido com IGBT também apresenta grande potencial para obter dados $V-I$ além do regime *Flux Flow* e monitorar a refrigeração de fitas em diferentes condições. Contudo, alguns aprimoramentos devem ser feitos para eliminar as oscilações e elevados valores de *overshoot* nos pulsos de corrente. Isto pode ser feito de duas formas: reduzindo o efeito indutivo dos cabos de corrente ou modificando a dinâmica de resposta no circuito de controle. O circuito de pré-amplificação, apesar de estar funcionando satisfatoriamente com pós tratamento de dados de média móvel, ainda pode ser melhorado na montagem final com blindagem metálica de carcaça e os outros métodos discutidos na seção 3.3. Essas modificações possibilitarão usar e monitorar pulsos de corrente de até 1000 A na faixa de duração de 1-10 ms para a caracterização em regime *Flux Flow* das fitas 2G-HTS diretamente imersas em LN_2 sem ancoragem térmica. E caso combinando pulsos de 1-10 ms com ancoragem térmica, espera-se atingir dados $V-I$ no regime Normal das fitas. Dados no regime Normal são essenciais nas aplicações que envolvem dissipação de energia como limitadores de corrente e auxiliam também na base de dados para validação de modelos de simulação em andamento no LASUP e Laboratório de Supercondutividade do CEPTEL.

Com o domínio na técnica de soldagem de fitas de 12 mm e os bons resultados na caracterização das resistências de contato nas soldas, os terminais de corrente projetados para os *current leads* estão em etapa de fabricação para montagem do primeiro protótipo. Após a fabricação, novos ensaios $V-I$ devem ser feitos para assegurar resistências de contato dentro dos limites de potência discutidos. Com isso, os *current leads* estarão prontos para o primeiro teste operacional na armadilha de átomos.

Referências Bibliográficas

- [1] DE SOUSA, W. T. B. *Simulações e Ensaios com Limitadores de Corrente de Curto-Circuito Supercondutores do Tipo Resistivo*. M.Sc. dissertation, Universidade federal do Rio de Janeiro, Coppe/UFRJ, Rio de Janeiro, Brasil, 2011.
- [2] MARTINS, F. *Projeto de um Motor Linear Supercondutor com Fitas De Segunda geração*. M.Sc. dissertation, Universidade federal do Rio de Janeiro, Coppe/UFRJ, Rio de Janeiro, Brasil, 2014.
- [3] DOS REIS MARTINS, F. G. *Caracterização de Fitas Supercondutoras 2G na presença de campos Magnéticos*. Major graduation, Universidade federal do Rio de Janeiro, DEE/UFRJ, Rio de Janeiro, Brasil, 2012.
- [4] POLASEK, A., DIAS, R., FILHO, O. O., etal. “Application of IEC 61788-3 for the determination of the DC critical current of high temperature superconductors of second generation”, *D1/301/2014 CIGRE 2014*, fev. 2014.
- [5] BARUSCO, P. *Caracterização de Fitas Supercondutoras 2G na presença de campos magnéticos com diferentes ângulos de incidência*. Major graduation, Universidade federal do Rio de Janeiro, Coppe/UFRJ, Rio de Janeiro, Brasil, 2016.
- [6] DE SÁ SANTOS RIBEIRO, L. F. C. *Aprimoramento de Sistema de Caracterização de Fitas Supercondutoras*. Major graduation, Universidade federal do Rio de Janeiro, DEE/UFRJ, Rio de Janeiro, Brasil, 2017.
- [7] FOSSHEIM, K., SUDBØ, A. *Superconductivity Physics and Applications*. 1 ed. The Norwegian University of Science and Technology, Trondheim, Norway, John Wiley and Sons, Ltd, 2004.
- [8] ROSE-INNES, CHRISTOPHER, A. *Introduction to superconductivity / by A. C. Rose-Innes and E. H. Rhoderick*. 1 ed. Oxford; New York, Pergamon Press, 1969.

