



UNIVERSIDADE ESTADUAL PAULISTA
"JÚLIO DE MESQUITA FILHO"
Campus de Ilha Solteira

PROGRAMA DE PÓS GRADUAÇÃO EM CIÊNCIA DOS MATERIAIS

“Construção de uma junção Josephson em filmes finos supercondutores do sistema $\text{Bi}_{1.8}\text{Pb}_{0.4}\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$ tratados termicamente em um forno microondas doméstico”

Gustavo Quereza de Freitas

Ilha Solteira – SP

Julho/2012



UNIVERSIDADE ESTADUAL PAULISTA
"JÚLIO DE MESQUITA FILHO"
Campus de Ilha Solteira

PROGRAMA DE PÓS GRADUAÇÃO EM CIÊNCIA DOS MATERIAIS

“Construção de uma junção Josephson em filmes finos supercondutores do sistema $\text{Bi}_{1.8}\text{Pb}_{0.4}\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$ tratados termicamente em um forno microondas doméstico”

Gustavo Quereza de Freitas

Orientador: Prof. Dr. Claudio Luiz Carvalho

Dissertação apresentada a Universidade Estadual Paulista “Júlio de Mesquita Filho”, Faculdade de Engenharia - Campus de Ilha Solteira como parte dos requisitos para obtenção do título de mestre em Ciência dos Materiais.

Área de conhecimento: Física da matéria condensada.

Ilha Solteira – SP

Julho/2012

FICHA CATALOGRÁFICA

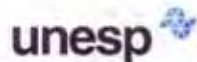
Desenvolvido pela Seção Técnica de Aquisição e Tratamento da Informação

F866c Freitas, Gustavo Quereza de.
Construção de uma junção josephson em filmes finos supercondutores do sistema $\text{Bi}_{1.8}\text{Pb}_{0.4}\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$ tratados termicamente em um forno microondas doméstico / Gustavo Quereza de Freitas. -- Ilha Solteira: [s.n.], 2012
79 f. : il.

Dissertação (mestrado) - Universidade Estadual Paulista. Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira. Área de conhecimento: Física da Matéria Condensada, 2012

Orientador: Cláudio Luíz Carvalho
Inclui bibliografia

1. Supercondutores. 2. Efeito josephson. 3. Micro-ondas.



UNIVERSIDADE ESTADUAL PAULISTA
CAMPUS DE ILHA SOLTEIRA
FACULDADE DE ENGENHARIA DE ILHA SOLTEIRA

CERTIFICADO DE APROVAÇÃO

TÍTULO: Construção de uma junção Josephson em filmes finos supercondutores do sistema $\text{Bi}_{1.8}\text{Pb}_{0.4}\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$ tratados termicamente em um forno microondas doméstico

AUTOR: GUSTAVO QUEREZA DE FREITAS

ORIENTADOR: Prof. Dr. CLAUDIO LUIZ CARVALHO

Aprovado como parte das exigências para obtenção do Título de Mestre em Ciência dos Materiais ,
Área: FÍSICA DA MATERIA CONDENSADA, pela Comissão Examinadora:

Prof. Dr. CLAUDIO LUIZ CARVALHO

Departamento de Física e Química / Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira

Prof. Dr. EZEQUIEL COSTA SIQUEIRA

Departamento de Física e Química / Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira

Prof. Dr. GUILHERME GONÇALVES SOTELO

Departamento de Engenharia Elétrica / Universidade Federal Fluminense

Data da realização: 20 de julho de 2012.

RESUMO

Desde a descoberta dos supercondutores de alta temperatura crítica em 1986, suas propriedades tem sido extensivamente estudadas. Neste trabalho relatamos construção de junções Josephson do tipo ponte, construídas manualmente em um filme de BSCCO. Para a obtenção das junções Josephson foi depositado um pó de boa qualidade com composição nominal $\text{Bi}_{1.8}\text{Pb}_{0.4}\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ em substrato cristalino de aluminato de lantânio (LaAlO_3), depois tratados termicamente usando um forno de microondas convencional da marca Panasonic (2.45 GHz, 800 W), para ocorrer a coalescência do pó sobre o substratos. As caracterizações estruturais foram realizadas por meio da técnica de difração de raios-X (DRX) e microscopia eletrônica de varredura (MEV), que revelou a predominância da fase 2212 e formações de placas supercondutoras, respectivamente. A caracterização elétrica foi realizada utilizando o método de quatro pontas DC, a fim de determinar a temperatura de transição crítica e também a curva característica de corrente-tensão (I-V). As temperaturas crítica de transição dos filmes foram de aproximadamente 81K. Também foi observado um salto da corrente elétrica na curva característica I-V com voltagem nula, estes resultados são característicos da ocorrência o tunelamento Josephson. Portanto, os filmes tratados termicamente por um forno de microondas doméstico demonstrou qualidade suficiente para se obter uma junção Josephson.

Palavra-chave: supercondutor, Efeito Josephson, micro-ondas.

ABSTRACT

Since the discovery of high critical temperature superconductors in 1986, their properties have been extensively studied. In this work we report the construction of Josephson junctions, constructed manually in a superconductor thin film of BSCCO. The film was obtained of a commercial powder with a nominal composition $\text{Bi}_{1.8}\text{Pb}_{0.4}\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ was deposited on a lanthanum aluminate crystalline substrate (LaAlO_3), and thermally treated by a domestic microwave oven Panasonic (2.45 GHz, 800 W), to occur coalescence of the powder on the substrate. The structural characterization was performed using X-ray diffraction technique (XRD) and scanning electronic microscope (SEM) which revealed the predominance of 2212 phase and plaque-forming superconducting. Electrical characterization was performed using DC four probes technique to establish the critical, temperature (T_c) and also the current-voltage characteristics curve. An onset superconducting transition temperature was measured about at 81K. We also observed in the current-voltage characteristics curve a step of electric current at zero-voltage. These results imply that the tunneling Josephson occurred. Therefore, thin film thermally treated by a domestic microwave has shown sufficient quality to obtain Josephson junctions.

Key-words: superconductor, Josephson Effect, microwave.

AGRADECIMENTOS

Primeiramente gostaria de agradecer minha família: Ivanete e Adalton (pais), Jessica (irmã). Pelo apoio e educação dada, desde o começo da minha vida

Agradeço também aos professores do Departamento de Física e Química: Éder Pires de Camargo, Edinilton M. Cavalcante, Eudes B. Araújo, Hermes A. de Aquino, João Carlos S. Moraes, José A. Malmonge, Antonio Seridonio, Ezequiel Costa Siqueira, Luiz F. Malmonge, KeizoYukimitu, Lizete M. Carvalho, Walter K. Sakamoto, Washington P. Carvalho, Victor Solano, Newton Dias pelo apoio e confiança. Em especial ao professor Cláudio Luíz Carvalho, pela amizade, orientação do trabalho e por sempre estar presente e Rafael Zadorosny pela amizade e ajudas nas horas cruciais.

Também gostaria de agradecer tanto meus amigos de laboratório e de infância: Gisele A. de Souza, Paulo Rebeque, Guilherme, Cicero Rafael, João, Regiane, Samuel David, Samuel Furquim, Danilo Viana, Pedro Machado, Gabriel, Heber, Afonso, Ronivan, Lucas Marques, Ricardo Miranda, Willyan Oliveira, Willyan Gomes.

Aos técnicos da UFMS – Campo Grande por ajudar com minhas medidas de EDX.

Aos técnicos da UFSCAR - São Carlos por ajudar com minhas caracterizações elétricas.

Por fim, agradeço a CAPES pela concessão da bolsa de estudo de mestrado.

LISTA DE FIGURAS

Figura 1-Foto Heike Kamerlingh-Onnes, em Leiden Holanda - por volta de 1911.....	14
Figura 2-Imagem da primeira maquina de liquefazer hélio, feita por Heike Kamerlingh Onnes.	15
Figura 3- Gráfico da resistência (ohms) pela temperatura (Kelvin) para o mercúrio em experimento realizado por Heike Kamerlingh-Onnes.	16
Figura 4- Efeito Meissner-Ochsenfeld com o material resfriado sem a presença de campo (ZFC) e material resfriado após o campo magnético ser aplicado (FC) de um cilindro sólido supercondutor (esquerda) e um condutor perfeito (direita).	19
Figura 5- Retrato de Fritz London à esquerda e Heinz London.	20
Figura 6- .. Penetração de um campo magnético em um supercondutor, no qual o comprimento de penetração de Londo λ_L está indicado na figura.	20
Figura 7- Lev Davidovich Landau e Vitaly Lazarevich Ginzburg.....	21
Figura 8-Interface entre os domínios supercondutor e normal no estado intermediário.	22
Figura 9- “BCS” John Bardeen, Leon Cooper e John Robert Schrieffer	23
Figura 10-Brian Josephson.	24
Figura 11- .Johannes Georg Bednorz à direita e Karl Alex Müller em seu laboratório na Suíça, em 1987.	25
Figura 12-Gráfico da evolução da T_c desde a descoberta da supercondutividade até o ano de 2002.	26
Figura 13-Superfície no qual indica os limites para o estado supercondutor.	28
Figura 14- Rede de íons carregados positivamente (a). A carga negativa é um elétron passando pelo supercondutor distorcendo a estrutura cristalina (b). Devido ao maior peso e demora de resposta dos íons positivos com relação ao elétron, há um excesso de carga positiva em torno do elétron proporcionando a união de outro elétron, formando assim um par de Cooper (c)..	29
Figura 15-Representação esquemática do gap resultante do pareamento de elétrons.....	30
Figura 16-Gráfico da magnetização pelo campo magnético aplicado para um supercondutor do tipo I linha pontilhada, e um supercondutor do tipo II linha solida.....	31
Figura 17-Diagrama da fase Shubnikov. Como exemplificação o campo magnético e as supercorrentes são mostrados apenas para duas linhas de fluxo.	32

Figura 18- Junção supercondutor-isolante-supercondutor com uma fina e uniforme barreira entre dois supercondutores, supercondutor 1 e 2. O "tunelamento" das densidades de correntes J_{12} e J_{21} é mostradas em ambas direções.....	33
Figura 19- ..I x V característico de uma junção típica com $5\mu\text{m} \times 5\mu\text{m}$ com uma barreira de 10 nm de espessura para as temperaturas de 10, 7, e 4,2 K, possuindo maior I_c em 4,2K.....	36
Figura 20-Representação de uma junção Josephson pelos modelos RCSJ (a) e RSJ (b).....	38
Figura 21-Diferentes tipos de junções Josephson: junção SIS (a), junção SNS (b), ponte de contato (c), microponte (d), contorno de grão de YBa ₂ Cu ₃ O ₇ (e) e junção Josephson intrínseca em Bi ₂ Sr ₂ CaCu ₂ O (f).	40
Figura 22-Estrutura cristalina do BSCCO para n=1, 2 e 3, cuja as fases são 2201, 2212 e 2223, respectivamente	42
Figura 23-Esquema de preparação da amostra para ser caracterizada pelo método das quatro pontas ⁴³	49
Figura 24-Esquema da preparação da junção Josephson ponte e seu tratamento térmico em um forno de microondas convencional para a formação de um filme supercondutor do sistema BSCCO ⁴⁴	45
Figura 25-Difratogramas de raios-X para o pó BSCCO comercial (a) e para as amostras #A (b), #B (c), #C (d) e #D (e).	51
Figura 26-Imagens de microscopia óptica das amostras #A (a), amostra #B com primeiro estrangulamento (b) amostra #B com segundo estrangulamento (c), amostra #C (d), amostra #C com primeiro estrangulamento (e), amostra #C com o segundo estrangulamento (f) e amostra #D (g).	53
Figura 27-Micrografia da junção Josephson ponte (a) e de uma determinada região da Junção Josephson ponte (b).	54
Figura 28- Micrografia da amostra #B com aproximação de 300(a) e 1000vezes(b), da amostra #C com aproximação de 320(c) e 1000 vezes(d) e da amostra #D com aproximação de 300(e) e 1000 vezes (f).....	55
Figura 29-Imagens das regiões onde foram realizadas as análises na junção Josephson da amostra #A.....	56
Figura 30-Micrografia das regiões onde foram realizadas as análises na junção Josephson da amostra #B.	57
Figura 31-Imagens das regiões onde foram realizadas as análises na junção Josephson da amostra #C.....	59
Figura 32- Imagens das regiões onde foram realizadas as análises na junção Josephson da amostra #D.....	61

Figura 33-Gráfico da resistência elétrica em função da temperatura (a), da derivada $dR/dT \times T$ (b) para diferentes valores de corrente elétrica aplicada para amostra #A.	64
Figura 34-Curvas características $V \times I$ (a) gráfico $dI/dV \times I$ para diferentes temperaturas (b)	65
Figura 35-Gráfico $R \times T$ da amostra #B para primeira (a) e segunda junção ponte (b).	66
Figura 36-Curva característica $I-V$ a 77 K: para primeira (a) e segunda ponte (b).	66
Figura 37- Gráfico da resistência elétrica em função da temperatura para amostra #C : amostra sem a junção ponte (a) primeira(b) e segunda ponte (c).	67
Figura 38- .. Curva característica $V-I$ para amostra sem a junção ponte (a) com a primeira (b) e segunda junção ponte(c).	68
Figura 39-Gráfico da resistência elétrica em função da temperatura para amostra #D.	69
Figura 40-Gráfico apresentando a resistência elétrica em função da temperatura para amostra #A (a), da derivada $dR/dT \times T$ (b) para diferentes valores de campo magnético aplicados. Medida da largura a meia altura e função da intensidade do campo magnético (c).	70
Figura 41- Curvas $V \times I$ (a) derivadas dI/dV vs I para diferentes campos magnéticos aplicados (b)	71

LISTA DE TABELAS

Tabela 1-	Registros das Tc de alguns supercondutores e o ano de sua descoberta.	27
Tabela 2-	Resultados das dimensões das Junções	52
Tabela 3-	Resultados do EDX para a amostra #A, na região R-1.	56
Tabela 4-	Resultados do EDX para a amostra #A, na região R-2.	57
Tabela 5-	Resultados do EDX para a amostra #B na região R-1.	58
Tabela 6-	Resultados do EDX para a amostra #B na região R-2.	58
Tabela 7-	Resultados do EDX para a amostra #B na região R-3.	59
Tabela 8-	Resultados do EDX para a amostra #C na região R-1	60
Tabela 9-	Resultados do EDX para a amostra #C na região R-2.	60
Tabela 10-	Resultados do EDX para a amostra #C na região R-3.	61
Tabela 11-	Resultados do EDX para a amostra #D na região R-1.	62
Tabela 12-	Resultados do EDX para a amostra #D na região R-2.	62
Tabela 13-	Resultados do EDX para a amostra #D na região R-3.	63
Tabela 14-	Resultados do EDX para a amostra #D na região R-4.	63

SUMÁRIO

1	Introdução	14
1.1	História	14
1.1.1	Descoberta da supercondutividade	14
1.1.2	Efeito Meissner-Ochsenfeld (1933).....	18
1.1.3	Equações de London.....	19
1.1.4	Teoria de Ginzburg–Landau (GL)	21
1.1.5	Teoria BCS	23
1.1.6	Efeito Josephson	23
1.1.7	Descoberta dos supercondutores de alta temperatura crítica.	25
1.2	Propriedades do estado supercondutor	27
1.3	Teoria BCS	28
1.4	Supercondutores do tipo I e do tipo II	30
1.5	Efeito e Junções Josephson.....	32
1.6	Sistema Bi-Sr-Ca-Cu-O	41
1.7	Tratamento térmico utilizando forno de microondas doméstico	43
2	Procedimento experimental	44
2.1.1	Técnicas de caracterização.....	45
2.1.2	Difratometria de raios-X (DRX).....	46
2.1.3	Microscopia Óptica.....	46
2.1.4	Microscopia eletrônica de varredura.....	48
2.1.5	Análise por energia dispersiva de raios-X(EDX)	48
2.1.6	Caracterização elétrica	48
3	Resultados e discussão	50
3.1	Difração de Raios-X	50
3.2	Microscopia óptica.....	52

3.3	Microscopia eletrônica de varredura.....	53
3.4	Espectroscopia por energia dispersiva de raios-X (EDX)	55
3.5	Medidas elétricas	63
3.5.1	Na ausência de campo magnético aplicado	63
3.5.2	Na presença de campo magnético aplicado	69
4	Conclusão	72
5	Sugestões	73
	Referências	74

1 Introdução

1.1 História

1.1.1 Descoberta da supercondutividade

Em 1908 o renomado físico holandês Heike Kamerlingh Onnes (ver Fig. 1), diretor do laboratório de baixa temperatura da Universidade de Leiden, na Holanda, obteve a liquefação do hélio cuja temperatura é da ordem de $4,2 \text{ K}^{1; 2}$. Com esse feito, a faixa de temperaturas para se estudar o comportamento elétrico de materiais foi ampliada. A partir daí Onnes começou a realizar experimentos para observar o comportamento da resistividade elétrica dos metais no regime de baixas temperaturas. Os primeiros materiais a serem estudados foram a platina e o ouro, os quais eram possíveis sua obtenção com um alto grau de pureza. Ao realizar experimentos com as amostras em temperaturas próximas do zero absoluto Onnes percebeu que as mesmas possuíam um valor de resistência limite, que foi denominada resistência residual. Os valores dessas resistências eram diretamente proporcionais à pureza da amostra³.

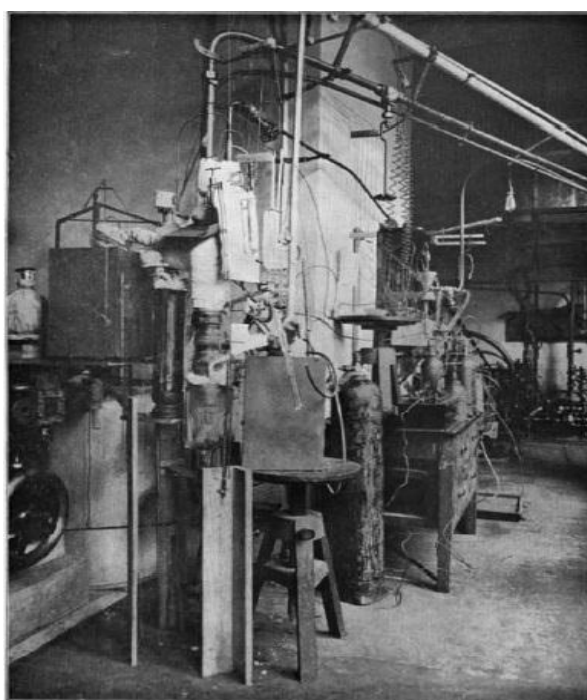
Figura 1- Foto Heike Kamerlingh-Onnes, em Leiden Holanda - por volta de 1911².



Fonte: Buckel, et al. (2004)

Desta forma, em 1911, para reforçar seus estudos, Onnes resolveu analisar o comportamento da resistência elétrica do mercúrio (Hg) em baixas temperaturas, na época o mercúrio era o único metal que Onnes poderia purificar com precisão por meio de destilação múltipla. Onnes observou que no ponto de ebulição do hélio, seu equipamento mal conseguiu medir a resistência elétrica do mercúrio e, a temperaturas mais baixas, a resistência elétrica era aproximadamente zero, o que implicava em condução de energia elétrica sem perdas.

Figura 2- Imagem da primeira máquina de liquefazer hélio, feita por Heike Kamerlingh-Onnes¹.

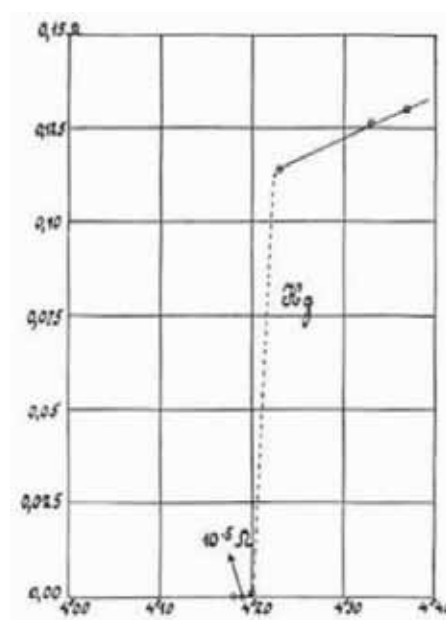


Fonte: Onnes (1908)

Os experimentos realizados por Heike Kamerlingh Onnes, no aparato ilustrado pela Fig. 2 juntamente com seus companheiros de trabalho Flim Gerrit, Gilles Holst e Gerrit Dorsman, pareciam confirmar suas expectativas. Em temperaturas baixas a resistência elétrica do mercúrio, se tornou muito pequena. No entanto, durante seus experimentos adicionais utilizando aparelhos mais sensíveis e com melhor acurácia, ele logo reconheceu que o efeito observado não pode ser idêntico a diminuição esperada de resistência. A mudança ocorreu, só que em certo intervalo de temperatura foi observado algo, uma queda brusca da resistência elétrica, comportamento diferente do esperado, uma diminuição contínua².

Contudo, em 1913, Onnes fez um comentário sobre a curva obtida em 1911 e ilustrada pela a Fig. 3^{2; 4}. Suas palavras foram³ “Neste momento [pouco abaixo de 4,2 K] dentro de alguns centésimos de grau veio uma súbita queda não prevista pela teoria vibracional de resistência, que tinha emoldurada, trazendo a resistência menos de um milionésimo de seu valor original no ponto de fusão do hélio. O mercúrio tinha passado para um novo estado, que por conta de suas extraordinárias propriedades elétricas pode ser chamado de estado supercondutor”.

Figura 3- Gráfico da resistência (ohms) pela temperatura (Kelvin) para o mercúrio em experimento realizado por Heike Kamerlingh-Onnes⁴.



Fonte: Onnes (1912)

Desta forma, o nome para este novo fenômeno já havia sido escolhido e a temperatura na qual o material passa do estado normal para o estado supercondutor é chamada de temperatura crítica de transição (T_c). A descoberta deste fenômeno se deu através de muita pesquisa e de forma inesperada. O experimento cuidadosamente realizado proporcionou o surgimento de uma nova classe de materiais².

A importância científica do descobrimento da supercondutividade pode ser notada a partir do fato de que, em 1913, Onnes foi laureado com o Prêmio Nobel de Física com o trabalho intitulado "pesquisas sobre as propriedades da matéria a baixas temperaturas"⁵.

