

2000/20

Tese de Doutorado

**“EFEITOS DE PRESSÃO
HIDROSTÁTICA SOBRE AS
PROPRIEDADES DE TRANSPORTE EM
CERÂMICAS SUPERCONDUTORAS”**

Jorge Luis González Alfonso.

**Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas
Rio de Janeiro, de 2000.**

Agradecimentos.

Agradeço em primeiro lugar ao povo do Brasil e ao governo brasileiro por ter me dado a oportunidade de realizar este trabalho. Em particular gostaria agradecer à Coordenadora de Apoio à Pesquisa (CAPES) que financiou este doutorado.

Agradeço à professora Elisa Baggio-Saitovitch por ter me dado a oportunidade de fazer parte de seu grupo e ter orientando meu trabalho de doutorado.

A todo o conjunto de professores do CBPF que sempre me acolheu e ajudou.

A todos meus amigos que fizeram parte da minha família aqui no Brasil.

A todos, obrigados.

Lista de Tabelas

Tabela 3.1. Parâmetros usados no processo de ajuste dos dados experimentais. W_{med} e m representam os parâmetros da distribuição. Note que o valor médio da distribuição é mW_{med} .-----	51
Tabela 3.2. Alguns dos parâmetros usados nos ajustes dos dados da TI-amostra.-----	54
Tabela 5.1. Parâmetros de ajuste usados nas medidas de $J_c(H,P)$.-----	92
Tabela 5.2. Energia de <i>pinning</i> a $P = 0$ kbar obtida para diferentes correntes.-----	97
Tabela 5.3. Energia de <i>pinning</i> a $P = 2.6$ kbar obtida para diferentes correntes.-----	98
Tabela 5.4. Energia de <i>pinning</i> para as diversas pressões usadas no experimento.-----	99

Lista de Figuras

Figura 1.1 Diagrama de fases H-T para um supercondutor tipo II. -----	2
Figura 1.2 Resumo histórico sobre a supercondutividade.-----	4
Figura 1.3 Evolução com o tempo dos materiais supercondutores.-----	5
Figura 2.1 SEM da amostra $Hg_{0,82}Re_{0,18}Ba_2Ca_2Cu_3O_{8+\delta}$ mostrando os grãos formados dentro da cerâmica policristalina.-----	19
Figura 2.2 Histograma de tamanho de grão obtido a partir de uma inspeção visual do estudo feito por SEM. -----	20
Figura 2.3 SEM da amostra $(Tl_{0,5}Pb_{0,5})(Ba_{0,2}Sr_{0,8})_2CaCu_3O_{8+\delta}$ mostrando os grãos formados dentro da cerâmica policristalina-----	21
Figura 2.4 Histograma de tamanho de grão obtido a partir de uma inspeção visual do estudo anterior feito por SEM na amostra-Tl.-----	21
Figura 2.5 Resistência contra a temperatura na região da transição supercondutora para as três pressões usadas na medida.-----	23
Figura 2.6 Variação da resistência com a temperatura tomada na amostra sem pressão aplicada-----	24
Figura 2.7 Variação da resistência com a temperatura tomada na amostra com uma pressão aplicada de 3.2 kbar.-----	25
Figura 2.8 Variação da resistência com a temperatura tomada na amostra com uma pressão aplicada de 5.9 kbar. -----	25
Figura 2.9 Dependência da resistência com a temperatura tomada a campo zero para algumas das pressão usadas no experimento.-----	26

Figura 2.10 Transição resistiva em presença de campo magnético para $P = 4.1$ kbar-----	27
Figura 2.11 Transição resistiva em presença de campo magnético para $P = 7$ kbar.-----	27
Figura 2.12 Transição resistiva em presença de campo magnético para $P = 10.6$ kbar. ---	28
Figura 2.13 Transição resistiva em presença de campo magnético para $P = 11.9$ kbar. ---	28
Figura 2.14 Curvas $V(I)$ tomadas na amostra sem pressão aplicada e para diferentes campos magnéticos.-----	30
Figura 2.15 Curvas $V(I)$ tomadas a $P=2.2$ kbar para diferentes campos magnéticos.-----	31
Figura 2.16 Curvas $V(I)$ tomadas a $P=4.4$ kbar para diferentes campos magnéticos.-----	31
Figura 2.17 Curvas $V(I)$ tomadas a $P=6.2$ kbar para diferentes campos magnéticos.-----	32
Figura 2.18 Curvas de $V(t)$ medidas sem pressão aplicada sobre a amostra-Hg.-----	33
Figura 2.19 Curvas $V \times t$ obtidas para a amostra-Hg com uma pressão externa de 2.6 kbar.- -----	34
Figura 2.20 Curvas $V(I)$ tomadas na amostra-Tl sem pressão aplicada e para alguns campos magnéticos.-----	35
Figura 3.1 Fronteira de grão inclinada. Os símbolos representam os deslocamentos e D é a distância dentre eles.-----	40
Figura 3.2 Corrente crítica como função do campo magnético medido na amostra-Hg. ---	49
Figura 3.3 Dependência com o campo magnético da densidade de corrente crítica normalizada a seu valor para zero campo.-----	50
Figura 3.4 Corrente crítica contra campo magnético para a amostra de tálio.- -----	53
Figura 3.5 Densidade de corrente crítica como função do campo magnético obtida para a amostra-Tl. -----	54.
Figura 3.6 Dependência da densidade de corrente crítica com o campo magnético para as duas amostras estudadas neste trabalho.-----	55

Figura 4.1 Primeira derivada das curvas $R(T)$ tomadas a diferentes pressões porém sem campo magnético aplicado. -----	62
Figura 4.2 Temperatura de <i>onset</i> da transição tomada segundo o critério discutido no texto.-----	63
Figura 4.3 Curvas $H(T_{on})$ para as diferentes pressões. -----	64
Figura 4.4 Superposição das curvas $H(t_{on})$ quando T_{on} é escalada com a temperatura crítica tomada a cada pressão.-----	65
Figura 4.5 Primeira derivada das curvas $R(T)$ tomadas a diferentes pressões. A temperatura crítica é definida como aquela onde ocorre o máximo da curva.-----	71
Figura 4.6 Dependência da temperatura crítica com a pressão para a amostra-T1. A linha contínua representa um ajuste linear de $T_c(P)$.-----	72
Figura 4.7 $H(T_{on})$ curvas para as diferentes pressões obtidas segundo as medições descritas no texto.-----	73
Figura 4.8. Curvas de $H(t_{on})$ obtidas para todas as pressões usadas no experimento. t_{on} é a temperatura reduzida $t_{on} = T_{on}(P) / T_c(P)$.-----	74
Figura 4.9 Curvas $H(t_{on})$ tomadas para as amostras de mercúrio e tálio a $P = 5.9$ e $P = 5.5$ kbar respectivamente.-----	75
Figura 5.1 Corrente crítica em função da pressão sem campo magnético externo aplicado.-----	84
Figura 5.2 Densidade de corrente crítica em função do campo magnético externo para quatro diferentes pressões externas aplicadas. -----	87
Figura 5.3 Dependência de $J_c(B)$ com o campo magnético.-----	89
Figura 5.4 Dependência da densidade média de força de <i>pinning</i> com o campo magnético.-----	90

Figura 5.5 Dependência da densidade de corrente crítica com o campo magnético para $B \leq B^*$ tomada a diferentes pressões usadas no experimento.-----	91
Figura 5.6 Curvas $V(t)$ tomadas a $P = 0$ kbar em escala semi-logarítmica. -----	96
Figura 5.7 Curvas $V(t)$ tomadas a $P = 2.6$ kbar em escala semi-logarítmica.-----	98
Figura 5.8 Magnetização contra temperatura nas condições de <i>zero-field cooling</i> e <i>field cooling</i> -----	102

SUMÁRIO.

Resumo.

1. Introdução.

1.1 Alguns aspectos da Supercondutividade.	1
1.2 Supercondutores cerâmicos de alta temperatura crítica.	6
1.3 Relação entre propriedades de transporte e microestrutura nos supercondutores cerâmicos.	7
1.3.1 Corrente crítica as cerâmicas policristalinas.	8
1.3.2 Início da dissipação.	9
1.4 Efeitos da pressão nos materiais supercondutores.	10
1.5 Estudos relacionados com a influência da pressão nas propriedades de transporte nos cupratos de alta- T_c .	11
1.6 Objetivos da tese.	13
1.7 Referências.	15

2. Detalhes e Resultados experimentais.

2.1 Amostras.	17
2.1.1 Microestrutura das amostras.	19
2.2 Influência da pressão no <i>onset</i> da dissipação.	22
2.2.1 Resultados na amostra-Hg.	23
2.2.2 Resultados na amostra-Tl.	26
2.3 Influência da pressão na corrente crítica e na Energia de pinning.	29
2.3.1 Influência da pressão na corrente crítica: Resultados na amostra de mercúrio.	29
2.3.2 Influência da pressão na energia de <i>pinning</i> : Resultados na amostra de mercúrio.	32
2.4 Corrente crítica na amostra de tálio.	34
2.5 Referências.	36

3. Modelo analítico para a dependência da densidade de corrente crítica com o campo magnético nas cerâmicas supercondutoras $\text{Hg}_{0.82}\text{Re}_{0.18}\text{Ca}_2\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{8+\delta}$ e $(\text{Tl}_{0.5}\text{Pb}_{0.5})(\text{Ba}_{0.2}\text{Sr}_{0.8})_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{8+\delta}$.

3.1 Resumo.....	37
3.2 Introdução.....	37
3.3 Modelo teórico.....	43
3.4 Alguns comentários sobre o modelo.....	46
3.4.1 Análise para campos baixos ($\alpha \gg 1$).....	46
3.4.2 Análise para campos altos ($\alpha \ll 1$).....	48
3.5 Discussões.....	48
3.5.1 amostra-Hg.....	48
3.5.2 amostra-Tl.....	52
3.6 Conclusões.....	56
3.7 Referências.....	57

4. Efeitos da pressão e do campo magnético no início da dissipação nos compostos supercondutores $\text{Hg}_{0.82}\text{Re}_{0.18}\text{Ba}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{8+\delta}$ e $(\text{Tl}_{0.5}\text{Pb}_{0.5})(\text{Ba}_{0.2}\text{Sr}_{0.8})_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{8+\delta}$.

4.1 Resumo.....	59
4.2 Introdução.....	59
4.3 Discussão dos resultados para o caso da amostra de mercúrio.....	61
4.4 Discussão para o caso da amostra de tálio.....	71
4.5 Conclusões.....	77
4.6 Referências.....	78

5. Efeitos da pressão e do campo magnético na corrente crítica do supercondutor $\text{Hg}_{0.82}\text{Re}_{0.18}\text{Ba}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{8+\delta}$.

5.1 Resumo.....	80
5.2 Introdução.....	80
5.3 Influência da pressão na corrente crítica.....	83
5.3.1 Dependência da corrente crítica com a pressão sem campo magnético aplicado.....	83

5.3.2 Dependência da corrente crítica com a pressão em presença de um campo magnético aplicado.....	87
5.4 Dependência com a pressão da energia de pinning da amostra.....	92
5.4.1 Energia de ativação através de medidas de relaxação.....	93
5.4.2 Análise dos resultados e discussão.....	95
5.5 Estudo de possíveis deformações plásticas introduzidas pela pressão.....	101
5.6 Conclusões.....	103
5.7 Referências.....	104
6. Conclusões gerais.	105

RESUMO.

Foram estudados os efeitos da pressão nas propriedades de transporte de supercondutores cerâmicos. Especificamente dois compostos foram estudados, $\text{Hg}_{0.82}\text{Re}_{0.18}\text{Ba}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{8+\delta}$ e $((\text{Tl}_{0.5}\text{Pb}_{0.5})(\text{Ba}_{0.2}\text{Sr}_{0.8})_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{8+\delta})$. Estes compostos foram escolhidos por serem os que apresentam as maiores temperaturas críticas dentre os cupratos de alta- T_c . Partindo da suposição de que as fronteiras entre os grãos controlam o transporte de pares de Cooper através da amostra foi desenvolvido um modelo teórico para a dependência da densidade de corrente crítica (J_c) com o campo magnético. O modelo permitiu correlacionar resultados experimentais com a microestrutura das amostras. Por outro lado foi constatado nos dois compostos que a pressão aumenta a temperatura crítica a uma taxa aproximada $\partial_P T_c \approx 0.2$ K/kbar. Paralelamente, a temperatura do onset da dissipação, $T_{\text{on}}(H)$, aumentou a uma taxa relativa ($\partial_P T_{\text{on}}(H) / T_{\text{on}}(H)$) similar ao aumento da temperatura crítica. Este efeito foi notado em ambas amostras e, foi associado com um aumento do *gap* supercondutor a zero temperatura induzido pela pressão hidrostática. Este último efeito também foi o principal responsável pelo aumento da corrente crítica de transporte na amostra $\text{Hg}_{0.82}\text{Re}_{0.18}\text{Ba}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{8+\delta}$. Experimentalmente foi constatado que o aumento de J_c com a pressão depende do campo magnético aplicado sobre a amostra, diminuindo na medida que o mesmo aumenta e, desaparecendo a partir de certo valor, especificamente $B^* = 50$ G. Isto foi associado com a presença no material de dois tipos de fronteiras de grãos que controlam J_c em diferentes faixas de campos magnéticos. Por último a energia de pinning associada com as fronteiras de ângulo pequeno independe da pressão, assim como também não foram observadas deformações plásticas capazes de alterar a temperatura de irreversibilidade do sistema.

ABSTRACT.

The effect of the pressure on the properties of ceramic superconductors were studied. Specifically two compounds were studied, $\text{Hg}_{0.82}\text{Re}_{0.18}\text{Ba}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{8+d}$ and $((\text{Tl}_{0.5}\text{Pb}_{0.5})(\text{Ba}_{0.2}\text{Sr}_{0.8})_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{8+\delta})$, respectively. These compounds were chosen because they have the highest critical temperature amongst the high- T_c cuprates. Assuming that the boundaries between the grains control the carrier of Cooper pairs through the sample, a theoretical model was developed for the dependence of the critical current density (J_c) with the magnetic field. The model allowed to correlate experimental results with the microstructure of the samples. On the other hand, it was clear for the two compounds that the pressure increases the critical temperature to a rate of $\partial_P T_c = 0.2 \text{ K/kbar}$ approximately. At the same time, the temperature onset of the dissipation, $T_{\text{on}}(H)$, was increased to a relative rate $(\partial_P T_{\text{on}}(H) / T_{\text{on}}(H))$ equal to the rate for the increasing of the critical temperature. This effect was found in both samples and, it was associated with an increase of the superconductor gap at zero temperature induced by the hydrostatic pressure. This last effect also was the main responsible for the increase of the critical current in the $\text{Hg}_{0.82}\text{Re}_{0.18}\text{Ba}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{8+d}$ sample. Experimentally, it was found that the increase of J_c with the pressure depends on the applied magnetic field (B), diminishing with the increasing of the applied magnetic field and disappearing for a certain value, identified as $B^* = 50 \text{ G}$. This was associated with the presence in the material of two kinds of grain boundaries which control J_c in different magnetic field regions. Finally the pinning energy associated with the grain boundaries of small angle was independent of the pressure and no plastic deformations were observed in the sample capable to modify the irreversibility temperature.

CAPITULO I. INTRODUÇÃO GERAL.

1.1 ALGUNS ASPECTOS DA SUPERCONDUTIVIDADE.

A supercondutividade foi descoberta em 1911 por Kamerlingh Onnes, que foi o primeiro a liqüefazer hélio e, posteriormente, realizou investigações relacionadas com a dependência da resistividade elétrica com a temperatura descobrindo que a resistividade elétrica do mercúrio desaparecia abaixo de uma determinada temperatura [1]. O novo fenômeno foi denominado Supercondutividade e a temperatura em que ocorre este fenômeno foi denominada “temperatura crítica”.

Posteriormente o mesmo fenômeno foi descoberto em outros elementos químicos e em 1933 foi descoberta uma segunda propriedade que identifica a supercondutividade como um estado novo da matéria, especificamente o chamado efeito “Meissner-Ochsenfeld” [2]. Esse efeito consiste na exclusão do fluxo magnético do interior do material quando este é exposto a um campo magnético. Do ponto de vista físico esta propriedade é a fundamental e identifica esse fenômeno com um estado novo da matéria diferenciando-o do estado de condutividade perfeita, no qual é possível também atingir um estado com resistência elétrica zero.

A primeira tentativa de estabelecer uma teoria aconteceu no ano 1934 com os irmãos F. e H. London. Eles postularam um modelo simples conhecido como modelo dos dois fluidos. As duas equações explicam as duas propriedades fundamentais dos supercondutores a saber, estado de resistência nula e efeito Meissner. A teoria predisse a existência de um comprimento de penetração para o campo magnético (λ) [3].

A primeira grande teoria fenomenologica surgiu em 1950 e foi desenvolvida por Ginzburg-Landau (GL) [4]. O primeiro extrapolou a teoria de transformação de fases de Landau ao caso da supercondutividade. A teoria trata a transição do estado normal no estado supercondutor como uma transição ordem-desordem. Nessa teoria o estado ordenado (supercondutor) é caracterizado por um parâmetro de ordem, o qual atualmente é associado com a densidade de pares de Cooper ou super-elétrons. A teoria GL proporciona duas equações com as quais é possível calcular a distribuição de campos e o número de superelétrons no material.

A partir da teoria *Ginzburg-Landau*, Abrikosov [5] propôs que para determinadas condições, era energeticamente favorável para o sistema supercondutor deixar penetrar o campo magnético dentro dele em forma de tubos de fluxo magnético ou vórtices, cada estrutura carregando um quantum de fluxo magnético. O supercondutor que apresenta esta propriedade é identificado como de tipo II.

Segundo a teoria, isto acontece quando o parâmetro $k = \lambda/\xi$ é maior que $1/\sqrt{2}$. Os supercondutores de T_c muito baixa normalmente apresentam $k \ll 1$ e se comportam como um supercondutor tipo I. Já no caso dos supercondutores de alta T_c , (como por exemplo os estudados nesta tese) o comprimento de coerência (ξ) é muito pequeno, logo o parâmetro k adquire valores muito maiores que o valor crítico e surgem os vórtices. Uma clara evidência experimental deste efeito pode ser observado nos experimentos de decoração magnética feitos em cupratos de alta T_c [6].

A presença desses vórtices provoca fenômenos físicos diferentes daqueles observados nos supercondutores de tipo I. Além do mais, as altas temperaturas críticas destes materiais provoca variados efeitos nos vórtices, como por exemplo a sua ativação térmica, o que leva a um complicado diagrama de fases campo magnético-temperatura. O diagrama de fases para um supercondutor tipo II com alta T_c pode ser observado na figura 1.1.

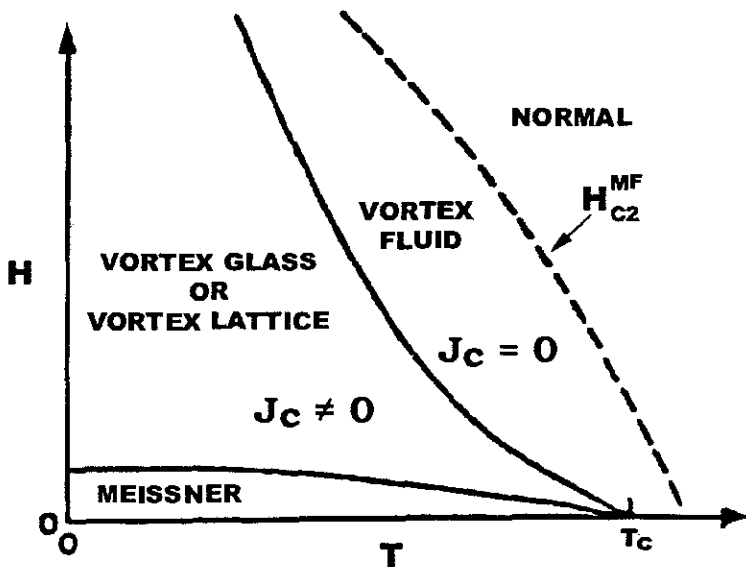


Figura 1.1 Diagrama de fases H-T para um supercondutor tipo II.

Está bem delimitada uma linha $H_{c2}(T)$ no plano H-T, que separa a fase normal da supercondutora. Também existe uma segunda linha $H_{c1}(T)$, abaixo da qual o material expelle totalmente o campo magnético. O estado entre essas duas linhas é conhecido como estado misto, e é nessa região onde os vórtices penetram o interior do material.

Quando uma corrente é aplicada sobre um supercondutor tipo II, que está no estado misturado, a mesma provoca uma força tipo Lorentz ($F_L = I \times \phi_0$) sobre os vórtices que tenta movimenta-los. O movimento desses vórtices provoca o surgimento de dissipação no material. Se o material fosse ideal, os vórtices poderiam se movimentar com qualquer corrente, sendo a corrente crítica nula. No caso dos materiais reais existem deformações estruturais que se comportam como regiões normais sendo energeticamente favorável para os vórtices se localizarem nessas regiões. Estas regiões no material são conhecidas como *centros de pinning* e, prendem esses vórtices. A força que exercem sobre os vórtices é chamada *força de pinning* (F_p). A existência desses centros de *pinning* é responsável por um valor verdadeiro, diferente de zero, da corrente crítica I_c nos materiais reais [7]. Alias, para $I = I_c$, a seguinte condição é obedecida, $I_c \phi_0 = F_p$.

A dinâmica dos vórtices é influenciado também pelo fato de que os high- T_c normalmente são estudados a temperaturas relativamente altas, permitindo que a energia térmica associada com essas temperaturas, estabeleça um movimento termicamente ativado dos vórtices entre os diferentes centros de pinning (mecanismo conhecido como flux-creep). Tudo isto leva a um diagrama de fases para um supercondutor tipo II seja bem complicado e, com diferentes fases associadas à inter-relação entre os vórtices e a rede de centros de pinning [8].

Também no diagrama de fases de um SC tipo II, está bem definida uma outra fronteira que separa duas regiões: uma acima, que apresenta magnetização reversível e na qual a corrente crítica desaparece, e uma outra para temperaturas e campos menores onde existe um valor real diferente de zero para a corrente crítica [9]. A existência dessa linha, chamada *linha de irreversibilidade* é produto de uma combinação entre o movimento termicamente ativado dos vórtices (desordem dinâmico) e a desordem estática, produzida pelas imperfeições do material que prendem os vórtices e atuam como centros de pinning, evitando a sua movimentação.

Por outro lado, em 1957 foi desenvolvida a única teoria microscópica sobre a supercondutividade por Barden, Cooper e Schifer. Ela é conhecida como teoria BCS (as iniciais de seus descobridores), e postula que a supercondutividade é carregada por partículas chamadas pares de Cooper ou super-elétrons. Cada par de Cooper está formado por elétrons que estão acoplados no espaço imaginário do k . O fato da supercondutividade ser carregada pelos super-elétrons, pode ser entendido se imaginamos que esses dois elétrons tem seus spins antiparalelos de forma tal que o *spin* total do par é zero. Então o comprimento de onda associado com o par vai ser infinito e em nenhuma circunstancia, o par como um todo, pode ser espalhado pelas imperfeições da rede cristalina [10].

Outro descobrimento importante, relacionado com a supercondutividade, aconteceu no ano 1962. B. Josephson descobriu que os pares de Cooper podiam atravessar uma barreira de potencial no sentido usual de *tunneling*, ele em essência descobriu o chamado *tunneling de pares de Cooper* ou efeito Josephson [11]. Um resumo do que foi apresentado nos parágrafos anteriores pode ser observado na figura 1.2 .

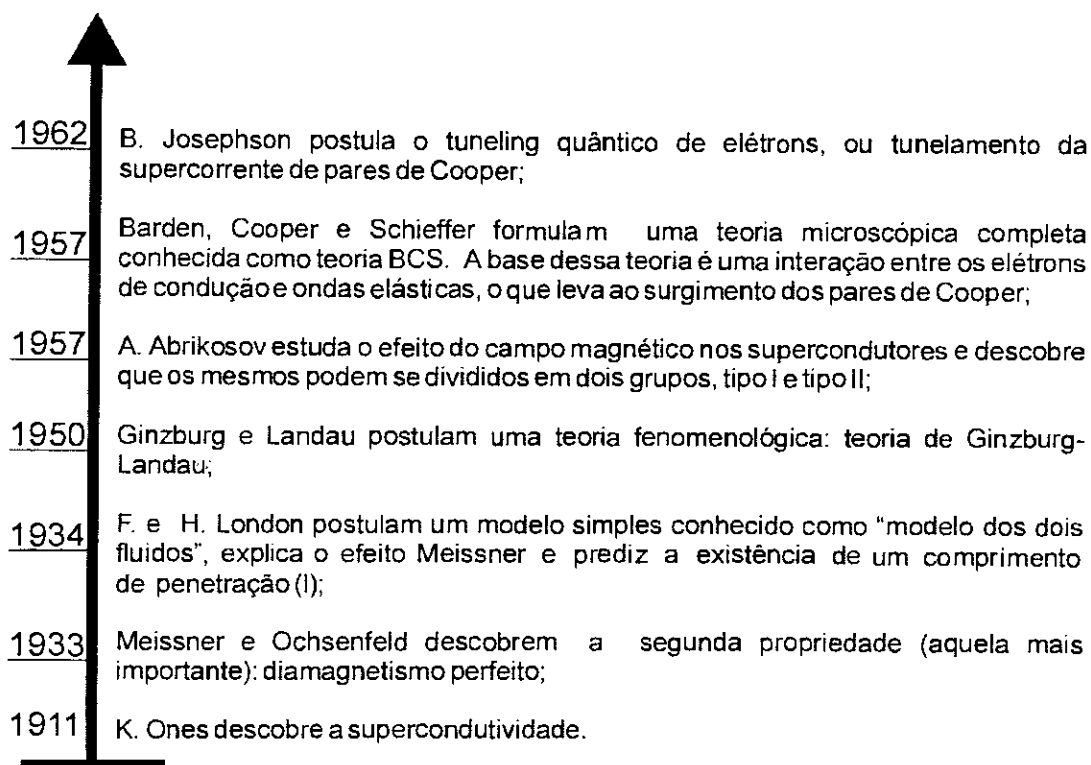


Figura 1.2. Resumo histórico sobre a supercondutividade.

O primeiro material supercondutor (mercúrio) foi descoberto no ano 1911, e em seguida a supercondutividade foi pesquisada em outros elementos químicos. Por volta de 1930 tinha sido observada a transição supercondutora em quase metade da tabela periódica, incluindo o nióbio (1930). Nas décadas seguintes não foram feitos grandes progressos na área e só em abril de 1986 se descobriu a primeira cerâmica formada a base de (LaBa)-214 com temperatura crítica em torno de 30 K. Estudos com pressão incrementaram esse valor até quase 60 K e logo em seguida, em janeiro de 1987 ocorreu o grande salto com o descobrimento do composto *YBCO*, o qual foi o primeiro material com T_c acima de 77 K. Posteriormente surgiram os sistemas a base de BiSrCaCuO (T_c máxima de 115 K), TlBaCaCuO (124K) e o HgBaCaCuO (132). Atualmente o recorde de temperatura critica é de quase 160 K, e foi obtida em 1993 no sistema Hg-1223 sobre pressão. A evolução temporal da temperatura crítica dos materiais supercondutores pode ser observada na figura 1.3.