- [9] MEISSNER, W., OCHSENFELD, R. “Ein neuer Effekt bei Eintritt der Supraleitfähigkeit”, *The Science of Nature*, v. 21, n. 44, pp. 787–788, fev. 1933.
- [10] LONDON, F., LONDON, H. “The Electromagnetic Equations of the Supraconductor”, *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences.*, v. 149, n. 866, pp. 71, fev. 1935.
- [11] LYNN, J. W. *High Temperature Superconductivity*. 2 ed. New York, Springer-Verlag, 1990.
- [12] GINZBURG, V., LANDAU, L. “The Electromagnetic Equations of the Superconductor”, *Journal of Experimental and Theoretical Physics*, v. 20, n. 1064, fev. 1950.
- [13] ABRIKOSOV, A. A. “Type II Superconductors and the Vortex Lattice”, *Nobel Lecture*, dez. 2003.
- [14] TRÄUBLE, H., ESSMANN, U. “Der direkte Nachweis von Flußlinienbewegungen in stromdurchflossenen Supraleitern”, *Physica Status Solidi*, v. 25, n. 1, pp. 395–402, jan. 1968.
- [15] RJABININ, J. N., SCHUBNIKOW, L. “Magnetic properties and critical currents of superconducting alloys”, *Physikalische Zeitschrift der Sowjetunion*, v. 7, n. 1, pp. 122–125, fev. 1935.
- [16] DIAS, D. H. N. *Modelagem de Mancais Lineares Supercondutores Considerando o Resfriamento na presença de Campo Magnético*. Tese de D.Sc., Universidade federal do Rio de Janeiro, Coppe/UFRJ, Rio de Janeiro, Brasil, 2009.
- [17] BEDNORZ, G., MÜLLER, K. A. “Possible high T_c superconductivity in the Ba-La-Cu-O system”, *Zeitschrift für Physik B.- Condensed Matter*, v. 64, n. 2, pp. 189—193, dez. 1986.
- [18] WU, M. K., ASHBURN, J. R., TORNG, C. J., et al. “Superconductivity at 93 K in a new mixed-phase Y-Ba-Cu-O compound system at ambient pressure”, *Phys. Rev. Lett.*, v. 58, n. 9, mar. 1987.
- [19] HAZEN, R., FINGER, L., ANGEL, R., et al. “Crystallographic description of phases in the Y-Ba-Cu-O superconductor”, *Physical Review B.*, v. 35, n. 13, pp. 7238–7241, dez. 1987.

- [20] RAY, P. J. *Structural investigation of $La(2-x)Sr(x)CuO(4+y)$ - Following staging as a function of temperature*. M.Sc. dissertation, University of Copenhagen, Faculty of Science - University of Copenhagen, 2015.
- [21] LARBALESTIER, D., GUREVICH, A., FELDMANN, D. M. “High-Tc Superconducting Materials for Electric Power Applications”, *Nature*, v. 414, n. 2, pp. 368–377, fev. 2001.
- [22] TACHIKI, M., TAKAHASHI, S. “Anisotropy of critical current in layered oxide superconductors”, *Solid State Communications*, v. 72, n. 11, pp. 1083–1086, jan. 1989.
- [23] TALANTSEV, E., STRICKLAND, N., HOEFAKKER, P., et al. “Critical current anisotropy for second generation HTS wires”, *Current Applied Physics*, v. 8, n. 3-4, pp. 388–390, jan. 2008.
- [24] CHEN, Y., SELVAMANICKAM, V., ZHANG, Y., et al. “Enhanced flux pinning by BaZrO₃ and (Gd,Y)2O₃ nanostructures in metal organic chemical vapor deposited GdYBCO high temperature superconductor tapes”, *Applied Physics Letters*, v. 94, n. 062513, pp. 1–3, fev. 2009.
- [25] ANDERSON, P. W. “Theory of flux creep in hard superconductors”, *Reviews of Modern Physics*, v. 9, n. 309, fev. 1962.
- [26] ANDERSON, P. W., KIM, Y. B. “Hard Superconductivity: Theory of the motion of Abrikosov flux lines”, *Reviews of Modern Physics*, v. 36, n. 39, jul. 1964.
- [27] WARNES, W. H., LARBALESTIER, D. C. “Analytical technique for deriving the distribution of critical currents in a superconducting wire”, *Appl. Phys. Lett.*, v. 48, n. 1403, fev. 1986.
- [28] PLUMMER, C. J. G., EVETTS, J. E. “Dependence of the shape of the resistive transition on composite inhomogeneity in multifilamentary wires”, *IEEE Trans. Magn.*, v. 23, n. 1179, fev. 1987.
- [29] BRANDT, E. H. “Universality of Flux Creep in Superconductors with Arbitrary and Current-Voltage Law”, *Physical Review Letters*, v. 76, pp. 4030–4033, jul. 1996.
- [30] ZEDLOV, E., AMBER, N. M., KRREN, G. “Optical and electrical enhancement of flux creep in YBa₂Cu₃O₇ epitaxial films”, *Phys. Rev.*, v. 62, pp. 3093, fev. 1989.