Outra propriedade muito estudada por Onnes nos supercondutores foi a densidade corrente. Dois anos após a descoberta da supercondutividade ele registrou que havia um valor limite de densidade de corrente para o mercúrio, acima do qual a supercondutividade desaparecia⁶. Hoje em dia conhecida como densidade de corrente crítica (J_c). Este valor crítico é dependente da temperatura, quanto menor for a temperatura abaixo de T_c maior sua J_c , assim, Onnes chegou à expressão representada pela equação (1)^{7; 8}

$$J_c(T) = J_c(0)(T_c - T)/T_c, \quad (1)$$

no qual $J_c(0)$ é a densidade de corrente crítica a 0 K.

Nos anos seguintes, Onnes começou a estudar o comportamento dos supercondutores ao serem expostos a um campo magnético externo (H) e observou a influência do mesmo na transição supercondutora do chumbo. Então fez a seguinte observação: “A introdução do campo magnético tem o mesmo efeito que o aquecimento do condutor”⁹. Então, quando o campo magnético (H) for maior que um valor crítico (H_c), a supercondutividade no material é destruída. Após a primeira guerra mundial, em Leiden, baseado em seus dados empíricos e na hipótese de F. B. Silsbee, que a quebra do estado supercondutor devia-se ao campo magnético associado à corrente elétrica, e não à corrente em si^{10; 11}. Assim W. Tuyn e H. K. Onnes verificaram uma dependência do campo crítico (H_c) como a temperatura, como mostra a equação (2)^{7; 12; 13}

$$H_c(T) \approx H_{co} \left(1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right), \quad (2)$$

onde H_{co} é o campo magnético crítico à de 0 K. Deste modo, Onnes e outros colaboradores não só descobriram a supercondutividade, mas também parâmetros para que esse efeito ocorresse ou deixasse de ocorrer, como valores de temperaturas, correntes elétricas e campos magnéticos críticos.

1.1.2 Efeito Meissner-Ochsenfeld (1933)

Em 1925, um novo laboratório de hélio líquido foi estabelecido na *Physikalische Technische Reichsanstalt* em Charlottenberg. O chefe do mesmo era o físico alemão Walther Meissner ex-aluno de Max Karl Ernst Ludwig Planck⁷. Meissner imediatamente instituiu um programa de trabalho na área de supercondutividade. Em 1933 Meissner e outros cientistas do instituto já se interessavam pela hipótese que a supercorrente nada mais é que uma corrente de superfície. Então, em 1933 Walther Meissner e Robert Ochsenfeld publicaram seus resultados experimentais, os quais descrevem o comportamento de um cilindro supercondutor sob um campo magnético aplicado e a uma temperatura abaixo da T_c . O resultado foi à verificação da expulsão do fluxo magnético do interior do material. A expulsão foi acarretada pelo surgimento de correntes de blindagem superficiais, ou supercorrentes, que se deslocam no material gerando um campo magnético induzido contrário ao campo magnético aplicado. Então foi concluído que o supercondutor além de apresentar resistência nula, é também um diamagneto perfeito, no qual possui com uma finíssima camada entre a superfície do supercondutor e o campo magnético, que foi da ordem de $500 \text{ \AA}$ ^{14; 15; 16}. Na Fig. 4, encontram-se quatro ilustrações que ratificam bem as diferenças entre os supercondutores e condutores perfeitos quando expostos a um campo magnético. A Fig. 4 mostra que, a reação do material, ao ser resfriado e passar para o estado supercondutor, é sempre expulsar ou excluir as linhas de campo magnético do seu interior, independente se, antes do processo de resfriamento, havia um campo magnético aplicado (*field cooling* - FC) ou não (*zero field cooling* – ZFC), respectivamente.

Figura 4- Efeito Meissner-Ochsenfeld com o material resfriado sem a presença de campo (ZFC) e material resfriado após o campo magnético ser aplicado (FC) de um cilindro sólido supercondutor (esquerda) e um condutor perfeito (direita)¹⁶.



Fonte: Poole, et al. (2007)

No caso dos condutores perfeitos também ilustrado na Fig. 4, quando um material é resfriado para se tornar um condutor ideal, a Lei de Lenz-Faraday faz surgir uma corrente no seu interior para impedir a penetração, ou expulsão, do campo magnético externo, ou seja, impedir a variação de fluxo no seu interior.

1.1.3 Equações de London

Em 1935, dois anos após a descoberta do efeito Meissner-Ochsenfeld, os irmãos Fritz e Heinz London (ver Fig. 5) propuseram que a supercondutividade era um efeito quântico. A teoria trata dos efeitos de campos magnéticos sobre as características supercondutoras e descreve a distribuição espacial de campos magnéticos e correntes elétricas dentro de um supercondutor, visto que as equações de Maxwell do eletromagnetismo não tinham soluções aceitáveis para a supercondutividade, portanto, algo a mais seria necessário¹⁷. Com isso mostraram que o fluxo magnético não era completamente excluído do supercondutor, mas sua penetração ocorria de forma decrescente a partir da superfície do material, como ilustrado na

Fig. 6. Essa pequena penetração é denominada parâmetro de profundidade de penetração de London, expresso por (3)¹⁶

$$\lambda_L = \sqrt{\left(\frac{m}{\mu_0 n_s e^2}\right)} \quad (3)$$

onde m é a massa efetiva do elétron, μ_0 permeabilidade magnética no vácuo, e carga do elétron e n_s é a densidade de elétrons supercondutores.

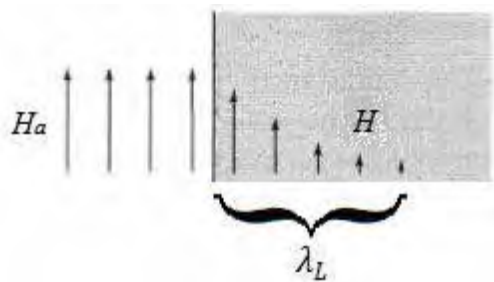
Figura 5- Retrato de Fritz London à esquerda e Heinz London¹⁸.



Fonte: Blundell (2009)

Na Fig. 6 pode ser observado como se dá a penetração do campo magnético em um material supercondutor.

Figura 6- Penetração de um campo magnético em um supercondutor, no qual o comprimento de penetração de Londo λ_L está indicado na figura¹⁹.



Fonte: Kittel (2005)

1.1.4 Teoria de Ginzburg–Landau (GL)

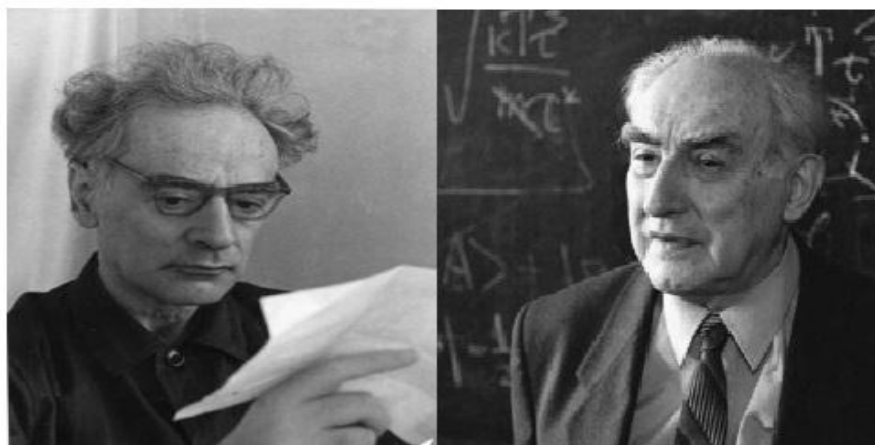
Em 1950 os físicos russos Vitaly Lazarevich Ginzburg e Lev Davidovich Landau (ver Fig. 7) no *Institute for Physical Problems* em Moscou, publicaram sua teoria fenomenológica⁷. Eles atribuíram um parâmetro de ordem para o supercondutor com algumas características de função de onda da mecânica quântica. Ψ é uma função da temperatura e do potencial vetor magnético e descreve a densidade de elétrons supercondutores n_s (conforme definido nas equações de London) dada pela equação (4)¹⁵

$$n_s = |\Psi(x)|^2, \quad (4)$$

portanto a densidade de superelétrons é igual a $|\Psi(x)|^2$.

Mas o maior triunfo da teoria GL foi lidar com os estados supercondutor intermediários em que os domínios supercondutores e normais coexistem na presença de $H \approx H_c$ representado pela Fig. 8.

Figura 7- Lev Davidovich Landau e Vitaly Lazarevich Ginzburg¹⁸

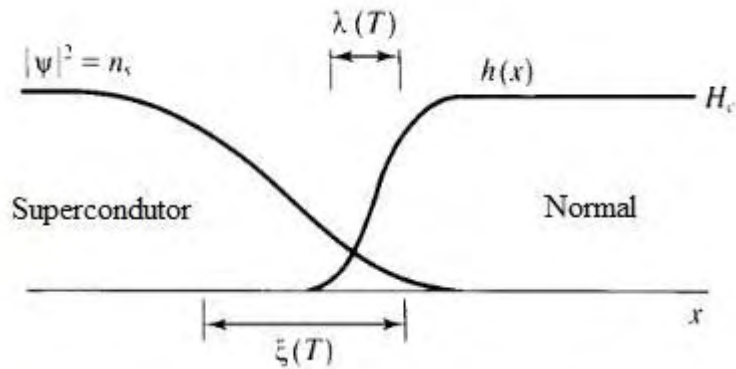


Fonte: Blundell (2009)

Quando proposta pela primeira vez a teoria GL não causou muito impacto na sociedade científica principalmente nas literaturas ocidentais. No entanto, em 1959 Lev Gor'kov mostrou que a teoria GL era obtida a partir da particularização da teoria BCS.

Hoje em dia a teoria GL é universalmente aceita e personifica de forma simples a natureza quântica macroscópica do estado supercondutor, que é crucial para a compreensão de suas propriedades eletrodinâmicas únicas¹⁵.

Figura 8- Interface entre os domínios supercondutor e normal no estado intermediário¹⁵.



Fonte: Tinkham (1996)

A teoria GL apresenta um comprimento característico, agora conhecido como comprimento de coerência de Ginsburg–Landau. A partir dele, foi criado o parâmetro Ginsburg–Landau definido por (5)²

$$\kappa = \frac{\lambda_L}{\xi_{GL}}, \quad (5)$$

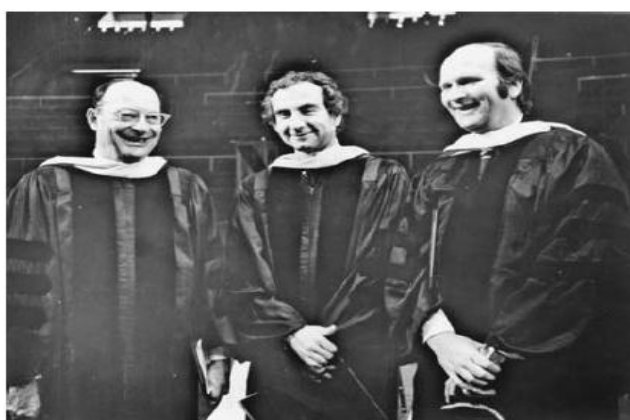
onde, ξ_{GL} é o comprimento de coerência de Ginsburg–Landau e λ_L é parâmetro de profundidade de penetração de London.

Tanto Ginzburg quanto Landau foram laureados com o premio Nobel, porém, em datas bem distantes. Landau foi laureado com o Nobel em 1962 "por suas teorias pioneiras para a matéria condensada, especialmente hélio líquido"⁵. Já Ginzburg foi laureado com o Nobel no ano de 2003 junto aos físicos Alexei A. Abrikosov e Anthony J. Leggett "por suas contribuições pioneiras à teoria dos supercondutores e superfluidos"⁵.

1.1.5 Teoria BCS

Dentre as teorias existentes para explicar o fenômeno da supercondutividade, a única de “primeiros princípios”, ou seja, quando se parte da descrição microscópica, é a teoria BCS. Desenvolvida em 1957 por John Bardeen, Leon Cooper, e Robert Schrieffer, os quais foram laureados com o Prêmio Nobel em 1972 “pela teoria da supercondutividade desenvolvida em conjunto, usualmente chamada de teoria BCS”⁵.

Figura 9- “BCS” John Bardeen, Leon Cooper e John Robert Schrieffer¹⁸.



Fonte: Blundell (2009)

A teoria explica muito bem os comportamentos dos supercondutores da época²⁰. Nos supercondutores os elétrons se condensam em pares formando um conjunto coerente de onda-matéria com uma fase bem definida, seguindo as regras da mecânica quântica, chamados de pares de Cooper, são eles os portadores de carga do supercondutor²⁰.

1.1.6 Efeito Josephson

Brian David Josephson era estudante de doutorado na *Cambridge University's Cavendish Laboratory*, no início dos anos 1960, trabalhando sob a supervisão de Brian Pippard e no mesmo ano Josephson percebeu que, apesar das fases da função de onda dentro de um supercondutor eram fixas e uniformes dentro dele, as fases da função de onda dentro de um segundo supercondutor também seriam fixas e uniformes, mas os valores fixados seriam diferentes dos primeiros. Se estes dois supercondutores fossem colocados bem próximos um

do outro ou separados por uma fina barreira não supercondutora, sendo esta da ordem do comprimento de coerência do supercondutor ξ , então a diferença de fase entre os dois supercondutores teria consequências observáveis^{2; 15; 18; 21}.

Figura 10- Brian Josephson¹⁸.



Fonte: Blundell (2009)

Desta forma Josephson efetuou cálculos de tunelamento quântico entre os dois supercondutores e descobriu que uma corrente elétrica espontânea fluiria de um supercondutor para o outro e que a mesma estava diretamente relacionada com a diferença de fase das duas funções de onda.

Este foi um resultado inesperado, principalmente devido à corrente espontânea fluindo entre os dois supercondutores. Com isso, a previsão do primeiro ano de doutorado de Brian Josephson lhe rendeu o prêmio Nobel de 1973 (“por suas previsões teóricas das propriedades da supercorrente através de uma junção ponte, em particular os fenômenos que são geralmente conhecidos como os efeitos Josephson”)^{5; 18}. Logo após a observação do fenômeno, o orientador de Josephson não estava convencido que fosse suficiente para concluir um trabalho de doutorado. Josephson, portanto, passou seu segundo ano de doutorado tentando fornecer uma confirmação experimental de sua previsão, no entanto, não era uma questão trivial construir o que hoje é conhecido como uma junção Josephson. No de 1963, Philip Anderson em colaboração com John Rowell, construíram uma junção Josephson. Uma corrente espontânea foi observada como previa Josephson, mas as descobertas não

pararam por aí. Josephson também percebeu que, se uma tensão constante fosse aplicada através de tal junção resultaria uma corrente alternada¹⁸.

Na atualidade é possível construir vários tipos de Junções Josephson com diversas aplicações tecnológicas^{15;16;27}.

1.1.7 Descoberta dos supercondutores de alta temperatura crítica.

No começo dos anos 80 havia certo pessimismo com relação à evolução da supercondutividade. No entanto esse fator não fez alguns pesquisadores da época desistirem de buscar novos materiais supercondutores¹⁸. Então, em 1986, os físicos alemães Johannes Georg Bednorz e Karl Alex Müller (ver Fig. 11) produziram um supercondutor à base de óxido de cobre, com o sistema La-Ba-Cu-O, onde $T_c=30\text{K}$ ^{2; 15; 18; 22}. Por tal feito ambos foram laureados com o Nobel de 1987 “por seus importantes avanços na descoberta de supercondutividade em materiais cerâmicos”⁵.

Figura 11- Johannes Georg Bednorz à direita e Karl Alex Müller em seu laboratório na Suíça, em 1987¹⁸.

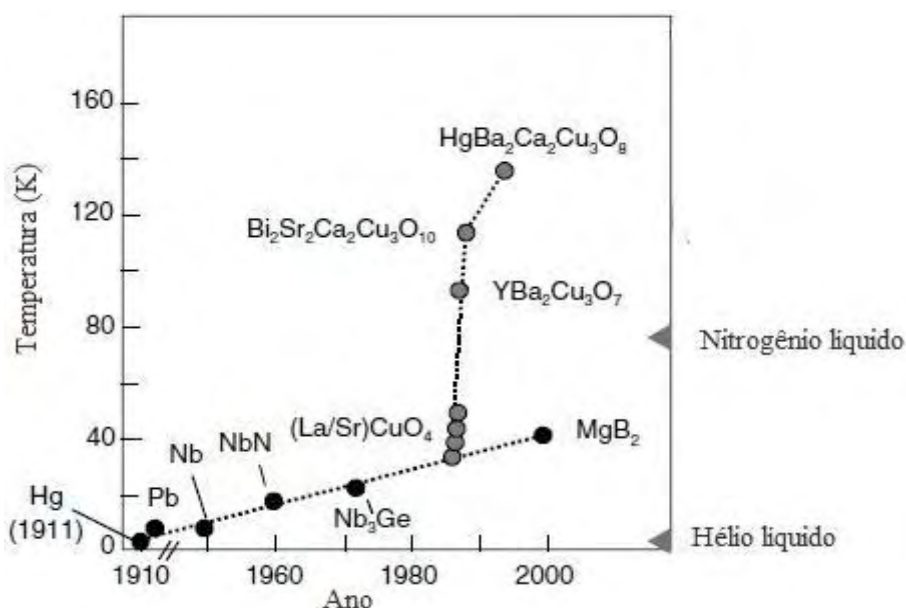


Fonte: Blundell (2009)

No ano de 1987, Paul Chu da Universidade de Houston e Mang-Kang Wu da Universidade do Alabama, descobriram a supercondutividade no sistema cerâmico $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7+\delta}$, possuindo uma $T_c=92\text{ K}$ ^{2; 18; 23}. Com a supercondutividade em temperaturas acima do ponto de ebulição do nitrogênio líquido ($T=77\text{ K}$), pode-se imaginar muitas e importantes aplicações técnicas desse fenômeno, pois a refrigeração com nitrogênio líquido é bem mais barata do que a refrigeração com hélio líquido, empregado nos supercondutores metálicos^{2; 18}. Tais avanços de 1986 e 1987 inauguraram a era dos supercondutores de alta

temperatura crítica de transição, HTS. A Fig. 12 mostra a evolução da T_c desde a descoberta da supercondutividade em 1911 até a descoberta do MgB_2 em 2000^{2; 18}.

Figura 12- Gráfico da evolução da T_c desde a descoberta da supercondutividade até o ano de 2002².



Fonte: Buckel, et al. (2004)

Em 1988, Hiroshi Maeda produziu o sistema Bi-Sr-Ca-Cu-O, no qual observou duas quedas abruptas na resistividade, uma a 80 K e outra a 110 K, as quais foram posteriormente relacionadas às fases Bi-2212 e Bi-2223 respectivamente, que serão discutidas em detalhes na sequência do trabalho^{2; 18; 24}. O supercondutor com maior T_c foi descoberto por S. N. Putilin em 1993, é composto por mercúrio, bário, cálcio, e cobre, possuindo uma composição nominal de $HgBa_2Ca_2Cu_3O_8$, sua T_c é de aproximadamente 135 K e, a uma pressão de 30 GPa, sua T_c alcança o valor de 164 K².

A Tabela 1 indica o ano de descobrimento de alguns supercondutores e os valores de suas respectivas T_c . Dentre os materiais na Tabela 1 não está contido o composto metálico MgB_2 , que teve suas propriedades supercondutoras descobertas apenas no ano de 2000, embora este material sempre esteve disponível no mercado há muito tempo^{2; 25}. Esta descoberta causou um grande impacto na comunidade científica, acarretando um estudo aprofundado do composto, com isso suas propriedades essenciais foram esclarecidas nos anos

subsequentes. Descobriu-se que o MgB_2 se comporta como os “clássicos” supercondutores metálicos, mas com uma T_c bem elevada².

Tabela 1- Registros das T_c de alguns supercondutores e o ano de sua descoberta¹⁶.

Material	T_c (K)	Ano
Hg	4.1	1911
Pb	7.2	1913
Nb	9.2	1930
NbN _{0.96}	15.2	1950
Nb ₃ Sn	18.1	1954
Nb ₃ (Al _{3/4} Ge _{1/4})	20–21	1966
Nb ₃ Ga	20.3	1971
Nb ₃ Ge	23.2	1973
Ba _x La _{5-x} Cu ₅ O _y	30–35	1986
(La _{0.9} Ba _{0.1}) ₂ CuO _{4-δ} at 1 GPa	52	1986
YBa ₂ Cu ₃ O _{7-δ}	95	1987
Bi ₂ Sr ₂ Ca ₂ Cu ₃ O ₁₀	110	1988
Tl ₂ Ba ₂ Ca ₂ Cu ₃ O ₁₀	125	1988
Tl ₂ Ba ₂ Ca ₂ Cu ₃ O ₁₀ at 7 GPa	131	1993
HgBa ₂ Ca ₂ Cu ₃ O _{8+δ}	133	1993
HgBa ₂ Ca ₂ Cu ₃ O _{8+δ} at 25 GPa	155	1993
Hg _{0.8} Pb _{0.2} Ba ₂ Ca ₂ Cu ₃ O _x	133	1994
HgBa ₂ Ca ₂ Cu ₃ O _{8+δ} at 30 GPa	164	1994

Fonte: Poole, et al. (2007)

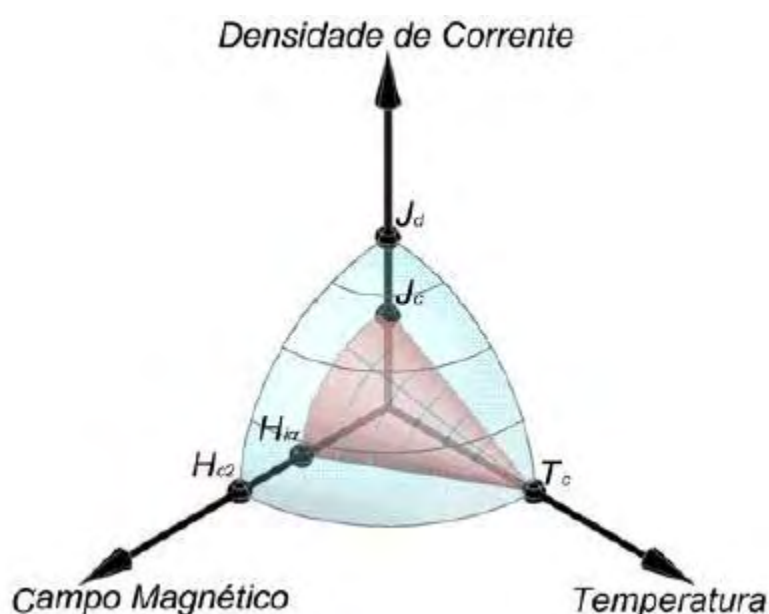
1.2 Propriedades do estado supercondutor

A característica mais conhecida de um supercondutor é a ausência de resistência elétrica em temperaturas abaixo da sua T_c , quando o sistema é percorrido por uma corrente elétrica contínua. Em seguida, constatou-se que, além da T_c , existem mais dois parâmetros que também restringiam o fenômeno da supercondutividade de um material, que seriam a densidade de corrente crítica (J_c) e o campo magnético crítico (H_c). A Fig. 13 mostra o estado supercondutor em função dos parâmetros críticos T_c , H_c e J_c .