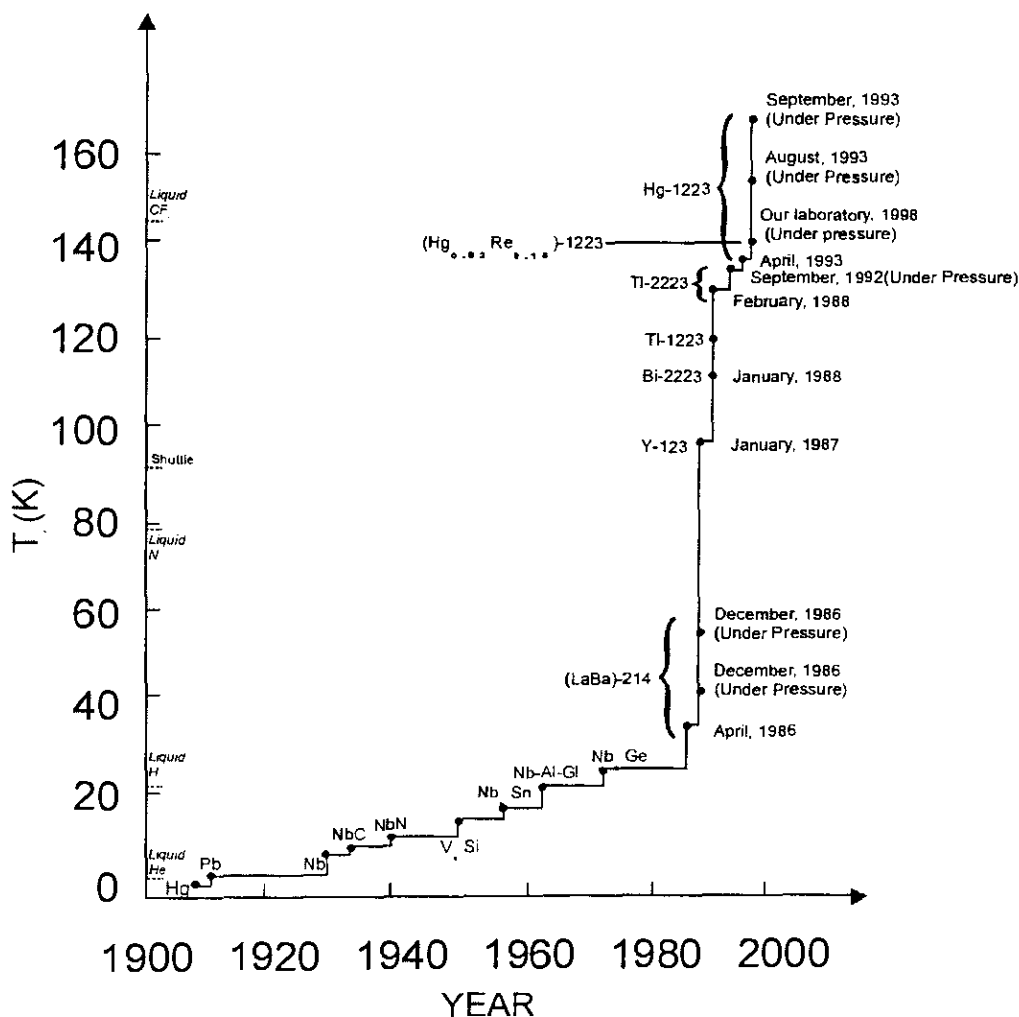


Figura 1.3. Evolução com o tempo dos materiais supercondutores.

1.2 SUPERCONDUTORES CERÂMICOS DE ALTA TEMPERATURA CRÍTICA.

Atualmente um grande número de aplicações necessitam de materiais de grandes dimensões e boas características físicas. Estes materiais, em sua maioria, só podem ser obtidos em forma cerâmica cuja produção envolve diferentes técnicas usando diferentes precursores como ponto de partida. O resultado final é uma cerâmica composta de uma distribuição de grãos. Algumas das propriedades físicas destes supercondutores granulares são diferentes daquelas dos *monocristais* e estão relacionadas com a sua própria microestrutura.

Estes materiais cerâmicos estão formados por grãos interconectados entre si por regiões intergranulares. Dependendo do método de obtenção destas amostras, a sua microestrutura vai tomar uma forma ou outra, com características diferentes, como por exemplo, o tamanho de grão médio pode ser diferente. Isto conseqüentemente, vai afetar as propriedades elétricas e magnéticas destes materiais [12].

As propriedades físicas de um material supercondutor cerâmico podem ser classificadas como intragranular ou intergranular, dependendo se a mesma está associada a os grãos ou às regiões entre eles. Por exemplo, ao colocar um supercondutor cerâmico na presença de um campo magnético, este vai penetrar primeiro as regiões intergranulares a partir de um certo valor de campo magnético definido como primeiro campo crítico intergranular, ou H_{c1I} . Um sucessivo incremento do campo magnético fará com que ele comece a penetrar o interior dos grãos, e então podemos falar de um H_{c1g} ou primeiro campo crítico intragranular.

Esta mesma classificação pode ser dada às outras propriedades físicas. Assim podem ser definidas duas linhas de irreversibilidades, uma intragranular e outra intergranular [13]. Isto é uma dificuldade na hora de apresentar valores para qualquer grandeza física estudada, pois a mesma pode conter duas contribuições, uma intra e a outra intergranular. Diferentes esforços tem sido feitos com o objetivo de separar estas duas contribuições em amostras cerâmicas, assim como entender os mecanismos físicos associados com elas.

1.3 RELAÇÃO ENTRE PROPRIEDADES DE TRANSPORTE E MICROESTRUTURA NOS SUPERCONDUTORES CERÂMICOS.

Os objetivos desta tese estão centrados sobre a influência da pressão na corrente crítica e nas propriedades de transporte destes materiais policristalinos. Logo é necessário fazer uma análise sobre os principais resultados teóricos relacionados com estes tópicos. No caso dos materiais granulares podemos definir duas correntes críticas, uma no interior dos grãos, corrente crítica intragranular, e a outra, associada com as regiões intergranulares [14].

Mediante experimentos de susceptibilidade AC ou magnetização podemos obter uma estimativa da corrente crítica intragranular, enquanto medições de transporte proporcionam uma estimativa da componente intergranular [15]. Vale a pena destacar que a corrente crítica intragranular é entre 100 e 1000 vezes mais alta do que a intergranular. O valor pequeno da corrente crítica de transporte em amostras granulares, como será discutido a seguir, é uma consequência direta da natureza granular destes materiais.

Em essência, nos materiais cerâmicos a presença de uma corrente crítica de transporte está associada com a existência de um caminho percolativo através do qual a supercorrente pode viajar de um contato de corrente até o outro. A passagem desta supercorrente nestes caminhos está limitada ou afetada pelas fronteiras de grãos presentes na amostra. Estas fronteiras são regiões com uma desordem elevada, induzida por uma forte presença, na própria fronteira, de deformações estruturais como deslocamentos, fases secundárias, etc. Logo a estrutura cristalina do supercondutor ao longo da fronteira está deformada e, conseqüentemente a supercondutividade deprimida (senão quebrada) pelas fronteiras entre grãos [16].

Assim as propriedades de transporte nestes materiais policristalinos estão determinadas pelas fronteiras entre grãos ou regiões intergranulares, conforme tem sido demonstrado nos materiais policristalinos. Deste modo é de esperar que importantes parâmetros dos supercondutores cerâmicos da alta- T_c , como a corrente crítica e o próprio início da dissipação, os quais são objetivo do estudo apresentado aqui, estejam associado com a microestrutura da cerâmica.

1.3.1 CORRENTE CRÍTICA NAS CERÂMICAS POLICRISTALINAS.

O fato da corrente crítica ser controlada pelas fronteiras de grão pode ser entendido da seguinte maneira. Estas fronteiras podem se classificar em dois tipos, fronteira de grão tipo fraca (*weak link*), ou fronteira de grão tipo forte acoplamento (*strong link*). Na primeira o grau da desordem é muito grande, e ela contém um número muito grande de deslocamentos de diversos tipos. Associadas a estes deslocamentos está uma energia de deformação que quebra a estrutura do material no entorno do núcleo do deslocamento, levando toda essa região ao estado normal ou deprimindo a supercondutividade. Estes deslocamentos se superpõem uns com outros dando lugar a uma estrutura bem deformada com alguns canais entre eles. A passagem de pares de Cooper se dá através destes filamentos, mas, como a largura dos mesmos é da ordem de alguns nanômetros e o comprimento de coerência do par é da mesma ordem, a passagem se dá por efeito Josephson. Já no caso do *strong-link* existem canais largos através dos quais a corrente de pares de Cooper pode passar de um grão a outro sem restrição [17].

Estes *weak-links* controlam a corrente crítica para as amostras policristalinas e, entre outras coisas, são os principais responsáveis pela dependência da corrente crítica com o campo magnético. Este fato já foi constatado experimentalmente em junções isoladas [18], e logo vários trabalhos têm tentado extrapolar esses resultados com o objetivo de explicar a curva $I_c(B)$ em amostra maciças policristalinas.

Todos estes trabalhos partem da suposição inicial de que a rede de WL controla I_c na amostra, sendo a corrente crítica de transporte na amostra uma média das contribuições a I_c de todos estes *weak-links*. O fato da amostra ter uma distribuição de *weak-links* complica esta problemática, portanto a mesma só tem sido focalizada numericamente dado a complexidade dos cálculos envolvidos. Qualquer modelo analítico que tente explicar $I_c(B)$ deve partir de uma análise da microestrutura e, é claro, definindo uma função de distribuição para os WL.

Dentre os trabalhos reportados na literatura, e que têm tentado tratar este problema, cabe sinalizar os feitos por Peterson e Ekin [19], Müller e colaboradores [20], e Altshuler e colaboradores [21] que são os mais completos sobre o tema. Todos partem da idéia inicial, sugerida por Peterson e Ekin, de que a rede de WL da amostra controla a corrente crítica total. A diferença entre eles está na dependência $I_c(B)$ usada para uma junção isolada, que, ora foi tomada como um padrão de Airy, ora foi um clássico padrão de Franhofer. Nos três trabalhos,

a análise feita foi numérica levando a uma boa concordância entre experimento e teoria. Até o momento o único modelo analítico usando a metodologia descrita anteriormente, foi desenvolvido por Mezetti e colaboradores [22]. Eles colocaram uma simples função de distribuição para tentar explicar possíveis efeitos da irradiação na corrente crítica.

Qualquer modelo derivado da análise anterior deve ser capaz de concluir a respeito dos efeitos da pressão na corrente crítica da amostra, assim como na sua dependência com o campo magnético. Isto é devido ao fato de que é esperado que a pressão modifique a rede de weak-links, assim como também algumas das suas propriedades intrínsecas associadas com a condução elétrica através da mesma.

1.3.2 INICIO DA DISSIPACÃO.

Da mesma forma que a corrente crítica, o *onset* da dissipação nestas amostras, está determinado pela sua estrutura granular. Experimentos anteriores provaram que o início da dissipação ocorre na região intergranular ou fronteira de grão e, isto pode ser entendido segundo um ponto de vista energético.

Como foi dito, a passagem da corrente de pares de Cooper de um grão a outro acontece mediante o efeito *Josephson*. Segundo a teoria, através do *weak-link* vai circular uma supercorrente segundo uma lei: $I_c = I_{c_{\max}} \sin(\Delta\phi)$, onde $\Delta\phi$ é a diferença de fases coerente do parâmetro de ordem supercondutor nos grãos adjacentes e $I_{c_{\max}}$ é a máxima supercorrente que pode tunelar. Este acoplamento de fases coerente tem associada uma energia potencial conhecida como energia de Josephson, E_j . A altas temperaturas, perto da temperatura crítica, as flutuações térmicas são importantes e eventualmente quebram estes acoplamento das fases do parâmetro de ordem, dando lugar a uma tensão. Isto é equivalente a dizer que a dissipação surge quando $E_j \approx k_B T$, onde $k_B T$ é a energia térmica.

Este ponto foi abordado teoricamente por Ambagaeokar-Halpherim [23] num trabalho relacionado com os efeitos das flutuações térmicas sobre o efeito *Josephson* dc. Em seu trabalho eles encontraram que as flutuações térmicas dão lugar a um ruído na tensão com valor médio diferente de zero, e conseqüentemente surge uma resistência (R). Eles encontraram uma expressão para R a saber: $R = R_N I_0(E_j/k_B T)$, onde R_N é a resistência em

estado normal da junção e I_0 é a função de Bessel de ordem zero. O modelo anterior é conhecido na literatura como “*thermally activated phase slippage*” (TAPS). Cabe ressaltar também que, experimentalmente o início da dissipação é equivalente a tomar um critério pequeno (dentro da resolução experimental) para R/R_N . Este trabalho, justifica a análise qualitativa feita no parágrafo anterior.

Os resultados da teoria AH foram usados por Gross e colaboradores para explicar os experimentos de transporte feitos em uma junção Josephson de YBCO [24], assim como também a teoria foi usada para obter a função de correlação da distribuição de supercorrente através da junção [25]. Por outro lado, tem se especulado que o acoplamento entre os planos de CuO_2 nos cupratos de alta T_c é do tipo Josephson, logo, outros trabalhos tem usado uma análise similar para ajustar dados experimentais relacionados com a resistividade elétrica ao longo do eixo c em monocristais de YBCO [26]. Toda esta teoria tem demonstrado ser eficiente na análise dos dados experimentais obtidos em junções de Josephson crescidas artificialmente.

No caso dos materiais cerâmicos, segundo foi discutido, os weak-links são responsáveis pelo surgimento da dissipação. Logo, uma análise qualitativa similar à anterior poderia ser usada para explicar o início da dissipação, podendo ajudar na compressão dos efeitos da pressão nas propriedades de transporte dos materiais granulares.

1.4 EFEITOS DA PRESSÃO NOS MATERIAIS SUPERCONDUTORES.

Está comprovado que a aplicação de uma pressão externa hidrostática exerce uma influência nas propriedades físicas supercondutoras. O efeito mais estudado tem sido o aumento da temperatura crítica com a pressão. Existe um consenso de que dois mecanismos fenomenológicos podem levar a este incremento. O primeiro deles é devido ao incremento de portadores (no caso buracos) nos planos CuO_2 onde acontece a supercondutividade. Esse aumento é devido a uma transferência de carga das cadeias de CuO aos planos CuO_2 [27]. Em amostras *underdoped* este processo provoca um aumento do número de buracos no planos CuO_2 com o concebido aumento de T_c .

Um outro mecanismo, o qual tem sido identificado na literatura como *termo intrínseco*, parece ter um papel importante, sobretudo nas amostras que estão no regime optimamente dopado

com relação à quantidade de oxigênio. Este termo é responsável pelo incremento de T_c com a pressão e, cujo origem não está associado com um incremento no número de portadores no planos de CuO_2 [28]. A origem deste termo permanece uma incógnita até hoje e, dentre os estudos relacionados com este termo cabe destacar os feitos por Evandro e colaboradores [29] assim como Anchilera e colaboradores [30]. Nestes trabalhos o termo intrínseco foi relacionado com um aumento do *gap* supercondutor. Isto pode ser entendido se levarmos em conta que a pressão deforma a rede cristalina a nível microscópico e, estas deformações produzem uma variação no potencial de interação elétron-fonon (V) que, segundo a teoria BCS modifica o *gap* supercondutor.

O fato da pressão atingir diretamente a microestrutura do material modificando parâmetros tanto macroscópicos como microscópicos dos supercondutores, faz com que as propriedades físicas destes materiais sejam alteradas. Logo, outros estudos tem focado a influência da pressão nas propriedades de transporte assim como também magnéticas dos supercondutores. Este tópico é essencial quando se olha para os supercondutores desde um ponto de vista aplicativo e está estreitamente relacionado com o nosso trabalho de tese apresentado aqui.

1.5 ESTUDOS RELACIONADOS COM A INFLUÊNCIA DA PRESSÃO NAS PROPRIEDADES DE TRANSPORTE NOS CUPRATOS DE ALTA- T_c .

Cabe sinalizar que não obstante a pressão ser uma ferramenta importante no estudo das propriedades de transporte nos supercondutores de alta- T_c poucos trabalhos tem sido publicados. Nesta seção serão apresentados os resultados mais importantes relacionados com estes estudos realizados nos cupratos de alta- T_c .

Estudos iniciais sobre a influência da pressão, na corrente crítica e T_c , em cerâmicas pertencentes ao sistema YBCO assim como também em amostras texturizadas do mesmo sistema foram realizados por Svistunov et al [31]. Eles encontraram que $(d\ln J_c/dP)$ é menor nas amostras texturadas. Isto foi explicado tomando em consideração que, se bem que a pressão modifica as propriedades dos contatos tipo *Josephson* nas cerâmicas, o que leva a uma aumento de J_c com a pressão [32], estes mesmos contatos não se manifestam nas propriedades de transporte nas amostras texturadas. Posteriormente estudos similares foram realizados sobre a dependência de $(d^n J_c/dP)$ com a temperatura em filmes finos de YBCO

[33]. Neste último estudo a variação relativa de I_c com a pressão dependeu da faixa de temperatura assim como das amostras usadas no experimento.

Outros estudos foram realizados nas outras famílias de supercondutores, especificamente amostras cerâmicas do sistema Tl-2212 [34], assim como cerâmicas e fitas pertencentes ao sistema Bi-2223 [35]. Na referencia 35 ($d\ln J_c/dP$) apresentou valores diferentes dos reportados nos sistemas de YBCO e, novamente, dois regimes foram constatados com relação à dependência de I_c com a pressão. Este último comportamento não linear de $I_c(P)$ foi associado com um incremento da não homogeneidade espacial do fluxo de corrente ou com a presença de fronteiras entre grãos com baixo ângulo. Outros estudos tem focalizado esta problemática em monocristais do sistemas Bi-2212 e Bi-2202 [36].

Por outro lado, poucos estudos tem abordado os possíveis efeitos da pressão no onset da dissipação ou especificamente na linha de irreversibilidade. Cabe destacar aqui o trabalho de S. Bud'ko e colaboradores [37] que encontraram que a temperatura de irreversibilidade para um campo magnético fixo tem um comportamento não monótono com relação à pressão. Novamente estas mudanças foram correlacionadas com mudanças nos mecanismos de pinning nestes materiais. Trabalhos recentes tem abordado este assunto também em monocristais do sistema formado a base de Bi-2212 [38,39].

Já no caso do sistema Hg-1223, que é aquele sistema que mais nos interessa, só existe um trabalho publicado sobre os efeitos da pressão na corrente crítica [40]. Neste trabalho foram estudados os efeitos da pressão sobre a corrente crítica e também acima da temperatura crítica. Os autores obtiveram, $(dT_c/dP) = 0.28$ K/kbar e $(d\ln J_c/dP) = 0.2$ kbar⁻¹, respetivamente. A partir de, $(d\ln T_c/dP) \ll (d\ln J_c/dP)$, eles concluíram que os contatos Josephson nessas amostras são fundamentalmente do tipo SNINS. Nesse trabalho não foi estudada a influência da pressão na dependência da corrente crítica com o campo magnético nem a linha de irreversibilidade. Para o sistema Tl-1223 não se conhecem trabalhos reportados sobre esta problemática.

Logo, como pode se observar, não existem muitos relatos a respeito e em especial para o sistema $Hg_{1-x}Re_xBa_2Ca_2Cu_3O_{8+\delta}$ não existe trabalho sobre os efeitos da pressão em I_c . Destacamos que, em geral, não se conhecem trabalhos sobre a influência da pressão em outros parâmetros importantes dos supercondutores, como por exemplo, energia de *pinning*. Os

objetivos desta tese, os quais serão apresentados a seguir se enquadram dentro desta linha de pesquisa.

1.6 OBJETIVOS DA TESE.

O interesse fundamental de nosso trabalho está relacionado com os mecanismos de dissipação nos supercondutores cerâmicos de alta temperatura crítica e, mais especificamente, com a influência da pressão. Nesta tese é desenvolvido um estudo sobre a influência combinada da pressão e o campo magnético nos mecanismos de dissipação nos sistemas supercondutores Hg-1223 e Tl-1223. Mais especificamente o estudo foi desenvolvido em amostras do tipo $\text{Hg}_{0.82}\text{Re}_{0.18}\text{Ba}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{8+\delta}$. e $(\text{Tl}_{0.5}\text{Pb}_{0.5})(\text{Ba}_{0.2}\text{Sr}_{0.8})_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{8+\delta}$, permitindo comparar os resultados obtidos em ambos compostos.

Segundo foi discutido no início deste capítulo, nos materiais cerâmicos as fronteiras de grãos presentes neles, e que atuam como *weak-links*, são os obstáculos principais que determinam os mecanismos de dissipação. Logo, este trabalho contém uma parte teórica em que é desenvolvido um modelo que permite obter uma expressão analítica para a dependência da corrente crítica com o campo magnético, $I_c(B)$. O mesmo possibilitou obter conclusões importantes sobre a relação entre microestrutura da amostra e suas propriedades de transporte, que posteriormente foram usadas para explicar os efeitos da pressão nas amostras supercondutoras.

Os estudos sobre pressão foram divididos em duas etapas. Na primeira foi abordada a problemática relativa à influência da pressão no acoplamento intergranular através de medições de resistividade como função da temperatura tomando o campo magnético como parâmetro externo. Em outras palavras, tenta-se responder às seguintes perguntas: (1) quando colocamos pressão numa amostra cerâmica supercondutora, o acoplamento intergranular melhora? (2) Esta melhora é devida às deformações microestruturais nos *weak-links* ou devido aos efeitos microscópicos da pressão no interior dos grãos?

A segunda etapa foi direcionada à própria variação da corrente crítica (e sua dependência com o campo magnético) com respeito à pressão. Foi observada a influência da pressão em $I_c(B)$ tentando esclarecer as origens do comportamento obtido. Foi testada também a dependência da energia de *pinning* com a pressão e, correlacionado com a dependência $I_c(B,P)$.

Toda a análise anterior, permitiu ter uma idéia do efeito de pequenas pressões (como são as aplicadas aqui) nas propriedades de transporte deste sistema. Outras possibilidades, como por exemplo a variação da temperatura ficam como sugestões para um trabalho futuro que de continuidade ao tema apresentado aqui.

1.7 REFERÊNCIAS.

1. H. Kamerlingh Onnes, *Leiden Commun.*, 120b, 122b, 124c (1911).
2. W. Meissner e R. Ochsenfeld, *Naturwissenschaft* 21 (1933) 787.
3. F. London e H. London, *Proc. Royal Society (London) A* 141 (1935) 71.
4. V. I. Ginzburg e L. Landau, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* 20 (1950) 1064.
5. A. A. Abrikosov, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* 35 (1957) 1442. veja também, *Sov. Phys. JETP* 5 (1957) 1174.
6. U. Essmann e H. Trauble, *Physics Letters* 24A (1967) 526.
7. A. R. Strnad, C. F. Hempstead e Y. B. Kim, *Physical Review Letters* 13 (1964) 794.
8. D. J. Bishop, P. L. Gammel, D. A. Huse e C. A. Murray, *Science* 255 (1992) 165.
9. K. A. Muller, M. Takashige e J. G. Bednorz, *Physical Review Letters* 58 (1987) 1143.
10. veja por exemplo: *Introduction to Superconductivity e High-T_c materials*. M. Cyrot e D. Pavuna. (1992) capítulo 5.
11. B. D. Josephson, *Physics Letters* 1 (1962) 251.
12. M. Tinkham e C. J. Lobb, *Solid State Physics* 42 (1989) 91.
13. J. L. González, P. Mune, L.E. Flores, e E. Altshuler, *Physica C*, 254 (1995) 76.
14. K. -H. Muller e A. J. Pauza, *Physica C* 161 (1989) 319.
15. M. C. Frischherz, F. M. Sauerzopf, H. W. Weber, M. Murakami e G. A. Emel'chenko, *Superconductor Science and Technology* 8 (1995) 485.
16. M. Prester, *Superconductor Science and Technology* 11 (1998) 333.
17. S. E. Babcock e J. L. Vargas, *Annu. Review Matter. Science* 25 (1995) 193.
18. por exemplo: M. Daumling, E. Sarnelli, P. Chaudhari, A. Gupta e J. Lacey, *Applied Physics Letters* 61 (1992) 1355.
19. R. L. Peterson e J. W. Ekin, *Physical Review B* 42 (1990) 8014. Veja também *Physical Review B* 37 (1988) 9848.
20. K. -H. Muller e D. N. Matthews, *Physica C* 206 (1993) 275.
21. E. Altshuler, Tese de Doutorado, (1994) Universidade da Habana.
22. E. Mezzeti, R. Gerbaldo, G. Ghigo, L. Gozzelino, B. Minetti, C. Camerlingo, A. Monaco, G. Cuttone e A. Rovelli, *Physical Review B* 60 (1999) 7623.
23. V. Ambegaokar e B. I. Halpering, *Physical Review Letters* 22 (1969) 1364.
24. R. Gross, P. Chaudhari, D. Dimos, A. Gupta e G. Koren, *Physical Review Letters* 64 (1990) 228.
25. S. Schuster, R. Gross, B. Mayer e R. P. Huebener, *Physical Review B* 48 (1993) 16 172.

26. J. D. Hettinger, K. E. Gray, B. W. Veal, A. P. Paulikas, P. Kostic, B. R. Washburn, W. C. Tonjes e A. C. Flewelling, *Physical Review Letters* 74 (1995) 4726.
27. D. Tristan Jover, R. J. Wijngaarden, H. Wilhelm, R. Griessen, S. M. Loureiro, J. --J. Capponi, A. Schilling, e H. R. Ott, *Physical. Review B* 54 (1996) 4265.
28. J. J. Neumeier e H. A. Zimmermann, *Physical Review B* 47 (1993) 8385.
29. E. V. L. Mello, e C. Acha, *Physical Review B* 56 (1997) 466.
30. G. G. N. Angilella, R. Pucci, e F. Siringo, *Physical. Review B* 54 (1996) 15 471.
31. V. M. Svistunov, V. Yu. Tarenkov, Yu. F. Revenko, O. I. Chernjak, A. I. D'Yachenko, M. Ciszek, J. Zaleski, *Modern Physics Letters*, 4 (1990) 645
32. V. M. Svistunov, V. Yu. Tarenkov, A. I. D'yakonov, V. Vasilenko, V. V. Klimov e E. M. Roizenblat, *Sov. Physics JETP* 73 (1991) 1076.
33. S. L. Bud'ko, M. F. Davis, J. C. Wolfe, C. W. Chu e P. H. Hor, *Physical Review B* 47 (1993) 2835.
34. J. Diederichs, W. Reith, B. Sundqvist, J. Niska, K. E. Easterling e J. S. Schilling, *Superconductor Science and Technology* 4 (1991) S97.
35. S. L. Bud'ko, Y. K. Tao, Y. Q. Wang, C. W. Chu e P. H. Hor, *Solid State Communications* 86 (1993) 441.
36. A. Yurgens, D. Winkler, T. Claeson, T. Murayama e Y. Ando, *Journal of Low Tempereature Physics* 117 (1999) 1211.
37. S. L. Bud'ko, A. E. Luppov, A. G. Gapotchenko e N. Motohira, *Solid State Communications* 96 (11995) 189.
38. A. Yurgens, D. Winkler, T. Claeson, T. Murayama e Y. Ando *Physical Review Letters* 82 (1999) 3148
39. M. P. Raphael, M. E. Reeves, E. F. Skelton e C. Kendziora, *Physical Review Letters* 84 (2000) 1587.
40. A. I. D'yachenko, V. Yu. Tarenkov, A. V. Abalioshev, R. V. Lutciv, Yu. N. Myasoedov e Ya. V. Boiko, *Physica C* 251 (1995) 207.

CAPÍTULO II

DETALHES E RESULTADOS EXPERIMENTAIS.

Neste capítulo são mostrados os principais resultados experimentais que serão discutidos nos capítulos seguintes. Junto com a apresentação dos resultados são discutidas algumas questões experimentais referentes à obtenção dos mesmos.