- [31] LONDON, F., LONDON, H. “Magnetization of Hard Superconductors”, *Physical Review Letters*, v. 8, pp. 250–253, fev. 1962.
- [32] GRILLI, F., SIROIS, F., ZERMEÑO, V. M. R., et al. “Self-Consistent Modeling of the I_c of HTS Devices: How Accurate do Models Really Need to Be?” *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, v. 24, n. 6, dez. 2014.
- [33] GOODRICH, L. F., SRIVASTAVA, A. N., YUYAMAT, M., et al. “n-Value and Second Derivative of the Superconductor Voltage-Current Characteristic”, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, v. 3, n. 1, pp. 1265–1268, mar. 1993.
- [34] WILLIS, J. O., COULTER, J. Y., RUPICH, M. W. “n-Value Analysis of Position-Dependent Property Variability in Long-Length Coated Conductors”, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, v. 21, n. 3, pp. 2988–2991, jun. 2011.
- [35] M.CHUDY, ZHONG, Z., M.EISTERER, et al. “n-values of commercial YBCO tapes before and after irradiation by fast neutrons”, *Superconductor Science and Technology*, v. 28, jan. 2015.
- [36] WEBER, H. W., BOCK, H., UNFRIED, E., et al. “Neutron dosimetry and damage calculations for the triga mark-II reactor”, *J. Nucl. Mater.*, v. 137, n. 236, jun. 1986.
- [37] PAUL, W., BRAUN, D., KLEIMAIER, M. “Superconducting Fault Current Limiter Applications, technical and economical benefits simulations and test results”, *CIGRÉ*, jul. 2000.
- [38] ELSCHNER, S., BREUER, F., WOLF, A., et al. “Characterization of BSCCO 2212 Bulk Material for Resistive Current Limiters”, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, v. 11, n. 1, pp. 2507–2510, mar. 2001.
- [39] MUTSUURA, K., SHIMIZU, H., YOKOMIZU, Y., et al. “Flux Flow Resistance in Bi2223 Generated by Pulse Currents”, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, v. 15, n. 2, pp. 2003–2006, jun. 2005.
- [40] DOUINE, B., BERGER, K., SIROIS, F. “Improved Method for Determining the n-Value of HTS Bulks”, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, v. 26, n. 3, pp. 737–743, abr. 2006.
- [41] RUBELI, T., COLANGELO, D., DUTOIT, B., et al. “Heat transfer monitoring between quenched high-temperature Abstract superconducting coa-

ted conductors and liquid nitrogen”, *Progress in Superconductivity and Cryogenics*, v. 17, n. 1, pp. 10–13, mar. 2015.

- [42] GOODRICH, L. F. “High Tc superconductor voltage-current simulator and the pulse method of measuring critical current”, *Cryogenics*, v. 31, n. 720, mar. 1991.
- [43] ZHOU, Y., TANG, Y., LI, J., et al. “Quench and recovery behaviors of Bi-2223/Ag HTS tapes under pulsed over-currents with different durations”, *Physica C*, v. 433, n. 1-2, pp. 34–42, mar. 2005.
- [44] FROLEK, L., ORAVEC, J., SOUC, J. “Impulse measurement of dynamic current-voltage curves of superconducting tape at various lengths and shapes of current waves”, *J. Phys., Conf. Ser., UK*, v. 97, ago. 2008.
- [45] GADKARI, S. C., GUPTA, S. K. “An instrument for automatic measurements of critical current of superconductors in pulse mode”, *Review of Scientific Instruments*, v. 70, n. 2, pp. 1486—1493, ago. 1999.
- [46] DECROUX, M., L. ANTOGNAZZA, N. M., DE CHAMBRIER, E. “Properties of YBCO lms at high current densities: Fault current limiter implications”, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, v. 11, n. 2, pp. 2046—2049, ago. 2001.
- [47] KUNCHUR, M. N. “Novel transport behavior found in the dissipative regime of superconductors”, *Modern Physics Letters B*, v. 9, n. 7, pp. 399—426, ago. 1995.
- [48] SIROIS, F., ROY, J. C. F., DUTOIT, B. “Characterization of electrical resistance of HTS coated conductors at high currents using ultra-fast regulated current pulses”, *Supercond. Sci. Technol (SusT)*, v. 23, n. 11, jan. 2009.
- [49] NISHIJIMA, G., TSUCHIYA, Y., KITAGUCHI, H., et al. “Ic–B–T Evaluation for High-Tc Superconductors in Pressurized/Depressurized Liquid Nitrogen”, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, v. 23, n. 3, pp. 8000703–8000703, jun. 2013.
- [50] RICHARDS, R. J., STEWARD, W. G., , et al. *A Survey of the Literature on Heat Transfer from Solid Surfaces to Cryogenic Fluids*. Technical Note 122, National Bureau of Standards Technical Note, US Government Printing Ofce, Washington, DC., 1961.