Enquanto a temperatura (T), o campo magnético (H) e a densidade de corrente elétrica (J) estiverem com valores inferiores aos críticos, isto é, no interior da superfície mostrada na

Fig. 13, o material permanece no estado supercondutor. Se pelo menos uma dessas condições não for satisfeita, o material voltará para o estado normal.

Figura 13- Superfície no qual indica os limites para o estado supercondutor¹⁶.



Fonte: Poole, et al. (2007)

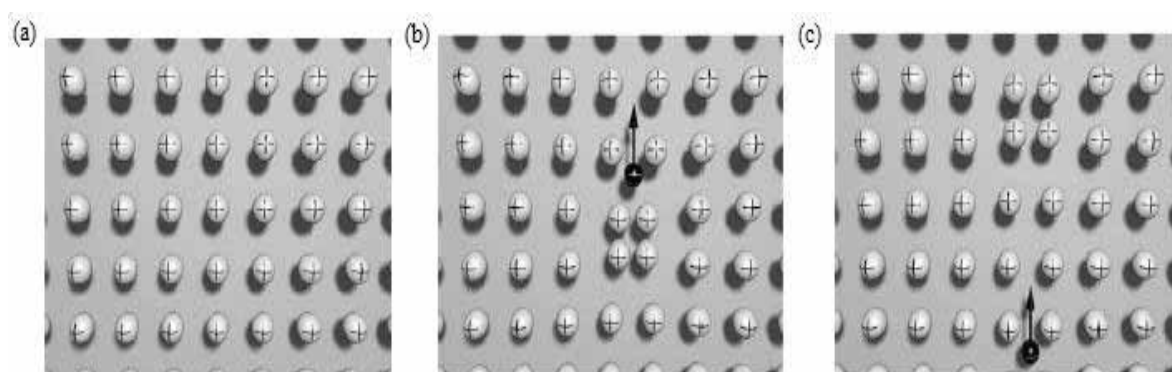
Além da T_c e H_c , o desempenho supercondutor também depende da corrente elétrica que passa pelo material, ou seja, se a corrente passar de um valor, conhecido como corrente crítica de transição (I_c), o material volta para seu estado normal. Como I_c depende da seção transversal do material, usa-se a densidade de corrente crítica (J_c).

1.3 Teoria BCS

A teoria melhor aceita para explicar o fenômeno da supercondutividade foi a teoria BSC. Apesar de ela explicar somente o comportamento supercondutor em materiais com temperatura crítica abaixo de $40K^{2; 15; 16}$.

Os portadores de carga são pares de elétrons, denominados pares de Cooper, acoplados por uma interação atrativa mediada pelos modos normais de vibração da rede fônons, como está ilustrado na Fig. 14. Embora pela lei de Coulomb deva existir uma forte repulsão entre os elétrons do par de Cooper (ambos tem carga negativa), os elétrons se atraem devido a um mediador, os fônons (vibrações quantizadas da rede cristalina), acarretando em uma interação elétron-fônon. Quando um elétron atravessa uma rede cristalina (íons positivos) em baixa temperatura, ele a polarizará devido a sua carga negativa. Este acúmulo de cargas positivas, próximo do elétron “polarizador”, atrairá outro elétron nas suas imediações criando-se, assim, um par de elétrons mediados pela polarização da rede cristalina, no qual os elétrons que formam o par de Cooper possuem *spin* antiparalelos e momento lineares opostos^{15; 16; 18}.

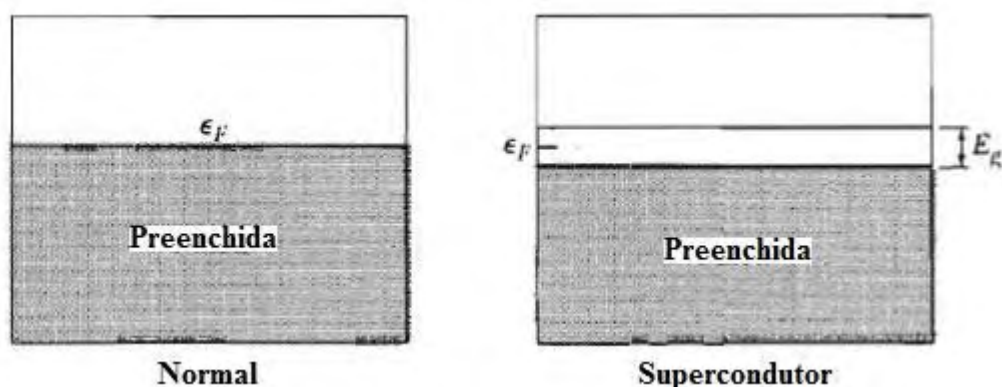
Figura 14- Rede de íons carregados positivamente (a). A carga negativa é um elétron passando pelo supercondutor distorcendo a estrutura cristalina (b). Devido ao maior peso e demora de resposta dos íons positivos com relação ao elétron, há um excesso de carga positiva em torno do elétron proporcionando a união de outro elétron, formando assim um par de Cooper (c)¹⁸.



Fonte: Blundell (2009)

Outro ponto muito importante é que a energia dos pares de Cooper é ligeiramente menor que a dos elétrons individuais. Diferentemente de um gás de elétrons, no material supercondutor existe um *gap* de energia, separando os pares de Cooper dos elétrons individuais, ilustrado pela Fig. 15. Isso nos faz entender porque os pares de Cooper são formados apenas em temperaturas baixas, pois, caso contrário, a disponibilidade de energia térmica será tão grande que excederá a energia do *gap*, não havendo a formação dos pares de Cooper ou, mesmo que sejam formados, serão rapidamente aniquilados. Nota-se então, que a temperatura crítica é proporcional ao tamanho do *gap* e inversamente proporcional à constante de Boltzmann, portanto $T_c = 2E_g/7k_B$. A ordem de grandeza da energia de *gap* é de 10^{-23} - 10^{-21} J (Joules)^{15; 16; 18}.

Figura 15- Representação esquemática do gap resultante do pareamento de elétrons¹⁹.



Fonte: Kittel (2005)

Até o presente momento, não foi desenvolvida uma teoria satisfatória para descrever o mecanismo de supercondutividade para supercondutores de alta temperatura crítica^{2; 15}.

1.4 Supercondutores do tipo I e do tipo II

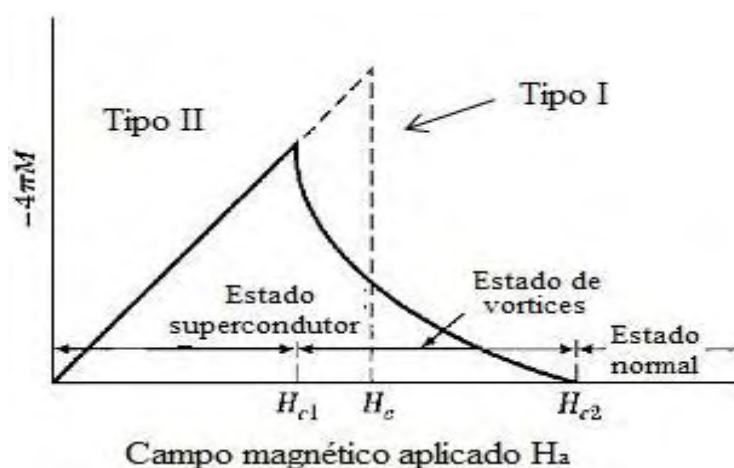
Os supercondutores são divididos em duas classes, os do tipo I e os do tipo II. A supercondutividade depende fortemente da temperatura e do campo magnético aplicado. Assim, se estas variáveis termodinâmicas forem superiores a determinados valores, denominados temperatura crítica de transição, T_c , e campo magnético crítico H_c , a supercondutividade será destruída.

Os supercondutores do tipo I apresentam o denominado estado Meissner completo. Nessa condição, o material ao ser exposto a um campo magnético externo gera uma “supercorrente” em resposta ao mesmo. Esta, por sua vez, atuará como uma corrente de blindagem gerando um campo magnético oposto ao externo com intensidade suficiente para não permitir a penetração deste no seu interior, como ilustra a Fig. 16. A classe de supercondutores do tipo I é composta por ligas metálicas e materiais puros, possuindo apenas um campo crítico. Para o H_g , por exemplo, $B_c=0,0413 \text{ T}$ ^{2; 15; 16}.

Os supercondutores do tipo II, quando mantidos em baixas temperaturas e expostos a campos magnéticos da ordem de poucos Teslas, eles se encontram no estado Meissner.

Entretanto, quando o campo magnético excede um valor denominado campo crítico inferior, H_{c1} , o material exibirá um estado misto, onde a fase normal do material coexiste com a fase supercondutora. Contudo, quando o campo magnético aplicado for maior que certo valor denominado campo crítico superior, H_{c2} , o material voltará para o estado normal. Em muitos supercondutores do tipo II, H_{c2} é bem maior do que H_{c1} , por exemplo, o material $\text{YNi}_2\text{B}_2\text{C}$ que possui H_{c1} de 0,03 T (Tesla) e H_{c2} de 11,00 T, mas também há casos em que o material possui valores de campos críticos próximos, o $\text{Nb}_{0,95}\text{Pb}_{0,05}$, por exemplo, uma liga metálica que possui H_{c1} de 0,0375 T e H_{c2} de 0,049 T¹⁶.

Figura 16- Gráfico da magnetização pelo campo magnético aplicado para um supercondutor do tipo I linha pontilhada, e um supercondutor do tipo II linha sólida¹⁹.

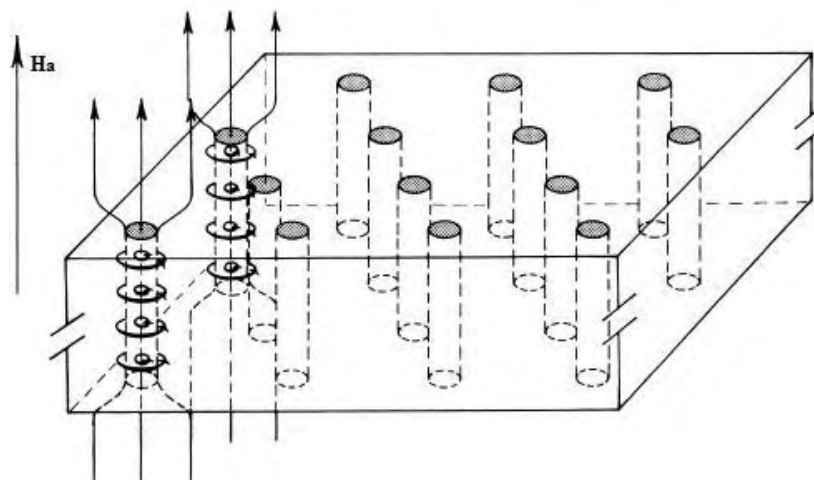


Fonte: Kittel (2005)

Quando o material se encontra no estado misto, o transporte de corrente elétrica não é mais restrito a uma pequena camada superficial, mas sim por toda seção transversal do material. Isso ocorre porque existe penetração de fluxo magnético no interior do supercondutor, chamada de fase Shubnikov, que pode ser explicado pelo conceito de vórtice, proposto por Alexei Alexeyevich Abrikosov em 1957^{2; 16; 19; 26}.

Abrikosov mostrou que a penetração do campo magnético no estado misto é feita na forma de vórtices ilustrados na Fig. 17. O vórtice pode ser entendido como um cilindro (núcleo) de material no estado normal circundado por correntes de blindagem (supercorrentes ou correntes de pares de Cooper) que, ao mesmo tempo em que reforçam o campo no núcleo, impedem que o mesmo penetre no material supercondutor. É importante frisar que cada vórtice é constituído por um único quantum de fluxo magnético^{2; 15; 16; 19; 26}.

Figura 17- Diagrama da fase Shubnikov. Como exemplificação o campo magnético e as supercorrentes são mostrados apenas para duas linhas de fluxo².



Fonte: Buckel, et al. (2004)

A intensidade do campo magnético externo ao ser aumentado, o tamanho dos vórtices não sofre nenhum tipo de alteração, mas sua densidade irá aumentar e quando o campo magnético ultrapassar o valor crítico de H_{c2} , seus núcleos normais passam a se sobrepor levando o material para o estado normal.

1.5 Efeito e Junções Josephson

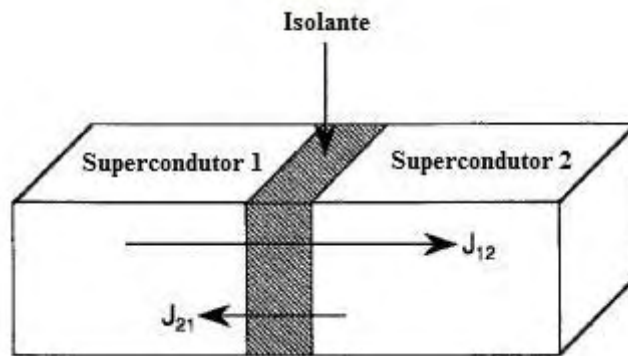
1.5.1 Efeito Josephson

O exemplo mais simples de uma junção consiste de dois materiais supercondutores separados por uma fina camada de material isolante. A esse dispositivo é dado o nome de junção Josephson. Se a barreira isolante, também chamada de elo fraco, que separa os supercondutores for suficientemente pequena, sendo da ordem do comprimento de coerência ξ do supercondutor, ocorrerá o tunelamento dos pares de Cooper. Sendo, este, um efeito quântico.

1.5.2 Efeito Josephson DC (corrente contínua)

O efeito Josephson DC é devido a um fluxo de uma corrente DC através da junção na ausência de um campo elétrico ou magnético aplicado. Para determinar as equações básicas do efeito Josephson DC deve-se seguir a abordagem clássica de Feynman(1965)¹⁶. Considere dois supercondutores, separados por uma barreira de isolamento, como ilustra a Fig. 18.

Figura 18- Junção supercondutor-isolante-supercondutor com uma fina e uniforme barreira entre dois supercondutores, supercondutor 1 e 2. O "tunelamento" das densidades de correntes J_{12} e J_{21} é mostradas em ambas direções¹⁶.



Fonte: Poole, et al. (2007)

Se a barreira é suficientemente espessa para isolar um supercondutor do outro, a equação de Schrödinger para cada lado é

$$i\hbar \frac{d\psi_1}{dt} = H_1 \psi_1, \quad (6)$$

$$i\hbar \frac{d\psi_2}{dt} = H_2 \psi_2, \quad (7)$$

onde ψ_i e H_i são respectivamente as funções de onda e os Hamiltonianos em ambos os lados da barreira^{16; 26}. Mas ao aplicar uma diferença de potencial entre os dois supercondutores, o supercondutor 1 terá um potencial $-\frac{1}{2}V$ com seus pares de Cooper possuindo uma energia potencial $+eV$, enquanto o supercondutor 2 terá um potencial $+\frac{1}{2}V$ com seus pares de Cooper possuindo uma energia potencial $-eV$. O fator $1/2$ não aparece na energia potencial, pois a carga do par de Cooper é $2e$ ^{16; 26}.

Assim as equações (6) e (7) ficam

$$i\hbar \frac{d\psi_1}{dt} = eV\psi_1 + K\psi_2, \quad (8)$$

$$i\hbar \frac{d\psi_2}{dt} = -eV\psi_2 + K\psi_1, \quad (9)$$

onde K é a constante de acoplamento para as funções de onda através da barreira. As funções de onda também podem ser descritas em função da densidade de superelétrons (pares de Cooper), assim

$$\psi_1 = (n_{s1})^{\frac{1}{2}} e^{i\Theta_1}, \quad (10)$$

$$\psi_2 = (n_{s2})^{\frac{1}{2}} e^{i\Theta_2}, \quad (11)$$

$$\Phi_1 = \Theta_1 - \Theta_2, \quad (12)$$

sendo n_{s1} e n_{s2} densidade de superelétrons nos dois supercondutores. Se as equações (10), (11) e (12) forem substituídas nas equações (8) e (9) e os resultados separados em suas partes reais e imaginárias, obteremos as equações para a dependência temporal da densidade de pares de Cooper e a diferença de fase¹⁶:

$$\hbar \frac{d}{dt} n_{s1} = 2K(n_{s1}n_{s2})^{1/2} \sin\phi, \quad (13)$$

$$\hbar \frac{d}{dt} n_{s2} = -2K(n_{s1}n_{s2})^{1/2} \sin\phi, \quad (14)$$

$$\frac{d}{dt} \phi = \frac{2e}{\hbar} V. \quad (15)$$

onde ϕ é a diferença de fase entre os dois supercondutores.

É possível chegar a uma expressão para densidade de corrente em termos da diferença entre as equações (13) e (14) multiplicado pela carga do elétron e

$$J = e \frac{d}{dt} (n_{s1} - n_{s2}), \quad (16)$$

que tem o valor

$$J = J_c \text{sen}\phi, \quad (17)$$

onde a densidade de corrente crítica pode ser escrita como

$$J_c = \frac{4eK(n_{s1}n_{s2})^{1/2}}{\hbar}, \quad (18)$$

e K é uma constante de acoplamento¹⁶. As equações (15) e (17) são conhecidas como equações Josephson, que são relações básicas para descrever o comportamento de tunelamento dos pares de Cooper^{2; 15; 16; 26; 27}. Mas se também multiplicarmos a equação (17) pela área da junção obtemos uma expressão para a corrente $I=JA$, portanto,

$$I = I_c \text{sen}\phi, \quad (19)$$

onde $I_c=J_cA$ é a corrente crítica.

Podemos escrever I_c em função do *gap* energético do supercondutor para uma temperatura próxima do zero absoluto, então¹⁶,

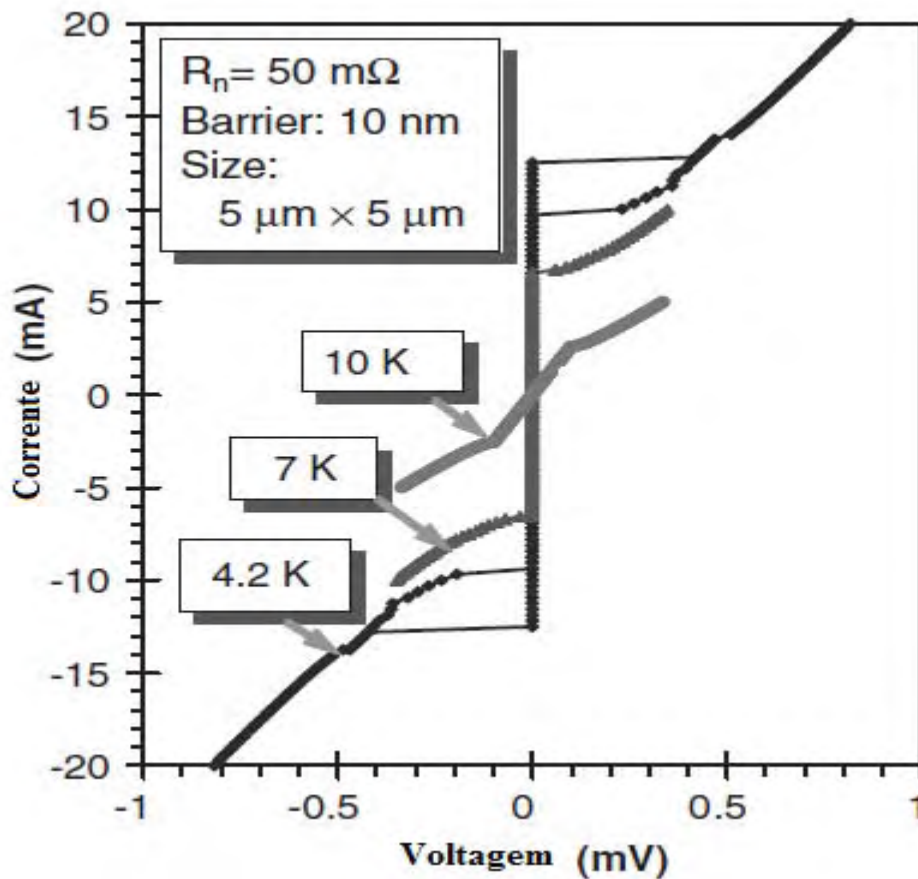
$$I_c(0) = \frac{1}{4} \pi G_n [2\Delta(0)/e] \quad T \approx 0, \quad (20)$$

$$I_c(T_c) = \frac{1}{4} \pi G_n [\Delta^2(T)/ek_B T_c] \quad T \approx T_c. \quad (21)$$

onde, $\Delta(T)$ é o *gap* dependente da temperatura, k_B é a constante de Boltzmann e G_n é igual à energia livre de Gibbs no estado supercondutor.

Na Fig. 19 está ilustrado o comportamento característico de uma curva de corrente elétrica em função da diferença de potencial, $I \times V$, para uma junção Josephson de uma liga de nióbio ($\text{Nb}/\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Nb}$) para diferentes temperaturas. Nota-se que há um salto na corrente elétrica quando a diferença de potencial é zero e que, quanto menor a temperatura, maior o valor de I_c .

Figura 19- $I \times V$ característico de uma junção típica com $5\mu\text{m} \times 5\mu\text{m}$ com uma barreira de 10 nm de espessura para as temperaturas de 10, 7, e 4,2 K, possuindo maior I_c em 4,2K²⁸.