2.1 AMOSTRAS.

Este trabalho foi realizado utilizando duas amostras cerâmicas policristalinas pertencentes aos sistemas Hg-1223 e Tl-1223, especificamente, $\text{Hg}_{0.82}\text{Re}_{0.18}\text{Ba}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{8+\delta}$ e $(\text{Tl}_{0.5}\text{Pb}_{0.5})(\text{Ba}_{0.2}\text{Sr}_{0.8})_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{8+\delta}$. Ao longo da tese estas duas amostras serão identificadas com as siglas “amostra-Hg” ou “amostra de mercúrio” e, amostra-Tl ou “amostra de tálio” respectivamente.

A amostra-Hg pertence à família $\text{Hg}_{1-x}\text{Re}_x\text{Ba}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{8+\delta}$ e, o valor de $x = 0.18$ foi escolhido para nosso trabalho porque esta amostra apresentou as melhores propriedades físicas. Os detalhes referentes à obtenção da amostra e sua caracterização fizeram parte de duas teses de doutorado defendidas recentemente em nosso laboratório [1,2].

Informação a respeito da obtenção da amostra de mercúrio pode ser encontrado na Referência 3. A amostra foi obtida partindo de uma mistura final de HgO de alta pureza, com um precursor formado pela mistura de pós de BaCO_3 , CaCO_3 e ReO_2 , os quais foram homogeneizados adequadamente e tratados termicamente. O composto final foi prensado e introduzido num tubo de quartzo selado a vácuo. Posteriormente, o composto foi tratado termicamente produzindo amostras com ótimas propriedades supercondutoras [4], e com uma T_c -onset entorno de 133 K. Um estudo mais detalhado sobre a influência do método de preparação nas propriedades físicas da amostra pode ser encontrado na referência 4, assim como nas teses de doutorado citadas no início do capítulo.

Com relação à amostra de mercúrio cabe destacar três detalhes importantes: (1) a amostra é monofásica segundo medições de raios X, assim como susceptibilidade-AC,

apresentada nas referências 3 e 4 citadas anteriormente, (2) um valor alto de $\partial T_c / \partial P$ foi obtido no regime de baixa pressão [5], (3) a amostra está com um conteúdo ótimo de oxigênio [6]. Conseqüentemente, este composto é apropriado para o estudo sobre a influência da pressão no início da dissipação, e a conexão possível com o termo intrínseco $(\partial T_c / \partial P)_0$ mencionado previamente na seção introdução.

A temperatura crítica da amostra-Hg foi de 132 K, segundo medições de susceptibilidade-AC. As medidas de susceptibilidade foram feitas com um sistema comum projetado em nosso laboratório e que formou parte do trabalho experimental desta tese. Duas pequenas bobinas detetoras foram conectadas em oposição de fase e introduzidas dentro de outra bobina indutora, que serviu como geradora do campo de h_{ac} . A amostra foi introduzida dentro das bobinas detetoras, sendo que as medidas foram tomadas variando a posição da amostra entre as duas bobinas para eliminar o *offset* da medida. O campo h_{ac} de excitação foi de cerca de 0.1 Oe e a frequência de trabalho de 200 Hz. A temperatura foi estabilizada com um controlador da marca *Lake-Shore 330*.

Algumas das medidas realizadas sobre a amostra de mercúrio foram repetidas sobre a amostra de tálio. Isto foi feito com o objetivo de comparar os resultados obtidos em dois sistemas diferentes, com temperaturas críticas distintas e, também com diferenças na microestrutura (segundo será discutido na próxima seção). A amostra de tálio pertence ao sistema Tl-1223, mais especificamente, $(Tl_{0.5}Pb_{0.5})(Ba_{0.2}Sr_{0.8})_2Ca_2Cu_3O_{8+\delta}$. Ao longo da tese esta amostra será identificada com as expressões “amostra-Tl” ou amostra de tálio indistintamente.

A amostra de tálio foi obtida seguindo um método de preparação semelhante ao da amostra de mercúrio. A mesma foi cedida pelo professor H. T. Peng do grupo de supercondutividade da universidade de Ben-Jhim. Detalhes sobre a sua obtenção são reportados nas referências [7]. Segundo a referência anterior, esta amostra também é monofásica podendo-se confirmar isto mediante medições de susceptibilidade. A temperatura crítica determinada com esta última técnica foi de 122 K.

2.1.1 MICROESTRUTURA DAS AMOSTRAS.

Um ponto importante em nosso trabalho é a microestrutura granular destes compostos. Isto é porque, como será demonstrado nos próximos capítulos, a corrente crítica e os mecanismos de dissipação em geral estão associados com as fronteiras de grãos presentes nestas amostras policristalinas. Logo é essencial, pelo menos, conhecer as possíveis diferenças entre as microestruturas das amostras, senão os detalhes específicos da granularidade de cada amostra.

Com este objetivo foram realizados estudos de microscopia eletrônica de varredura (SEM). Estes estudos foram realizados na universidade de Vitória usando o método tradicional. A figura 2.1 apresenta um estudo por SEM feito sobre a amostra-Hg.

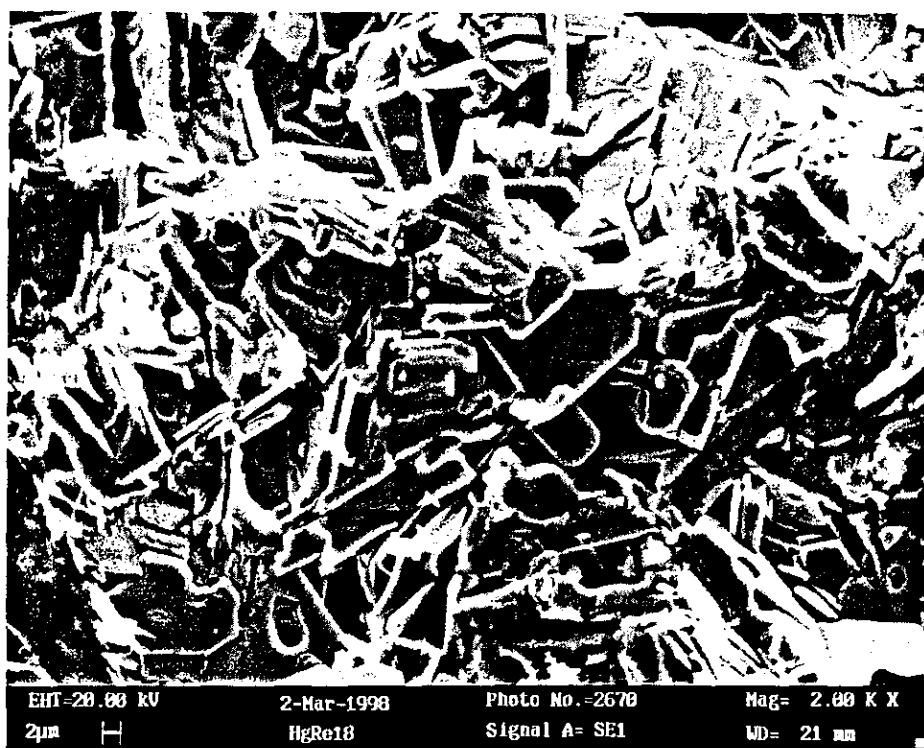


Figura 2.1 SEM da amostra $\text{Hg}_{0,82}\text{Re}_{0,18}\text{Ba}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{8+\delta}$ mostrando os grãos formados dentro da cerâmica policristalina.

É interessante destacar a desordem com relação à orientação granular observada na foto. Com o objetivo de ganhar mais informação a respeito e, a partir da imagem anterior, foi construído um histograma do tamanho de grão que é mostrado na figura 2.2. O tamanho

de grão foi tomado por inspeção visual. Isto, se bem não é um método muito preciso, pode servir para comparar as estruturas das duas amostras. Por outro lado, o estudo proporciona informação adicional sobre o tipo da distribuição de fronteira de grãos e consequentemente de *weak-links*.

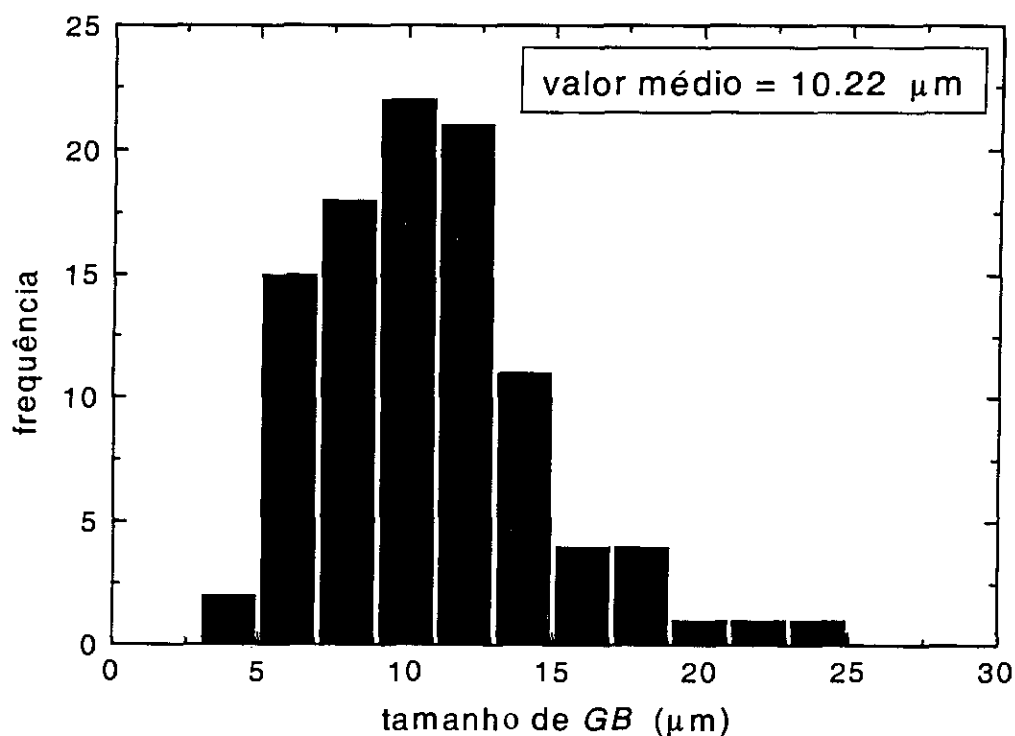


Figura 2.2 Histograma de tamanho de grão obtido a partir de uma inspeção visual do estudo feito por SEM.

A figura 2.4 apresenta o estudo por SEM realizado sobre a amostra-TI. Com o objetivo de ajudar na comparação entre as duas estruturas a duas fotos foram feitas na mesma escala. Da mesma maneira que no caso da amostra-Hg, um histograma sobre o tamanho de grão foi obtido por inspeção visual da foto apresentada na figura 2.4. Este histograma é apresentado na figura 2.5.

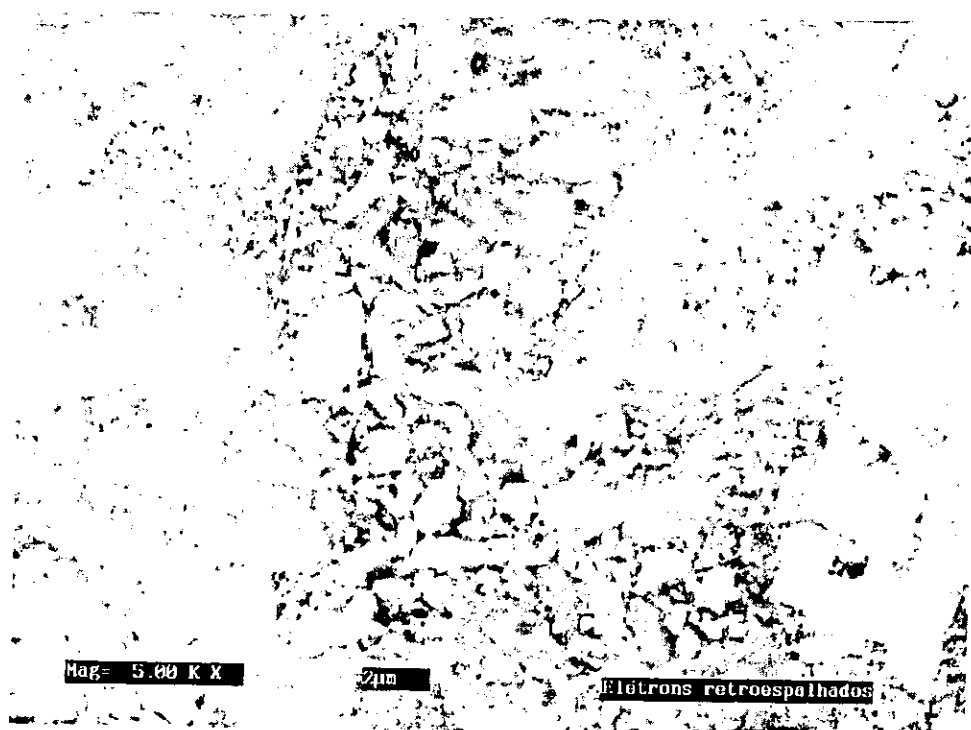


Figura 2.3 SEM da amostra $(\text{Tl}_{0.5}\text{Pb}_{0.5})(\text{Ba}_{0.2}\text{Sr}_{0.8})_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{8+\delta}$ mostrando os grãos formados dentro da cerâmica policristalina.

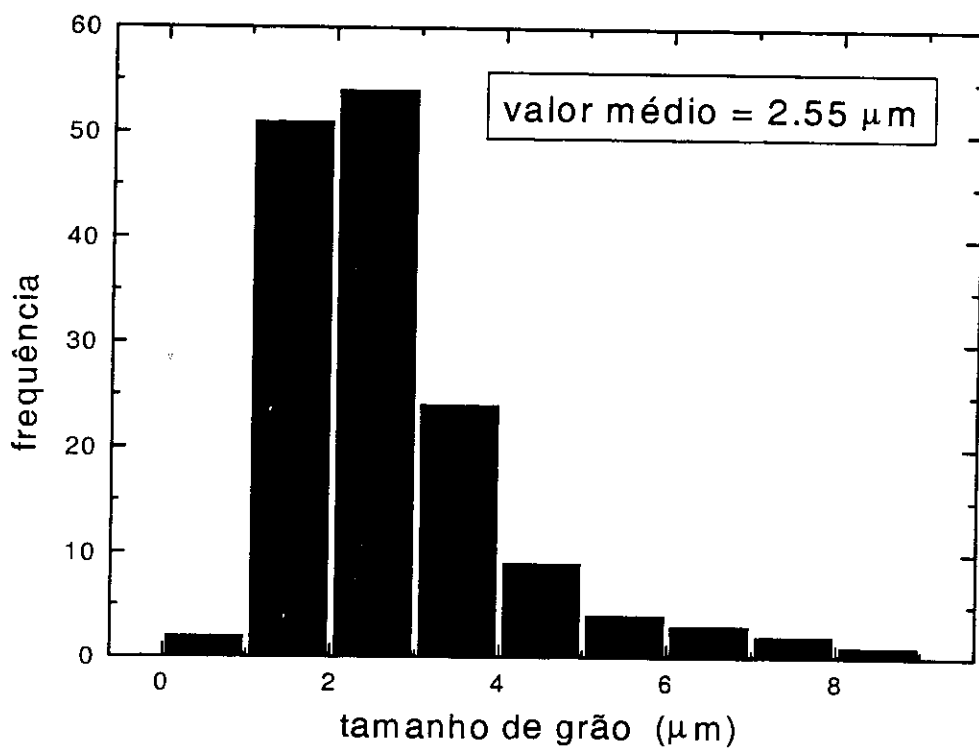


Figura 2.4. Histograma de tamanho de grão obtido a partir de uma inspeção visual do estudo anterior feito por SEM na amostra-Tl.

Das figuras anteriores pode se concluir duas coisas: (1) segundo as fotos por SEM, a amostra-Tl apresenta-se mais compacta do que amostra de mercúrio, (2) o tamanho de grão médio da amostra de tálio é menor de que da amostra-Hg, isto é, a função de distribuição dos WL no caso do tálio está deslocada para valores de tamanho de *weak-link* menores.

2.2 INFLUÊNCIA DA PRESSÃO NO ONSET DA DISSIPAÇÃO.

O segundo ponto abordado na tese foi a influência da pressão no *onset* da dissipação. Com o objetivo de realizar este estudo foram feitas medições da transição resistiva contra temperatura em presença de campos magnético e para diferentes pressões aplicadas.

As amostras foram instaladas dentro de uma célula de pressão hidrostática, com um pistão de cobre inserido, o qual permitiu mudar a pressão da célula na escala de zero até dez kbar. O meio transmissor da pressão foi um líquido formado por uma mistura *n-pentane-n-pentane-isoamyl álcool* (1:1). Os valores da pressão foram determinados com uma resistência de manganina. As amostras foram montadas em um suporte de Teflon, que foi acoplado à peça de cobre, o que proporcionou um contato térmico bom entre as amostras e o sensor de temperatura. Os detalhes desta instalação experimental podem ser obtidos nas referências [8-11]. É importante destacar que cada amostra foi medida separadamente.

Com a amostra colocada no inteiro da célula de pressão, foram realizadas as medidas $R(T)$ variando a pressão. As medidas de resistividade foram feitas com a técnica de quatro pontas e, usando uma ponte de resistência AC (Linear Research Inc, modelo LR-700). A temperatura foi monitorada com um diodo de GaAlAs e um controlador de temperatura (Lake-Shore modelo 340). O campo magnético máximo aplicado foi de 400 Oe. Todas as curvas de resistência elétrica contra temperatura foram medidas dentro do regime de resposta linear e, isto foi confirmado observando a ausência de dependência das medidas com a corrente usada.

2.2.1 RESULTADOS NA AMOSTRA-Hg.

A amostra foi cortada em forma retangular com dimensões típicas de $5.85 \times 1.5 \times 0.95 \text{ mm}^3$. Quatro contatos elétricos foram unidos à amostra com tinta prata. A densidade de corrente aplicada na amostra durante a medida foi 70 mA/cm^2 . Devido ao conhecido comportamento linear de $T_c(P)$ na faixa de baixas pressões, três diferentes pressões, $\sim 0, 3,2$ e $5,9 \text{ kBar}$ foram aplicados à amostra. Antes de começar as medidas a amostra foi reciclada em pressão e em temperatura a fim evitar efeitos de histerese. Logo depois, foi submetida a uma pressão dada e as variações com a temperatura da resistência elétrica foram registradas para diferentes campos magnéticos externos.

A figura 2.6 mostra a variação da resistência elétrica sem campo magnético aplicado na amostra-Hg para as três pressões externas indicadas.

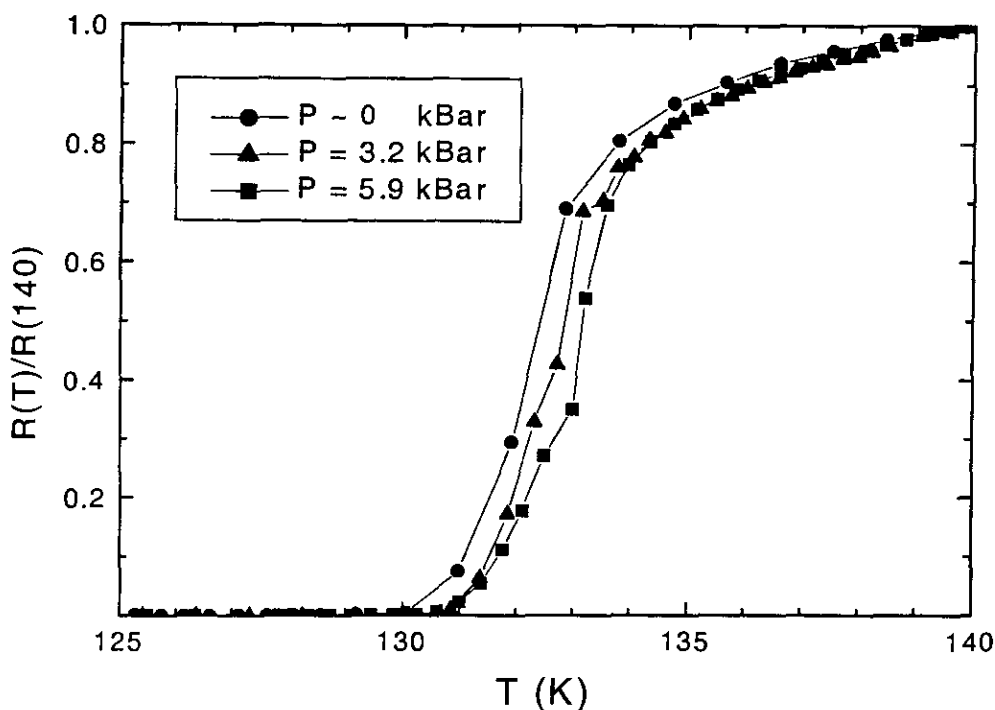


Figura 2.5 Resistência contra temperatura na região da transição supercondutora para as três pressões usadas na medida.

Com o objetivo de determinar o onset da dissipação, e a influência da pressão no mesmo, foram medidas as transições $R(T)$ com campo magnético aplicado. A partir dessas curvas e, para cada campo magnético, foi tomada a temperatura de onset

(identificada ao longo da tese como T_{on}) como aquela a partir da qual é detectada dissipação na amostra, dentro de nossa resolução experimental. Isto foi repetido para as diferentes pressões construindo uma curva $H(T_{on},P)$. A análise destes resultados e sua discussão será apresentada no capítulo 3. A seguir são mostradas todas as curvas $R(T,H)$ para as diferentes pressões usadas no experimento.

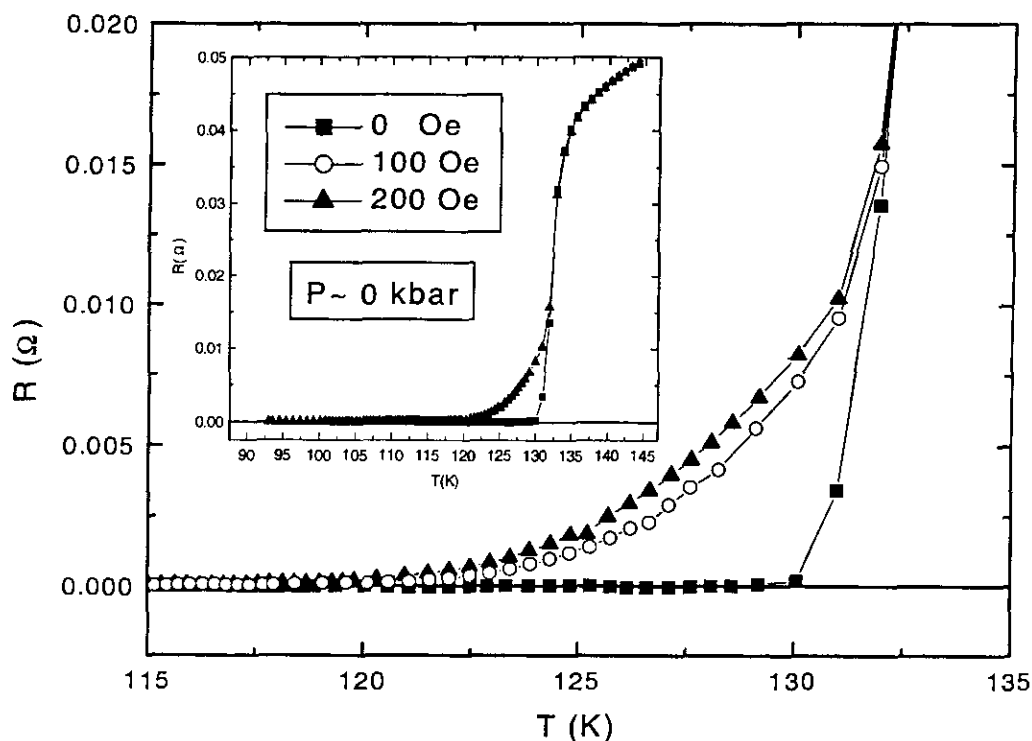


Figura 2.6. Variação da resistência com a temperatura tomada na amostra sem pressão aplicada. A curva interior representa uma ampliação de toda a transição.

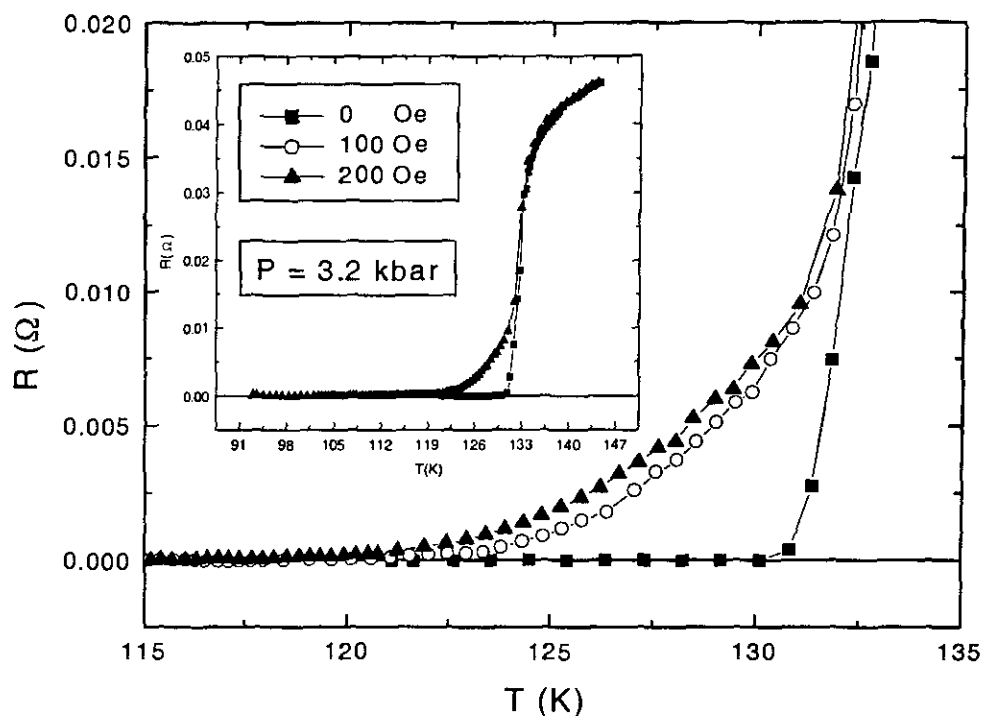


Figura 2.7. Variação da resistência com a temperatura tomada na amostra com uma pressão aplicada de 3.2 kbar. A curva interior representa uma ampliação de toda a transição.