- [51] RUBELI, T., DUTOIT, B., MARTYNOVA, I., et al. “Insulation effect on thermal stability of Coated Conductors wires in liquid nitrogen”, *Materials Science and Engineering*, v. 171, n. 012123, jan. 2017.
- [52] HELLMANN, S., NOE, M. “Influence of different surface treatments on the heat flux from solids to liquid nitrogen”, *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, v. 24, n. 3, pp. 0501605, jul. 2014.
- [53] EKIN, J. W. *Experimental Techniques: Cryostat Design, Material Properties and Superconductor Critical-Current Testing*. 1 ed. Oxford; New York, Pergamon Press, 2006.
- [54] STANDARD, I. *DC critical current of Ag- and /or Ag alloy-sheathed Bi-2212 and Bi-2223 oxide*. IEC 61788-3, Second edition, Superconductivity – Part 3: Critical current measurement, 2006.
- [55] EKIN, J. W. “Current transfer in multifilamentary superconductors. I. Theory”, *J. Appl. Phys.*, v. 49, n. 2, pp. 3406–3409, fev. 1978.
- [56] COMPANY, T. *Low Level Measurements Handbook - Precision DC Current, Voltage, and Resistance Measurements*. 7 ed. New York, Keithley, 2016.
- [57] OTT, H. W. *Noise Reduction Techniques in Electronic Systems*. 2 ed. New York: Wiley-Interscience, John Wiley Sons, 1988.
- [58] INIEWSKI, K., SCHMID, H. *Circuits at the Nanoscale - Communications, Imaging and Sensing, Chapter: Offset, flicker noise, and ways to deal with them* -. 1 ed. Institute of Microelectronics, University of Applied Sciences Northwestern Switzerland (IME/FHNW), CRC Press, 2016.
- [59] CLAASSEN, J. H., REEVES, M. E., SOULEN, R. J. “A contactless method for measurement of the critical current density and critical temperature of superconducting lms”, *Rev. Sci. Instrum.*, v. 62, pp. 996–1004, jan. 1991.
- [60] WEGENDT, K., RUEBENER, R. P., GROSS, R., et al. “Eddy current technique for testing large-area, high T_c superconducting films with high spatial resolution”, *Cryogenics*, v. 35, n. 3, pp. 155–160, jan. 1995.
- [61] GU, C., QU, T., ZOU, S., et al. “Contactless measurement of critical current of high temperature superconductor tape by magnetic circuit”, *Rev. Sci. Instrum.*, v. 81, n. 085105, jul. 2010.
- [62] GOODRICH, L. F., BRAY, S. L. “Current ripple effect on superconductive dc critical current measurements”, *Cryogenics*, v. 28, n. 2, pp. 737–743, fev. 1988.