Fonte: Yu, et al. (2006)

1.5.3 Efeito Josephson AC (Corrente alternada)

De posse do conhecimento do efeito Josephson DC, onde a diferença de fase entre ambos os lados de uma junção Josephson $\phi = \phi_2 - \phi_1$, causa uma corrente DC, espontânea, quando o valor da diferença de potencial é nulo, vamos analisar o que acontece quando uma tensão DC é aplicada através da junção^{2; 15; 16; 26}.

Na equação (15), sabemos que a taxa de mudança de fase acompanha a presença de uma diferença de potencial através da junção Josephson. Uma vez que a diferença de potencial aplicada é uma constante, esta equação pode ser integrada diretamente e resultar em

$$\phi(t) = \phi_0 + \left(\frac{2e}{\hbar}\right) V(t), \quad (22)$$

que fornece uma frequência característica ν_J conhecida como frequência Josephson

$$\nu_J = \left(\frac{2eV}{h}\right) = \frac{V}{\Phi_0} = 483,6 \times 10^{12} \text{VHz}, \quad (23)$$

Onde $\Phi_0 = h/2e$ é o quantum de fluxo^{16; 26; 29}.

Com a ajuda da equação (17), a densidade de corrente crítica pode ser escrita na forma

$$I = J_c \sin(\omega_J t + \phi_0), \quad (24)$$

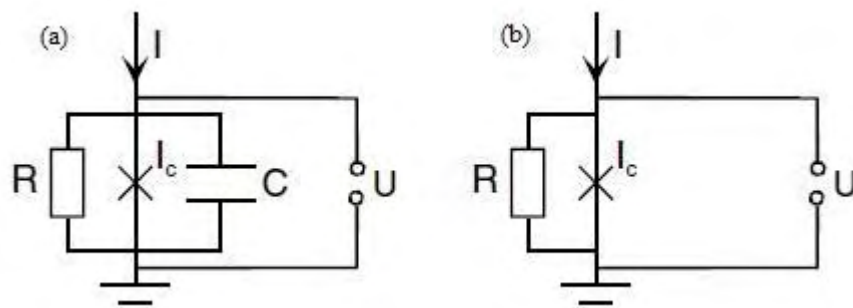
sendo $\omega_J = 2\pi\nu_J$, que depende da frequência Josephson.

1.5.4 Modelo RCSJ

Nas seções anteriores os modelos descritos para o efeito Josephson foram feitos considerando-se junções ideais. Porém, em situações em que diferenças de potenciais finitas são aplicadas na junção, o modelo *resistively and capacitively shunted junction* (RSCJ) se faz necessário. Esse modelo foi proposto por W. C. Stewart³⁰ e D. E. Mccumber³¹. Por ser um modelo real, ele é descrito com a associação de uma resistência e de uma capacitância efetivas em paralelo com a junção ideal, onde a importância do capacitor torna-se óbvia quando se

tratam de dispositivos Supercondutor-Isolante-Supercondutor (S-I-S)^{2; 28; 30; 31}. Nos demais tipos de junções, como junção ponte e (S-N-S), o capacitor é desconsiderado e é chamado de modelo *resistively shunted junction* (RSJ). Na Fig. 20 está ilustrado o esquema dos modelos RCSJ e RSJ. O resistor em paralelo com a junção Josephson será responsável por drenar toda a corrente que exceder a corrente crítica da junção, deste modo, ao modelarmos a junção Josephson real com o modelo RSJ, pode ser baseado no modelo de dois fluidos para o supercondutor, em que os pares de Cooper são transportados através da junção Josephson, enquanto que os demais fluiriam através do resistor de “*shunt*”^{2; 28; 30; 31}.

Figura 20- Representação de uma junção Josephson pelos modelos RCSJ (a) e RSJ (b)².



Fonte: Buckel, et al. (2004)

A expressão para corrente total que passa pela junção Josephson é composta, agora, de três componentes do modelo, dada pela equação (25)³¹

$$I = I_c \sin \phi + \frac{V}{R} + C \dot{V} \quad (25)$$

onde o primeiro termo representa o tunelamento de pares de Cooper através da junção, o segundo termo representa a corrente oriunda dos elétrons livres representado pela lei de Ohm, sendo V a diferença de potencial aplicada através da junção Josephson, R é a resistência da junção no estado normal e, o último termo, representa a existência de uma capacitância finita na junção Josephson, no qual C é a carga do capacitor e $\dot{V} = dV/dt$ é a derivada da diferença de potencial em função do tempo.

1.5.5 Tipos de junções Josephson

Com o desenvolvimento de novas técnicas e descobertas de diversos materiais supercondutores, surgiram, também, diversas formas de se obter uma junção Josephson. Na Fig. 21 são ilustradas esquematicamente algumas formas de se obter tal junção, que são:

SIS: Supercondutor – Isolante – Supercondutor (Fig. 21a); é composta por dois supercondutores separados por uma fina barreira de isolamento, no caso de um óxido, a espessura da barreira deve ser da ordem de 10 a 20 Å, possuindo uma secção de contato próximo a 1 mm². A junção SIS tem sido aplicada principalmente na fabricação de dispositivos eletrônicos^{2; 15; 16; 26}.

SNS: Supercondutor - Condutor normal – Supercondutor (Fig. 21b); é composta por um metal normal, separando dois supercondutores. A vantagem deste tipo de junção é que sua espessura é de 10² até 10⁴ Å, enquanto a SIS possui espessura de 10-20 Å, porque os pares de Cooper podem penetrar com mais facilidade em um metal normal do que em uma camada de óxido^{2; 15; 16}.

Junção ponte de contato: São junções particularmente muito simples (Fig. 21c), compostas por dois supercondutores com um grande volume, no qual a ponta de um dos supercondutores é pressionada sobre a secção transversal do outro. Formando, assim, a junção^{2; 15; 16}.

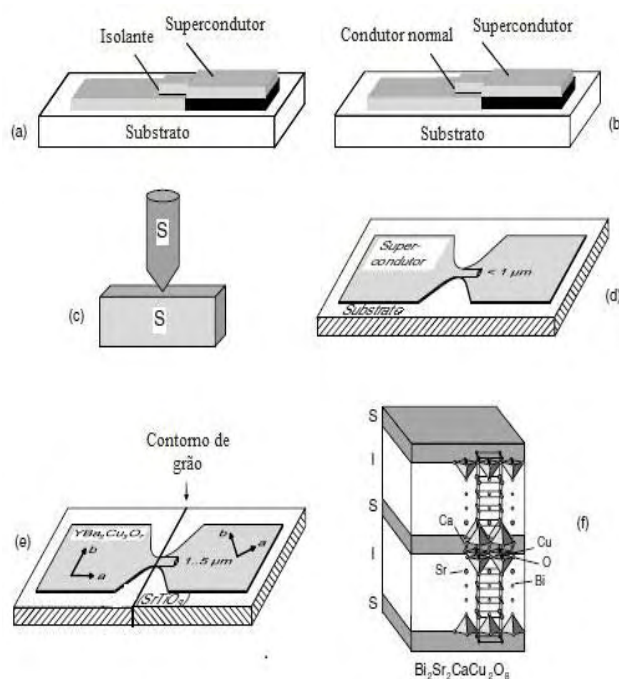
Junção microponte: A microponte consiste na construção de uma ponte bem estreita em um filme fino supercondutor ou uma pastilha supercondutora (Fig. 21d). O estreitamento da ponte deve possuir dimensões da ordem do comprimento de coerência do supercondutor, a fim de limitar a troca dos pares de Cooper. No entanto, quando se trata de supercondutores de alta temperatura crítica, pode-se usar os contornos de grãos como acoplamentos fracos, pois possuem pequenas espessuras, sendo da ordem do comprimento de coerência do material^{2; 15; 16}. Existem trabalhos que relatam a construção manual de junções do tipo ponte com dimensões de 0.15 x 0.5 x 0.5 mm³ as quais apresentam o efeito Josephson, apesar da dimensão da junção ser muito maior do que o comprimento de coerência do material utilizado^{32; 33}. Na verdade, além da junção ponte esculpida manualmente, existem um

conglomerado de cruzamentos intergrãos, no qual formam várias junções Josephson do tipo ponte^{32; 33}.

Junções intergrãos: Nos supercondutores granulares de alta T_c pode-se usar os limites de grãos como regiões de acoplamento fraco, devido ao pequeno valor do comprimento de coerência^{2; 16; 34}. Depositando um filme fino, por exemplo, de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ sobre um substrato bicristalino, constituídos de duas partes de um único cristal unidas em um ângulo específico. O contorno de grão do substrato é então transferido também para o filme depositado, que caso ao contrário cresce epitaxialmente como um único cristal (Fig. 21e)^{2; 16; 34}.

Junções intrínsecas: Em alguns supercondutores de alta T_c , por exemplo, o $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ as junções Josephson intrínsecas existem por causa da sua estrutura cristalina (Fig. 21f). No caso do $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$, o maior responsável pelo efeito supercondutor é a camada de óxido de cobre, com cerca de 0,3 nm de espessura. Entre essas camadas há planos de óxido de bismuto e estrôncio, que possuem resistência com vezes maior que o plano composto por óxido de cobre, portanto, são considerados isolantes. Assim, eles formam pilhas de junções Josephson SIS, onde cada junção possui uma espessura de 1,5 nm, que é a distancia entres as duas camadas de óxidos de cobre vizinhos^{2; 16; 35}.

Figura 21- Diferentes tipos de junções Josephson: junção SIS (a), junção SNS (b), ponte de contato (c), microponte (d), contorno de grão de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ (e) e junção Josephson intrínseca em $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ (f)².



Fonte: Buckel, et al. (2004)

1.5.6 Aplicações tecnológicas das junções Josephson

As mais importantes aplicações dos materiais supercondutores em termos de dispositivos estão baseadas nas junções Josephson. O dispositivo mais conhecido por suas diversas aplicações e sua alta sensibilidade, quando exposto a um campo magnético, é denominado dispositivos de interferência quântica (*superconducting quantum interference device*, SQUID)^{2; 26; 27}.

Tais dispositivos são muito comuns em magnetômetros, equipamentos estes que medem as propriedades magnéticas de materiais. Um exemplo é o *Magnetic Properties Measurement System* (MPMS) da empresa Quantum Design que utiliza um SQUID como detector de campo magnético, podendo detectar campos da ordem de 10^{-12} T, valor que corresponde a um quantum de fluxo magnético. O outro equipamento muito conhecido e utilizado, que possui como base de seu funcionamento os dispositivos SQUIDS, são os de magnetoencefalografia (MEG) usados no estudo dos campos magnéticos produzidos pelo cérebro, medindo, de maneira não-invasiva, a propagação de um estímulo nervoso no cérebro. Neste caso, o campo de um único neurônio ativo é menor que $0,1 \cdot 10^{-15}$ T, seria demasiado pequeno para ser detectada diretamente. Em vez disso, um MEG mede o sinal de alguns neurônios, cerca de 10.000 disparos simultâneo. Esses exames permitem identificar doenças que alterem a atividade elétrica do cérebro como a epilepsia^{2; 26; 27}.

Uma discussão detalhada sobre os dispositivos SQUIDS e seus benefícios na medicina seria muito além do escopo deste trabalho. O intuito aqui é apenas evidenciar alguns dos muitos benefícios oferecidos por esses dispositivos nos dias de hoje tanto em laboratórios de pesquisa quanto na medicina².

1.6 Sistema Bi-Sr-Ca-Cu-O

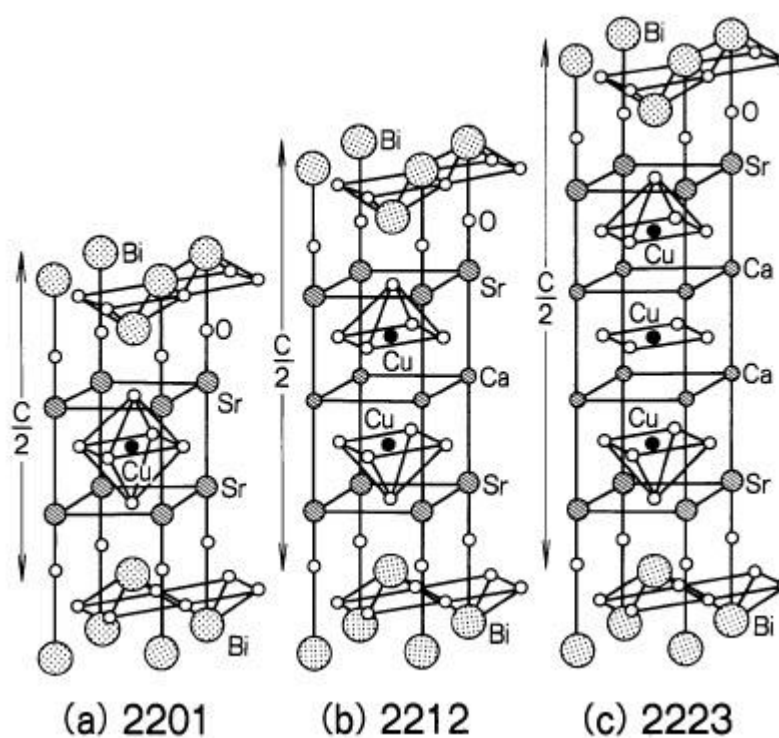
Dentre os sistemas supercondutores o Bi-Sr-Ca-Cu-O (BSCCO) é um dos mais importantes, e um dos motivos é por possuir três fases supercondutoras, sendo duas delas de alta T_c ^{2; 16}.

O sistema é representado pela expressão $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_{n-1}\text{Cu}_n\text{O}_{2n+4+\delta}$, onde suas fases são diferenciadas, para $n=1$ (2201), 2 (2212) ou 3 (2223), que possuem T_c de 30K, 80-90K e 110

K respectivamente, onde n representa o número de planos CuO_2 , quantidade de cálcio e oxigênio presente na estrutura.

O sistema BSCCO possui uma estrutura pseudo-tetragonal, ou ortorrômbica, com $a \approx b$ e a cela unitária dividida em dois grupos: o primeiro grupo apresenta uma estrutura tipo perovskita, formada de pelo menos n planos de CuO_2 intercalados por $n-1$ átomos de cálcio, perpendiculares ao eixo c e dois grupos formados por planos de ligação Bi-O e Sr-O, localizados acima e abaixo da estrutura perovskita. Na Fig.22, estão ilustradas as estruturas do sistema para $n=1, 2$ e 3 .

Figura 22- Estrutura cristalina do BSCCO para $n=1, 2$ e 3 , cuja as fases são 2201, 2212 e 2223, respectivamente³⁶.



Fonte: Kanai, et al. (1989)

Os supercondutores podem ser fabricados na forma de pastilhas, filmes finos, longas fitas, monocristais e barras. Dentre estas formas, a utilizada neste trabalho será a de filmes finos.

1.7 Tratamento térmico utilizando forno de microondas doméstico

Um dos principais fatores para alcançar a fase desejada dos HTSc e suas propriedades elétricas e magnéticas ideais, é um tratamento térmico adequado. Estudos mostram que é possível o tratamento térmico dos mesmos em um forno de microondas doméstico, com isso, diminui-se o tempo de processamento, quando comparado com os fornos convencionais, ocasionando uma maior economia de energia ³⁷.

As microondas são ondas eletromagnéticas limitadas a uma grande faixa do espectro da luz, e está entre 0,3 à 300 GHz³⁸. Devido à ampla faixa de frequência, as microondas têm um amplo campo de aplicações, como por exemplo, em radares de aviação civil, aparelhos celulares, fornos microondas comerciais³⁸.

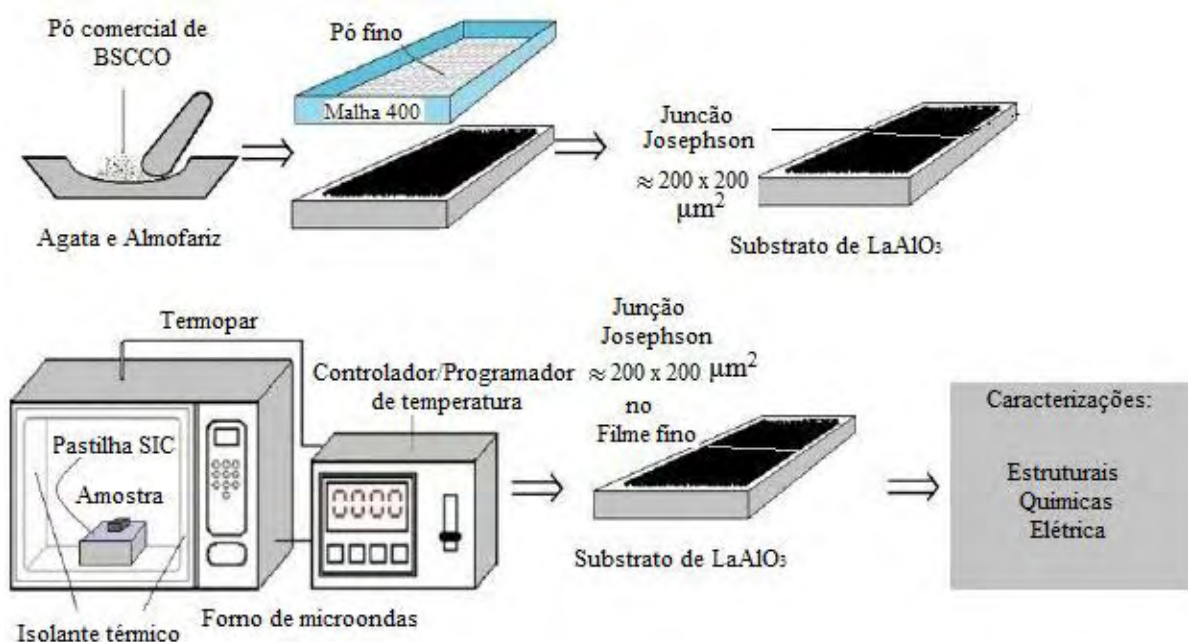
O forno microondas, há tempos deixou de ser um mero instrumento usado em muitas residências. Existem relatos que eles têm sido usados com a finalidade de instrumentos laboratoriais desde a década de 70³⁸. Em particular, com algumas simples adaptações realizadas na estrutura do forno de microondas doméstico, é possível transformá-lo em um instrumento poderoso a favor das pesquisas científicas. As microondas possibilitam a transferência de energia diretamente para dentro do material, a qual é convertida em calor através da interação dos átomos e moléculas com o campo eletromagnético, em processos de condução por radiação, relaxação dipolar e interação fóton-fônon^{38; 39}. Assim, o interesse do uso de microondas vem-se da necessidade da redução do número de etapas para a formação do material, melhoria das propriedades físicas e tecnológicas e relevante economia de energia e tempo alcançadas no processamento de muitos materiais^{37; 40; 41}. No entanto, existem empecilhos ao se usar um forno microondas como fonte de calor em um tratamento térmico, que ficam evidentes quando os materiais não absorvem adequadamente as microondas, como é o caso da maioria das cerâmicas, incluindo-se as porcelanas³⁹. Nesses casos, longos tempos são necessários para o aquecimento do material, o que acarreta uma série de pontos negativos, como gradiente de temperatura na amostra, crescimento exagerado de grãos e heterogeneidade microestruturais ³⁹.

2 Procedimento experimental

O trabalho objetivou construções de junções Josephson do tipo ponte. Para obter as amostras, foram utilizados 4 mg de um pó adquirido comercialmente da Superconductive Components Inc. (Lot#SCI3130SCP3) para cada amostra, com composição nominal $\text{Bi}_{1.8}\text{Pb}_{0.4}\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$, que foram espalhados sobre um substrato de LaAlO_3 cuja as distribuições granulares foram controladas utilizando uma peneira com malha 400 (abertura de 37 μm) e, em seguida, as junções foram esculpidas manualmente.

Para tratamento térmico, foi utilizado um forno de microondas doméstico da marca Panasonic (modelo NN-S 46 BK, 800W e 2,45GHz), devidamente revestido com uma manta térmica de alumina para proteger sua estrutura metálica das altas temperaturas alcançadas ($\approx 800^\circ\text{C}$). Para absorver a energia das ondas eletromagnéticas emitidas pelo forno de microondas e transferir o calor para a amostra, foi utilizada uma pequena pastilha de SiC (30x25x5 mm^3) como susceptor. Um termopar tipo K conectado ao controlador de temperatura foi colocado em contato com o susceptor. A amostra #A foi aquecida a partir da temperatura ambiente de 24°C até 400°C a uma taxa de 20°C por minuto e mantida nesta temperatura por 2 minutos; em seguida, foi aquecida até 780°C a uma taxa de 20°C por minuto, e mantida nesta mesma temperatura durante 7 minutos; e finalmente, a amostra foi resfriada a uma taxa de 20°C por minuto até 400°C seguido de um resfriamento até 24°C usando-se a inércia do sistema. As amostras #B, #C e #D foram aquecidas a partir da temperatura ambiente de 24°C até 400°C a uma taxa de 20°C por minuto e mantidas nesta temperatura por 2 minutos; Em seguida, foram aquecidas até 715°C a uma taxa de 20°C por minuto, e mantidas nesta mesma temperatura durante 7 minutos; e então, as amostras foram resfriadas a taxa de 20°C por minuto até 400°C seguido de um resfriamento até 24°C usando-se a inércia do sistema. O esquema da preparação das junções Josephson está ilustrado na Fig. 24.

Figura 23- Esquema da preparação da junção Josephson ponte e seu tratamento térmico em um forno de microondas convencional para a formação de um filme supercondutor do sistema BSCCO⁴⁴.



Fonte: Silveira, et al. (2012)

Para a caracterização estrutural foi utilizado um difratômetro de raios-X da marca Shimadzu modelo XRD-6000, as medidas foram efetuadas usando o filtro de CuK_{α1} com comprimento de onda de 1,542 Å, um *step* de 0.02°, uma velocidade de 1°/min e dentro de um intervalo de 2θ de 5° - 65°. Para análise microestrutural foi utilizado um microscópio eletrônico de varredura (MEV) da marca Zeiss modelo Evo LS15, o qual também possibilitou uma caracterização quantitativa da composição química da amostra através da análise por energia dispersiva de raios-X (EDX).