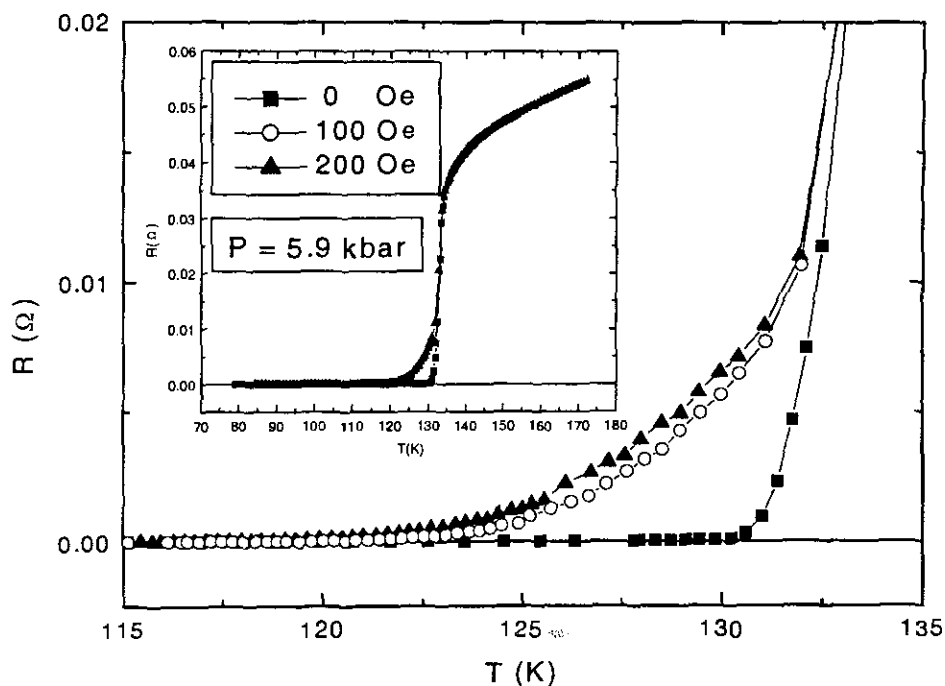


Figura 2.8. Variação da resistência com a temperatura tomada na amostra com uma pressão aplicada de 5.9 kbar. A curva interior representa uma ampliação de toda a transição.

Este experimento foi repetido nesta amostra se obtendo em essência os mesmos resultados. Nesta tese são mostrados os resultados pertencentes a um só conjunto de medidas.

2.2.2 RESULTADOS NA AMOSTRA-Tl.

Os resultados para a amostra de tálio mostraram-se similares aos da amostra-Hg. As dimensões da amostra foram $3.8 \times 1.75 \times 0.8 \text{ mm}^3$. Também neste caso as curvas de resistência elétrica contra temperatura foram medidas dentro do regime de resposta linear, com uma densidade de corrente aplicada sobre a amostra de 71 mA/cm^2 . Neste experimento foram usadas varias pressões a saber, $P \sim 0, 3, 4.1, 5.5, 7, 8.7, 10.7$ e 11.6 kbar . O comportamento da transição resistiva, sem campo magnético aplicado pode ser observado na figura 2.10.

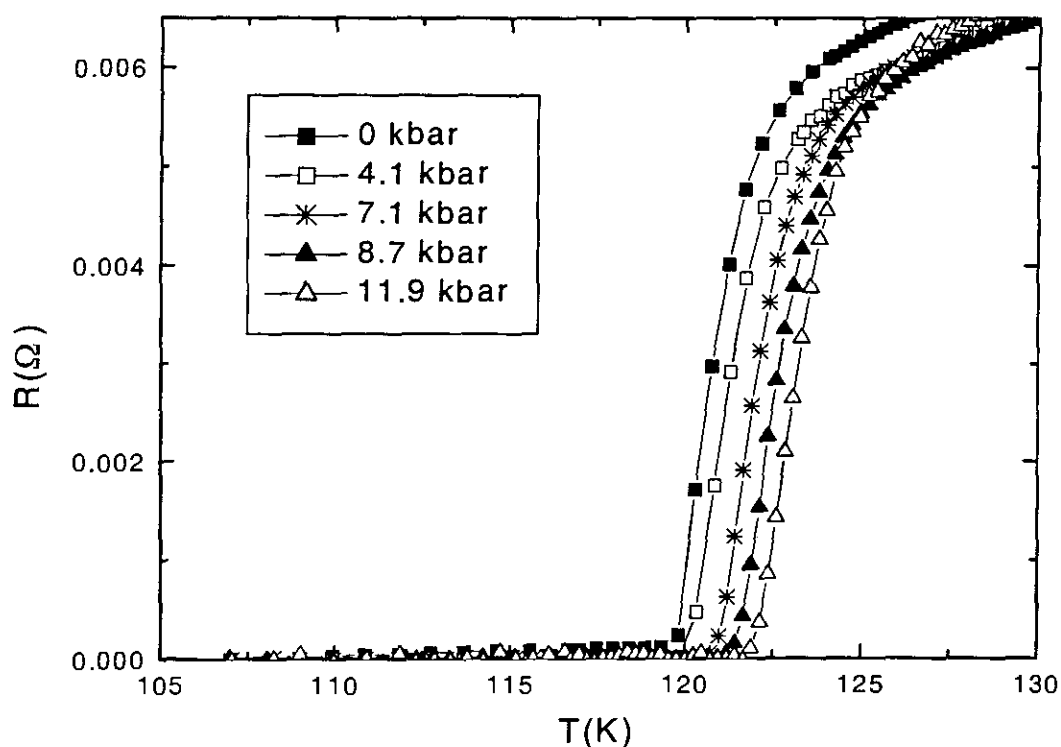


Figura 2.9. Dependência da resistência com a temperatura tomada a campo zero para algumas das pressões usadas no experimento.

Com o objetivo de estudar a influência da pressão no início da dissipação, foram medidas as transições resistivas $R(T)$ com campo magnético aplicado para as diversas pressões indicadas.

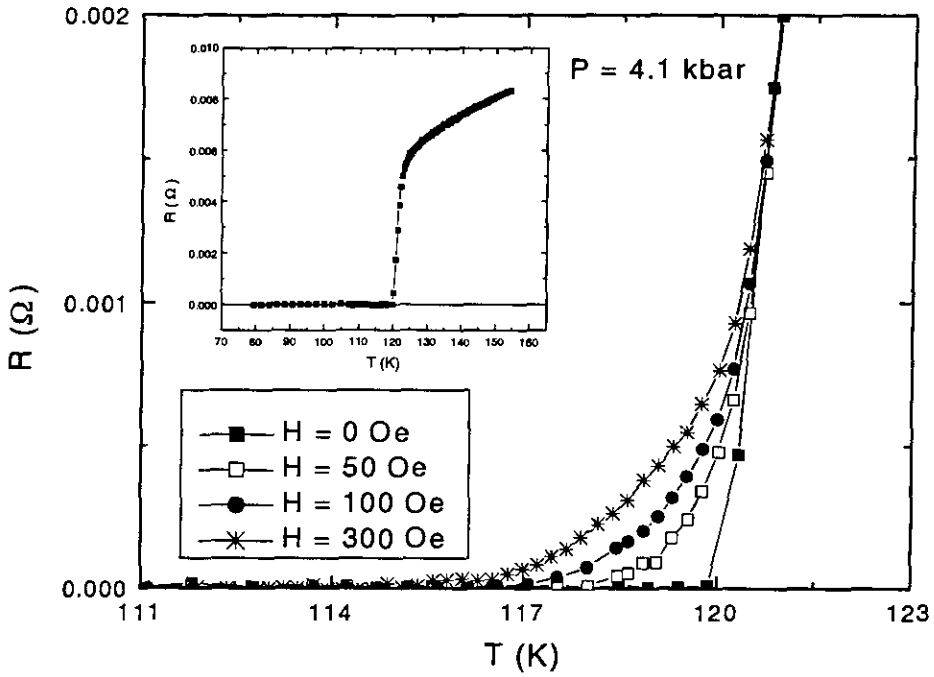


Figura 2.10. Transição resistiva em presença de campo magnético para $P = 4.1$ kbar.

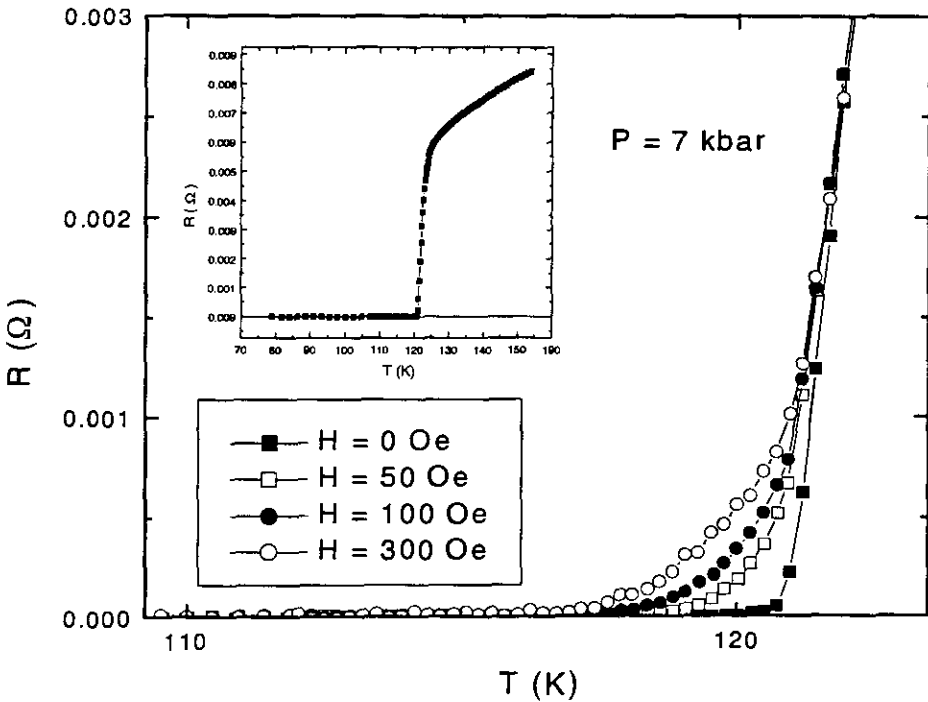


Figura 2.11. Transição resistiva em presença de campo magnético para $P = 7$ kbar.

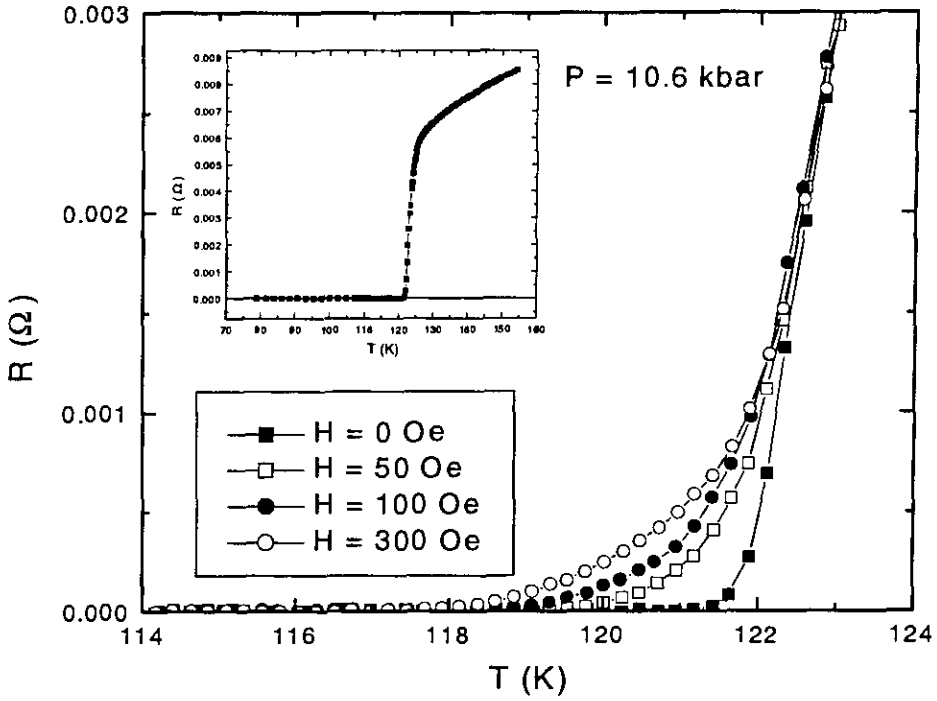


Figura 2.12. Transição resistiva em presença de campo magnético para $P = 10.6$ kbar.

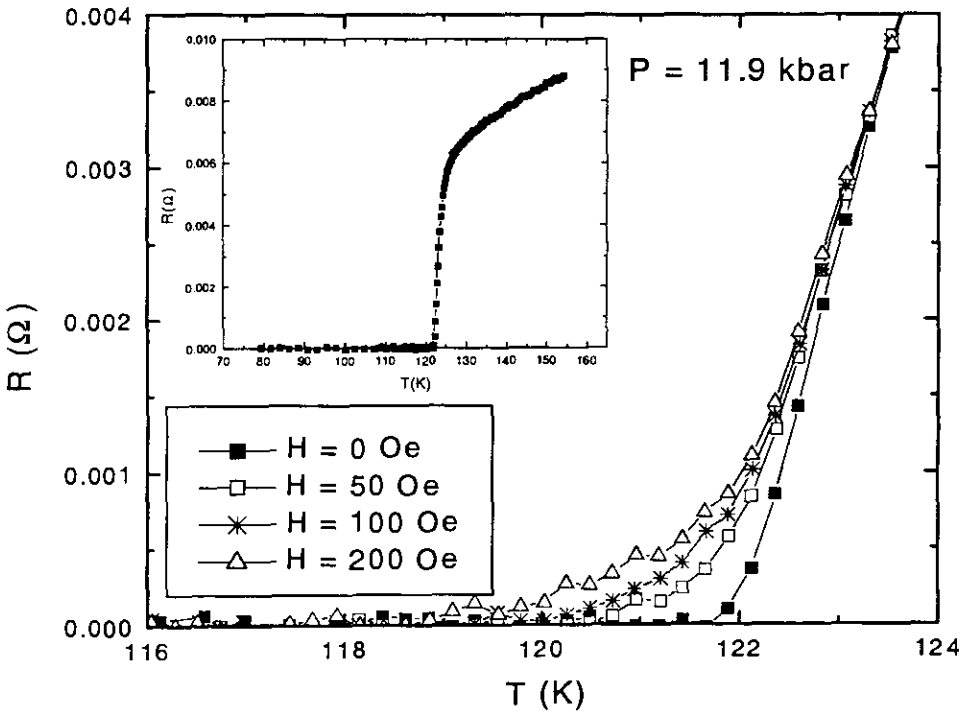


Figura 2.13. Transição resistiva em presença de campo magnético medida a $P = 11.9$ kbar.

Algumas destas curvas, tomadas a diferentes pressões, são mostradas nas figuras 2.11-2.14. O restante das curvas, medidas às outras pressões, não apresentou diferenças significativas e não são mostradas aqui. Para cada campo magnético foi tomada a temperatura de início da dissipação (T_{on}), similar ao procedimento usado com a amostra de mercúrio, isto foi repetido para as diferentes pressões de modo a construir uma curva $H(T_{on},P)$.

2.3 INFLUÊNCIA DA PRESSÃO NA CORRENTE CRÍTICA E NA ENERGIA DE PINNING.

O último ponto abordado neste trabalho foi a influência da pressão na corrente crítica. Também as medições de transporte expostas aqui, serviram para estudar o efeito da pressão em um parâmetro importante dos supercondutores e que está associado com a corrente crítica, especificamente a energia de *pinning*. Estes estudos tem uma grande importância do ponto de vista tecnológico já que a corrente crítica é o parâmetro mais importante segundo foi destacado na introdução. Estes estudos relacionados com os efeitos da pressão só foram realizados na amostra de mercúrio.

2.3.1 INFLUÊNCIA DA PRESSÃO NA CORRENTE CRÍTICA: RESULTADOS NA AMOSTRA DE MERCÚRIO.

As medições de corrente crítica foram feitas na mesma amostra a base de mercúrio, na qual foi medida a influência da pressão no início da dissipação. As medições de corrente crítica foram feitas pelo método tradicional de quatro pontos. Quatro contatos elétricos usando tinta prata foram feitos em cima da amostra com típica dimensões de $1.85 \times 0.7 \times 5.1 \text{ mm}^3$. Posteriormente fios foram soldados sobre estes contatos usando a mesma tinta. O sistema de medição consistiu de uma fonte de corrente de alta precisão da marca Keithley 224, sendo a tensão medida com um nano-voltímetro de alta precisão da marca Keithley 181. A temperatura foi estabilizada com um controlador marca *Lake-Shore* 330 e o sensor usado foi GaAlAr 9329. A amostra foi medida dentro de um criostato de nitrogênio dotado de um solenóide no seu interior, que gera um campo magnético, da ordem de centena de gauss.

No caso das medições feitas com pressão aplicada sobre a amostra, o *set-up* usado foi o mesmo descrito na seção 2.2. Detalhes experimentais a respeito podem ser também obtidos nas referências citadas na própria seção. As medições foram realizadas à temperatura de 110 K. Esta temperatura foi equivalente a uma temperatura reduzida de $t = T/T_c = 0.83$, sendo que $T = 77$ K para o YBCO ($T_c \sim 92$ K) implica a mesma temperatura relativa. Esta temperatura reduzida pode ser útil para efeitos comparativos entre os dois sistemas. Estando a amostra dentro da célula de pressão a mesma foi acoplada ao sistema de medição descrito no último parágrafo e a seqüência experimental mostrada a seguir foi executada.

Inicialmente a amostra foi levada à temperatura fixa, no caso $T = 110$ K, em condições de esfriamento em zero campo. Esperou-se um certo tempo para se obter uma boa estabilização térmica e logo depois, as medições foram feitas a diferentes valores de campo magnético. As medidas anteriores foram realizadas para várias pressões, visando sempre reproduzir as mesmas condições experimentais. Este experimento foi repetido duas vezes obtendo-se sempre o mesmo resultado experimental. Aqui só são apresentados os resultados experimentais para um dos dois conjuntos de medidas.

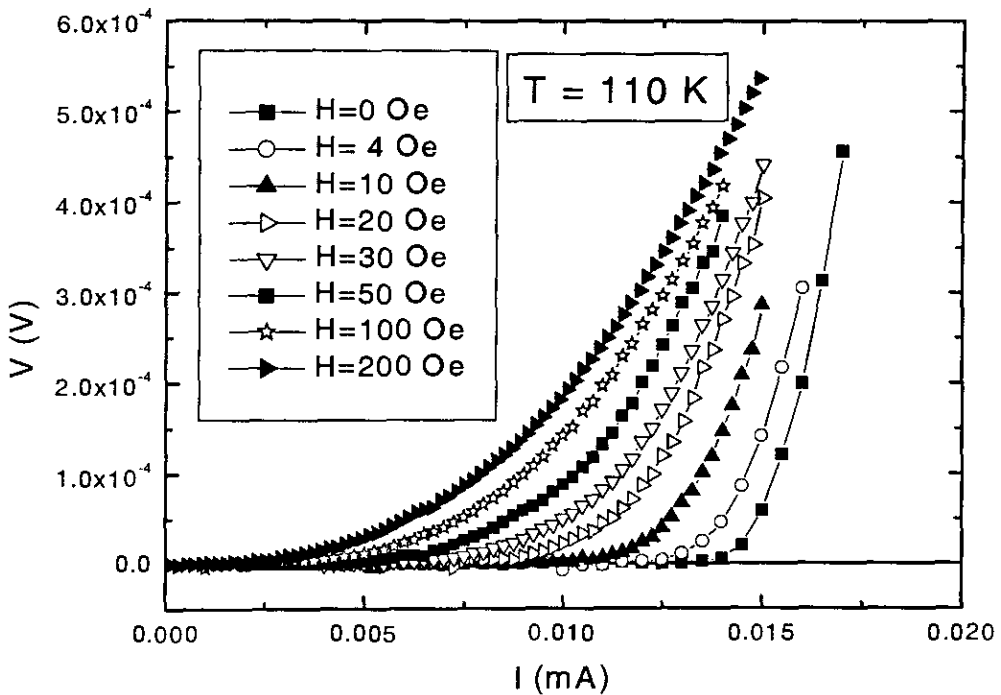


Figura 2.14. Curvas $V(I)$ tomadas na amostra sem pressão aplicada sobre a amostra e para diferentes campos magnéticos.

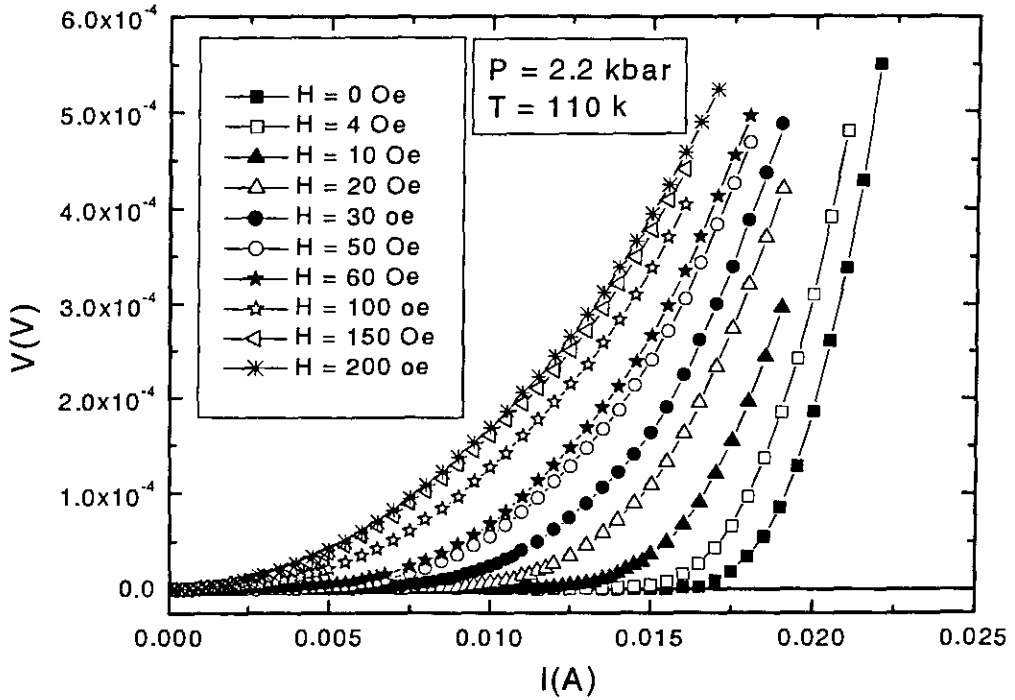


Figura 2.15. Curvas $V(I)$ tomadas a $P = 2.2$ kbar para diferentes campos magnéticos.

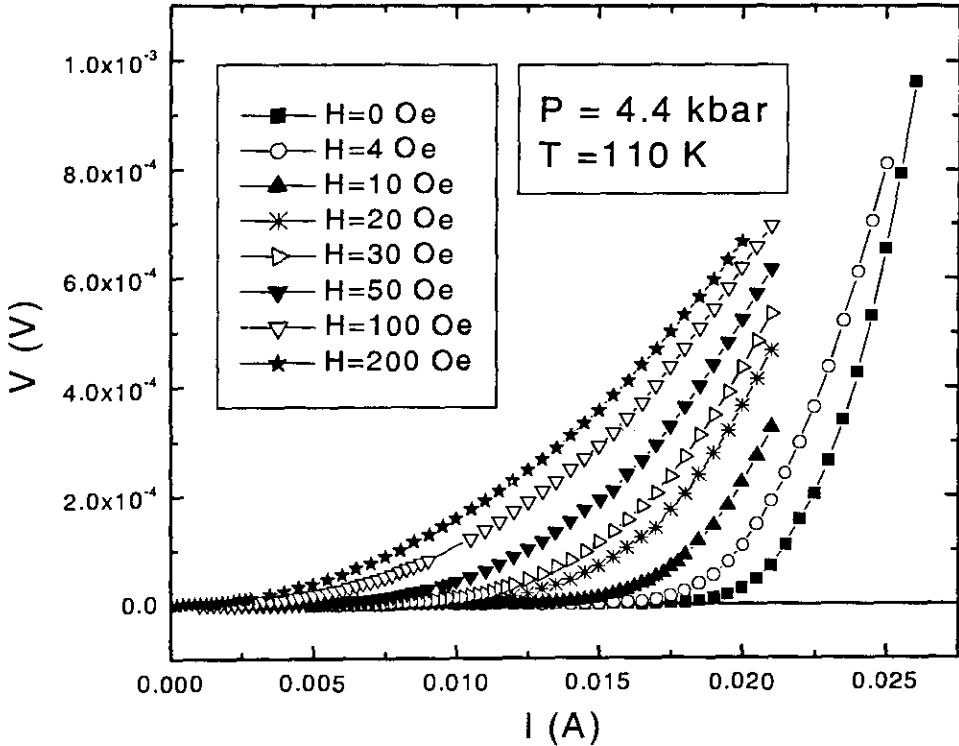


Figura 2.16. Curvas $V(I)$ tomadas a $P = 4.4$ kbar para diferentes campos magnéticos.

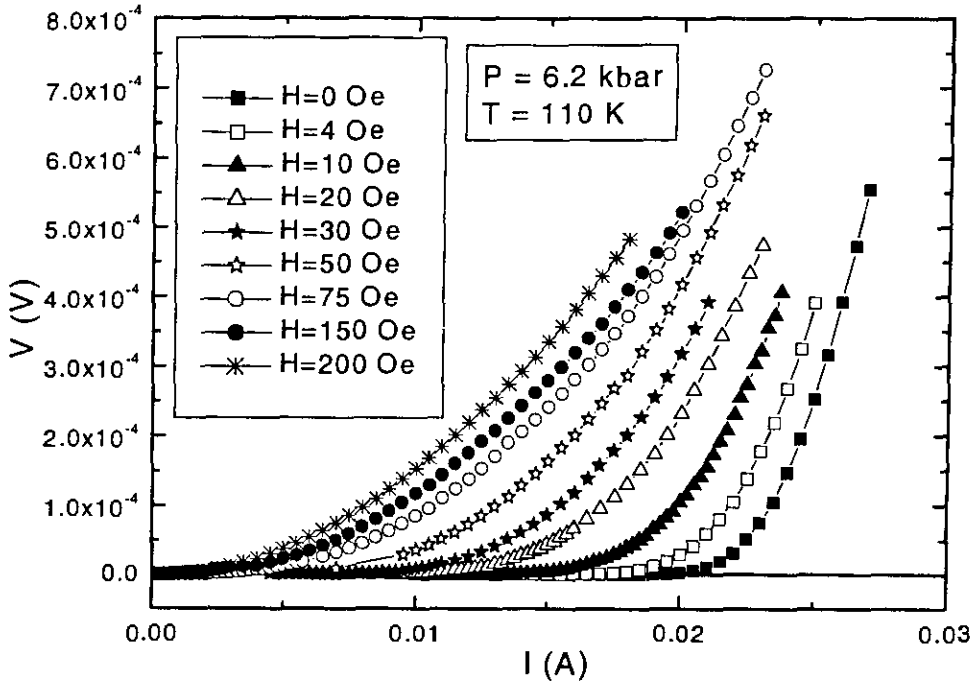


Figura 2.17. Curvas $V(I)$ tomadas a $P = 6.2$ kbar para diferentes campos magnéticos.

As figuras anteriores, 2.15-2.18, mostram as curvas $V \times I$ para a amostra de mercúrio seguindo os detalhes experimentais descritos ao início desta seção. Neste caso foram usadas as pressões $P \sim 0, 2, 2.2, 4.4$ e 6.2 kbar. A partir destas curvas foi obtida a corrente crítica da amostra e sua dependência com a pressão. Isto não é apresentado aqui e será tema de discussão no capítulo V.

2.3.2 INFLUÊNCIA DA PRESSÃO NA ENERGIA DE PINNING: RESULTADOS NA AMOSTRA DE MERCÚRIO.

Medições de transporte foram usadas também com o objetivo de determinar a energia de pinning e a possível influência da pressão nesse parâmetro. A experiência, em essência, consistiu em estudar a relaxação temporal da tensão na amostra medida pelo método tradicional de quatro pontas. Este método tem provado ser uma opção alternativa na determinação da energia de pinning em materiais policristalinos. Detalhes teóricos ao respeito podem ser observados no capítulo V e nas referências 12-14.