- [63] GOODRICH, L. F., SPLETT, J. D. “Current Ripple Effect on n-Value”, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, v. 17, n. 2, jun. 2007.
- [64] EKIN, J. W. *Grounding and Shielding Techniques*. 4 ed. New York, Wiley-Interscience, 1998.
- [65] UGLIETTI, D., SEEBER, B., ABÄCHERLI, V., etal. “Critical Current Vs. Strain for LTS Wires Up To 21 T”, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, v. 15, n. 2, pp. 3652–3655, jun. 2005.
- [66] WILSON, M. N. Laboratory Report SMR/1, Rutherford Laboratory, Chilton, Oxfordshire, England., 1977.
- [67] KUTATELADZE, S. S. *Statistical science and technical publications of literature on machinery*. Atomic Energy Commission Translation 3770, Technical Information Services, Oak Ridge, TN., 1952.
- [68] RADEBAUGH, R., SIEGWARTH, J. D., LAWLESS, W. N., etal. *Electrocaloric Refrigeration for Superconductors*. NBSIR 76-847, National Institute of Standards and Technology, US Government Printing Ofce, Washington, DC., 1977.
- [69] ZHOU, X., XUE, Y., TIAN, G., etal. “Thermal Analysis of Solder Joint Based on Eddy Current Pulsed Thermography”, *IEEE Transactions on Components, Packaging and Manufacturing Technology*, pp. 1–8, jul. 2017.
- [70] SIROIS, F., COULOMBE, J., BERNIER, A. “Characterization of the Superconducting to Normal Transition of HTS Coated Conductors by Fast Pulsed Current Measurements”, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, v. 19, n. 3, pp. 3585–3590, jun. 2009.
- [71] ALVES, B. X. R., CESAR, C. L. *Instrumentação em espectroscopia a laser e armadilha de átomos*. Jornada de iniciação científica, Universidade federal do Rio de Janeiro, Orientador Claudio Lenz Cesar -Laboratório LASER/UFRJ, 2011.
- [72] NAM, S., LEE, W. S., JEYULL LEE, H. J., etal. “A Study on the YBCO-Coated Conductor Current Lead With Asymmetric Structure Tape Considering Temperature Distribution”, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, v. 27, n. 4, jun. 2017.
- [73] MATSUMURA, R., YUTO HOSONO, R. T., YAMADA, Y., etal. “Transport Performance and Current Distribution of HTS Current Lead Prepared by

YBCO Tapes”, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, v. 26, n. 4, jun. 2016.

[74] PARK, Y. G., LEE, W. S., KIM, H. J., et al. “Evaluation of Electrical and Thermal Properties of Stacked YBCO Coated Conductors for Current Lead Application”, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, v. 25, n. 3, jun. 2015.

[75] HELLMANN, S. *Optical and Electrical Investigation of a Novel Method for Improving the Recovery under Load Characteristics of Thin Film Superconductors*. EUCAS 2015 Presentation 3M-LS-02.7, Karlsruhe Institute of Technology - KIT, Lyon, France, September, 2015.

[76] M.VOJENČIAK, DUTOIT, B., ŠOUC, J., et al. “Can resistive type fault current limiter operate in cryogen-free environment?” *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, v. 26, n. 3, pp. –, abr. 2016.

Apêndice A

Projeto do Sistema PCM

A.1 Fonte Corrente para Pulsos Rápidos

O circuito para aplicação de pulsos rápidos de corrente foi montado e simulado na plataforma Multisim 13.0 e se encontra ilustrado na Figura A.1.