Para realizar as medidas elétricas RxT e a curva característica VxI da amostra #A foi utilizado o método quatro pontas DC, no qual foi utilizado um PPMS (*Physical Properties Magnetic System*) modelo 6000 da empresa Quantum Design. Para as medidas elétricas das amostras #B, #C e #D foi utilizado o método quatro pontas DC porem o resfriamento do sistema foi feito manualmente com a submersão do dedo frio contendo uma amostra das amostras por vez para análise em um Dewar com nitrogênio líquido. O dedo frio era imerso lentamente no interior do Dewar, controlado por um motor de passo obtendo assim um controle no decréscimo da temperatura das amostras.

2.1.1 Técnicas de caracterização

Com o objetivo de obter as características da junção Josephson, no presente trabalho foram utilizadas várias técnicas de caracterizações. Para as caracterizações estruturais da amostra foram utilizadas as técnicas de Difractometria de raios-X (DRX), Microscopia Óptica (MO), Microscopia Eletrônica de Varredura (MEV) e, para as caracterizações elétricas e químicas, foram usados os métodos de quatro pontas DC e energia dispersiva de raios-X (EDX) respectivamente.

2.1.2 Difractometria de raios-X (DRX)

Os raios-x foram descobertos em 1895 pelo físico alemão Wilhelm Conrad Röntgen. Espalhamento e a difração de raios-X pela matéria são processos que podem ser estudados em diversos níveis. No mais básico deles, há o espalhamento de raios-X pelos elétrons dos átomos. Esse espalhamento pode ser coerente ou incoerente⁴².

O estudo da difração dos raios-X em cristais se deu com Von Laue, a partir de 1912⁴². Em nosso trabalho o DRX foi utilizado para verificar as fases cristalográficas presentes na junção Josephson através dos picos cristalográficos característicos que a medida nos fornece. As medidas de (DRX) foram feitas em um difratômetro da marca Shimadzu modelo XRD-6000, as medidas foram efetuadas usando o filtro de $\text{CuK}_{\alpha 1}$ com comprimento de onda de 1,542 Å, um *step* de 0.02°, uma velocidade de 1°/min e dentro de um intervalo de 2θ de 5° - 65°, que é a região onde as fases supercondutoras apresentam seus principais picos cristalográficos.

2.1.3 Microscopia Óptica

A microscopia óptica foi muito importante, pelo fato de que a junção Josephson ponte construída nesse trabalho possui dimensões da ordem de milímetros e até micrometros, portanto, para sua construção, o microscópio auxiliou na visualização detalhada da amostra. A microscopia óptica também é o primeiro contato que temos com a amostra depois de realizado o tratamento térmico, com isso há possibilidade de detectar imperfeições na amostra como trincas e bolhas.

O microscópio usado para as caracterizações ópticas foi um Carl Zeiss Jena, modelo Jenaval, no qual a câmera de captura das imagens foi da Creative, modelo Nx Pro com

resolução de 300 k pixels interpolados, que corresponde uma imagem de 640x480 e 480 k pixels interpolados, que correspondem a uma imagem de 800x600 pixels.

2.1.4 Microscopia eletrônica de varredura

A microscopia eletrônica de varredura (MEV) é uma técnica de suma importância, com ela é possível obter imagens com um aumento da ordem de 500-300.000 vezes sobre a superfície da amostra, enquanto a microscopia óptica é cerca de 80 vezes, podendo chegar até 2000 vezes.

O microscópio eletrônico de varredura utilizado foi da marca Zeiss modelo Evo LS15, com as imagens foi possível confirmar a coalescência dos grãos e uma medida das dimensões das junções Josephson do tipo ponte.

2.1.5 Análise por energia dispersiva de raios-X(EDX)

Para efetuar as análises de EDX é preciso incidir na amostra um feixe de elétrons. Estes, então, interagem com a amostra e um detector capta a radiação emitida pela amostras.

Foram escolhidas regiões planas para efetuar a análise, pelo fato desta ação diminuir a ocorrência de reflexões múltiplas⁴³. Essa medida nos possibilita saber a porcentagem para cada elemento presente na amostra, e com isso identificar a fase contida na região analisada.

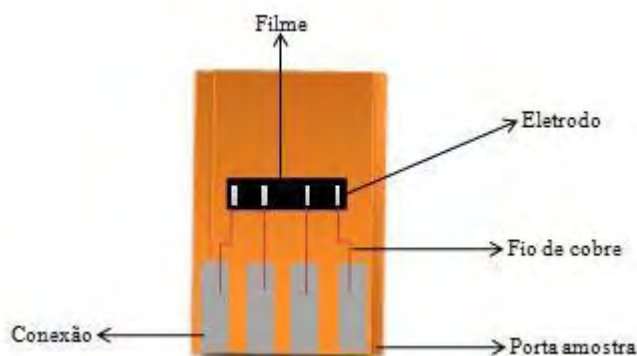
2.1.6 Caracterização elétrica

As medidas elétricas foram feitas com a finalidade de observar o comportamento da resistência em função da temperatura (R_xT) e da corrente elétrica em função da diferença de potencial (I_xV). Com essas duas informações podemos analisar com clareza se há fase supercondutora e o valor da corrente crítica da junção Josephson, respectivamente.

A técnica utilizada para as caracterizações elétricas foi o método das quatro pontas DC, o qual possui a vantagem de ser um método não destrutivo e muito simples. Para efetuar as medidas, a amostra foi fixada em um suporte, em seguida foram feitos os contatos dos eletrodos utilizando tinta prata condutora e a conexão dos eletrodos com o equipamento foi

feita através de fios de cobre. O esquema de como foi feita a preparação da amostra para caracterização elétrica está representado na Fig. 23.

Figura 24- Esquema de preparação da amostra para ser caracterizada pelo método das quatro pontas⁴³.



Fonte: Carvalho (1999)

A caracterização elétrica foi feita em duas etapas. Na primeira, uma medição R_xT , onde o método consiste em aplicar uma corrente elétrica constante nos dois eletrodos externos da amostra, pelo uso de um nanovoltímetro de alta precisão é medida a diferença de potencial entre os dois eletrodos internos da amostra. Desta forma, como a corrente é mantida constante, ao variar a temperatura da amostra a diferença de potencial medida se alterará e, usando a relação $R=V/I$ (oriunda da lei de Ohm) obtém-se a resistência da amostra em função da temperatura.

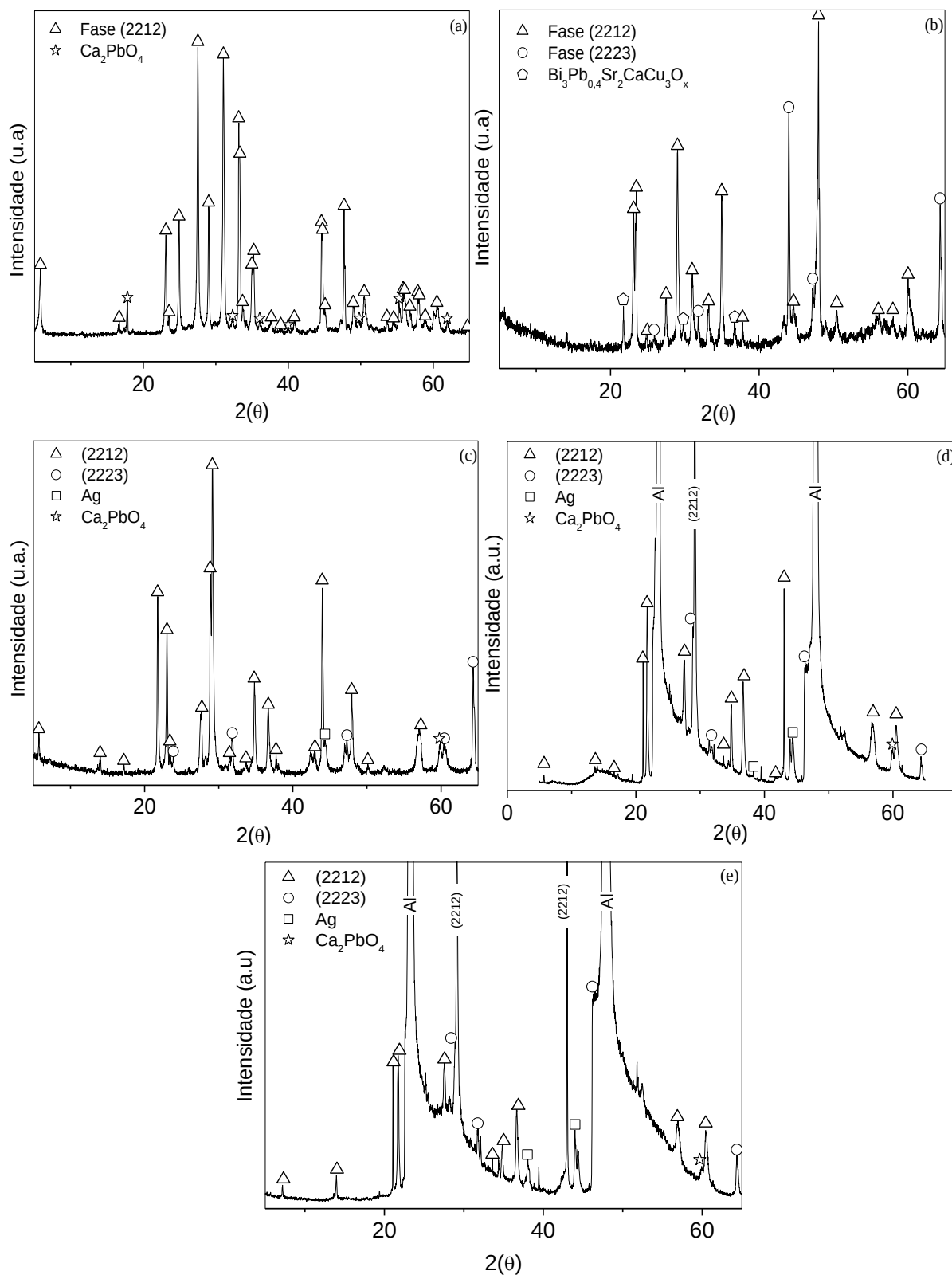
Para as medida I_xV , também foi utilizado o método quatro pontas DC, no entanto, foi necessário fazer algumas alterações no procedimento efetuado na medição R_xT , ou seja, ao invés de fixarmos uma corrente elétrica, é fixada uma temperatura abaixo de T_c . Depois faz-se uma varredura dos valores de corrente elétrica através dos eletrodos externos, enquanto os eletrodos internos fornecem os valores das diferenças de potencial. Outro detalhe muito importante é que quanto menor for a temperatura abaixo da T_c maior será sua I_c . Um exemplo de uma curva característica I_xV é ilustrado pela Fig. 19.

3 Resultados e discussão

3.1 Difração de Raios-X

A Fig. 25 ilustra os difratogramas de raios-X (DRX) para o pó e para as amostras tratadas termicamente utilizando um forno microondas. Na Fig. 25-a, nota-se a predominância da fase supercondutora (2212), além da presença da fase secundária Ca_2PbO_4 ^{45; 46}. No difratograma da amostra #A, ilustrado na Fig. 25-b, observa-se a predominância da fase (2212), no entanto alguns picos indicam a formação de duas novas fases, (2223) e $\text{Bi}_3\text{Pb}_{0,4}\text{Sr}_2\text{CaCu}_3\text{O}_x$ ⁴⁷⁻⁵⁰. Já nos difratogramas de raios-x para as amostras #B, #C e #D, mostrados nas Fig. 25-c, 25-d e 25-e, respectivamente, também apresentam predominância da fase (2212), porém, há alguns picos que indicam a formação das fases (2223) e Ca_2PbO_4 . Também observa-se picos de Ag, este, por sua vez deve-se ao fato de que as medidas de raios-X foram feitas depois das medidas elétricas, com isso as amostras continham tinta prata a qual foi utilizada para fazer os contatos elétricos^{45; 46; 47; 50}.

Figura 25- Difratomogramas de raios-X para o pó BSCCO comercial (a) e para as amostras #A (b), #B (c), #C (d) e #D (e).



Fonte: Freitas (2012)

3.2 Microscopia óptica.

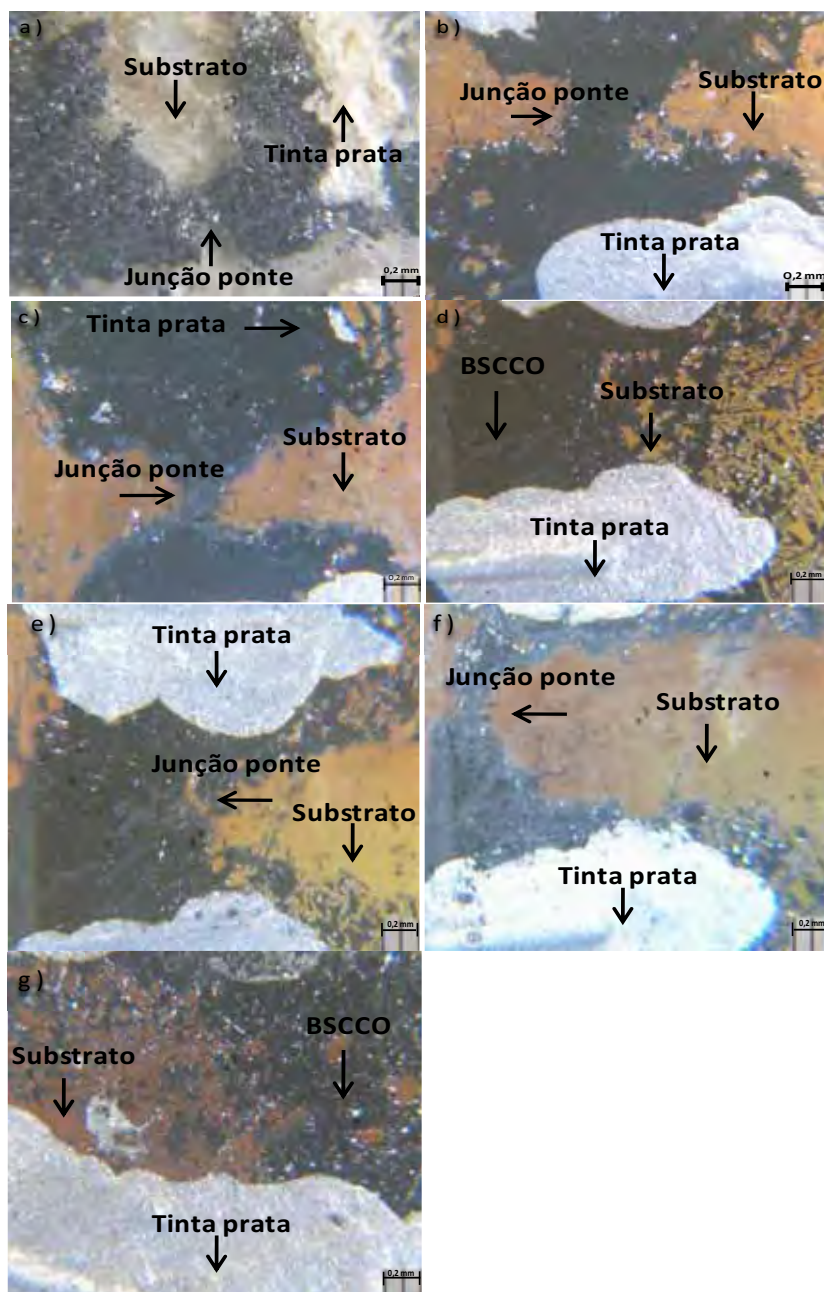
A Fig. 26 mostra imagens, obtidas através da microscopia óptica, onde podemos observar as junções Josephson do tipo ponte formadas no substrato e determinar seus comprimentos e largura. A espessura foi medida com um medidor de espessura do modelo VL-50A, da marca Mitutoyo. Nota-se também a presença da tinta prata usada para fazer os contatos para as medidas elétricas e o substrato

Tabela 2- Resultados das dimensões das Junções

Amostra	Junção Ponte	Comprimento (mm)	Largura (mm)	Espessura (mm)
#A	1 ^a	0,2	0,2	0,052
#B	1 ^a	0,4	0,4	0,012
#B	2 ^a	0,3	0,2	0,012
#C	0	0,7	2,3	0,012
#C	1 ^a	0,4	0,8	0,012
#C	2 ^a	0,2	0,1	0,008

Fonte: Freitas (2012)

Figura 26- Imagens de microscopia óptica das amostras #A (a), amostra #B com primeiro estrangulamento (b) amostra #B com segundo estrangulamento (c), amostra #C (d), amostra #C com primeiro estrangulamento (e), amostra #C com o segundo estrangulamento (f) e amostra #D (g).



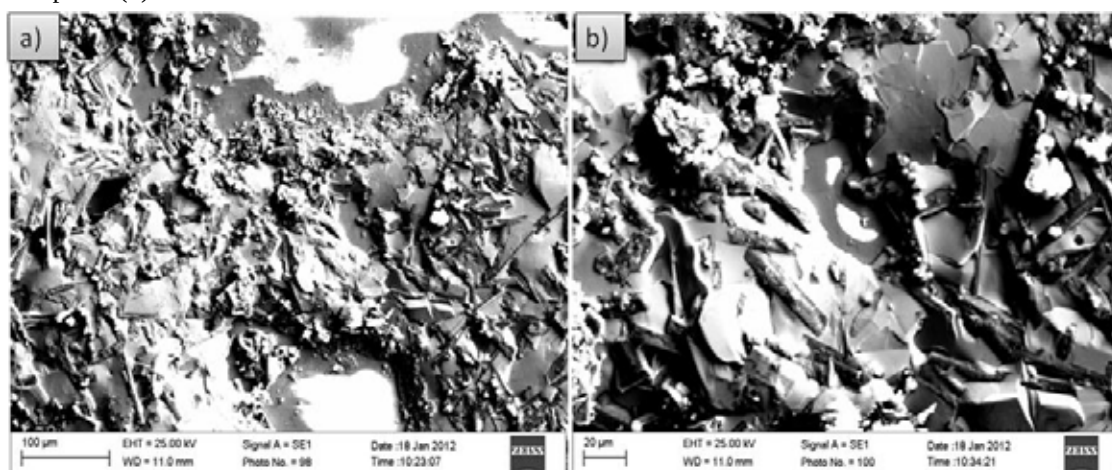
Fonte: Freitas (2012)

3.3 Microscopia eletrônica de varredura

A microscopia eletrônica de varredura foi utilizada principalmente para confirmar as dimensões obtidas pelas medidas ópticas e, analisar a morfologia das junções Josephson,

conforme ilustrado na Fig. 27. Na Fig. 27-a está ilustrada a junção Josephson da amostra #A com uma aproximação de 300x. A Fig. 27-b demonstra a presença de típicas placas supercondutoras do sistema BSCCO. Além disso, certa porosidade também foi constatada na junção⁵¹. Tal comportamento indica que houve a coalescência dos grãos, demonstrando a eficácia do tratamento térmico utilizando forno de microondas.

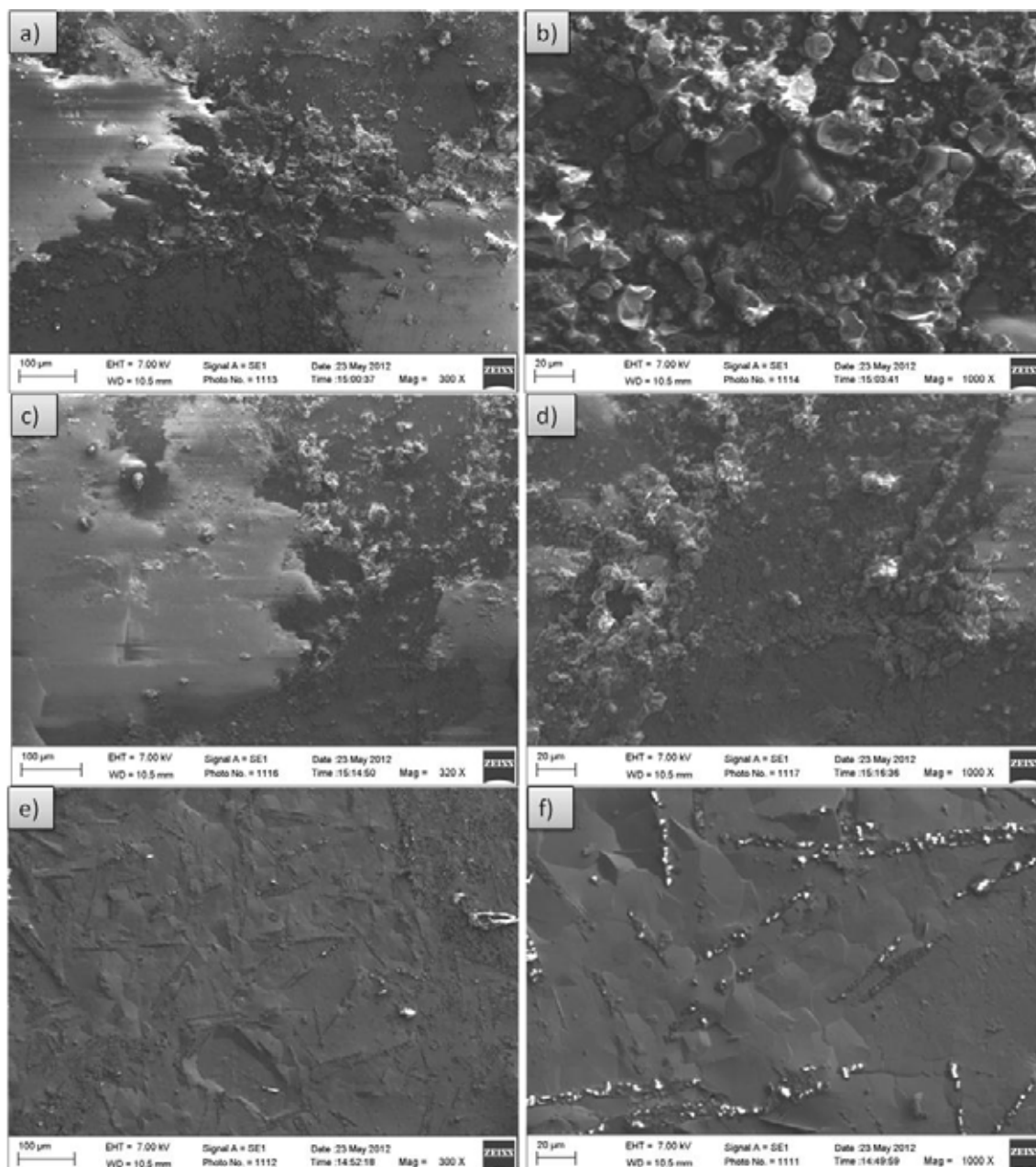
Figura 27- Micrografia da junção Josephson ponte (a) e de uma determinada região da Junção Josephson ponte (b).