O experimento foi desenvolvido sobre a amostra-Hg na temperatura $T = 110$ K. O equipamento foi o mesmo usado nas medições de corrente crítica, sendo que a única

diferença foi o programa computacional que controlou o experimento. As medidas foram obtidas a diferentes pressões, porém a seqüência experimental seguida foi sempre a mesma. Esta seqüência tentou reproduzir experimentalmente os mínimos detalhes.

Inicialmente a amostra foi resfriada em campo magnético zero (ZFC) até a temperatura de trabalho, $T = 110$ K. Após um tempo suficiente para atingir uma boa estabilização térmica, um campo magnético suficientemente alto, no caso $B = 400$ G, foi aplicado sobre a amostra. Este valor foi considerado suficiente para garantir a penetração magnética de todos os grãos da amostra [15]. Esperou-se vinte segundos e após o campo magnético foi retirado. Passados 10 segundos, uma corrente de transporte foi aplicada sobre a amostra e a tensão começou a ser lida. O tempo de medida foi sempre de 2400 segundos, ou seja, o suficiente para obter uma grande quantidade experimental de pontos. As pressões usadas na experiência foram 2.6, 4.4, 6.2, 8.3 e 10.3 kbar. A seguir são mostradas as relaxações temporais da tensão medidas a $P \sim 0$ e 2.6 kbar, respectivamente.

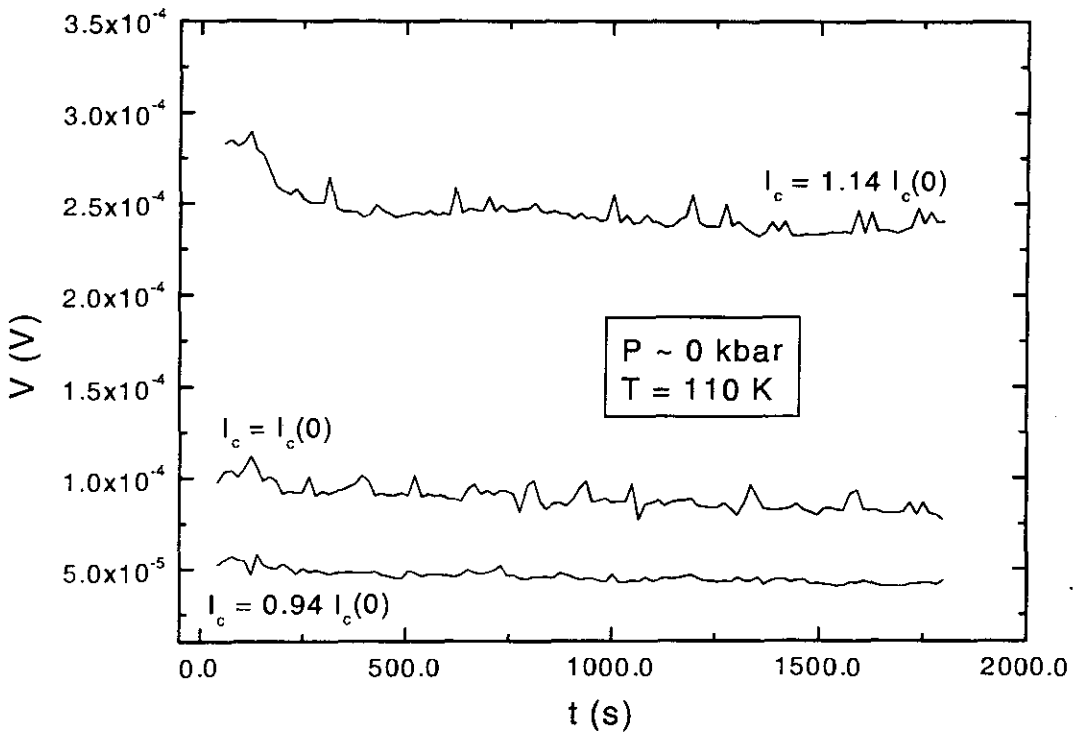


Figura 2.18. Curvas de $V(t)$ medidas sem pressão aplicada sobre a amostra-Hg.

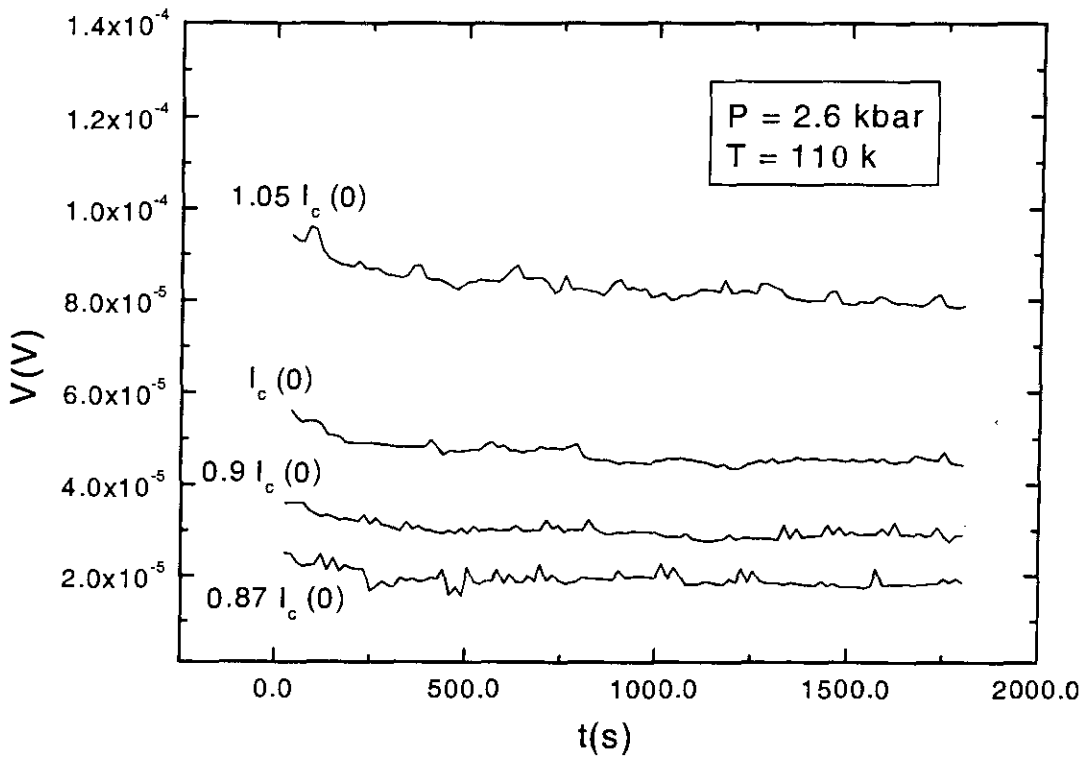


Figura 2.19. Curvas $V \times t$ obtidas para a Amostra-Hg com uma pressão externa de 2.6 kbar.

O restante das curvas tomadas às outras pressões mostrou um comportamento similar. A partir dessas curvas e segundo a teoria descrito no capítulo V foi encontrada a energia de pinning a cada pressão. Estes detalhes são discutidos posteriormente.

2.4 CORRENTE CRÍTICA NA AMOSTRA DE TÁLIO.

No caso da amostra de tálio foram realizadas medições de corrente crítica porém sem pressão aplicada sobre a amostra. Curvas tensão-corrente foram medidas com o mesmo sistema experimental usado no caso da amostra de mercúrio para diferentes campos magnéticos. As dimensões da amostra-Tl foram de $4 \times 1.05 \times 0.35$ mm³. Neste caso a medição foi realizada a uma temperatura $T = 101$ K que corresponde à mesma temperatura relativa $t = 0.83$ usada no caso da amostra de mercúrio. O efeito da variação da temperatura está fora dos objetivos desta tese e fica como proposta para um trabalho futuro.

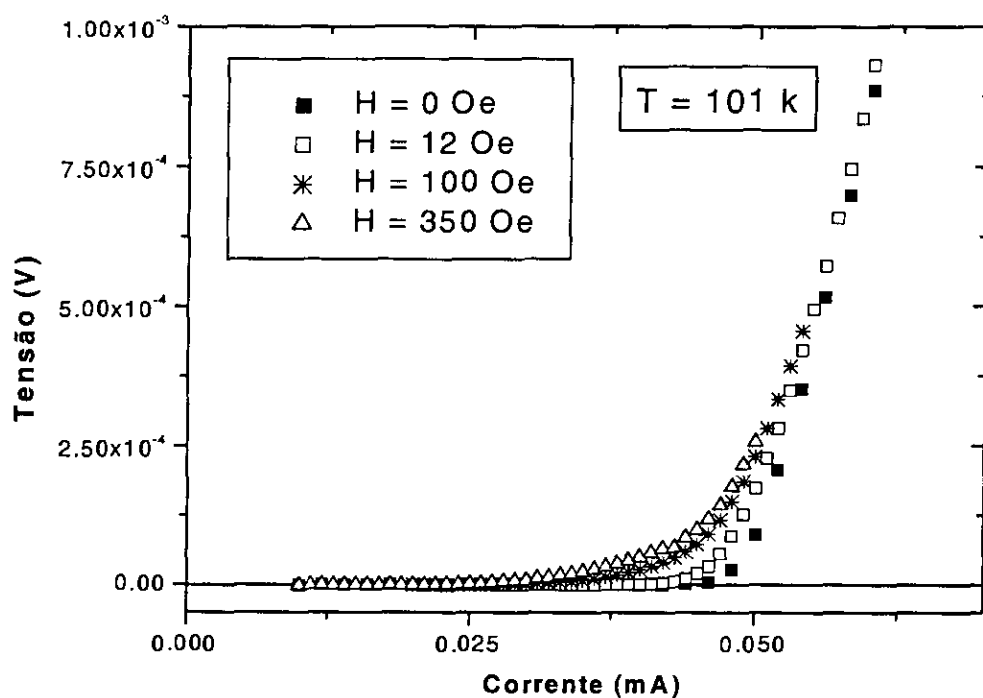


Figura 2.20. Curvas $V(I)$ tomadas na amostra-Tl sem pressão aplicada e para alguns valores de campos magnéticos.

No caso desta amostra não foi observado o efeito da pressão sobre as curvas $V \times I$, assim como também não foram feitas medições de relaxação por transporte. Estes estudos ficam como estudos futuros dando continuidade a todo este trabalho apresentado aqui.

2.5 REFERENCIAS.

1. M. T. D. Orlando, Tese de Doutorado. CBPF (1999).
2. A. Cunha, Tese de Doutorado. CBPF (2000).
3. A. Sin, A. G. Cunha, A. Calleja, M. T. D. Orlando, F. G. Emmerich, E. Baggio-Saitovitch, M. Segarra, S. Piñol, X. Obradors, *Advance Materials* 10 (1998) 1126.
4. M. T. D. Orlando, A. Sin, F. Alsina, A. G. Cunha, N. Mestres, A. Calleja, S. Piñol, F. G. Emmerich, L. G. Martinez, M. Segarra, X. Obradors, and E. Baggio-Saitovitch, *Physica C* 328 (1999) 257.
5. M. T. D. Orlando, A. G. Cunha, S. L. Bud'ko, A. Sin, L. G. Martinez, X. Obradors, F. G. Emmerich, W. Vanoni, e E. Baggio-Saitovitch, submitted to *Physical C*.
Sin, A. G. Cunha, A. Calleja, M. T. D. Orlando, F. G. Emmerich, E. Baggio-Saitovitch, M. Segarra, S. Piñol, e X. Obradors, *Superconductor Science and Technology* 12 (1999) 120.
7. H. T. Peng et al, *Superconductor Science and Technology* 6 (1993) 7901.
8. E. N. Van Eenige, Ph.D. thesis, Vrije Universiteit, Amsterdam, 1991.
9. A. A. Fernees, J. Santamaria, S. L. Bud'ko, O. Nakamura, J. Guimpel e I. K. Schuller, *Physical. Review B* 44 (1991)7601-7606.
10. J. D. Thompson, *Review Scientific Instrument* 55 (1984) 231-234.
11. S. L. Bud'ko, Ph.D. thesis, Moscow Physical-technical Institute for High Pressure Physics, 1986.
12. E. Altshuler e J. L. González, *Physica C* 200 (1992) 76.
13. E. Altshuler, Tese de Doutorado, (1994) Universidade da Habana.
14. E. Altshuler, R. Cobas, A. J. Batista-Leyva, C. Noda, L. E. Flores, C. Martinez e M. T. D. Orlando, *Physical Review B* 60 (1999) 3673.
15. A. J. Batista-Leyva, R. Cobas, M. T. D. Orlando C. Noda e E. Altshuler, *Physica C* (1999) 314.

CAPITULO III

MODELO ANALÍTICO PARA A DEPENDÊNCIA DA CORRENTE CRÍTICA COM O CAMPO MAGNÉTICO NAS CERÂMICAS SUPERCONDUTORAS $\text{Hg}_{0.82}\text{Re}_{0.18}\text{Ca}_2\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{8+\delta}$ E $(\text{Tl}_{0.5}\text{Pb}_{0.5})(\text{Ba}_{0.2}\text{Sr}_{0.8})_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{8+\delta}$.

3.1 RESUMO.

Neste capítulo é desenvolvido um modelo analítico teórico para a dependência da densidade de corrente crítica de transporte (J_c) com o campo magnético em materiais policristalinos. A densidade de corrente crítica é controlada pelos weak-links (WL) presentes na amostra. A influência da penetração do campo magnético nos grãos também é considerada. A dependência de J_c com a microestrutura da amostra é determinada pelos parâmetros da distribuição de WL. O modelo reproduz os dados experimentais relatados na literatura relativo a $J_c(B)$ para cerâmicas supercondutoras. No nosso caso, o mesmo foi testado em medições de $J_c(B)$ realizadas em amostras típicas dos sistemas Hg-1223 e Tl-1223, mais especificamente $\text{Hg}_{0.82}\text{Re}_{0.18}\text{Ca}_2\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{8+\delta}$ e $(\text{Tl}_{0.5}\text{Pb}_{0.5})(\text{Ba}_{0.2}\text{Sr}_{0.8})_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{8+\delta}$, obtendo-se uma boa correlação com os dados experimentais. Foram obtidos, através do ajuste, valores médios para a distribuição de WL de aproximadamente 0.56 e 0.20 μm para as amostras de mercúrio e tálio, respectivamente. A teoria permitiu correlacionar as particularidades do comportamento de $J_c(B)$ em ambas amostras com a sua microestrutura.

3.2 INTRODUÇÃO.

Do ponto de vista tecnológico, o parâmetro mais importante nos supercondutores de alta temperatura crítica (T_c) é a densidade de corrente crítica (J_c). Consequentemente, muitos esforços tem sido feitos para compreender os mecanismos físicos relacionados com este parâmetro, e assim, conseguir aumentar os valores experimentais reportados nos materiais supercondutores de alta temperatura crítica, tanto na forma de policristais como de monocristais.

Dentre esses estudos cabe ressaltar, por exemplo, a dependência de J_c com a temperatura e com o campo magnético [1,2]. Outros estudos tentam relacionar a densidade de corrente crítica com a microestrutura das amostras, por exemplo, é de destacar, os estudos sobre a dependência de J_c com a estrutura da fronteira de grão, especificamente J_c contra o ângulo da fronteira de grão [3,4,5].

Em amostras policristalinas, como são as cerâmicas supercondutoras, o transporte da supercorrente (corrente de pares de Cooper) é mais complicado, devido ao fato destes compostos possuírem uma estrutura microscópica diferente dos monocristais. Eles são formados por grãos unidos por regiões chamadas de intergranulares. Antes que qualquer análise seja feita, é necessário conhecer qual é o significado real da corrente crítica de transporte nesses materiais cerâmicos [6] e, como as regiões intergranulares afetam o transporte dos pares de Cooper.

O que significa medição de corrente crítica em supercondutores policristalinos de alta temperatura crítica ?

Do ponto de vista experimental, a densidade de corrente crítica (J_c) é a corrente máxima que pode ser transportada, sem dissipação por um supercondutor, em um experimento típico. Deve-se notar que o termo crítico, usado na definição, não está associado com nenhuma transformação de fase, esse termo é somente uma questão de definição.

A dissipação em supercondutores cerâmicos tem diferentes origens, por esta razão o valor de J_c obtido experimentalmente dependerá da técnica experimental usada. As amostras policristalinas são formadas por uma rede aleatória de grãos interconectados por regiões intergranulares. Segundo foi discutido na introdução, neste tipo de sistemas, dois tipos de corrente crítica podem ser definidas, uma associada com o interior dos grãos, chamada intragranular, e uma outra relacionada com a região intergranular, que é definida como corrente crítica intergranular [7].

Numa experiência clássica de transporte executada com o método quatro pontos, a corrente crítica de transporte tem um caráter percolativo [8,9,10]. Isto está determinado pelo fato da supercorrente dos pares de Cooper ter que viajar de um contato de corrente à outro por toda a amostra. Isto significa que a supercorrente precisa encontrar um

caminho sem obstáculos que limite a sua passagem. O termo obstáculo está associado com aquelas regiões de supercondutividade “deprimida” e que serão responsáveis pelo surgimento da dissipação. Portanto, sempre que este trajeto existir na amostra, é possível medir uma corrente crítica de transporte diferente de zero, mas em algumas condições de temperatura e campos magnéticos, este caminho desaparece e conseqüentemente também J_c .

Os principais obstáculos à passagem da supercorrente por este trajeto, dentro de uma cerâmica, são os defeitos macroscópicos. Dentre estes, os mais importantes são as fronteiras entre grãos ou regiões intergranulares, as quais diminuem apreciavelmente o valor de I_c [11]. Assim, a corrente crítica obtida numa cerâmica supercondutora mediante uma medição por transporte é intergranular e, representa um limite inferior para a corrente crítica de transporte.

Para compreender porque as fronteiras entre grãos limitam o transporte de pares de Cooper é necessário, primeiramente, compreender a microestrutura dessas regiões. Os estudos sobre a microestrutura de materiais cerâmicos identificam dois tipos fundamentais de fronteiras de grãos presentes nestes materiais, fronteira de grão por inclinação (*tilt grain boundary*) e fronteira de grão por rotação (*twist grain boundary*).

Ambas fronteiras acomodam em seu interior um número grande de deslocamentos do tipo, *screw* ou *edge*, dependendo do tipo de fronteira de grão (*tilt* ou *twist*) [12]. Estes deslocamentos tem um campo da deformação associado ao núcleo do deslocamento, o qual quebra a simetria da rede cristalina na sua vizinhança, e conseqüentemente, quebra a supercondutividade. Assim a área eficaz para a passagem dos pares de Cooper diminui [13]. Naturalmente, este efeito depende do grau da desordem da fronteira. A seguir nós discutiremos mais detalhadamente o caso da fronteira por inclinação, a qual será identificada mediante a sigla (TB). Esta fronteira é representada esquematicamente na figura 3.1. Uma análise similar pode ser realizada para outros exemplos de fronteira de grão.

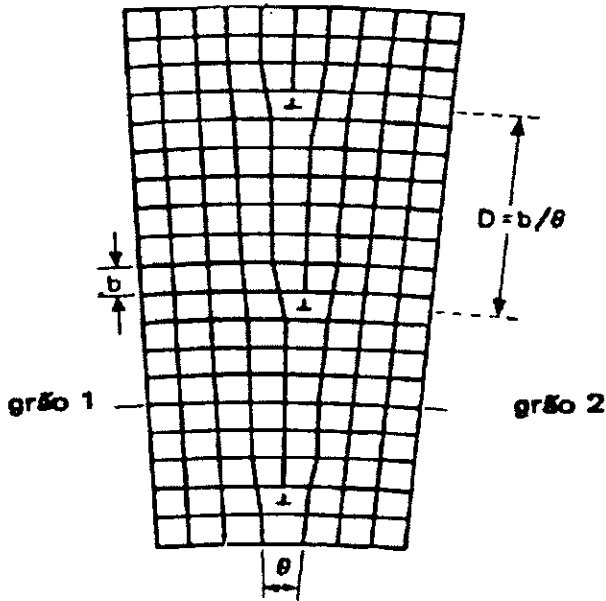


Figura 3.1. Fronteira de grão inclinada. Os símbolos representam os deslocamentos e D é a distância entre eles.

No caso de TB, dois grãos adjacentes têm seus eixos c quase paralelos enquanto seus planos ab são deslocados de um ângulo θ . Dependendo da desordem na fronteira (ou do valor de θ), estas fronteiras podem ser classificadas em dois tipos: (1) de acoplamento forte ou ϕ baixo (*low-angle grain boundary*, LAGB); (2) de acoplamento fraco, ou *high-angle grain boundary* (HAGB). [12].

Para as HAGB, a separação entre os deslocamentos, $d \sim b/\theta$ (b é o vetor de Burgues da deslocação) é bem pequena. A consequência imediata é que os núcleos dos deslocamentos acabam se superpondo. O resultado final é uma rede bem aleatória de núcleos com alguns canais entre eles, através dos quais os pares de Cooper passam de um grão a outro. A largura destes canais é menor do que o comprimento de coerência (ξ), e a condução de pares de Coopers se dá via efeito *Josephson* [14,15,16]. Estas fronteiras são conhecidas como *weak-links* (identificado nesta tese com as siglas WL), e são fortemente influenciadas pelo campo magnético externo aplicado [17,18].

Segundo foi mencionado no parágrafo anterior, a condução de pares de Cooper através dos WL se dá por efeito *Josephson*, uma vez que a largura dos canais é muito menor do que o comprimento de coerência. Nos materiais cerâmicos de alta T_c , esta última suposição é sustentada pelo fato de que quase todas as experiências são realizadas em

temperaturas altas, relativamente perto da temperatura crítica (T_c), onde ξ tem um valor elevado. Se supomos que a largura desse canal (L) é de alguns espaçamentos interatômicos, então $L/\xi(T) < 1$. Neste caso, a teoria usual de *Josephson*, $J = J_c \sin(\Delta\Phi)$, será válida para estes canais, e em particular para o *weak-link* como um todo. [19].

Para as fronteiras de ângulo pequeno ou *low-angle grain boundary* (LAGB), L não é tão pequeno, fazendo com que existam largos canais para a passagem da supercorrente [20,21]. Neste caso, os núcleos destes deslocamentos podem agir como centros de ancoramento (*pinning center*) sobre os vórtices, os quais são formados no interior do material por causa da aplicação de um campo magnético externo [22].

Outra questão importante está relacionada com a forma em que o campo magnético penetra nestes materiais cerâmicos. Estudos magneto-óticos recentes mostraram uma seqüência para a penetração do campo magnético dentro de um material supercondutor granular [23]. Para baixas temperaturas, campos magnéticos muito pequenos penetram as HAGB através das fronteiras ou bordas externas da amostra. Para campos maiores, as LAGB são penetradas desde as HAGB ou através das bordas externas da amostra e, finalmente, o campo penetra no interior dos grãos. Esta seqüência é alterada para altas temperaturas. A altas temperaturas, o primeiro campo crítico (H_{c1}) dos grãos diminui o suficiente para que uma vez que este ao penetrar as HAGB, quase simultaneamente penetra no interior dos grãos, inclusive antes de penetrar as LAGB.

Então, conforme visto até aqui, para baixos campos, este penetra inicialmente pelas HAGB diminuindo apreciavelmente a condução via efeito Josephson através delas. Consequentemente, a capacidade do material de carregar supercorrente vai diminuir devido a presença das HAGB, as quais limitam o valor efetivo de J_c , assim como a área eficaz para o fluxo da supercorrente. Como as HAGB são fortemente influenciadas pelo campo magnético, $J_c(B)$ vai diminuir com o aumento de B . Este comportamento, na faixa de baixos campos, vai ser dominado pelo comportamento tipo-Josephson dos WL. Para certo valor de campo, todos os WL estarão penetrados pelo campo e então a supercorrente só passara através das LAGB [24,25]. É de se esperar que neste caso,

$J_c(B)$ seja controlada pelos mecanismos de *pinning* das LAGB. Isto explica os valores residuais de corrente crítica obtidos a elevados campos em amostras policristalinas [26].

Portanto, qualquer que seja o modelo proposto para $J_c(B)$, este deve considerar além de tudo o que foi discutido até aqui, o fato do que o método de obtenção destas amostras leva a uma distribuição de tamanhos de grãos, e conseqüentemente uma distribuição de WL dentro das mesmas.

Inicialmente a idéia dos WL controlando a corrente crítica da amostra foi sugerido por Peterson e por Ekin [27] para ajustar numericamente seus dados experimentais. Eles tomaram uma média aritmética dos diferentes padrões de Airy produzidos por cada junção de uma distribuição triangular não simétrica. Seus resultados sugeriram que para campos maiores do que um campo característico, a dependência $J_c(B) \sim 1/B^{3/2}$. Outros estudos focalizaram o mesmo problema usando um método de aproximação numérico, como por exemplo os trabalhos realizados por Müller et al [28], e Altshuler et al [29]. Neste último, uma distribuição triangular de junções ou WL foi usada com o objetivo de explicar os efeitos de histeresis observados em suas medições de $I_c(B)$. Os resultados mostraram-se bons nas regiões de baixos e altos campos.

Por outro lado, recentemente foi reportado um estudo teórico sobre o comportamento da dependência $J_c(B)$ em uma junção isolada, levando em conta o efeito da penetração do campo magnético no interior dos grãos adjacentes à junção. O estudo mostra que a usual expressão tipo-Franhooffer para $J_c(B)$ em uma junção deve ser rescrita como $J_c(B) \sim |\sin [\pi w(B/\phi_0)^{0.5}] / [\pi w(B/\phi_0)^{0.5}]|$ [30]. Na expressão anterior ϕ_0 é o quantum de fluxo magnético, w representa a largura da junção e B é o fluxo magnético aplicado sobre a amostra.

Levando em conta tudo o que foi exposto até aqui, e com vista a aumentar o nível de compreensão sobre a influência do campo magnético na densidade de corrente crítica em amostras policristalinas, realizamos neste capítulo um estudo teórico sobre esta problemática. O objetivo central é a obtenção de um modelo teórico analítico para a dependência de J_c com o campo magnético. A essência de nosso modelo está no fato de que os WL são os responsáveis pela J_c da amostra. Este modelo está fundamentado em duas hipóteses: (1) O comportamento de J_c em uma junção em função do campo

magnético não é a usual expressão do tipo Franhofer, senão, uma do tipo $J_c(H) \sim |\sin[\pi w(B/\phi_0)^{0.5}] / [\pi w(B/\phi_0)^{0.5}]|$, que leva em conta as perturbações do campo magnético dentro dos grãos, (2) uma média para J_c é feita levando em conta uma distribuição analítica do tipo Gamma para os WL, que parece corresponder mais realisticamente à microestrutura da amostra.

3.3 MODELO TEÓRICO.

Segundo o que foi descrito anteriormente [30], a corrente crítica em função do campo magnético para um WL é obtida através da relação:

$$J_c(B) = J_{c0} \left| \frac{\sin(\pi w / a_0)}{\pi w / a_0} \right| \quad (1)$$

onde $a_0 = 1.02 \sqrt{\frac{\phi_0}{B}}$ representa a distância entre os vórtices de Abrikosov no interior dos grãos (parâmetro da rede de Abrikosov), e w representa a largura do *weak-link* envolvido no transporte de pares de Cooper. Devido a desordem dos sistemas granulares existe uma distribuição de WL a qual deve ser considerada afim de se obter a densidade de corrente crítica média. Isto é:

$$J_c(B) = J_{c0} \int_0^{\infty} P(w) \left| \frac{\sin(\pi w / a_0)}{\pi w / a_0} \right| dw \quad (2)$$

onde $P(w)$ é uma função de distribuição dos WL dentro da amostra. Em nosso caso tomamos $P(w)$ como sendo uma função de distribuição do tipo Gamma [31]:

$$P(w) = \frac{w^{m-1} \exp(-w/w_{med})}{w_{med}^m (m-1)!} \quad (3)$$

Aqui, “ w_{med} ” e “ m ” representam os dois parâmetros da distribuição, sendo que m é considerado como um número inteiro e w_{med} representa um parâmetro característico da distribuição. Para uma distribuição do tipo Gamma o valor médio é $m w_{med}$.