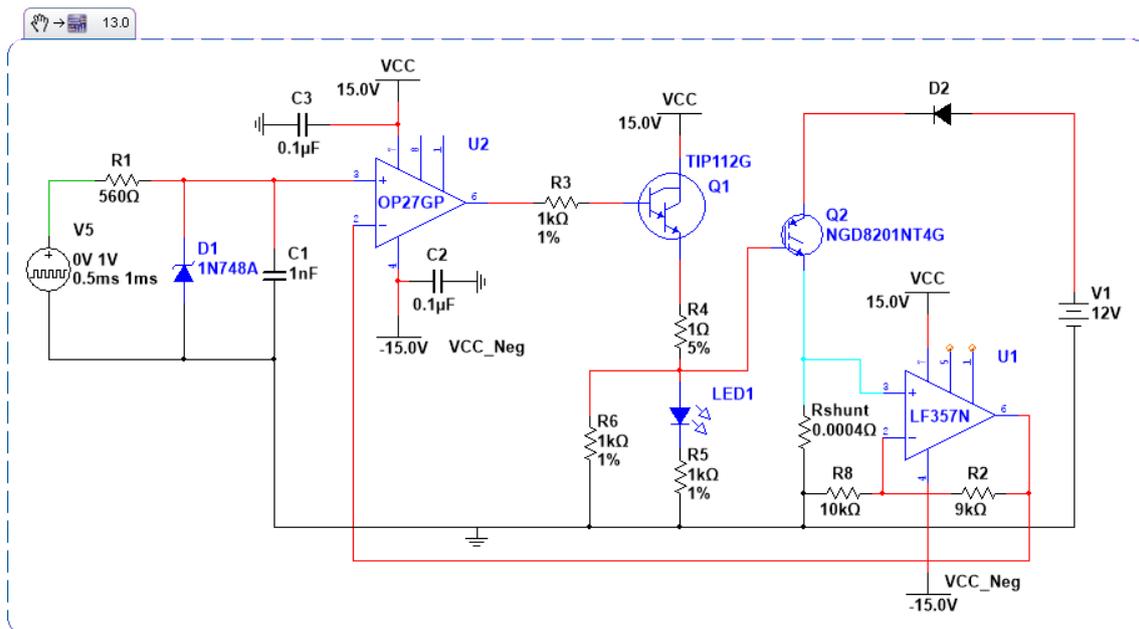


Figura A.1: Circuito da fonte de Pulsos Rápidos de Corrente simulado na plataforma Multisim 13.0.

A fonte V5 fornece o sinal de controle que irá determinar o formato e amplitude da corrente desejada. O resistor R1 e capacitor C1 formam um filtro passa baixa com frequência de corte $f_c \approx 2800 \text{ Hz}$ para rejeitar possíveis ruídos de alta frequência. O amplificador operacional U2 funciona como um comparador entre o sinal de controle da fonte V5 e o sinal V_{shunt} vindo de um resistor de precisão *shunt* R_{shunt} no ramo de corrente para fornecer o sinal *feedback* para a entrada do IGBT Q2. O transistor Q1 junto com os resistores R3, R4, R5 e R6 formam a configuração cole-

tor comum para fornecer a corrente necessária na entrada do *gate* de Q2. O LED1 funciona como um sinalizador para avisar passagem de corrente coletor-emissor de Q1 e conseqüentemente, avisar a passagem de corrente por Q2. O IGBT Q2 tem seu coletor conectado em série com um diodo de proteção e uma bateria 12 V. Em série no emissor de Q2 fica o R_{shunt} que gera o sinal a ser comparado em U2. Como a resistência de resistores *shunt* é muito baixa o sinal precisa ser amplificado antes de ir para U2. Utiliza-se o amplificador U1 na configuração não-inversora com os resistores R2 e R8 para dar um ganho de aproximadamente $10\times$ no sinal V_{shunt} .

Na prática foi possível utilizar o amp-op OP27GP para U2, o TIP122G para Q1 e o LF357N para U1. A bateria V1 12 V para ser capaz de produzir correntes de até 1000 A precisou ser um modelo com pelo menos 1000 A de corrente de arranque a frio (CCA). Escolheu-se então o modelo M220PD da Moura de 220 Ah e CCA de 1150 A. Já para o IGBT Q2, utilizou-se o modelo NGD820NT4G apenas para simulações devido falta do real modelo CM1400DU-24NF na biblioteca. Ambos os modelos de IGBT, mesmo não tendo as mesmas especificações de potência possuem respostas parecidas. Pelas curvas típicas de operação do modelo CM1400DU-24NF (Figura A.2) entende-se a necessidade de um amp-op comparador com *feedback* de corrente. Conforme corrente é drenada da bateria 12 V há uma queda de tensão que irá afetar V_{ce} e conseqüentemente a curva de operação V_{GE} . Para fonte de pulsos V5 foi usado uma fonte HP 3314A. Os barramentos V_{CC} e V_{CC_neg} de 15 V e -15 V foram feitos dois pares baterias 9 V conectadas em série.