Fonte: Freitas (2012)

A Fig. 28 ilustra as imagens das amostras #B, #C e #D, tratadas termicamente juntas até uma temperatura de 715 °C. As Figs. 28-a e 28-b ilustram as imagens obtidas da amostra #B, com aproximação de 300 e 1000 vezes, respectivamente. Já as Figs. 28-c e 28-d ilustram imagens obtidas da amostra #C, com aproximação de 320 e 1000 vezes, respectivamente. As imagens da amostra #D estão ilustradas pelas Fig 28-e e 28-f com uma aproximação de 300 e 1000 vezes, respectivamente. As amostras demonstram a presença de típicas placas supercondutoras do sistema BSCCO. Além disso, certa porosidade também foi constatada porém, a amostra #D, ilustrada nas Figs. 28-e e 28-f, possui formação estrutural bem diferente das amostras #B e #C, havendo mais placas supercondutoras e menos poros, mesmo esta tendo sido tratada termicamente juntamente com as amostras #B e #C. Tal efeito, é devido ao fato de que o tratamento térmico em forno de microondas convencional não depende só dos patamares estipulados no controlador de temperatura, mas também depende da posição da amostra dentro do mesmo, no qual os índices de radiações incididos são diferentes, para cada ponto do forno, com isso, como as amostras ficaram em posições diferentes, tiveram formações estruturais diferentes.

Figura 28- Micrografia da amostra #B com aproximação de 300(a) e 1000vezes(b), da amostra #C com aproximação de 320(c) e 1000 vezes(d) e da amostra #D com aproximação de 300(e) e 1000 vezes (f).



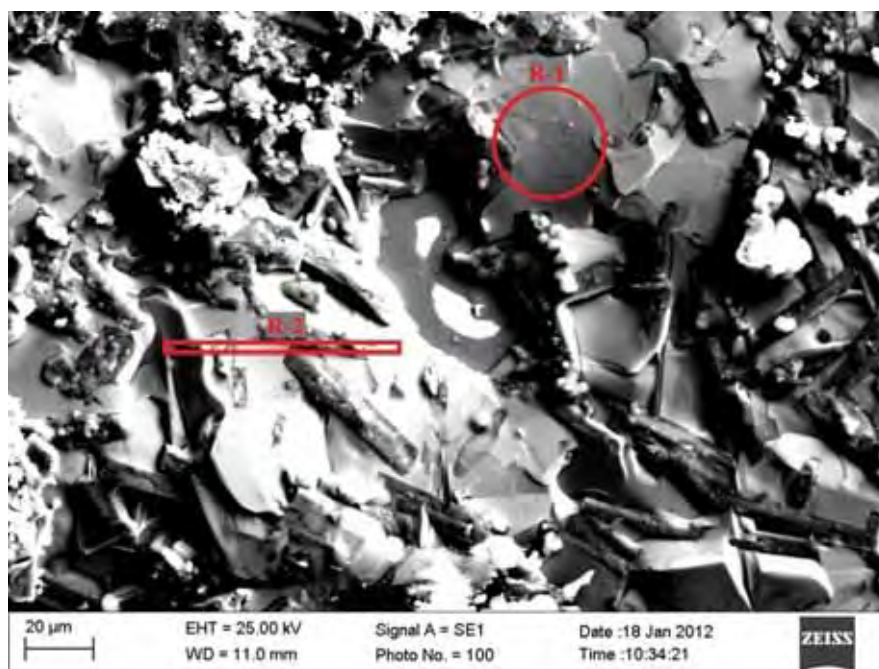
Fonte: Freitas (2012)

3.4 Espectroscopia por energia dispersiva de raios-X (EDX)

Nas Tabelas 3 e 4 estão contidas as composições de duas regiões R-1 e R-2, respectivamente, da junção Josephson da amostra #A, ilustradas pela Fig. 29. Os dados

contidos na Tabela 3 indicaram as composições nominais $\text{Bi}_{2,18}\text{Pb}_{0,12}\text{Sr}_{1,72}\text{Ca}_{0,55}\text{Cu}_{1,53}\text{O}_{9,11}$ e na Tabela 4, $\text{Bi}_{1,28}\text{Pb}_{0,9}\text{Sr}_{1,57}\text{Ca}_{0,8}\text{Cu}_{1,66}\text{O}_{9,8}$.

Figura 29- Imagens das regiões onde foram realizadas as análises na junção Josephson da amostra #A.



Fonte: Freitas (2012)

Tabela 3- Resultados do EDX para a amostra #A, na região R-1.

Elemento	% Massa	% Atômica	Nominal	EDX
O K	66,06	59,92	8	9,11
Ca K	9,97	3,61	1	0,55
Cu K	44,07	10,06	2	1,53
Pb L	10,87	0,76	0,4	0,12
Sr L	68,10	11,28	2	1,72
Bi M	206,82	14,36	1,8	2,18
Total	405,9	99,9	15,2	15,2

Fonte: Freitas (2012)

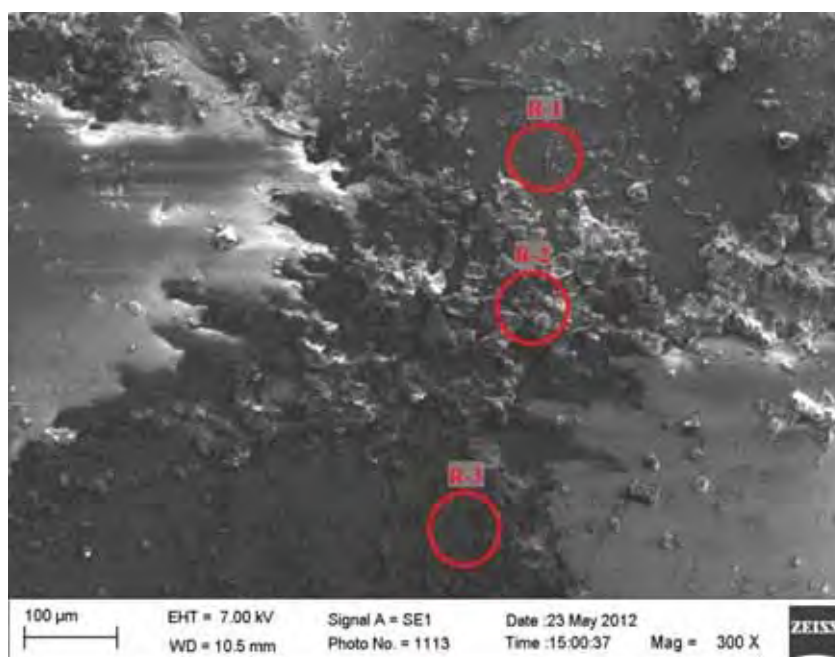
Tabela 4- Resultados do EDX para a amostra #A, na região R-2.

Elemento	% Massa	% Atômica	Nominal	EDX
O K	100,71	64,99	8	9,8
Ca K	20,59	5,96	1	0,80
Cu K	67,82	10,94	2	1,66
Pb L	11,77	0,58	0,4	0,90
Sr L	88,12	10,30	2	1,57
Bi M	172,92	8,43	1,8	1,28
Total	460,93	100	15,2	16,0

Fonte: Freitas (2012)

Nas Tabelas 5, 6 e 7 estão contidas as composições das regiões R-1, R-2 e R-3, respectivamente, da junção Josephson ponte esculpida na amostra #B, ilustrado na Fig. 30. Os dados contidos nas Tabelas 5, 6 e 7 indicaram as composições nominais de $\text{Bi}_{1,06}\text{Pb}_{0,05}\text{Sr}_{1,79}\text{Ca}_{0,76}\text{Cu}_{1,14}\text{O}_{10,3}$, $\text{Bi}_{2,63}\text{Pb}_{0,05}\text{Sr}_{2,10}\text{Ca}_{0,84}\text{Cu}_{1,38}\text{O}_{8,22}$ e $\text{Bi}_{2,47}\text{Pb}_{0,15}\text{Sr}_{2,33}\text{Ca}_{1,02}\text{Cu}_{1,56}\text{O}_{7,64}$, respectivamente.

Figura 30- Micrografia das regiões onde foram realizadas as análises na junção Josephson da amostra #B.



Fonte: Freitas (2012)

Tabela 5- Resultados do EDX para a amostra #B na região R-1.

Elemento	% Massa	% Atômica	Nominal	EDX
O K	25,16	68,26	8	10,3
Ca K	4,67	5,06	1	0,76
Cu K	10,99	7,51	2	1,14
Pb L	1,71	0,36	0,4	0,05
Sr L	23,88	11,83	2	1,79
Bi M	33,59	6,98	1,8	1,06
		100	15,2	15,2

Fonte: Freitas (2012)

Tabela 6- Resultados do EDX para a amostra #B na região R-2.

Elemento	% Massa	% Atômica	Nominal	EDX
O K	13,31	54,12	8	8,22
Ca K	3,45	5,59	1	0,84
Cu K	8,88	9,09	2	1,38
Pb L	0	0	0,4	0
Sr L	18,65	13,85	2	2,10
Bi M	55,72	17,35	1,8	2,63
		100	15,2	15,2

Fonte: Freitas (2012)

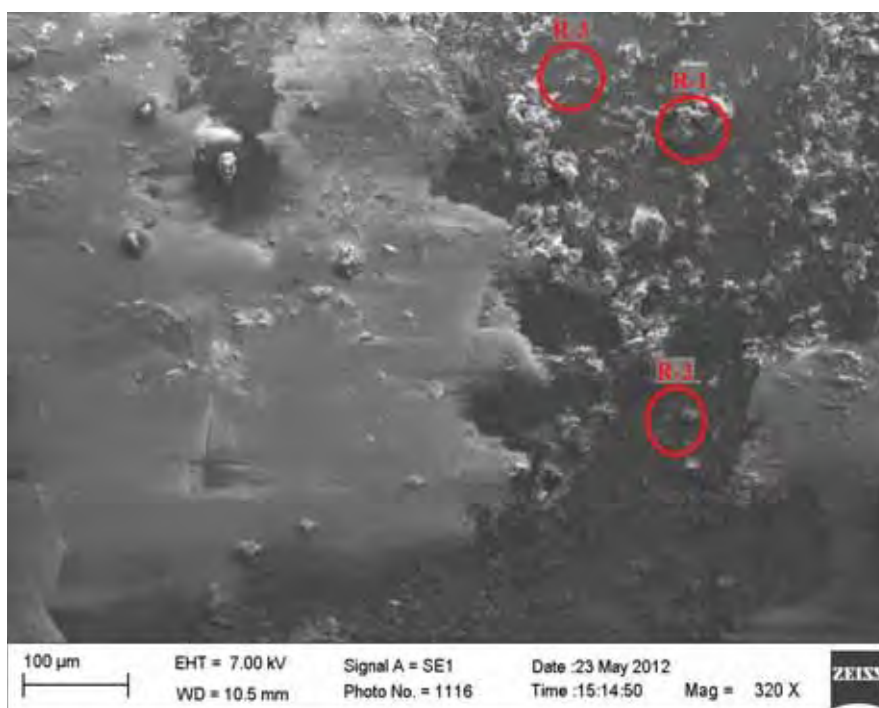
Tabela 7- Resultados do EDX para a amostra #B na região R-3.

Elemento	% Massa	% Atômica	Nominal	EDX
O K	12,02	50,29	8	7,64
Ca K	4,04	6,75	1	1,02
Cu K	9,77	10,29	2	1,56
Pb L	3,15	1,02	0,4	0,15
Sr L	20,08	15,34	2	2,33
Bi M	50,93	16,31	1,8	2,47
		100	15,2	15,2

Fonte: Freitas (2012)

Na amostra #C, as composições para as regiões R-1, R-2 e R-3, ilustradas na Fig. 31, estão indicadas nas Tabelas 8, 9 e 10, respectivamente. As composições nominais para a regiões R-1, R-2 e R-3, foram de $\text{Bi}_{4,71}\text{Pb}_{0,64}\text{Sr}_{4,87}\text{Ca}_{1,96}\text{Cu}_{2,99}\text{O}_0$, $\text{Bi}_{4,63}\text{Pb}_{0,41}\text{Sr}_{5,36}\text{Ca}_{2,43}\text{Cu}_{2,35}\text{O}_{0,15}$ e $\text{Bi}_{9,42}\text{Pb}_{0,69}\text{Sr}_{3,08}\text{Ca}_{0,57}\text{Cu}_{1,42}\text{O}_{0,15}$, respectivamente.

Figura 31- Imagens das regiões onde foram realizadas as análises na junção Josephson da amostra #C.



Fonte: Freitas (2012)

Tabela 8- Resultados do EDX para a amostra #C na região R-1

Elemento	% Massa	% Atômica	Nominal	EDX
O K			8	
Ca K	4,34	12,93	1	1,96
Cu K	10,47	19,7	2	2,99
Pb L	7,39	4,27	0,4	0,64
Sr L	23,5	32,05	2	4,87
Bi M	54,3	31,05	1,8	4,71
		100	15,2	15,3

Fonte: Freitas (2012)

Tabela 9- Resultados do EDX para a amostra #C na região R-2.

Elemento	% Massa	% Atômica	Nominal	EDX
O K			8	0,15
Ca K	5,51	16,03	1	2,43
Cu K	8,45	15,49	2	2,35
Pb L	4,81	2,71	0,4	0,41
Sr L	26,52	35,27	2	5,36
Bi M	54,71	30,51	1,8	4,63
		100,01	15,2	15,3

Fonte: Freitas (2012)

Tabela 10- Resultados do EDX para a amostra #C na região R-3.

Elemento	% Massa	% Atômica	Nominal	EDX
O K			8	0,15
Ca K	3,78	3,78	1	0,57
Cu K	9,37	9,37	2	1,42
Pb L	4,58	4,58	0,4	0,69
Sr L	20,28	20,28	2	3,08
Bi M	61,99	61,99	1,8	9,42
		100	15,2	15,3

Fonte: Freitas (2012)

Nas Tabelas 11, 12, 13 e 14 estão contidas as composições das regiões R-1, R-2, R-3 e R-4 respectivamente, da junção Josephson ponte esculpida na amostra #D, ilustrado na Fig. 32. Os dados contidos nas Tabelas 11, 12, 13 e 14 indicam as composições nominais de $\text{Bi}_{4,44}\text{Pb}_{0,29}\text{Sr}_{2,66}\text{Ca}_{0,66}\text{Cu}_{1,66}\text{O}_{5,46}$, $\text{Bi}_{0,58}\text{Pb}_{0,01}\text{Sr}_{1,31}\text{Ca}_{1,26}\text{Cu}_{3,45}\text{O}_{8,55}$, $\text{Bi}_{0,97}\text{Pb}_0 \text{Sr}_{1,41}\text{Ca}_{1,14}\text{Cu}_{2,68}\text{O}_{8,98}$ e $\text{Bi}_{3,51}\text{Pb}_{0,83}\text{Sr}_{2,33}\text{Ca}_{0,63}\text{Cu}_{1,31}\text{O}_{6,56}$, respectivamente.

Figura 32- Imagens das regiões onde foram realizadas as análises na junção Josephson da amostra #D.



Fonte: Freitas (2012)

Tabela 11- Resultados do EDX para a amostra #D na região R-1.

Elemento	% Massa	% Atômica	Nominal	EDX
O K	6,06	35,96	8	5,46
Ca K	1,83	4,35	1	0,66
Cu K	7,32	10,94	2	1,66
Pb L	4,24	1,94	0,4	0,29
Sr L	16,2	17,56	2	2,66
Bi M	64,35	29,25	1,8	4,44
		100	15,2	15,2

Fonte: Freitas (2012)

Tabela 12- Resultados do EDX para a amostra #D na região R-2.

Elemento	% Massa	% Atômica	Nominal	EDX
O K	21,09	56,28	8	8,55
Ca K	7,83	8,34	1	1,26
Cu K	33,84	22,74	2	3,45
Pb L	0,53	0,11	0,4	0,01
Sr L	17,77	8,66	2	1,31
Bi M	18,94	3,87	1,8	0,58
		100	15,2	15,2

Fonte: Freitas (2012)

Tabela 13- Resultados do EDX para a amostra #D na região R-3.

Elemento	% Massa	% Atômica	Nominal	EDX
O K	20,89	59,1	8	8,98
Ca K	6,65	7,51	1	1,14
Cu K	24,79	17,66	2	2,68
Pb L	0	0	0,4	0
Sr L	18,01	9,31	2	1,41
Bi M	29,66	6,42	1,8	0,97
		100	15,2	15,2

Fonte: Freitas (2012)

Tabela 14- Resultados do EDX para a amostra #D na região R-4.

Elemento	% Massa	% Atômica	Nominal	EDX
O K	7,93	43,21	8	6,56
Ca K	1,92	4,17	1	0,63
Cu K	6,28	8,62	2	1,31
Pb L	13,06	5,5	0,4	0,83
Sr L	15,44	15,37	2	2,33
Bi M	55,37	23,12	1,8	3,51
		99,99	15,2	15,2

Fonte: Freitas (2012)

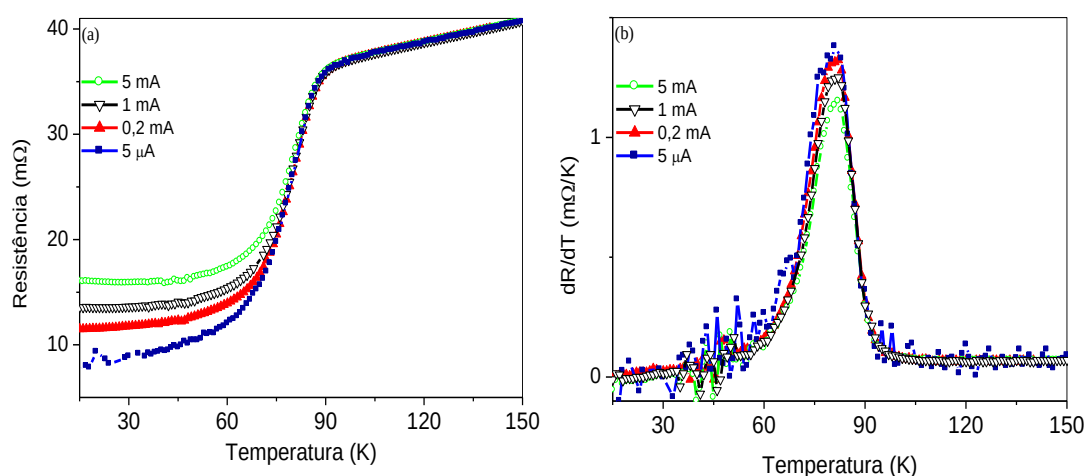
3.5 Medidas elétricas

3.5.1 Na ausência de campo magnético aplicado

Algumas das propriedades supercondutoras das junções Josephson foram estudadas utilizando medidas elétricas. Na Fig. 33 são ilustrados gráficos da resistência elétrica em função da temperatura ($R \times T$) e de suas respectivas derivadas ($dR/dT \times T$) para amostra #A. No estado normal, a junção Josephson apresentou um comportamento ôhmico para os

diferentes valores de corrente elétrica aplicada. Posteriormente à transição supercondutora, foi observado que, com o aumento da corrente elétrica, em uma faixa de $5\mu\text{A}$ à 5mA , houve um alargamento da curva $R \times T$. Assim, quanto maior a corrente aplicada maior a resistência residual, porém, não foi obtido uma resistência nula, mas sim resistências de 7,1; 11,5; 13,4 e $16,1\text{ m}\Omega$ para as correntes elétricas 5 ± 50 ; $0,2\pm$ mA; 1 mA; 5 mA respectivamente. Tal comportamento está sendo estudado, no entanto, a indícios que nos levam a pensar que seja por causa de efeito termoelétrico nos contatos. De acordo com Togano e colaboradores⁵², a temperatura crítica é inversamente proporcional à corrente elétrica aplicada, ou seja, quanto maior a corrente elétrica, menor será a temperatura crítica, no entanto, para os valores de corrente elétrica utilizados, a temperatura crítica da junção foi a mesma, de aproximadamente $(81\pm 1)\text{ K}$, a qual foi obtida pelo método *mid-point* ou método de derivada, como ilustrada na Fig. 33-b. Ressaltamos que tal valor para T_c é menor que o encontrado na literatura para fase 2212 de 84K ^{16; 53}.

Figura 33- Gráfico da resistência elétrica em função da temperatura (a), da derivada $dR/dT \times T$ (b) para diferentes valores de corrente elétrica aplicada para amostra #A.