A escolha de $P(w)$ como uma distribuição do tipo Gamma foi motivada pelo fato de que essa distribuição, além de ser a clássica usada para representar variáveis contínuas com valores sempre positivos, também representa de uma maneira mais real a microestrutura da amostra. Isto pode ser justificado ao se analisar as figuras 2.1-2.4.

No entanto os estudos por SEM serem feitos em dois sistemas cerâmicos diferentes, e com tamanhos de grãos desiguais, a forma dos histogramas mostrados nas figuras 2.2 e 2.4 e, que foram construídos através das imagens obtidas por SEM, assemelham-se ao de uma distribuição do tipo Gamma [32].

Em princípio cada aresta do grão pode ser considerada como um *weak-link* (WL) ou pelo menos a largura do grão é proporcional à largura do WL. Sendo assim, os histogramas apresentados no capítulo II podem ser tomados como representativos da distribuição de *weak-links* nas amostras. Isto justifica em parte nossa escolha da função de distribuição para o cálculo da corrente crítica, como uma do tipo Gamma.

Substituindo a Equação 3 na 1, obtemos:

$$J_c(B) = J_{c0} \int_0^{\infty} \frac{w^{m-1} \exp(-w/w_{med})}{w_{med}^m (m-1)!} \left| \frac{\sin(\pi w/a_0)}{\pi w/a_0} \right| dw \quad (4)$$

A equação 4 pode ser reescrita como:

$$J_c(B) = \frac{J_{c0} a_0}{\pi w_{med}^m (m-1)!} \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \int_{na}^{(n+1)a} w^{m-2} \exp(-w/w_{med}) \sin(\pi w/a_0) dw \quad (5)$$

Aplicando na equação anterior a transformação de variável, $w = a_0 (u+n)$, chega-se a:

$$J_c(B) = \frac{J_{c0} \alpha^m}{\pi(m-1)!} \sum_{n=0}^{\infty} \int_0^1 (u+n)^{m-2} \exp(-\alpha[u+n]) \sin(\pi u) du \quad (6)$$

Onde a informação sobre o campo magnético está contida no parâmetro $\alpha = (a_0/W_{med})$.

O nosso problema matemático passa agora pela resolução da integral. Para isto vamos usar um artifício matemático parametrizando a integral como segue:

$$I(m-2) = \int_0^1 (u+n)^{m-2} \exp(-\alpha[u+n]) \sin(\pi u) du \text{ e derivando com respeito ao}$$

parâmetro α pode ser obtida a seguinte formula de recorrência $I(m) = -\partial I(m-1)/\partial \alpha$.

Repetindo seguidamente a última operação, obtemos: $I(m) = (-1)^m (\partial^m I(0) / \partial \alpha^m)$,

$$\text{com } I(0) = \frac{\pi \exp(-\alpha n) [1 + \exp(-\alpha)]}{\alpha^2 + \pi^2}. \quad \text{Generalizando o nosso caso obtemos:}$$

$I(m-2) = (-1)^m (\partial^{m-2} I(0) / \partial \alpha^{m-2})$. Substituindo o anterior na equação 6 chegamos a:

$$J_c(B) = \frac{J_{c0} \alpha^m}{\pi(m-1)!} (-1)^m \frac{\partial^{m-2}}{\partial \alpha^{m-2}} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\pi \exp(-\alpha n) [1 + \exp(-\alpha)]}{\alpha^2 + \pi^2} \quad (7)$$

A qual pode ser convertida em:

$$J_c(B) = \frac{J_{c0} \alpha^m}{(m-1)!} (-1)^m \frac{\partial^{m-2}}{\partial \alpha^{m-2}} \left[\frac{\coth(\alpha/2)}{\alpha^2 + \pi^2} \right] \quad (8)$$

Com esta equação chegamos ao resultado final de nosso modelo obtendo uma fórmula analítica para a dependência da corrente crítica com o campo magnético. $J_c(B)$ depende dos parâmetros da distribuição, sendo que a informação sobre o campo magnético está contida no parâmetro α . A equação (8) não representa uma expressão simples e de fácil manipulação, no entanto, esclarece o comportamento de J_c com o campo magnético e a mesma adquire formas mais simples em determinados limites de campos.

3.4 ALGUNS COMENTÁRIOS SOBRE O MODELO.

A equação (8) representa a dependência da densidade de corrente crítica com o campo magnético aplicado. A mesma depende dos parâmetros da distribuição e especificamente de $\alpha = (a_0/W_{med}) = \frac{\sqrt{\phi_0}}{\sqrt{B}} \frac{1}{w_{med}}$. A informação ao respeito do campo magnético está contida dentro do parâmetro α .

Antes fazer algumas considerações sobre a equação (8), cabe sinalizar em primeiro lugar, que nosso modelo reproduz os resultados obtidos por Mezzetti et al [33] os quais são um caso particular da nossa análise, especificamente $m = 2$. Eles ajustaram seus dados experimentais obtendo bons resultados para temperaturas reduzidas (T/T_c) abaixo de 0,5. O nosso resultado aqui é um caso mais geral onde a importância dos parâmetros da distribuição (m e w_{med}) é decisiva no comportamento da dependência $J_c(B)$. A expressão (8) adquire formas específicas dependendo dos valores de campo magnético aplicado sobre a amostra e, isto será discutido a seguir.

3.4.1 ANÁLISE PARA CAMPOS BAIXOS ($\alpha \gg 1$).

No limite de baixos campos magnético, ou seja, $\alpha \gg 1$, podemos tomar $\coth(\alpha/2) \approx 1$. No mesmo limite também podemos substituir $1/(\alpha^2 + \pi^2)$ pelos dois primeiros termos de sua série de potências tomado para valores de α próximo do infinito, isto é, $1/(\alpha^2 + \pi^2) \approx (1/\alpha^2 + 2/\alpha^4)$. Assim, a equação (8) passa a ser equivalente a:

$$J_c(B) \approx J_c(0) \left(1 - \frac{\pi^2(m+1)}{6m} \frac{B}{B_0^*} \right) \quad (9)$$

Aqui $B_0^* = \frac{\phi_0}{(mw_{med})^2} = \frac{\phi_0}{w^2}$, onde w representa o valor médio da distribuição de *weak-links* envolvidos no transporte de *pares de Coopers*. B_0^* é um campo característico que determina o comportamento de $J_c(B)$ nesta faixa de campos. A expressão (9) reproduz o comportamento quase linear observado na dependência $J_c(B)$

obtida para baixos campos. De acordo com a expressão anterior, quanto maior é o valor de B_0^* , menor é o efeito do campo magnético sobre a corrente crítica. Valores bem elevados de B_0^* vão fazer com que valores pequenos de campo magnético aplicado sejam irrelevantes com respeito a B_0^* . O efeito total sobre a medição é que a corrente crítica vai ter uma espécie de patamar para valores pequenos de B , como tem sido observado experimentalmente em algumas medições de $J_c(B)$ em amostras cerâmicas. Para aplicações tecnológicas é importante obter amostras com valores elevados de B_0^* .

Cabe sinalizar que o campo que caracteriza esta região é B_0^* . O limite de $\alpha \gg 1$ é equivalente a $B \ll B_0^*$. Segundo a definição de B_0^* , valores altos deste campo equívalem a valores pequenos dos parâmetros “ m ” e W_{med} da distribuição de WL.

Generalizando a expansão em series de $1/(\alpha^2 + \pi^2)$ para infinitos termos obtemos

$$\frac{1}{\alpha^2 + \pi^2} = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n \pi^{2n}}{\alpha^{2+2n}}. \text{ Tendo em conta } \coth(\alpha/2) \approx 1 \text{ e substituindo a serie anterior}$$

$$\text{na equação (8) obtemos: } J_c(B) = \frac{J_{c0} \alpha^m}{(m-1)!} (-1)^m \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\partial^{m-2}}{\partial \alpha^{m-2}} \frac{(-1)^n \pi^{2n}}{\alpha^{2+2n}}.$$

A expressão anterior para $J_c(B)$ pode ser simplificada com a ajuda de

$$\frac{\partial^{m-2}}{\partial \alpha^{m-2}} \frac{1}{\alpha^{2+2n}} = \frac{(-1)^{m-2} (2n+m-1)!}{(2n+1)! \alpha^{2n+m}}. \text{ Substituindo esta ultima expressão}$$

dentro de $J_c(B)$ chegamos a uma expressão simplificada para a corrente crítica:

$$J_c(B) = \frac{J_{c0} \alpha^m}{(m-1)!} (-1)^m \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^{m-2} (-1)^n \pi^{2n} (2n+m-1)!}{\alpha^{2n+m} (2n+1)!}. \text{ A série anterior tem}$$

uma forma fechada e chegamos a uma expressão final para a dependência da corrente crítica com o campo magnético no limite de baixos campos magnéticos, a saber, $B \ll B_0^*$.

$$J_c(B) \approx \frac{J_{c0} m}{(m-1)\pi} \sqrt{\frac{B_0^*}{B}} \left(1 + \frac{\pi^2 B}{m^2 B_0^*}\right)^{(1-m)/2} \sin\left[(m-1) \arctan\left(\frac{\pi \sqrt{B}}{m \sqrt{B_0^*}}\right)\right] \quad (10)$$

3.4.2 ANÁLISE PARA CAMPOS ALTOS ($\alpha \ll 1$).

No outro limite, ou seja para altos campos ($\alpha \ll 1$), podemos tomar o primeiro termo da expansão em séries de potências de $\coth(\alpha/2)/(\alpha^2 + \pi^2)$ para valores de α pequenos ou entorno de α igual a zero, $\coth(\alpha/2)/(\alpha^2 + \pi^2) \approx 2/(\pi^2 \alpha)$. Substituindo a equação anterior na equação (8) chegamos a $J_c(B) \approx \frac{2J_c(0)m}{(m-1)} \frac{\sqrt{B_0^*}}{\sqrt{B}}$. Esta dependência de J_c com o campo magnético ($J_c \sim B^{-0.5}$) em amostras policristalinas têm sido reportada em medições anteriores de $J_c(B)$ [34].

A dependência anterior de $J_c(B)$ para $B \gg B_0^*$ tem um significado físico que pode ser entendido da seguinte maneira. A condição $B \gg B_0^*$ é equivalente a $a_0 \ll m W_{med}$, sendo que a_0 representa o parâmetro da rede de Abrikosov ou distância entre os vórtices. Então, se verificando a condição anterior, quase todos os WL presentes na amostra vão estar penetrados pelos vórtices sendo que a distância entre eles é menor do que o próprio comprimento do weak-link. Como consequência, a passagem dos superelétrons só vai ser possível através do espaço entre os vórtices. Este espaço depende do campo magnético segundo $1/\sqrt{B}$, o qual explica o comportamento obtido nesse regime de campo. Para B próximo de B_0^* é esperado um comportamento mais complicado de $J_c(B)$.

3.5 DISCUSSÕES.

Com o objetivo de verificar experimentalmente a teoria, foram realizadas medidas de corrente crítica com campo magnético aplicado numa amostra policristalina pertencente ao sistema Hg-1223, especificamente $Hg_{0.82}Re_{0.18}Ba_2Ca_2Cu_3O_{8+\delta}$, e numa outra amostra pertencente ao sistema Tl-1223 $((Tl_{0.5}Pb_{0.5})(Ba_{0.2}Sr_{0.8})_2Ca_2Cu_3O_{8+\delta})$, segundo foi discutido no segundo capítulo

3.5.1 AMOSTRA-Hg.

A partir da figura 2.15 foi construída a curva de densidade de corrente crítica contra campo magnético. O critério de tensão usado para determinar a corrente crítica foi

$V = 2 \mu\text{V}$. Na amostra de mercúrio, este critério é equivalente a um critério de campo elétrico de aproximadamente $E_c = 30 \mu\text{V/cm}$.

Na figura 3.2, é mostrada a dependência de J_c com o campo magnético. A curva evidencia o comportamento típico reportado em outros experimentos similares feitos em outras cerâmicas supercondutoras. Estas medições foram repetidas três vezes com vistas a ter um critério sobre a reprodutibilidade da medida e, sempre foram obtidos os mesmos resultados.

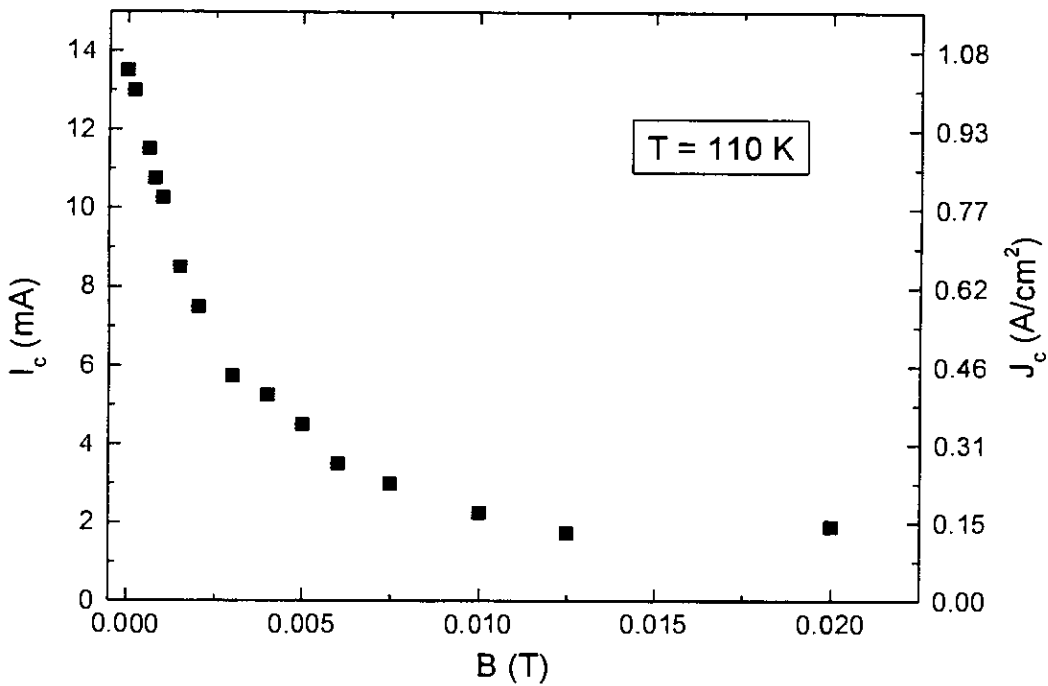


Figura 3.2. Corrente crítica como função do campo magnético medida na amostra-Hg.

Existem duas regiões bem definidas: uma para campos pequenos onde pode se apreciar uma queda abrupta de J_c com o campo magnético, e outra para campos maiores onde quase surge um patamar na dependência $J_c(B)$. Esta última região começa a partir de $B = 125 \text{ G}$ e se estendeu até os valores mais altos de campos disponíveis no experimento, especificamente $B = 400 \text{ G}$. Esta mudança de comportamento na variação de $J_c(B)$ é observada em quase todas as medições deste tipo feitas em cerâmicas supercondutoras [35].

Este comportamento está associado com os dois tipos de fronteiras discutidos anteriormente. O mesmo pode ser entendido se consideramos que existe uma distribuição das fronteiras de grãos em fronteiras de ângulos grandes (*weak-links*) e de ângulos pequenos. Para valores de campos pequenos os WL são “quebrados” eletricamente determinando o comportamento de $J_c(B)$. Já a partir de um determinado valor de campo, quase todos os WL na amostra deixam de contribuir para a corrente crítica, conseqüentemente esta passa então a ser controlada pelas fronteiras de grão com ângulos pequenos (*strong-links*) que representam caminhos de forte acoplamento por toda a amostra. Os deslocamentos que formam estas fronteiras servem como centros de *pinning* para os vórtices, portanto é aí que o mecanismo de dissipação muda. Como estamos em uma faixa de campos pequenos é de se esperar que existam muitas deslocamentos por vórtice, e conseqüentemente a dependência de J_c com B seja fraca.

Logo, para comprovar nosso modelo teórico e tendo em conta o discutido anteriormente, passamos a ajustar os nossos pontos experimentais mediante a equação (8).

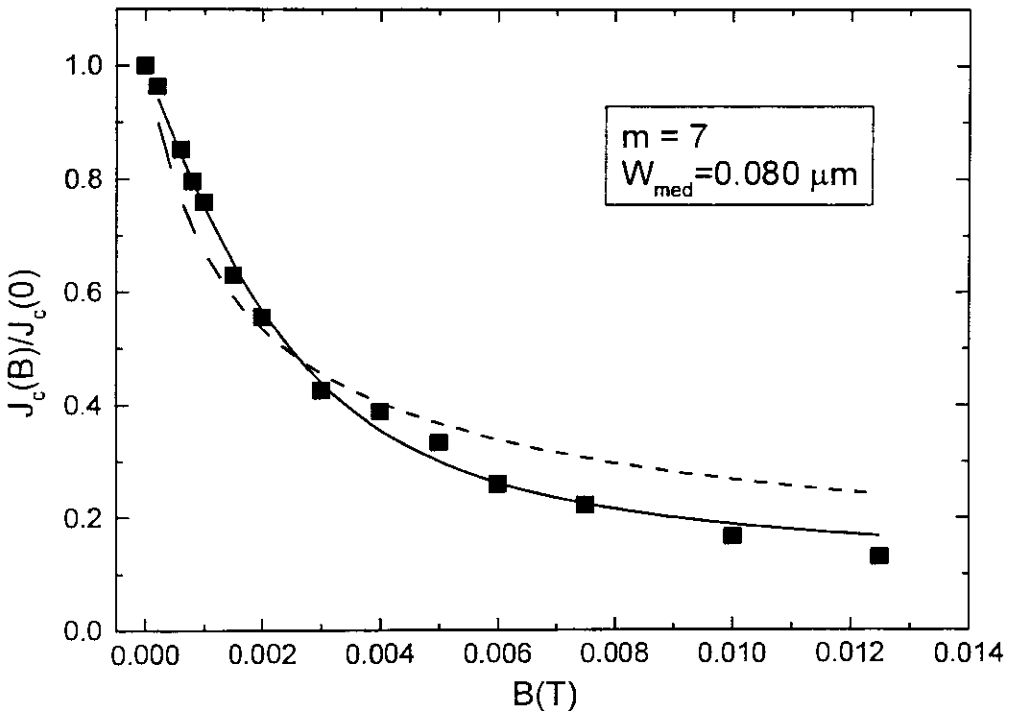


Figura 3.3. Dependência com o campo magnético da densidade de corrente crítica normalizada a seu valor para zero campo. A linha contínua representa o ajuste com $m = 7$ enquanto a linha a descontinua mostra o melhor ajuste possível com $m = 2$. Na legenda estão reportados os parâmetros de ajuste para o caso $m = 7$.

O ajuste foi feito na faixa de campos onde a corrente crítica cai com o campo, isto é, para valores de campos menores do que aquele a partir do qual começa o patamar na dependência $J_c(B)$. W_{med} foi tomado como parâmetro de ajuste com “m” variando entre 2 e 9. Isto pode ser observado na figura 3.3 mostrada na página anterior.

O nosso melhor ajuste foi obtido para $m = 7$ com $W_{med} = 0.080 \mu\text{m}$. Em concordância com a distribuição $P(w)$ usada, o valor médio (mW_{med}) encontrado, usando o nosso ajuste, foi de $0.56 \mu\text{m}$. A curva obtida para $m = 7$ é representada na figura 3.3 pela linha contínua. Também, para efeitos de comparação, é mostrada uma linha de pontos que corresponde ao melhor ajuste possível encontrado quando usamos $m = 2$. Alguns dos vários parâmetros usados para tentar ajustar os nossos dados são mostrados na tabela 3.1.

Tabela 3.1. Parâmetros usados no processo de ajuste dos dados experimentais. W_{med} e m representam os parâmetros da distribuição. Note que o valor médio da distribuição é mW_{med} .

m	$W_{med} (\mu\text{m})$	χ^2
2	0.333	5.48×10^{-3}
3	0.205	2.49×10^{-3}
4	0.147	0.72×10^{-3}
5	0.115	0.70×10^{-3}
6	0.094	0.49×10^{-3}
7	0.080	0.45×10^{-3}
8	0.069	0.50×10^{-3}
9	0.061	0.61×10^{-3}

Deve-se notar a diferença nos ajustes para $m = 7$ e $m = 2$, o qual justifica a importância do parâmetro m em nossa distribuição. Por outro lado, o valor médio de W obtido do nosso ajuste com $m = 7$ foi $0,56 \mu\text{m}$. Este valor corresponde a um valor de $B_0^* = 66 \text{ G}$.

O valor médio para a distribuição de WL obtido do ajuste é quase dez vezes menor do que o valor médio para o tamanho de grão obtido do análise direto por SEM. Isto não é uma contradição, pelo contrário, é quase impossível que todo o grão, segundo a imagem obtida no estudo por SEM, esteja em contato direto com o grão seguinte, contribuindo ao *tunneling* efetivo via efeito Josephson dos super-elétrons. É de se esperar que o valor efetivo de W seja uma fração do valor do tamanho do grão obtido no estudo por SEM.

A afirmação anterior está em concordância com o modelo de fronteira de grão, o qual a toma como sendo formada por uma rede aleatória e desordenada de deslocamentos, com alguns canais entre elas para o fluxo de super-elétrons. Esta última suposição foi observada em diferentes estudos realizados em WL artificiais, depositados sobre bicristal e por outros estudos feitos sobre fronteiras de grão naturais [12]. Todos estes estudos tem revelado uma subestrutura microscópica complexa dos *weak-links*, o que faz supor que a área efetiva do WL para a passagem dos superelétrons seja muito menor do que a área real da fronteira de grão [36].

3.5.2 AMOSTRA-Tl.

O modelo teórico também foi testado com os resultados de uma amostra pertencente ao sistema Tl-1223 que apresenta uma microestrutura diferente da apresentada pela amostra de mercúrio. O estudo por SEM mostrado no capítulo anterior, revela que os grãos na amostra-Tl são menores, ela é mais homogênea, com menor porosidade do que a de amostra-Hg. O fato da amostra-Tl ser mais homogênea pode ser um fato positivo aos efeitos da condução de pares de Cooper já que a probabilidade de encontrar caminhos percolativos para a passagem da supercorrente pela amostra é maior.

Conforme foi explicado na seção anterior, determinamos a dependência da corrente crítica como função do campo magnético aplicado na amostra. O critério escolhido foi o mesmo que no caso da amostra de mercúrio, $V = 2 \mu\text{V}$. Cabe destacar aqui, que a temperatura escolhida na medição representa uma temperatura reduzida igual a aquela usada durante a medição da amostra de mercúrio, especificamente $T = 101 \text{ K}$. A dependência $J_c(B)$ para a amostra-Tl aparece representada na figura 3.4.

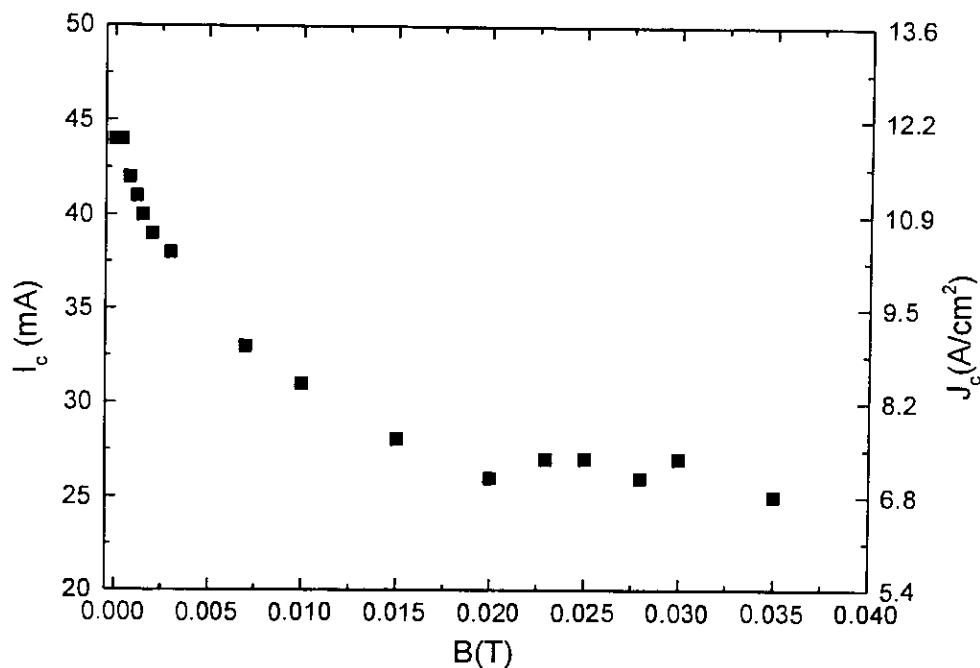


Figura 3.4. Corrente crítica contra campo magnético para a amostra de tálio.

Da mesma forma que no caso anterior da amostra de mercúrio, a curva de $J_c(B)$ mostrou dois regimes. A partir de $B^* \approx 200$ G, a curva $J_c(B)$ apresentou um patamar, característico destes sistemas policristalinos. Para campos inferiores a B^* , $J_c(B)$ apresentou uma forte dependência com o campo magnético, que é característica da presença dos WL no controle da J_c da amostra.

Seguindo a mesma seqüência de análise feita no caso da amostra de mercúrio, ajustamos os dados experimentais mostrados na figura 3.4 segundo a equação (8). O valor máximo de campo magnético usado no ajuste foi de 200 G. Foram testados os mesmos valores para o parâmetro m , tomando como parâmetro de ajuste W_{med} . A figura 3.5 mostra o processo de ajuste obtido com a equação (8). O ajuste para $m = 2$ neste caso, é representado pela linha contínua.

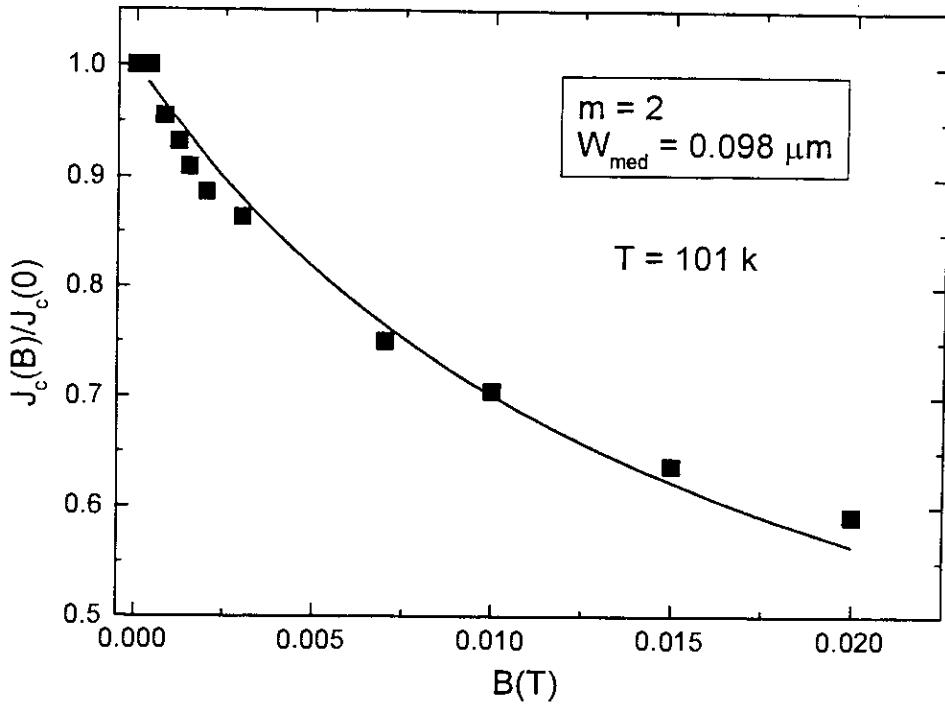


Figura 3.5. Corrente crítica como função do campo magnético para a amostra-Tl. A linha contínua representa o melhor ajuste obtido com a equação (8).