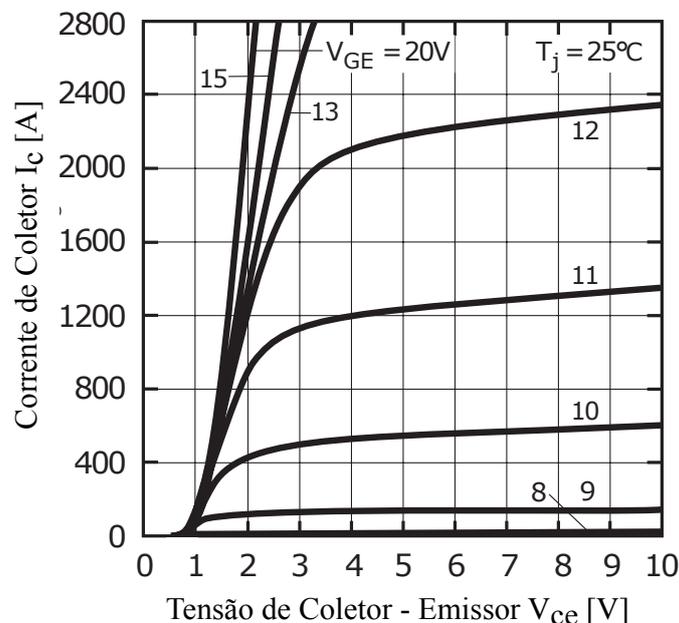


Figura A.2: Curvas típicas de operação do módulo IGBT CM1400DU-24NF da POWEREX. Figura adaptada do *datasheet* do fabricante.

A.2 Monitoramento de Tensão

Para realizar o monitoramento de tensão nos pulsos rápidos de 1-10 ms projetou-se um circuito de pré-amplificação de tensão. O projeto do circuito na plataforma Multisim 13.0 se encontra na Figura A.3

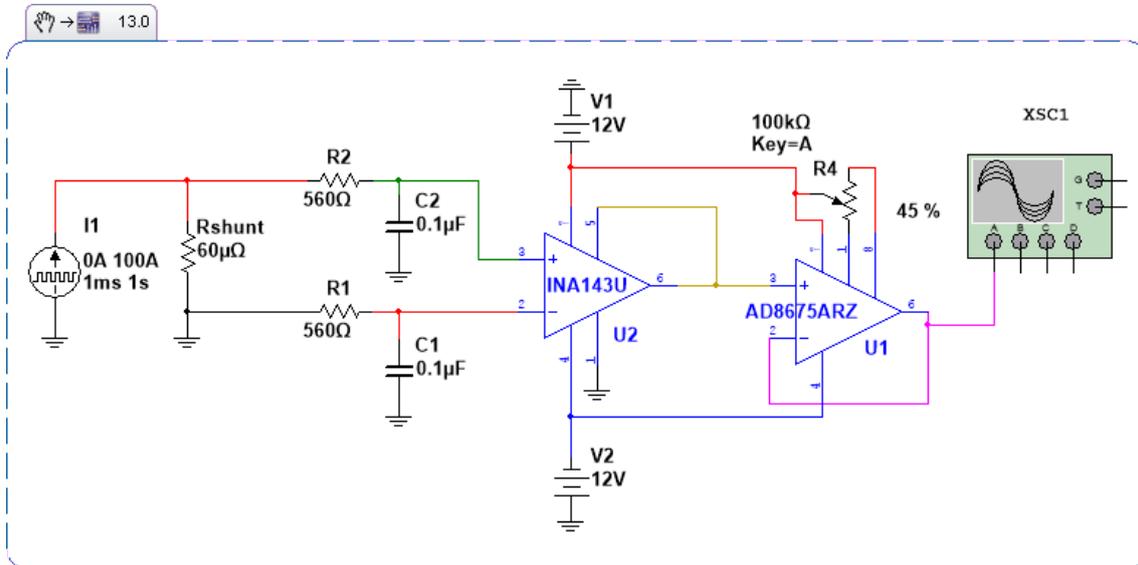


Figura A.3: Circuito de pré-amplificação para monitoramento de tensão durante aplicação de pulsos de corrente elevada.

O componente U2 é um módulo de amplificação internamente arranjado na configuração diferencial com ganho comutável 10 e 100. Este realiza a medição de tensão na amostra supercondutora, ilustrada pelo resistor Rshunt no circuito da Figura A.3. U1 é um amp-op na configuração seguidor ou *buffer* pois se ligarmos uma fonte de alta impedância a uma carga de baixa impedância a maior parte do sinal ficará sobre a impedância da fonte. O *buffer* eleva a impedância reduzindo as perdas no sinal. R4 é um potenciômetro 10 kΩ de 1% para ajuste fino do *offset* no sinal de saída. R1 com C1 e R2 com C2 fazem uma filtragem de aproximadamente 2 kHz no sinal diferencial de entrada de U2. Ambos os amplificadores são polarizados por baterias de 12 V.