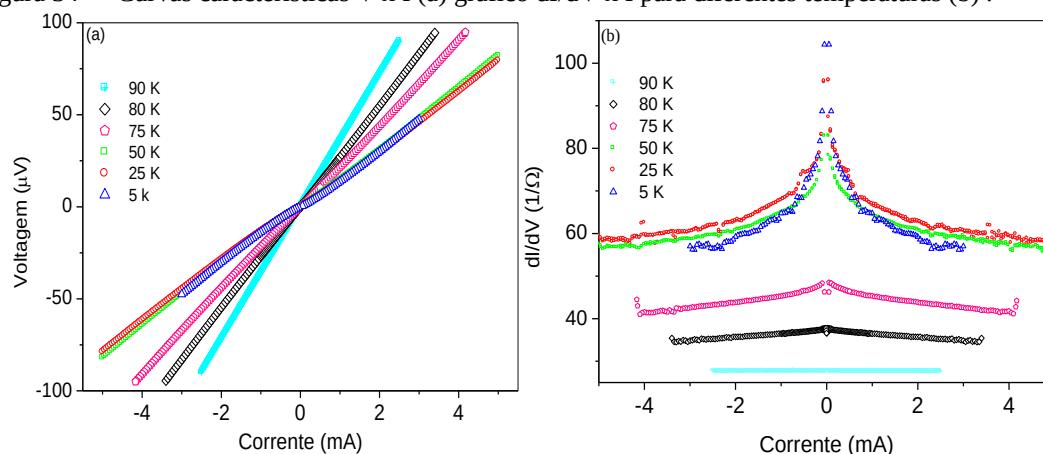


Fonte: Freitas (2012)

Foram realizadas medições da diferença de potencial em função da corrente elétrica ($V \times I$) com diferentes temperaturas fixadas. A Fig. 34-a ilustra a curva característica $V \times I$ para diferentes temperaturas. Observa-se que, para todas as temperaturas medidas houve um salto da corrente elétrica quando a diferença de potencial foi zero. O “excesso” de corrente elétrica indica que houve tunelamento dos pares de Cooper, confirmando a ocorrência do efeito Josephson DC, mesmo com as dimensões da microponte aproximadamente 5×10^6 vezes maior que o comprimento de coerência do material, que é da ordem de 300 nm ³². Tal efeito foi possível de ser observado porque, além da junção ponte, há um conglomerado de cruzamentos

intergrãos, no qual formam várias junções Josephson do tipo ponte^{32; 33}. Foi notada a presença de uma região resistiva supercondutora que surgiu devido a um efeito de não-equilíbrio das correntes Josephson análogas aos efeitos encontrados em ligações fracas tridimensionais com supercondutores convencionais, por exemplo, as ligas de nióbio^{15; 32}. Outro comportamento observado foi a queda da corrente crítica com o aumento da temperatura^{7; 28}. O maior valor da corrente crítica Josephson foi obtido em 5 K, sendo de $I_c=85 \mu\text{A}$. A Fig. 34-b ilustra a derivada $dI/dV \times I$, onde o pico em $V_{CC} = 0 \text{ V}$ indica o máximo de condutância, conhecido como efeito de não-equilíbrio^{15; 54}. Este mesmo pico é suprimido com o aumento da temperatura pelo fato de depender diretamente da corrente crítica I_c ⁷, isso mostra que, quanto menor a temperatura, melhor a condutância (dI/dV) ⁵⁵.

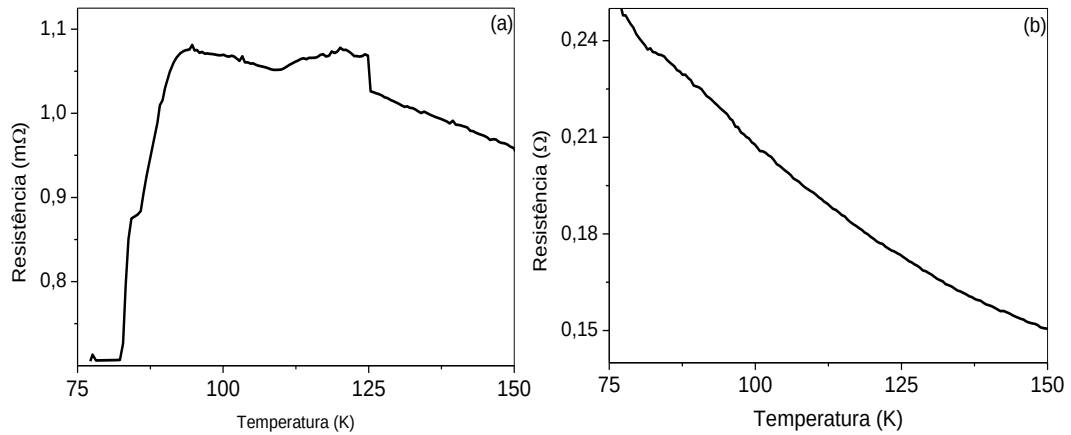
Figura 34- Curvas características $V \times I$ (a) gráfico $dI/dV \times I$ para diferentes temperaturas (b) .



Fonte: Freitas (2012)

A Fig. 35 ilustra os comportamentos $R \times T$ da amostra #B. Na Fig 35-a é ilustrado o comportamento da primeira junção ponte construída. Foi verificado que a temperatura crítica de tal junção foi de aproximadamente $T_c \approx (83 \pm 0,5) \text{ K}$, calculada pelo método da derivada. Porém não houve resistência nula, mas sim uma resistência residual de $0,7 \text{ m}\Omega$. Já o comportamento $R \times T$ da segunda junção ponte está ilustrado na Fig. 35-b. Observa-se que a resistência cresce com o decréscimo da temperatura, tal comportamento é típico de um semicondutor. Outro comportamento observado foi que as características supercondutoras da amostra foram perdidas, consequentemente, não houve transição do estado normal para o estado supercondutor, tal fato foi causado pela diminuição brusca das dimensões da junção ponte.

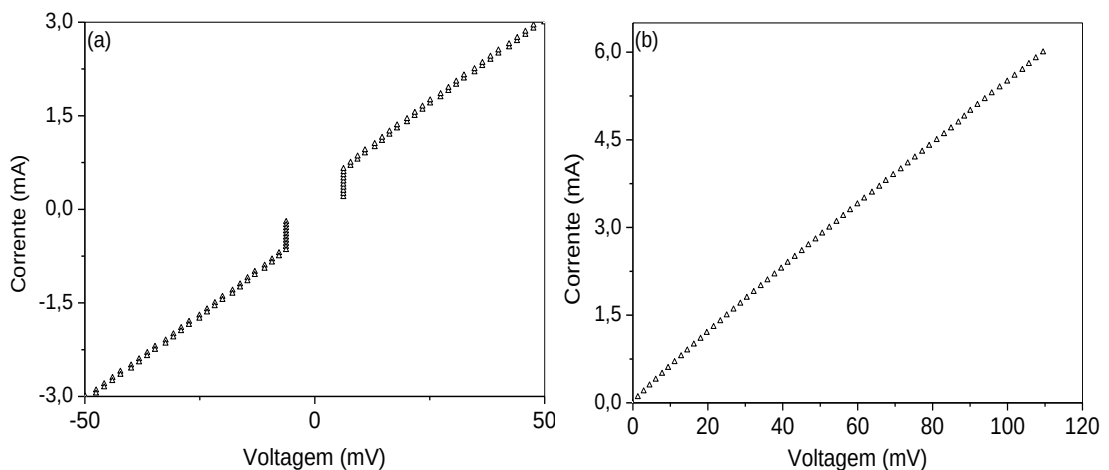
Figura 35- Gráfico R x T da amostra #B para primeira (a) e segunda junção ponte (b).



Fonte: Freitas (2012)

A Fig. 36 ilustra as curvas I-V para as duas pontes na temperatura de 77 K. Na Fig. 36-a está ilustrada a curva característica I-V da primeira ponte. Foi observado um excesso de corrente elétrica de 0,68 mA na voltagem de 5,6 mV. A Fig. 36-b ilustra o comportamento I-V para a segunda ponte, sendo esse um comportamento ôhmico, nos indicando a perda da supercondutividade.

Figura 36- Curva característica I-V a 77 K: para primeira (a) e segunda ponte (b).

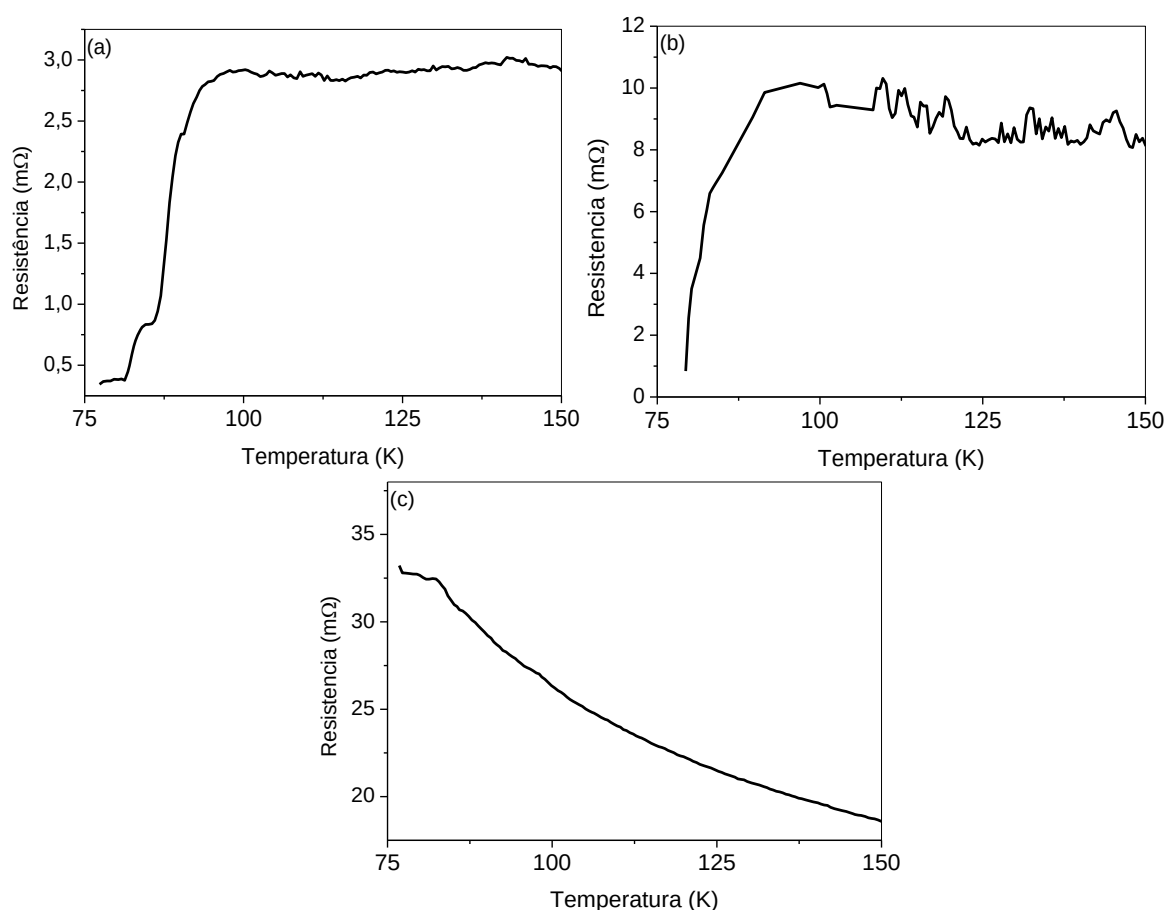


Fonte: Freitas (2012)

Os resultados obtidos nas medidas R x T estão apresentados no gráfico da Fig. 37. Este gráfico apresenta os valores da T_c da amostra #C. A T_c da amostra foi calculada utilizando o método da derivada. A Fig. 37-a ilustra o gráfico R x T para amostra sem a junção Josephson ponte. Foi observada $T_c = (87 \pm 0,5)$ K, cuja tal temperatura corresponde a fase (2212)^{16; 54}. A

resistência residual foi de $0,36 \text{ m}\Omega$, na primeira ponte construída na amostra #C, primeiramente foi observado que a resistência antes da transição supercondutora é maior para a amostra com a ponte, isso devido ao estreitamento realizado, indo de $2,9 \text{ m}\Omega$ para $9,9 \text{ m}\Omega$, sua T_c foi de aproximadamente 82 K e sua resistência final foi de $0,83 \text{ m}\Omega$. Na Fig. 37-c está ilustrado o gráfico $R \times T$ para a segunda ponte. Devido ao grande estreitamento da ponte sua resistência inicial de aproximadamente $18,6 \text{ m}\Omega$, e, aumentando com o decréscimo da temperatura o que, caracteriza um comportamento de um semiconductor. Não houve transição do estado semiconductor para estado supercondutor. Com isso concluímos que a segunda ponte da amostra #C não possui características supercondutoras.

Figura 37- Gráfico da resistência elétrica em função da temperatura para amostra #C : amostra sem a junção ponte (a) primeira(b) e segunda ponte (c).

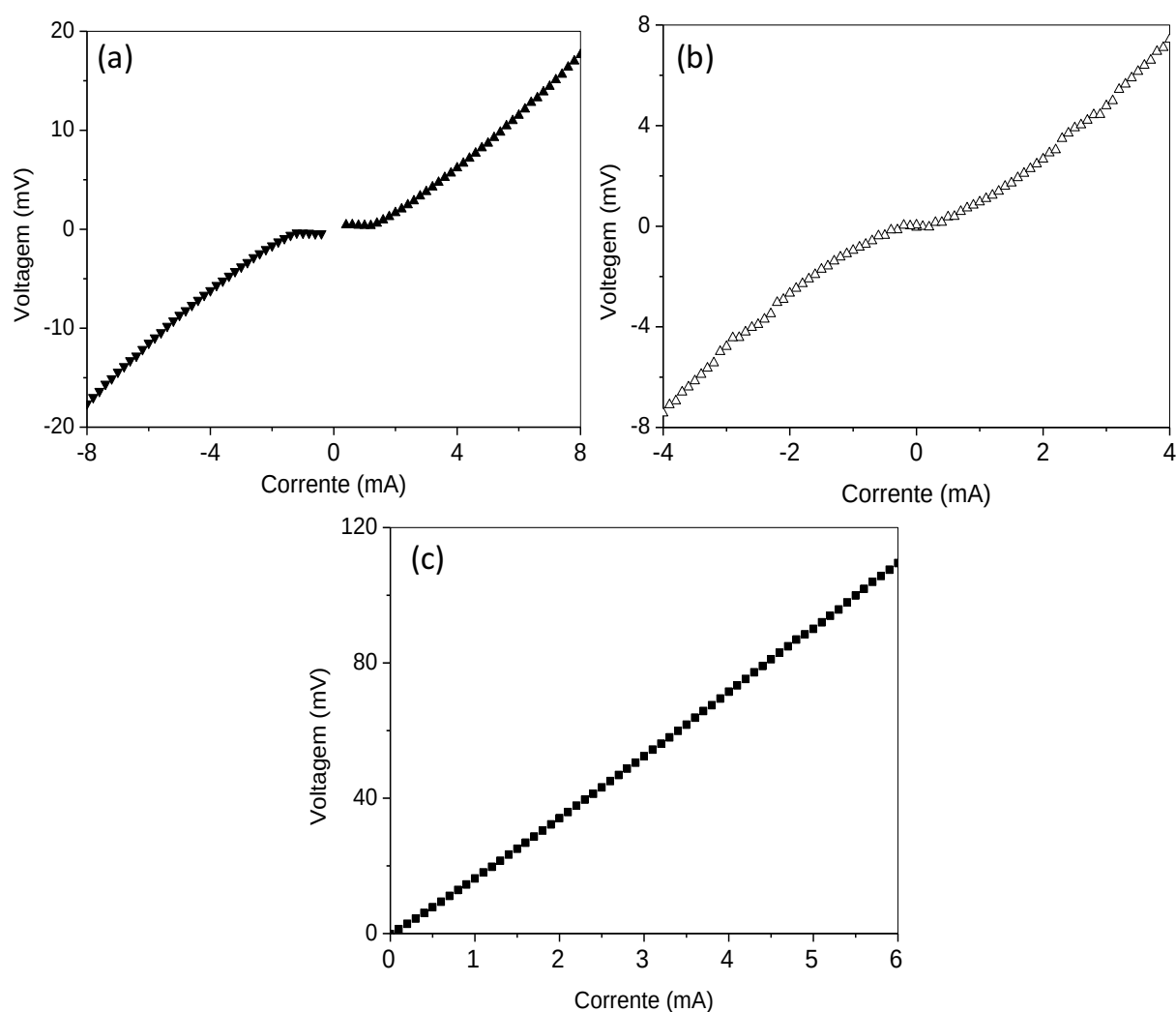


Fonte: Freitas (2012)

Os gráficos da Fig. 38 apresentam curvas V-I da amostra #C. A Fig. 38-a ilustra o comportamento quando não há uma junção Josephson. Neste caso foi verificado um excesso de corrente elétrica de $0,35 \text{ mA}$ a zero voltagem. O gráfico da curva V-I para a primeira ponte

está ilustrado na Fig. 34-b. Devido ao estreitamento, houve um queda considerável do excesso de corrente a zero voltagem, sendo ele de $5,2 \mu\text{A}$. Já a curva característica V-I para a segunda ponte, foi observado um comportamento ôhmico, confirmando, desta forma, o resultado obtido pela figura 37-c, no qual foi verificado que a amostra #C com a segunda ponte perdeu suas características supercondutoras.

Figura 38- Curva característica V-I para amostra sem a junção ponte (a) com a primeira (b) e segunda junção ponte(c).

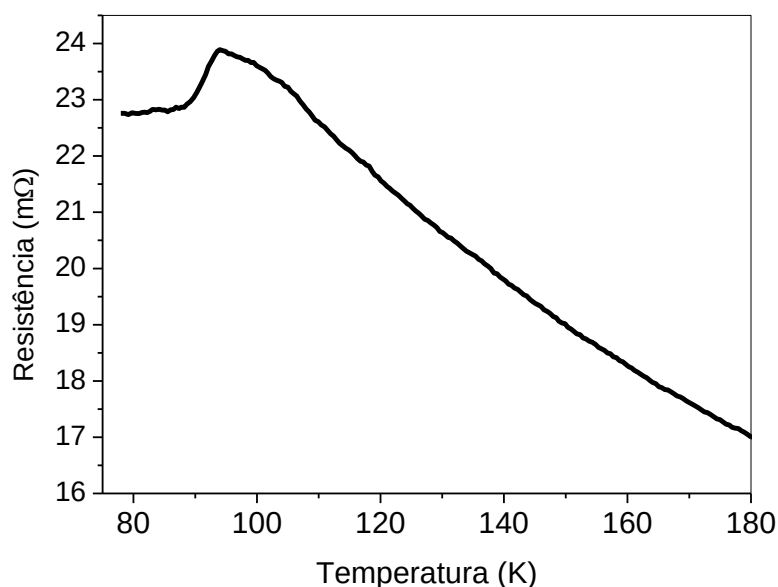


Fonte: Freitas (2012)

Na Fig. 39 são ilustrados gráficos da resistência elétrica em função da temperatura ($R \times T$) para amostra #D. Não foi observada transição do estado normal para o estado supercondutor, entretanto, houve um crescimento exponencial da resistência elétrica com o decréscimo da temperatura, comportamento característicos de materiais semicondutores¹⁹.

Mesmo possuindo melhores características estruturais, tal comportamento ocorreu pelo excesso de falhas de deposição no mesmo, como ilustra as Figs. 28-e e 28-f.

Figura 39- Gráfico da resistência elétrica em função da temperatura para amostra #D.

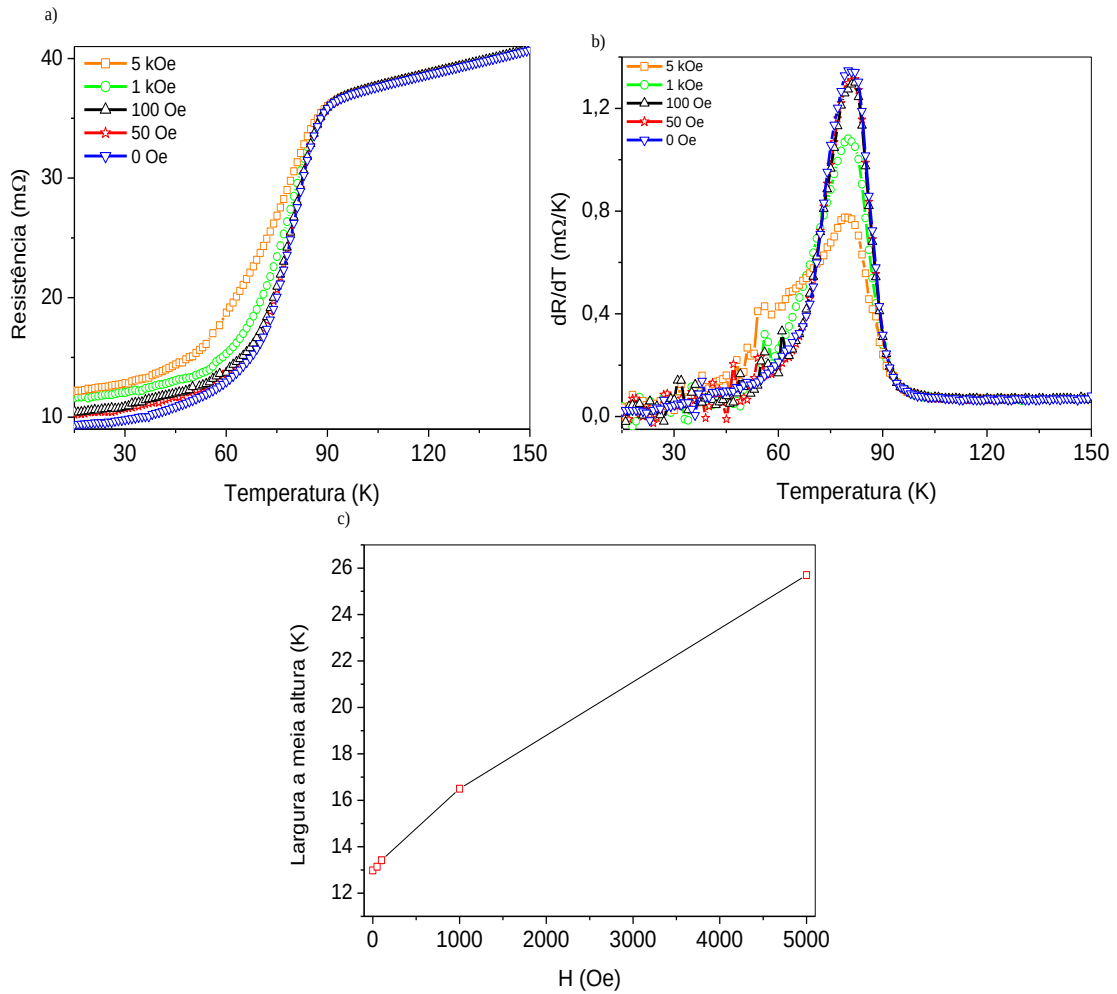


Fonte: Freitas (2012)

3.5.2 Na presença de campo magnético aplicado

Medidas de R_xT também foram feitas fixando a corrente elétrica em $50 \mu A$ aplicando-se campos magnéticos (H) cujos valores variam entre 0 e 5 kOe. As curvas R_xT e de suas respectivas derivadas quando expostas a um campo magnético, da amostra #A, estão mostradas na Fig. 40. Quando a junção se encontrava no estado normal a mesma possuía um comportamento ôhmico para todos os valores de campo magnético aplicado, a transição para o estado supercondutor ocorreu em (81 ± 1) K para todas as intensidades de campo magnético aplicado, no entanto, no estado supercondutor foi possível observar um maior alargamento da curva R_xT à medida que o campo magnético aplicado aumentava. Também foi observado que não houve resistência elétrica nula, entretanto, nota-se também na Fig. 40-a que a resistência residual é alcançada em menores temperaturas para campos magnéticos com intensidade de 1 kOe e 5 kOe, mas a T_c é a mesma. Para melhor entendimento desse comportamento também foi feito um gráfico da largura de meia altura do pico em função do campo magnético aplicado, ilustrado na Fig. 40-c. Nota-se que quanto maior o campo aplicado maior a largura do pico⁵⁷.