Conforme mostrado na figura novamente um bom ajuste foi obtido para nossos dados experimentais usando a equação (8). Neste caso o melhor ajuste foi para $m = 2$ com $W_{\text{med}} = 98 \text{ nm}$. Isto produz um valor médio de *weak-link* de $0.20 \mu\text{m}$ que é menor do que o valor médio obtido para a fronteira de grão por inspeção visual no estudo por SEM. A tabela 3.2 mostra alguns dos ajustes feitos sobre os dados da amostra-Tl.

Tabela 3.2. Alguns dos parâmetros usados nos ajustes dos dados da amostra-Tl.

m	$W_{\text{med}} (\mu\text{m})$	χ^2
2	0.098	$0.39 \cdot 10^{-3}$
3	0.064	$0.76 \cdot 10^{-3}$
4	0.047	$1.04 \cdot 10^{-3}$
5	0.038	$1.24 \cdot 10^{-3}$
6	0.031	$1.38 \cdot 10^{-3}$
7	0.027	$1.49 \cdot 10^{-3}$
8	0.023	$1.57 \cdot 10^{-3}$

O efeito do campo magnético é menor na amostra-Tl do que na de mercúrio. Isto pode ser observado na figura 3.6 onde são mostradas as dependências $J_c(B)$ para as duas amostras estudadas aqui.

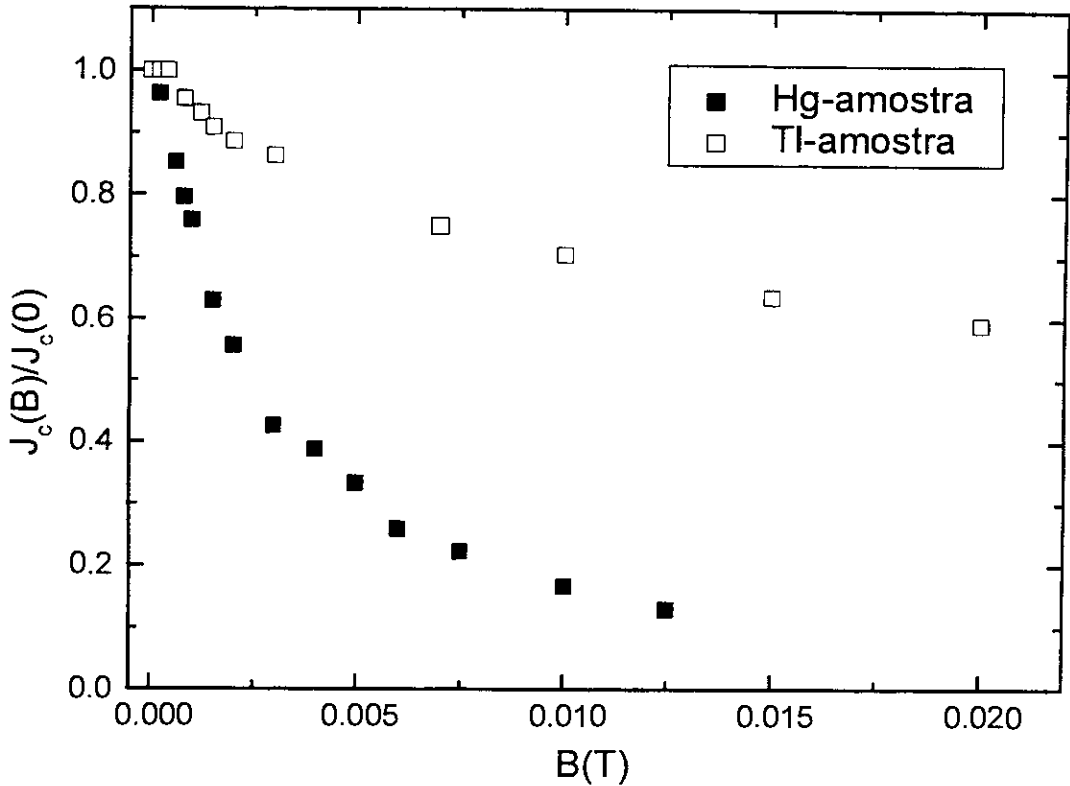


Figura 3.6. Dependência da corrente crítica com o campo magnético para as duas amostras estudadas neste trabalho.

É interessante destacar que os ajustes as curvas mostradas na figura 3.10 produziram valores médios da distribuição de WL de 0.2 e 0.56 μm para a amostra-Tl e a amostra-Hg, respectivamente. Segundo a discussão sobre o modelo feita no início do capítulo, estes valores médios de *weak-links* são equivalentes a campos característico $B_0^* = 66$ G para a amostra-Hg e $B_0^* = 517$ G para a amostra-Tl. Logo o valor mais elevado de B_0^* para a amostra de tálio é responsável pela menor dependência da sua corrente crítica de transporte com o campo magnético. O fato de que amostras com menor tamanho de grão tem correntes críticas menos influenciadas pelo campo magnético, já tinha sido notado experimentalmente por Peterson e Ekin em amostras pertencentes ao sistema YBCO [37].

3.6 CONCLUSÕES.

1) Um modelo analítico para a dependência da corrente crítica de transporte com o campo magnético foi desenvolvido. O modelo tomou como hipóteses de partida: (1) os *weak-links* são os elementos que controlam J_c nas amostras granulares (2) a influência do campo magnético no interior dos grãos, os quais são penetrados a altas temperaturas por campos magnéticos pequenos (3) uma distribuição analítica do tipo Gamma para o tamanho dos WL foi considerada no modelo.

2) Os resultados obtidos dependem da microestrutura da amostra e reproduzem, de forma geral, os resultados reportados na literatura para sistemas granulares supercondutores. Nossos resultados dependem de um campo característico B_0^* , no qual está contida parte da informação sobre a microestrutura da amostra. Para campos pequenos ($B \ll B_0^*$) a teoria prediz uma diminuição quase linear de $J_c(B)$ com o campo magnético, já para campos elevados, o modelo prediz $I_c(B) \sim B^{-0.5}$.

3) Medições experimentais foram desenvolvidas sobre uma amostra granular pertencente ao sistema Hg-1223 ($\text{Hg}_{0.82}\text{Re}_{0.18}\text{Ba}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{8+\delta}$) e sobre outra amostra pertencente ao sistema Tl-1223, especificamente $(\text{Tl}_{0.5}\text{Pb}_{0.5})(\text{Ba}_{0.2}\text{Sr}_{0.8})_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{8+\delta}$. Bons resultados no ajuste dos dados experimentais com o modelo foram obtidos. O melhor ajuste para a amostra-Hg foi obtido para o caso $m = 7$ com $W_{\text{med}} = 80$ nm, correspondendo a um valor médio de WL da ordem de $0.56 \mu\text{m}$, que é dez vezes menor do que o valor médio de tamanho de grão obtido através de inspeção visual no histograma. Já no caso da amostra de tálio os valores ótimos foram $m = 2$ e $W_{\text{med}} = 98$ nm, que determinou um valor médio da distribuição de WL de $0.2 \mu\text{m}$. Estes valores médios pequenos da distribuição de WL indicam que nem toda a fronteira de grão participa ativamente no *tunneling* de super-elétrons, demonstrando uma subdivisão microscópica da fronteira de grão.

3.7 REFERÊNCIAS.

1. R. Mulet, L. Flores, O. Díaz, e J. L. González, *Physica C* 262 (1996) 227.
2. E. Altshuler, P. Mune, J. Musa, J. L. González, O. Ares e C. Hart, *Journal of Superconductivity*, vol. 8, No 6, (1995) 781.
3. D. Dimos, P. Chaudhari e J. Mannhart, *Physical Review B* 41 (1990) 4038
4. M. F. Chisholm e S. J. Pennycook, *Nature* 351 (1991) 47.
5. N. F. Heinig, R. D. Redwing, J. E. Nordman e D. C. Larbalestier, *Physical Review B* 60 (1999) 1409.
6. M. Prester, *Superconductor Science and Technology* 11 (1998) 333.
7. H. Kupfer, I. Apfelstedt, R. Flukiger, C. Keller, R. Meier-Hirmer, B. Runtsch, A. Turowski, U. Wiech e T. Wolf, *Cryogenics*, 28 (1988) 650.
8. J. Rhyner e G. Blatter, *Physical Review B* 40 (1989) 829.
9. M. Prester, E. Babic, M. Stubicar e P. Nozar, *Physical Review B* 49 (1994) 6967.
10. J. E. Evetts, M. J. Hogg, B. A. Glowacki, N. A. Rutter e V. N. Tsaneva, *Superconductor Science and Technology* 12 (1999) 1050.
11. A. Diaz, J. Maza e F. Vidal, *Physical Review B* 55 (1997) 1209.
12. S. E. Babcock e J. L. Vargas, *Review Materials Science* 25 (1995) 193.
13. M. B. Field, D. C. Larbalestier, A. Parikh e K. Salama, *Physica C* 280 (1997) 221.
14. D. K. Lathrop, B. H. Moeckly, S. E. Russek e R. A. Buhrman, *Applied Physics Letters* 58 (1991) 1095.
15. S. E. Russek, D. K. Lathrop, B. H. Moeckly, R. A. Buhrman e D. H. Shin, *Applied Physics Letters* 57 (1990) 1155.
16. M. Kawasaki, E. Sarnelli, P. Chaudhari, A. Gupta, A. Kussmaul e J. Lacey, *Applied Physics Letters* 62 (1993) 417.
17. B. Mayer, S. Schuster, A. Beck, L. Alff e R. Gross, *Applied Physics Letters* 62 (1993) 783.
18. D. T. Verebelyi, C. Prouteau, R. Feenstra e D. K. Christen, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* 9 (1999) 2655.
19. A. Likharev, *Review of Modern Physics* 51 (1971) 101.
20. N. F. Heinig, R. D. Redwing, I. Fei Tsu, A. Guerevich, J. E. Nordman, S. E. Babcock e D. C. Larbalestier, *Applied Physics Letters* 69 (1996) 577.

21. D. T. Verebelyi, D. K. Christen, R. Feenstra, C. Cantoni, A. Goyal, D. F. Lee, P. N. Arendt, R. F. DePaula, J. R. Groves, C. Prouteau, *Applied Physics Letters* 76 (2000) 1755.
22. A. Diaz, L. Mechin, P. Berghuis e J. E. Evetts, *Physical Review Letters* 80 (1998) 3855.
23. M. Turchinskaya, D. L. Kaiser, F. W. Gayle, A. J. Shapiro, A. Roytburd, L. A. Dorosinskii, V. I. Nikitenko, A. A. Polyanskii e V. K. Vlasko-Vlasov, *Physica C* 221 (1994) 62.
24. J. W. Ekin, H. R. Hart e A. R. Gaddipati, *Journal of Applied Physics* 68 (1990) 2285.
25. J. D. Hettinger, K. E. Gray, D. J. Miller, D. H. Kim, D. G. Steel, B. R. Washburn, J. Sharping, C. Moreau, M. Eddy, J. E. Tkaczyk, J. DeLuca, J. H. Kang e J. Talvacchio, *Physica C* 273 (1997) 275.
26. E. Sarnelli, P. Chaudhari e J. Lacey, *Applied Physics Letters* 62 (1993) 777.
27. R. L. Peterson e J. W. Ekin, *Physical Review B* 42 (1990) 8014. Veja também *Physical Review B* 37 (1988) 9848.
28. K. H. Muller e D. N. Matthews, *Physica C* 206 (1993) 275.
29. E. Altshuler, Tese de Doutorado, (1994) Universidade da Habana.
30. M. V. Fistul' e G. Giuliani, *Physical Review B* 51 (1995) 1090.
31. Statistical treatment of experimental data. J. R. Green e D. Margerison. Elsevier (1978).
32. Veja capítulo 5 da referência 31.
33. E. Mezzeti, R. Gerbaldo, G. Ghigo, L. Gozzelino, B. Minetti, C. Camerlingo, A. Monaco, G. Cuttone e A. Rovelli, *Physical Review B* 60 (1999) 7623.
34. G. Doornbos, B. Dam, J. C. Martinez, R. Surdeanu, U. Poppe e R. Griesen, *Physica C* 282-287 (1997) 2303.
35. J. W. Ekin, T. M. Larson, A. M. Hermann, Z. Z. Sheng, K. Togano e H. Kumakura, *Physica C* 160 (1989) 489.
36. Veja por exemplo. M. Carmody, B. H. Moeckly, K. L. Merkle e L. D. Marks, *Journal of Applied Physics* 87 (2000) 2454.
37. R. L. Peterson e J. W. Ekin, *Physica C* 157 (1989) 325.

CAPITULO IV

EFEITOS DA PRESSÃO E DO CAMPO MAGNÉTICO NO INÍCIO DA DISSIPACÃO NOS COMPOSTOS SUPERCONDUTORES

$\text{Hg}_{0.82}\text{Re}_{0.18}\text{Ba}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{8+\delta}$ E $(\text{Tl}_{0.5}\text{Pb}_{0.5})(\text{Ba}_{0.2}\text{Sr}_{0.8})_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{8+\delta}$.

4.1 RESUMO.

Os efeitos da pressão e do campo magnético nas amostras de $\text{Hg}_{0.82}\text{Re}_{0.18}\text{Ba}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{8+\delta}$ e $(\text{Tl}_{0.5}\text{Pb}_{0.5})(\text{Ba}_{0.2}\text{Sr}_{0.8})_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{8+\delta}$ foram estudados. Em ambos os casos a temperatura do início da dissipação (T_{on}) aumenta com a pressão. As curvas de $H(T_{on})$, feitas em pressões diferentes, podem ser superpostas quando a T_{on} é escalada com $T_c(P)$, sugerindo que o mecanismo que conduz a um aumento de T_c também melhora o acoplamento intergranular. Nossos dados são discutidos dentro de um modelo de *phase slippage* (ou ruptura do acoplamento de fases) mostrando alguns detalhes sobre a influência da pressão nas propriedades de transporte das amostras.

4.2 INTRODUÇÃO.

Considerando a aplicação dos supercondutores de alta- T_c (HTSC) o parâmetro mais importante, além da temperatura crítica T_c , é a corrente crítica (I_c), que, por sua vez, depende do campo magnético e da temperatura. Para os HTSCs tanto o baixo valor do comprimento de coerência (ξ) dão lugar a um diagrama de fases H-T complicado. Atualmente existe um consenso sobre a existência de uma linha ou fronteira (chamada linha de irreversibilidade ou as vezes linha de *depinning*) [1-4], associada com o início da dissipação. Acima desta linha, a corrente crítica é zero, limitando as possibilidades de aplicação destes materiais, veja figura 1.1 no primeiro capítulo.

Por outro lado, as propriedades físicas dos cupratos de alta- T_c , em especial a temperatura crítica, são sensíveis a uma pressão hidrostática externa aplicada [5.6]. Dois mecanismos físicos parecem ser responsáveis por este comportamento: (1) aumento da concentração de portadores de carga nos planos CuO_2 pela transferência de carga dos reservatórios de carga, ou cadeias de CuO (mecanismo conhecido como

PICT); (2) uma variação intrínseca de T_c com a pressão (conhecido como termo intrínseco) de origem desconhecido [7.8]. Qualquer que seja o efeito da pressão, é de se esperar que I_c , conseqüentemente o diagrama de fases H-T, e o início da dissipação, sejam também modificados pela pressão [9].

Nos HTSCs policristalinos, os efeitos da pressão parecem ser mais complicados. Estes materiais são obtidos em forma de cerâmicas, e a corrente crítica é limitada pelas regiões intergranulares as quais formam *weak-links* ou regiões de fraca supercondutividade segundo foi discutido no capítulo I. Assim, para um monocristal, a corrente crítica é muito maior do que para materiais policristalinos pertencentes ao mesmo sistema, e por exemplo, para o composto YBCO, J_c é 10^4 vezes maior em monocristais [10]. Como uma parte importante do mecanismo da dissipação ocorre nas regiões das fronteiras de grão ou *weak-links*, seria interessante estudar o efeito da pressão aplicada no acoplamento intergranular. Devemos então, tentar esclarecer se a pressão modifica a microestrutura da fronteira de grão, conseqüentemente modificando o acoplamento intergranular elétrico, ou se a melhoria do acoplamento intergranular está relacionada com os dois mecanismos, previamente mencionados, que são responsáveis pelo aumento de T_c .

Este último tópico é um ponto chave para obter bons materiais para aplicações técnicas. Porém, não existem muitos estudos reportados sobre este assunto nos HTSCs [9]. Em particular, para o sistema Hg-1223 que apresenta a maior T_c obtida sobre pressão [11], encontramos na literatura só um estudo sobre os efeitos da pressão nas propriedades de transporte [12]. Não obstante, nesse trabalho não se analisa a influência da pressão na linha de irreversibilidade, assim como, não se discute detalhadamente porque o acoplamento intergranular melhora.

Neste capítulo, a influência da pressão no início da dissipação nas amostras Hg-1223 ($\text{Hg}_{0.82}\text{Re}_{0.18}\text{Ba}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{8+\delta}$) e Tl-1223 ($(\text{Tl}_{0.5}\text{Pb}_{0.5})(\text{Ba}_{0.2}\text{Sr}_{0.8})_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{8+\delta}$) são estudadas. Em particular cabe destacar que a amostra de mercúrio apresenta duas características importantes: um valor alto de $\partial T_c/\partial P$ foi obtido no regime de baixa pressão [13]; a amostra está com um conteúdo ótimo de oxigênio [14]. Conseqüentemente, este composto é apropriado para o estudo sobre a influência da

pressão no início da dissipação, e sua conexão com o termo intrínseco $(\partial T_c / \partial P)_0$ mencionado previamente. No caso da amostra de tálio não foi possível determinar se ela está no regime otimamente dopado de oxigênio.

Para levar a cabo tal estudo, foi investigado a influência da pressão na transição magneto-resistiva. Foi constatado que em ambas amostras T_{on} aumenta com a pressão para um valor fixo de campo magnético aplicado. As diferentes curvas $H(T_{on})$, feitas em pressões diferentes, se sobrepõem quando a T_{on} é escalada com $T_c(P)$. Este comportamento pode ser tomado como uma evidência de que o mesmo mecanismo, induzido pela pressão e que aumenta a temperatura crítica, pode ser também responsável pela melhoria do acoplamento intergranular nas amostras. Os resultados são interpretados dentro do modelo de *phase-slippage*, sugerindo que a pressão melhora o acoplamento intergranular através do aumento do gap supercondutor à temperatura zero, $\Delta(0)$.

4.3 DISCUSSÃO DOS RESULTADOS PARA O CASO DA AMOSTRA DE MERCÚRIO.

A figura 2.6 no capítulo 2 mostra a variação da resistência elétrica sem campo magnético aplicado na amostra-Hg para as três pressões externas usadas no experimento e, segundo pode ser observado na figura, a pressão desloca as transições resistivas para temperaturas mais altas. Este fato, independentemente do critério usado para determinar T_c , é uma clara indicação de que a pressão aumenta a temperatura crítica.

Visando esclarecer este fato, usamos dois critérios para definir a temperatura crítica e estudar o seu comportamento com a pressão. O primeiro critério definiu a temperatura crítica como aquela onde a primeira derivada atinge seu máximo valor, veja a figura 4.1. Este critério levou a T_c de 131.9 K, 132.7 K e 133.2 K para $P \sim 0, 3.2, e 5.9$ kbar, respectivamente.

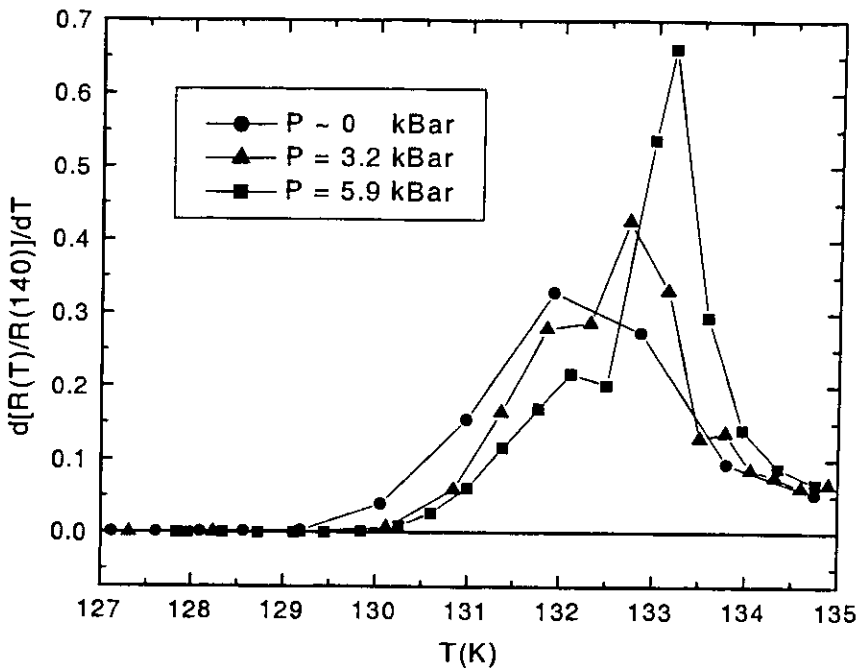


Figura 4.1. Primeira derivada das curvas $R(T)$ tomadas a diferentes pressões sem campo magnético aplicado. A temperatura crítica é definida como aquela que corresponde ao máximo da curva.

No regime de baixas pressões, podemos supor uma relação linear entre T_c e a pressão. Sendo assim, obtemos $dT_c/dp = 0,22 \pm 0,02$ K/kbar, que é comparável com os valores reportados para os compostos sem Renio, $(\text{Hg}_1\text{Ba}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{8+\delta})$ [7]. Este valor foi reproduzido usando o segundo critério para definir T_c *onset* como a temperatura na qual, as extrapolações dos ajustes lineares das regiões supercondutoras e normais nas curvas de $R(T)$, se interceptam. O mesmo aparece representado na figura 4.2 para a curva medida a $P \sim 0$ kbar.

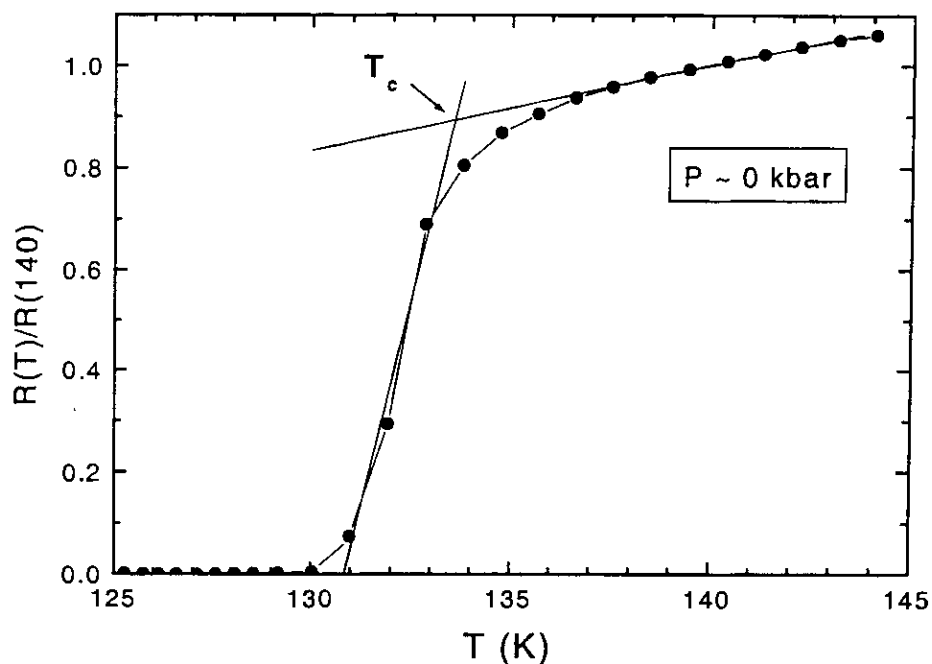


Figura 4.2. Temperatura de *onset* da transição tomada segundo o critério discutido no texto.

Utilizando o critério exemplificado na figura 4.2 foram obtidas temperaturas críticas de 133.7, 133.9 e 134.8 K para as três pressões usadas no experimento, $P \sim 0, 3.2$ e 5.9 kbar respectivamente, correspondendo a um $dT_c/dp = 0,20 \pm 0,07$ K/kbar. Este valor é quase igual ao encontrado anteriormente mostrando que a taxa de incremento da temperatura crítica com a pressão é a mesma para os dois critérios.

A variação da resistência elétrica com a temperatura na amostra cerâmica de mercúrio para as três pressões e para diversos campos magnéticos é mostrada nas figuras 2.7, 2.8 e 2.9. Da análise das figuras pode-se notar um comportamento similar para as curvas nas diferentes pressões usadas na experiência. Em cada medida, na faixa de altas temperaturas próximo de T_c , há uma sobreposição das curvas medidas a diversos campos, o que pode ser relacionado com efeitos intragranulares. As curvas se separam para temperaturas mais baixas, como uma clara evidência de efeitos intergranulares (veja por exemplo a figura 2.9). Para todas as curvas $R(T)$, a temperatura do início da dissipação (T_{on}) foi definida como aquela temperatura para a qual a resistividade vai a zero, dentro de nossa resolução experimental.

O ponto de resistência zero foi tomado a $R = 1 \text{ m}\Omega$. Abaixo deste ponto o ruído experimental impossibilitou a medida “limpa” da resistência. Por um outro lado, não foram observadas variações nas curvas de $R(T)$ quando a corrente de medida foi diminuída, o que significa que as medidas foram feitas no regime linear ($E = \rho j$). Assim, o critério escolhido para determinar T_{on} corresponde a um critério do campo elétrico de aproximadamente $14 \text{ }\mu\text{V/cm}$, de acordo com a configuração de contatos usada.

Esta fronteira experimental, pode ser considerada como um tipo de *linha de irreversibilidade intergranular* embora não represente uma propriedade intrínseca real do sistema porque sua posição no plano de H-T depende da definição usada na experiência [15,16].

Usando este critério, a curva $H(T_{on})$ foi encontrada para cada pressão, e estes resultados são mostrados na figura 4.3. Para um campo magnético aplicado, T_{on} aumenta com a pressão, demonstrando, de uma maneira clara, o efeito direto da pressão também nas propriedades elétricas da amostra e, em especial no acoplamento intergranular.