Na execução do projeto (Figura A.4), utilizou-se o *chip* AD8675ARZ para U1, INA141U para U2, R1 e R2 de carvão, C1 e C2 cerâmicos e XSC1 um osciloscópio da Agilent DSO-X-4024A. Os componentes foram presos em uma placa de circuito com *wire wrap* e um BNC macho foi usado para enviar o sinal ao osciloscópio. Para realizar o teste do circuito pronto utilizou-se um resistor *shunt* de 60 µΩ e a fonte KDC 30-500 para aplicação de corrente. Um pulso de 100 ms e 100 A foi aplicado no resistor e a queda de tensão foi monitorada com o pré-amplificador projetado, juntamente com a corrente que foi monitorada por um alicate de corrente CC (Figura A.5).

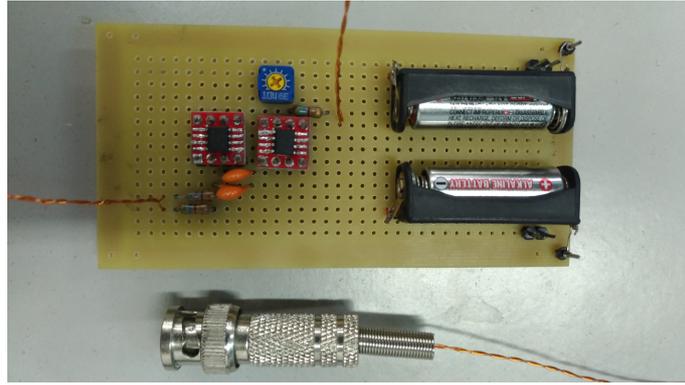


Figura A.4: Placa de pré-amplificação montada.

Para contornar o ruído branco nas medidas de tensão do amplificador criou-se uma função de média móvel em Matlab para tratamento dos dados. A eficácia dessa técnica pode ser vista pela comparação da curva azul e verde da Figura A.5.

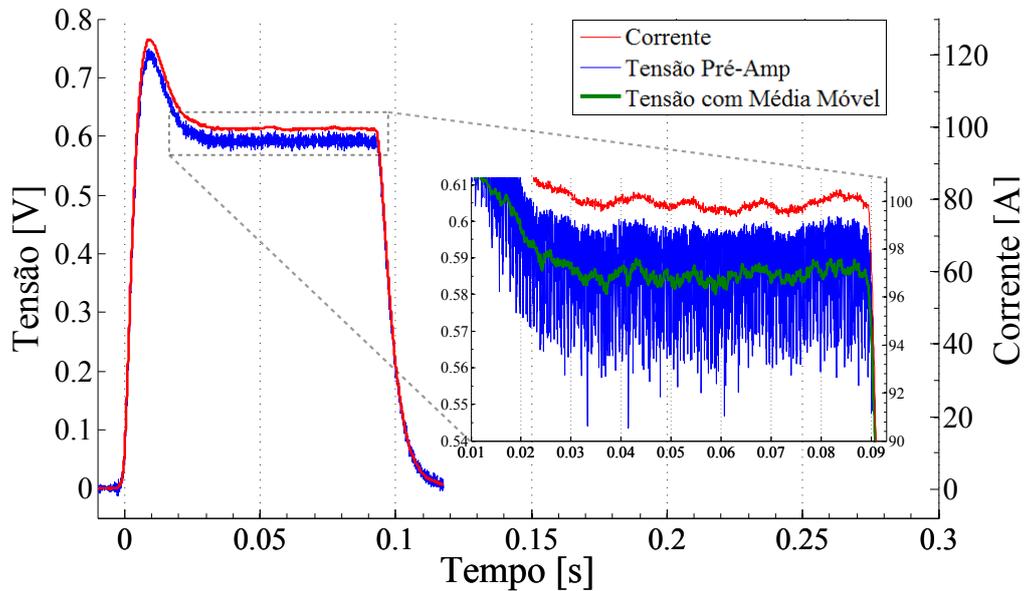


Figura A.5: Tensão de Resistor *shunt* monitorada pelo pré-amplificador com ganho 100 em um pulso de 100 A de 100 ms da fonte KDC 30-500.