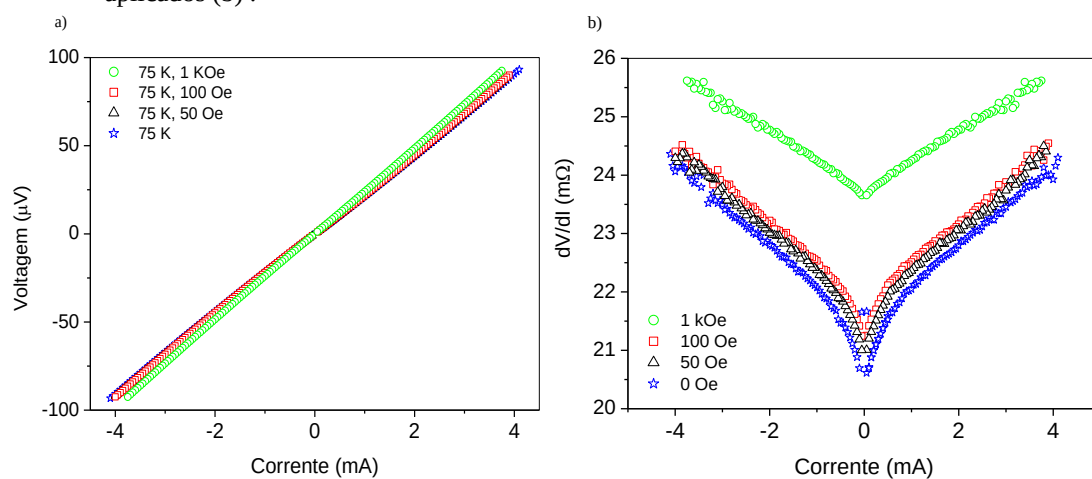
Figura 40- Gráfico apresentando a resistência elétrica em função da temperatura para amostra #A (a), da derivada $dR/dT \times T$ (b) para diferentes valores de campo magnético aplicados. Medida da largura a meia altura e função da intensidade do campo magnético (c).



Fonte: Freitas (2012)

As Figs. 41-a e 41-b ilustram, respectivamente, a curva $V \times I$ da junção Josephson para $T = 75$ K da amostra #A, em diferentes campos magnéticos, ao quais variaram entre 0 e 1 kOe e de suas derivadas $dV/dI \times I$, conhecida como resistência nominal. Foi observado que quanto maior o campo aplicado menor a corrente crítica. A maior corrente crítica Josephson foi obtida para campo nulo, com um valor de $I_c = 42 \mu A$. Consequentemente, a maior resistência nominal foi obtida quando o campo era de 1 kOe. Portanto, quanto maior a intensidade do campo magnético aplicado maior a resistência nominal^{16; 56}.

Figura 41- Curvas $V \times I$ (a) derivadas dI/dV vs I para diferentes campos magnéticos aplicados (b) .



Fonte: Freitas (2012)

4 Conclusão

As análises de DRX apontaram que a fase predominante foi a (2212), tanto para o pó tratado quanto para as amostras. Porém foram observadas fases segregadas para o pó e para as amostras.

A microscopia óptica colaborou para a construção das junções Josephson do tipo ponte nas amostras e para determinar as dimensões das mesmas. Outra contribuição da microscopia óptica foi que possibilitou a diferenciar o que era substrato, junção Josephson e tinta prata.

A microscopia eletrônica de varredura possibilitou confirmar as dimensões proporcionadas pelas medidas ópticas das junções Josephson, bem como a visualização de placas típicas supercondutoras do sistema BSCCO.

As medidas de espectroscopia por energia dispersiva de raios-X confirmaram a predominância da fase (2212) em algumas regiões das junções Josephson ponte, contudo as medidas não foram exatas, devido que, foram feitas em regiões pontuais da amostra, contudo todos os elementos desejados estavam presentes nas amostras.

Com as medidas elétricas foi possível observar a transição supercondutora das amostras na temperatura, exceto a amostra #D. As mesmas apresentaram uma queda abrupta na resistência elétrica em uma determinada temperatura o que nos permitiu investigar o valor da temperatura críticas das amostras #A #B e #C. Já para a amostra #A, na qual foi submetida a medidas R_xT realizadas com diferentes valores de corrente elétrica, foi aplicado campo magnético, foi observado que quanto maior a corrente elétrica, maior sua resistência residual. Para as medidas, nas quais foi aplicado campo magnético. Observou-se que quanto maior o campo magnético aplicado maior o alargamento nas curvas R_xT . Já para as curvas característica V_xI , quanto maior o campo magnético aplicado menor o excesso de corrente a zero

voltagem.

5 Sugestões

Temos algumas sugestões para trabalhos futuros, visando à melhoria dos métodos de deposição e tratamento térmico.

Assim podemos sugerir algumas mudanças no procedimento:

Fazer tratamentos térmicos com diferentes valores de temperatura e analisar a mudança ocorrida na estrutura do filme através do MEV.

Ainda com relação ao tratamento térmico, posicionar as amostras em diferentes posições no forno microondas e fazer uma análise sistemática da formação do filme com relação a sua posição de tratamento térmico.

Outra sugestão pertinente é produzir junções Josephson com diferentes tipos de materiais, um bom material seria o supercondutor do sistema BSCCO com fase (2223), e realizar todas as sugestões citadas acima.

E por fim aumentar a quantidade de caracterizações das amostras.

Referências

- ¹ ONNES, H. K. The liquefaction of helium. **Proceedings of the Koninklijke Akademie Van Wetenschappen Te Amsterdam**, Leiden, v. 11, p. 168-185, 1908.
- ² BUCKEL, W.; KLEINER, R. **Superconductivity**: fundamentals and applications. 2nd rev. and enlarged. Weinheim: Wiley-VCH, 2004. 461 p.
- ³ ONNES, H. K. **Communications of the physical laboratory of Leiden University**. Leiden: Leiden University, 1913. (Nota de laboratório).
- ⁴ ONNES, H. K. Further experiments with liquid helium G on the electrical resistance of pure metals, etc VI On the sudden change in the rate at which the resistance of mercury disappears. **Proceedings of the Koninklijke Akademie Van Wetenschappen Te Amsterdam**, Leiden, v. 14, p. 818-819, 1912. Disponível em: <<http://www.dwc.knaw.nl/DL/publications/PU00013242.pdf>>. Acesso em: 15 jul. 2012.
- ⁵ MLA style: "All Nobel Prizes in Physics". Nobelprize.org. <http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/>. Acesso em: 07 de dez. 2011.
- ⁶ ONNES, H. K. **Communications of the Physical Laboratory of Leiden University**. Leiden: Leiden University, 1913. (Nota de laboratório, v. 133a, n. 3).
- ⁷ DEW-HUGHES, D. The critical current of superconductors: an historical review. **Low Temperature Physics**, Melville, v. 27, n. 9-10, p. 713-722, 2001.
- ⁸ ONNES H. K. **Communications of the Physical Laboratory of Leiden University**. Leiden: Leiden University, 1913. (Nota de laboratório, v. 133b, n. 29)

- 9 ONNES, H. K. **Communications of the Physical Laboratory of Leiden University**, Leiden: Leiden University, 1914. (Nota de laboratório, v. 139f, n. 66).
- 10 SILSBEE F. B. Effect of Increase of the Testing Current on the Critical Temperature. **Journal of the Academy of Sciences Washington**, v. 6, n. 79, p. 376, 1916.
- 11 SILSBEE F. B. Current Distribution in Supraconductors. **Proc. Natl. Acad. Sci., USA** 13, p. 516-518, 1927.
- 12 TUYN, W.; ONNES, H. K. The disturbance of supra-conductivity by magnetic fields and currents. The hypothesis of Silsbee. **Journal of the Franklin Institute**, Kidlington, v. 201, p. 379-410, 1926.
- 13 TUYN, W.; ONNES, H. K. **Communications of the Physical Laboratory University of Leiden**. Leiden: Leiden University, 1926. (nota de laboratório, 174a, n. 21).
- 14 MEISSNER, W.; OCHSENFELD, R. Short initial announcements. **Naturwissenschaften**, New York, v. 21, p. 787-788, 1933. Disponível em: <Go to ISI>://WOS:000200261900318>. Acesso em: 20 jun. 2012.
- 15 TINKHAM, M. **Introduction to superconductivity**. 2. ed. New York: McGraw Hill, 1996. 454 p. ISBN 0070648786 (alk. paper). Disponível em: <[http://magik.gmu.edu/cgi-bin/Pwebrecon.cgi?DB=local&FT=%22\(OCOLC\)32625121%22&CNT=25+records+per+page](http://magik.gmu.edu/cgi-bin/Pwebrecon.cgi?DB=local&FT=%22(OCOLC)32625121%22&CNT=25+records+per+page)>. Acesso em: 20 jan. 2012.
- 16 POOLE, C. P.; FARACH, H. A.; CRESWICK, R. J. **Superconductivity**. 2. ed. Amsterdam: Elsevier, 2007. 646 p.
- 17 LONDON, F.; LONDON, H. The electromagnetic equations of the supraconductor. **Proceedings of the Royal Society of London Series a-Mathematical and Physical Sciences**, London, v. 149, n. A866, p. 0071-0088, 1935. Disponível em: <Go to ISI>://WOS:000200950000005 >. Acesso em: 25 jun. 2011.

- 18 BLUNDELL, S. **Superconductivity**: a very short introduction. Oxford: Oxford University Press, 2009. 151 p.
- 19 KITTEL, C. **Introduction to solid state physics**. 8. ed. Hoboken: Wiley, 2005. 680 p. Disponível em: <
<http://magik.gmu.edu/cgibin/Pwebrecon.cgi?DB=local&FT=%22%28OCoLC%29ocm55228781%22&CNT=25+records+per+page>>. Acesso em: 20 dez. 2011.
- 20 BARDEEN, J.; COOPER, L. N.; SCHRIEFFER, J. R. Theory of superconductivity. **Physical Review**, College Park, v. 108, n. 5, p. 1175-1204, 1957. Disponível em: <
<Go to ISI>://WOS:A1957WB73600012>. Acesso em: 20 set. 2011.
- 21 JOSEPHSON, B. D. Possible new effects in superconductive tunnelling. **Physics Letters**, Houston, v. 1, n. 7, p. 251-253, 1962. Disponível em: <Go to
ISI>://WOS:A1962WU06500005>. Acesso em: 20 mar. 2012.
- 22 BEDNORZ, J. G.; MULLER, K. A. Possible high-*t_c* superconductivity in the ba-la-cu-o system. **Zeitschrift Fur Physik B-Condensed Matter**, Berlin, v. 64, n. 2, p. 189-193, 1986. ISSN 0722-3277. Disponível em: <Go to
ISI>://WOS:A1986D856200010>. Acesso em: 20 jan. 2012.
- 23 WU, M. K. et al. SUPERCONDUCTIVITY AT 93-K IN A NEW MIXED-PHASE Y-BA-CU-O COMPOUND SYSTEM AT AMBIENT PRESSURE. **Physical Review Letters**, College Park, v. 58, n. 9, p. 908-910, Mar 2 1987. ISSN 0031-9007. Disponível em: <<Go to ISI>://WOS:A1987G820200018 >. Acesso em: 15 nov. 2011.
- 24 MAEDA, H. et al. A new high-*t_c* oxide superconductor without a rare-earth element. **Japanese Journal of Applied Physics Part 2-Letters**, Tokyo, v. 27, n. 2, p. L209-L210, 1988. Disponível em: <Go to ISI>://WOS:A1988M540500026>. Acesso em: 10 maio 2012.

- ²⁵ NAGAMATSU, J. et al. Superconductivity at 39 K in magnesium diboride. **Nature**, London, v. 410, n. 6824, p. 63-64, 2001. Disponível em: <Go to ISI>://WOS:000167194300040>. Acesso em: 15 set. 2011.
- ²⁶ VAN DUZER, T.; TURNER, C. W. **Principles of superconductive devices and circuits**. 2. ed. Upper Saddle River: Prentice Hall, 1999. 458 p.
- ²⁷ CLARKE, J.; BRAGINSKI, A. I. **The SQUID handbook**. Weinheim: Wiley-VCH, 2003. 2 v.
- ²⁸ YU, L. et al. Internally shunted Josephson junctions with barriers tuned near the metal-insulator transition for RSFQ logic applications. **Superconductor Science & Technology**, Bristol, v. 19, n. 8, p. 719-731, 2006. Disponível em: <Go to ISI>://WOS:000239025600010>. Acesso em: 20 jun. 2011.
- ²⁹ TSAI, J. S.; JAIN, A. K.; LUKENS, J. E. HIGH-PRECISION TEST OF THE UNIVERSALITY OF THE JOSEPHSON VOLTAGE-FREQUENCY RELATION. **Physical Review Letters**, College Park, v. 51, n. 4, p. 316-319, 1983. Disponível em: <Go to ISI>://WOS:A1983QZ66900022>. Acesso em: 20 dez. 2011.
- ³⁰ STEWART, W. C. Current-voltage characteristics of josephson junctions. **Applied Physics Letters**, Woodbury, v. 12, n. 8, p. 277, 1968. Disponível em: <Go to ISI>://WOS:A1968B089000019>. Acesso em: 25 jun. 2012.
- ³¹ MCCUMBER, D. E. Effect of ac impedance on dc voltage-current characteristics of superconductor weak-link junctions. **Journal of Applied Physics**, Woodbury, v. 39, n. 7, p. 3113, 1968. Disponível em: <Go to ISI>://WOS:A1968B481500026>. Acesso em: 15 jan. 2011.

- ³² KATARIA, N. D. et al. Josephson effects in a constricted bi-sr-ca-cu-o bulk superconductor. **Journal of Physics C-Solid State Physics**, Bristol, v. 21, n. 15, p. L523-L527, 1988. Disponível em: <Go to ISI>://WOS:A1988N650500008>. Acesso em: 10 abr. 2012.
- ³³ CHU, C. W. et al. Superconductivity up to 114-k in the bi-al-ca-sr-cu-o compound system without rare-earth elements. **Physical Review Letters**, Houston, v. 60, n. 10, p. 941-943, 1988. Disponível em: <Go to ISI>://WOS:A1988M325500020>. Acesso em: 20 ago. 2011.
- ³⁴ HILGENKAMP, H.; MANNHART, J. Grain boundaries in high-T(c) superconductors. **Reviews of Modern Physics**, College Park, v. 74, n. 2, p. 485-549, 2002. Disponível em: <Go to ISI>://WOS:000176677500005>. Acesso em: 12 jan. 2012.
- ³⁵ KLEINER, R. et al. Intrinsic josephson effects in bi₂sr₂cacu₂o₈ single-crystals. **Physical Review Letters**, Houston, v. 68, n. 15, p. 2394-2397, 1992. Disponível em: <Go to ISI>://WOS:A1992HP05400036>. Acesso em: 15 abr. 2012.
- ³⁶ KANAI, T.; KAMO, T.; MATSUDA, S. Dopant effects on the superconductivity in the bi-sr-ca-cu-o system. **Japanese Journal of Applied Physics Part 2-Letters**, Tokyo, v. 28, n. 4, p. L551-L554, 1989. Disponível em: <Go to ISI>://WOS:A1989AA34600011>. Acesso em: 15 dez. 2011.
- ³⁷ RAO, K. J. et al. Synthesis of inorganic solids using microwaves. **Chemistry of Materials**, Washington, v. 11, n. 4, p. 882-895, 1999. Disponível em: <Go to ISI>://WOS:000079845700011>. Acesso em 10 jan. 2012.
- ³⁸ KEYSON, D. et al. Síntese e processamento de cerâmicas em forno de microondas doméstico. **Cerâmica**, São Paulo, v. 52, n. 321, p. 50-56, Março 2006.

- 39 MENEZES, R. R. ; SOUTO, P. M.; KIMINAMI, R. H. G. A. Sinterização de cerâmicas em microondas. Parte III: Sinterização de zircônia, mulita e alumina. **Cerâmicas**, São Paulo, v. 53, n. 327, p. 218-226, 2007
- 40 BINNER, J. G. P.; AL-DAWERY, I. A. H. Bulk YBCO high-T-c superconductors with uniform and full oxygen content via microwave processing. **Superconductor Science & Technology**, Nottingham, v. 11, n. 5, p. 449-457, 1998. Disponível em: <Go to ISI>://WOS:000073745600002>. Acesso em: 25 jan. 2011.
- 41 VASCONCELOS, J. S. et al. Filmes finos de $\text{SrBi}_2\text{Ta}_2\text{O}$ processados em forno microondas. **Cerâmica**, São Paulo, v. 49, n. 309, p 61-65, Março 2003.
- 42 CULLITY, B. D.; STOCK, S. R. **Elements of x-ray diffraction**. 3. ed. Upper Saddle River: Prentice Hall, 664 p. 2001.
- 43 CARVALHO, C. .L. **Preparação e caracterização de supercondutores bscco em forma de filmes e cerâmicas obtidos por precursores poliméricos**. 1999. 119 f. Tese (Doutorado) - Instituto de Química, Universidade Estadual Paulista, Araraquara, 1999.
- 44 SILVEIRA, J. B. et al. Thermal treatment of superconductor thin film of the BSCCO system using domestic microwave oven. **Physica C**, Amsterdam, v. 48, p. 56-59, 2012.
- 45 ABDOLHOSSEINI, I.; KAMELI, P.; SALAMATI, H. The effect of precursor powder size on the microstructure and intergranular properties of $(\text{Bi,Pb})_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ superconductors. **Japanese Journal of Applied Physics**, Tokyo, v. 47, n. 6, p. 4505-4510, 2008. Disponível em: <Go to ISI>://WOS:000257260600027>. Acesso em: 15 mar. 2011.
- 46 WONGNG, W. et al. Phase formation of high-tc superconducting oxides in the BI-PB-SR-CA-CU-O Glass. **American Ceramic Society Bulletin**, Westerville, v. 71, n. 8, p. 1261-1266, 1992. Disponível em: <Go to ISI>://WOS:A1992JJ59300014>. Acesso em: 12 abr. 2011.

- 47 PANDEY, D. et al. On the formation of the 2223-phase in the bi-pb-sr-ca-cu-o system using PB0.2SRCA(CO3)2.2 precursors. **Solid State Communications**, Oxford, v. 76, n. 5, p. 655-658, 1990. Disponível em: <Go to ISI>://WOS:A1990EJ02100020>. Acesso em: 20 dez. 2011.
- 48 PANDEY, D. et al. Zero resistivity at 122-K IN BI-PB-SR-CA-CU-O system. **Solid State Communications**, Oxford, v. 75, n. 6, p. 499-502, 1990. Disponível em: <Go to ISI>://WOS:A1990DT61100006>. Acesso em: 12 jan. 2011.
- 49 SHARMA, S. V. et al. Superconducting fluctuation study of the 110-k phase in polycrystalline BI1.6PB0.4SR2CA2CU3OY high-T-C superconductor. **Physica C**, Amsterdam, v. 242, n. 3-4, p. 351-359, 1995. Disponível em: <Go to ISI>://WOS:A1995QH29700018>. Acesso em: 10 set. 2011.
- 50 SEQUEIRA, A. et al. A neutron-diffraction study of the structure of BI1.6PB0.4CA1SR2CU2OY. **Physica C**, Amsterdam, v. 173, n. 3-4, p. 267-273, 1991. Disponível em: <Go to ISI>://WOS:A1991EY24500021>. Acesso em: 12 maio 2012.
- 51 MAJEWSKI, P. Materials aspects of the high-temperature superconductors in the system Bi2O3-SrO-CaO-CuO. **Journal of Materials Research**, Warrendale, v. 15, n. 4, p. 854-870, 2000. Disponível em: <Go to ISI>://WOS:000086368700006>. Acesso em: 10 mar. 2011.
- 52 TOGANO, K. et al. Properties of pb-doped BI-SR-CA-CU-O superconductors. **Applied Physics Letters**, Woodbury, v. 53, n. 14, p. 1329-1331, 1988. Disponível em: <Go to ISI>://WOS:A1988Q258700036>. Acesso em: 20 jan. 2012.

- 53 HAMANAKA, K. et al. Intrinsic Josephson Junctions in Bi-2212 Thin Films Fabricated by Metal-Organic Decomposition. **Ieee Transactions on Applied Superconductivity**, Piscataway, v. 21, n. 3, p. 168-171, 2011. Disponível em: <Go to ISI>://WOS:000291050500016>. Acesso em: 20 abr. 2012.
- 54 LEHNERT, K. W. et al. Nonequilibrium supercurrents in mesoscopic Nb-InAs-Nb junctions. **Microelectronic Engineering**, Amsterdam, v. 47, n. 1-4, p. 377-379, 1999. Disponível em: <Go to ISI>://WOS:000081403600089>. Acesso em: 10 jun. 2012.
- 55 ARGAMAN, N. Nonequilibrium Josephson-like effects in wide mesoscopic SNS junctions. **Superlattices and Microstructures**, London, v. 25, n. 5-6, p. 861-875, 1999. Disponível em: <Go to ISI>://WOS:000082323800022>. 10 abr. 2011.
- 56 VEDENEV, S. I. et al. Tunneling in the ab plane of the high-T(C) superconductor Bi₂Sr₂CaCu₂O_{8+δ} in high magnetic-fields. **Physical Review B**, College Park, v. 49, n. 14, p. 9823-9830, 1994. Disponível em: <Go to ISI>://WOS:A1994NG48600059>. Acesso em: 10 mar. 2011.
- 57 KUMAKURA, H. et al. Magnetic-properties of PB-doped Bi-Sr-Ca-Cu-O superconductors. **Japanese Journal of Applied Physics Part 2-Letters**, Tokyo, v. 27, n. 8, p. L1514-L1516, 1988. Disponível em: <Go to ISI>://WOS:A1988P978700049>. Acesso em: 15 ago. 2011.