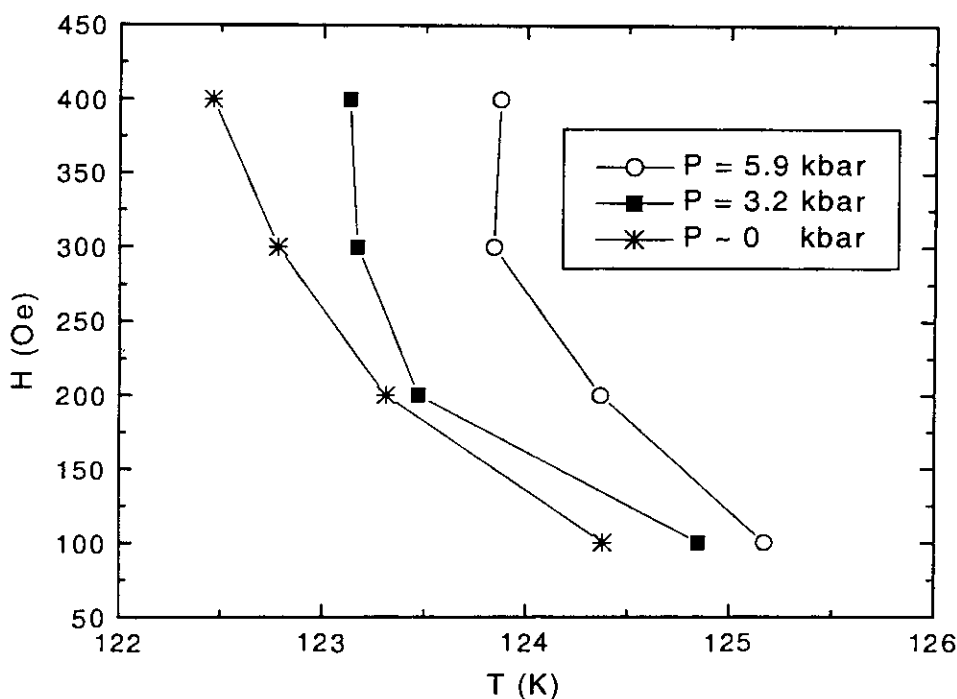


Figura 4.3. Curvas $H(T_{on})$ para as diferentes pressões.

A figura 4.3 responde a uma das perguntas formuladas na parte introdutória desta tese, a saber: **quando colocamos pressão na amostra cerâmica supercondutora $\text{Hg}_{0.82}\text{Re}_{0.18}\text{Ba}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{8+\delta}$, o acoplamento intergranular melhora ?** A resposta a esta pergunta é **sim**. A pressão, além de aumentar a temperatura crítica, melhora o acoplamento intergranular na cerâmica supercondutora. Resta agora, entender ou elucidar qual é o mecanismo responsável por este comportamento. Esta segunda questão será o objetivo dos próximos parágrafos.

Definindo uma temperatura reduzida, $t = T_{\text{on}}/T_c(P)$ se obtém a superposição destas linhas em função da temperatura reduzida t . Isto pode ser observado na figura 4.4.

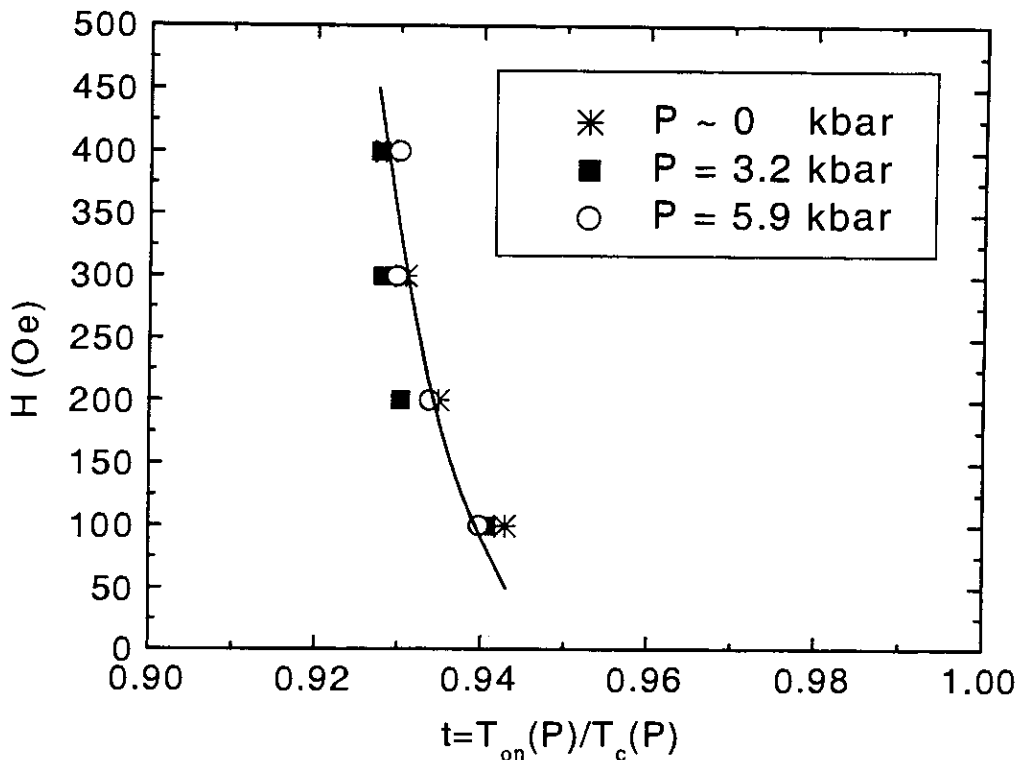


Figura 4.4. Superposição das curvas $H(t_{\text{on}})$ quando T_{on} é escalada com a temperatura crítica tomada a cada pressão.

O comportamento mostrado na figura 4.4 sugere que o mesmo mecanismo que causa o aumento da temperatura crítica com a pressão, modifica também T_{on} e consequentemente o acoplamento elétrico entre os grãos. Esta primeira conclusão nos

leva a analisar com mais cuidado a interação entre a pressão aplicada e a rede desordenada dos WL.

As amostras policristalinas podem ser vistas como uma rede de WL com uma distribuição de tamanho de weak-link com valor médio r_g . A corrente passa através desta rede aleatória, e as propriedades macroscópicas da amostra são controladas pelas propriedades individuais dos WL mais fracos na amostra, ou fronteiras de grão com ângulo grande, (high-angle grain boundary, HAGB) [17]. Uma descrição detalhada dos weak-links foi dada na introdução do segundo capítulo e pode ser encontrado nas referências 18 à 21.

Em amostras granulares como são as cerâmicas, a corrente crítica tem um caráter de percolação, o que significa que os pares de Cooper necessitam encontrar um trajeto ao longo da amostra para viajar de um contato de corrente até o outro. Em determinadas condições de temperatura e campo magnético, este trajeto desaparece devido à quebra (no sentido elétrico) dos WL (HAGB) que estão no trajeto. Isto ocorre quando a energia térmica é da ordem da energia de acoplamento de Josephson (E_j), isto é, à $k_B T_{on} \approx E_j(H, T_{on})$. Esta suposição é equivalente a dizer que quando a temperatura T_{on} é atingida, as flutuações térmicas quebram o acoplamento coerente da fase do parâmetro de ordem supercondutor entre os dois grãos contíguos ao weak-link. Este fenômeno dá lugar ao surgimento de uma dissipação, o que significa que experimentalmente, uma voltagem é detectada.

Para obter uma expressão para $E_j(H, T)$, nós começamos fatorizando a corrente crítica $I_c(T, H)$ destes HAGB, isto é $I_c(T, H) = I_c(T)I_c(H)$. Muitos estudos experimentais efetuados sobre weak-links isolados, indicam que para temperaturas perto da temperatura crítica, $I_c(T) = I_c(0)(1-T/T_c)^n$, com n aproximadamente igual a 2. [22]. $I_c(0)$ representa um limite superior para a corrente crítica na temperatura zero.

Para a dependência com o campo magnético da corrente crítica, um comportamento do tipo $(H_0/H)^m$ parece ser razoável, segundo foi discutido no primeiro capítulo. Por exemplo, o caso $m = 1$, segue de um trabalho teórico de Peterson e de Ekin [23]. H_0 é um campo que caracteriza a qualidade da junção, e pode-se estimar como $H_0 = \Phi_0/\mu_0 r_g^2$, onde Φ_0 é o quantum de fluxo e r_g é o tamanho médio da distribuição dos tamanhos dos

WL [24]. Não obstante, algumas estudos teóricos mostraram que $I_c(H) \sim 1/H^m$ com $m < 1$, o que reflete o caráter não homogêneo e desordenado dos *weak-links*. Simulações, tomando o weak-link como formado por uma distribuição aleatória de canais com valores diferentes da corrente crítica dentro deles (esse modelo parece se ajustar mais com a realidade), produzem como resultado final $I_c(H) \sim 1/H^m$ [25].

Seguindo os argumentos acima, e substituindo a dependência de $I_c(H, T)$ em $E_j = \frac{\phi_0 I_c}{2\pi}$, nós obtemos uma expressão para a energia de acoplamento Josephson (E_j) em função da temperatura e do campo magnético:

$$E_j = \frac{\phi_0 I_c(0)}{2\pi} (1-t)^n \left(\frac{H_0}{H}\right)^m \quad (1)$$

onde $t = T/T_c$, e supondo que $I_c(H, T) = I_c(H) I_c(T)$.

Para $T = T_{on}$ temos $E_j(H, T_{on}) \approx k_B T_{on}$ e usando a equação (1), podemos obter uma expressão para $H(T_{on})$:

$$\frac{\phi_0 I_c(0)}{4\pi} (1-t_{on})^n \left(\frac{H_0}{H}\right)^m = \Gamma k_B T_{on} \quad (2)$$

A expressão anterior é equivalente a $\gamma (1-t_{on})^n \left(\frac{H_0}{H}\right)^m = t_{on}$ ou inversamente:

$$H = H_0 \frac{\gamma^{1/m} (1-t_{on})^{n/m}}{t_{on}^{1/m}} \quad (3)$$

onde, $t_{on} = \frac{T_{on}}{T_c}$ e $\gamma = \frac{\phi_0 I_c(0)}{4\Gamma\pi k_B T_c}$ são constantes características.

Para comprovar a validade de nosso modelo, tentamos um ajuste da linha $H(T_{on})$, tomada a $P = 3.2$ kbar, usando a equação (3), cujos resultados são representados pela linha contínua na figura 4.4. A análise desta figura sugere que existe uma boa concordância entre teoria e experimento, a qual reforça nosso modelo.

No ajuste da figura 4.4 foi usado $n = 2$ e um valor estimado de $H_0 = 66$ Oe que corresponde ao valor médio ($r_g = 0.56 \mu\text{m}$) para a rede de WL encontrado no segundo capítulo para a amostra de mercúrio. O ajuste produz $m = 0.24$ e $\gamma = 281$, os quais são valores razoáveis. Usando o valor de γ encontrado no ajuste e tomando $\Gamma \approx 1$, obtemos $I_c(0) = 3$ mA usando a expressão para γ . O valor obtido para $I_c(0)$ é um bom valor estimado tendo em conta que $I_c(0)$ representa um valor limite para a $I_c(0)$ dos HAGB.

Neste ponto podemos tentar explicar o comportamento das curvas mostradas na figura 4.4. De acordo com a equação (3), a superposição das curvas para pressões diferentes implica que $(\partial_p H[t, P])_{t_{on}} = 0$ ou equivalentemente $(\partial_p [H_0(P)\gamma^{1/m}(P)])_{t_{on}} = 0$. $H_0 = \phi_0/\mu_0 r_g^2$ é um campo característico associado com a estrutura do sistema e $\gamma(P) \sim I_c(0, P)/T_c(P) \sim \frac{\Delta(0, P)}{T_c(P)R_N}$ [26]. Aqui, $\Delta(0)$ é o *gap supercondutor* a temperatura zero e

R_N é a resistência dos WL envolvidos no processo, a qual pode ser considerada independente da pressão. Isto, em princípio, está justificado pelo fato de que a resistência efetiva da rede de WL está diretamente relacionada com a resistência em estado normal da curva $R(T)$ de nossa amostra, a qual não teve uma variação significativa com a pressão.

Tendo em conta os argumentos apresentados anteriormente, a condição $(\partial_p [H_0(P)\gamma^{1/m}(P)])_{t_{on}} = 0$ nos leva a:

$$\frac{\partial_p T_c}{T_c} = \frac{\partial_p \Delta(0)}{\Delta(0)} + 2|K_\alpha| m \quad (4)$$

sendo K_α definido como o coeficiente relativo de compressibilidade linear, $K_\alpha = (\partial r_g / \partial P) / r_g$.

A expressão (4) mostra que o aumento relativo da temperatura crítica é a soma de duas contribuições. A primeira, associada com a mudança relativa no *gap supercondutor* a temperatura de zero Kelvin, enquanto a outra está relacionada com a deformação da microestrutura da amostra. Deve ser notado que essas duas contribuições deveriam em

princípio modificar as propriedades elétricas dos WL, influenciando a corrente crítica, e conseqüentemente o início da dissipação. Nosso principal objetivo será então determinar qual destes dois efeitos influencia mais na mudança do início da dissipação com a pressão.

De acordo com nossos dados experimentais, $\partial_P T_c = 0.27 \text{ K/kbar}$ e $T_c(0) = 131.9 \text{ K}$, então $\partial_P T_c / T_c = 2.047 \cdot 10^{-2} \text{ GPa}^{-1}$. Por um outro lado, o valor do coeficiente relativo de compressibilidade linear K_α para nossa amostra, pode ser tomado igual ao valor reportado para o sistema Hg-1223 sem rênio [27] ($2.57 \cdot 10^{-3} \text{ GPa}^{-1}$). Com isso, podemos estimar $2 m |K_\alpha| \approx 10^{-3} \text{ GPa}^{-1}$. Este último valor é dez vezes menor que a $(\partial_P T_c / T_c)$ encontrado usando nossos resultados experimentais. Isto nos leva a rescrever a equação

$$(4) \text{ como } \frac{\partial_P T_c}{T_c} \approx \frac{\partial_P \Delta(0)}{\Delta(0)}.$$

Tendo em conta a análise anterior, podemos concluir que o $\Delta(0)$ tem o papel principal no aumento de T_{on} . Este efeito conduz a um aumento da corrente crítica à temperatura zero, $I_c(0)$, o que é equivalente a melhorar o acoplamento intergranular. Também significa que, na faixa de pressão e campos magnéticos usados em nossa experiência, a mudança relativa na T_c está associada com uma mudança no *gap supercondutor* à temperatura zero. Então, o mecanismo que aumenta a T_c com P também afeta o *gap supercondutor* à temperatura zero $\Delta(0)$.

Está bem estabelecido que a T_c tem uma dependência não linear com P [5,7,29]. Em nossa experiência estamos trabalhando na faixa de baixa pressão, e aqui a variação da temperatura crítica com P pode ser considerada aproximadamente linear. Conseqüentemente, nossos resultados indicam que $\Delta(0,P)$ deve ter também o mesmo comportamento linear.

Isto concorda com trabalhos recentes que tratam dos efeitos da pressão em um sistema descrito por um hamiltoniano tipo Hubbard estendido [28,29,30]. Nestes modelos, a variação do parâmetro de rede devido à pressão hidrostática, produz uma mudança no potencial atrativo V e conseqüentemente uma mudança no *gap supercondutor*. A variação de $\Delta(0)$ foi teoricamente estimada por Evandro Mello e colaboradores na

referência 28 para a família Hg-1223 e reproduz com sucesso os efeitos da pressão nesse composto.

4.4 DISCUSSÃO PARA O CASO DA AMOSTRA-TL.

Para a amostra de tálio foi seguida a mesma seqüência experimental usada para a amostra de mercúrio. A figura 2.10 mostra a variação da resistência elétrica sem campo magnético aplicado para algumas das pressões externas aplicadas na amostra de tálio. Da mesma forma que no caso da amostra de mercúrio a temperatura crítica foi deslocada para valores maiores com o aumento da pressão.

A partir da curva $R(T)$ sem campo magnético mostrada na figura 2.10 foi determinada a temperatura crítica para cada pressão. T_c foi escolhida como a temperatura para a qual a primeira derivada com respeito à temperatura de $R(T)$ apresenta um máximo. As curvas representando a primeira derivada da resistência elétrica em função da temperatura são mostradas na figura 4.5.

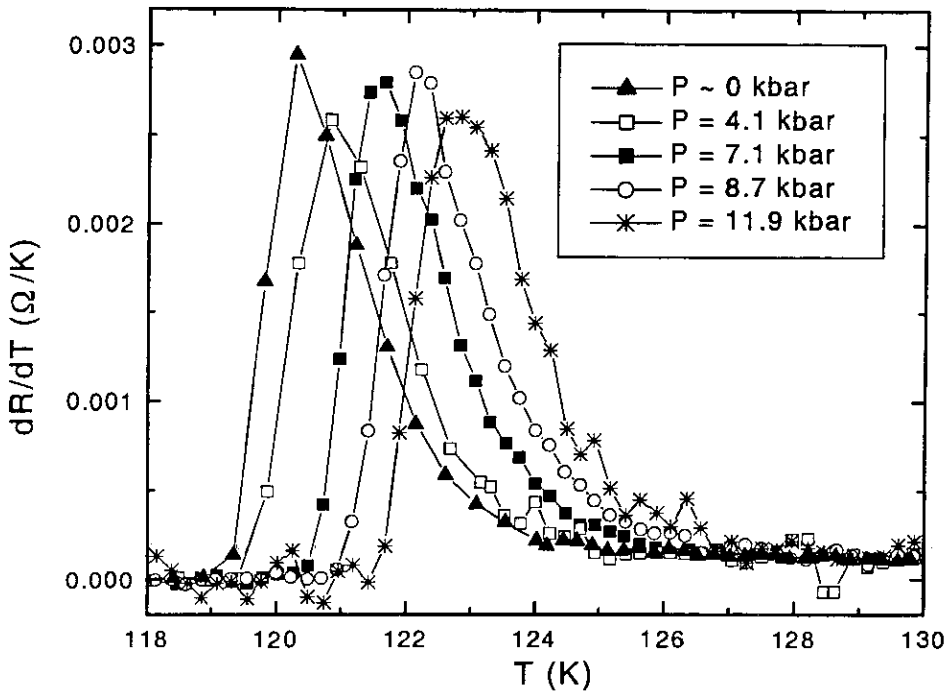


Figura 4.5. Primeira derivada das curvas $R(T)$ tomadas a diferentes pressões. A temperatura crítica é definida como aquela onde ocorre o máximo da curva.

Nesta figura pode se notar um claro deslocamento de T_c com a pressão, o qual pode ser observado com maior clareza na figura 4.6. Tendo em conta que estamos trabalhando no limite de baixa pressão podemos supor uma dependência linear entre a temperatura crítica e a pressão. A linha contínua na figura 4.6 representa o ajuste linear entre T_c e a

pressão. Desse ajuste foi obtido um valor de $dT_c/dp = 0.23 \pm 0.01$ K/kbar. Este valor é ligeiramente maior que os encontrados na literatura para sistemas supercondutores formados a base de tálio. Por exemplo na referência 31 foi reportado $dT_c/dp = 0.13$ K/kbar para um sistema similar, só que naquele caso a máxima pressão aplicada foi bem maior.

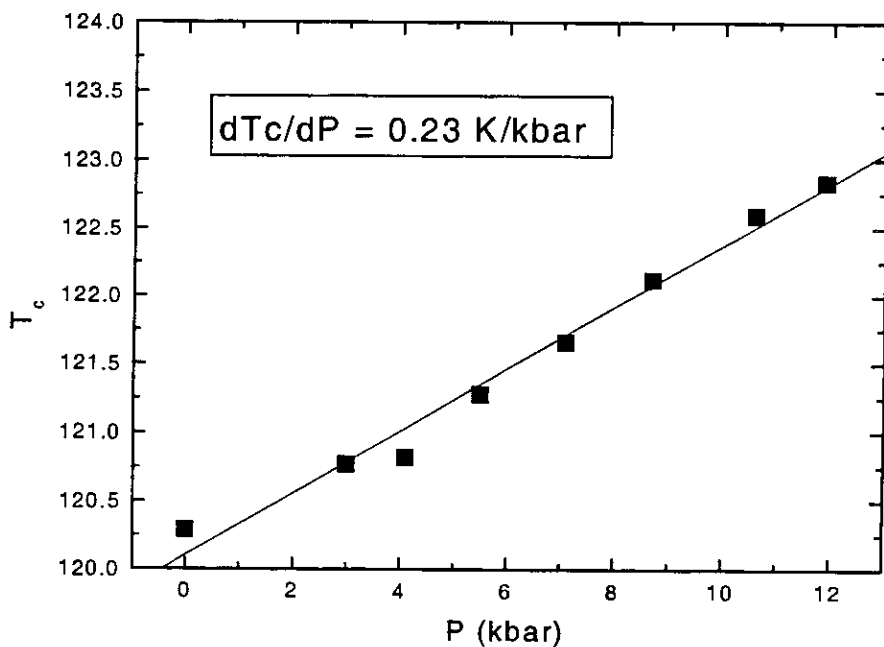


Figura 4.6. Dependência da temperatura crítica com a pressão para a amostra-Tl. A linha contínua representa um ajuste linear de $T_c(P)$.

As transições resistivas $R(T)$ mostradas na figura 2.10 foram medidas para cada pressão na presença de campos magnéticos. As figuras 2.11-2.14 representam essas transições $R(T,H)$ para algumas das pressões usadas no experimento. O restante das curvas medidas para as outras pressões não apresentou mudanças significativas.

Como observado no caso da amostra de mercúrio, todas estas curvas apresentaram dois comportamentos bem definidos. O ponto que interessa aqui está localizado na faixa de baixas temperaturas onde o campo magnético desloca as curvas. Para cada curva tomada a um campo magnético fixo, foi determinada T_{on} usando um critério de $R_c = 0.2$ m Ω . Como as medidas foram realizadas no regime de resposta linear este corresponde a um critério de campo elétrico, $E_c = 4$ μ V/cm.

Este procedimento foi usado para as diferentes pressões de modo a construir uma curva $H(T_{on})$ para cada pressão que podem ser observadas na figura 4.7. Para evidenciar o deslocamento dessas curvas com a pressão elas são mostradas em escala semilog. Seguindo aqui a mesma lógica usada na seção anterior apresentamos na figura 4.8 as mesmas curvas, porém com a temperatura normalizada pela temperatura crítica correspondente a cada pressão.

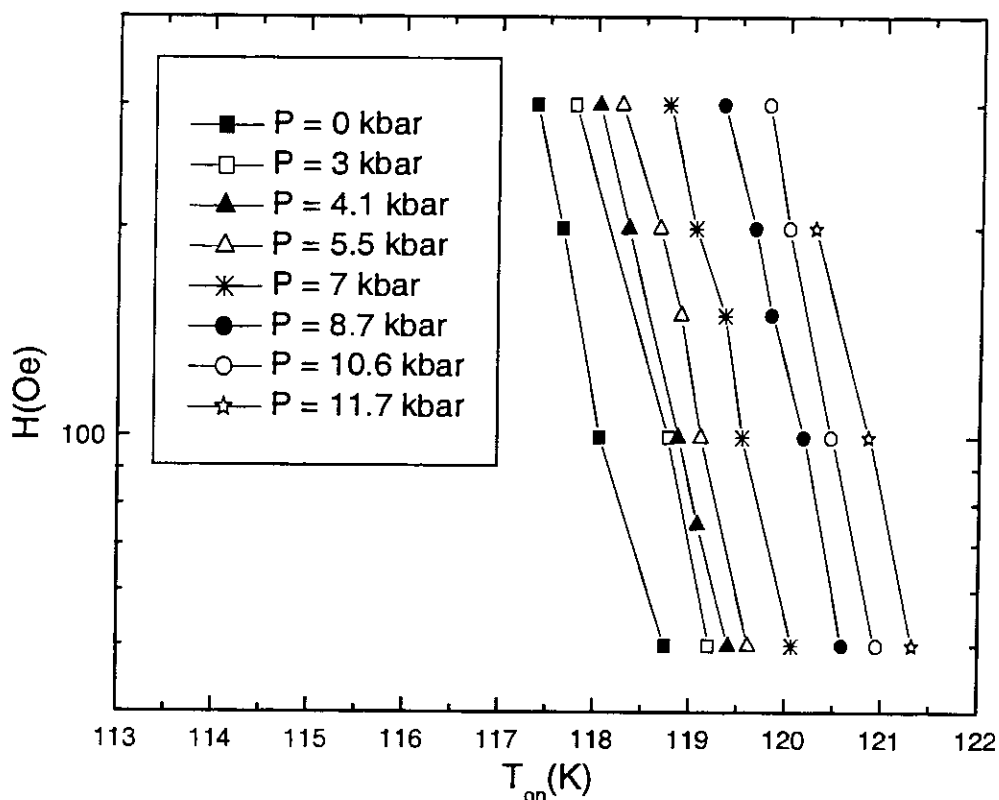


Figura 4.7. $H(T_{on})$ curvas para as diferentes pressões obtidas segundo as medidas descritas no texto.

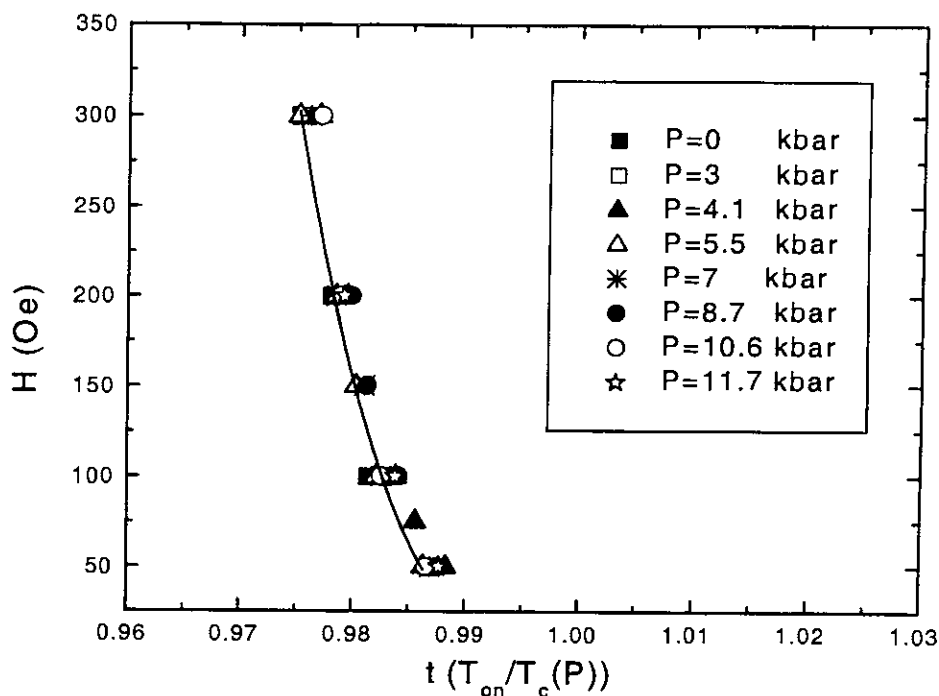


Figura 4.8. Curvas de $H(t_{on})$ obtidas para todas as pressões usadas no experimento. t_{on} é a temperatura reduzida $t_{on} = T_{on}(P) / T_c(P)$.

A superposição das curvas na figura 4.8 indica que o aumento de T_c e do onset da dissipação tem origem comum. Logo, a pressão atua sobre o acoplamento intergranular de uma maneira parecida ao caso da amostra de mercúrio. Isto é um fato interessante, dado que estes sistemas são diferentes, apresentam temperaturas críticas diferentes e, segundo foi discutido no capítulo 2, a microestrutura das amostras apresenta diferenças quanto ao tamanho de grão médio.

A amostra de tálio e mercúrio, mesmo apresentando uma microestrutura diferente tem as suas propriedades de transporte e magnéticas influenciadas pelos weak-links. Como foi apontado anteriormente, o comportamento mostrado na figura 4.8 é uma indicação de que o origem do incremento do onset da dissipação e da temperatura crítica com a pressão é o mesmo. Consequentemente todas as análises feitas na parte inicial deste capítulo, assim como o modelo fenomenológico decorrente dessa análise, podem ser aplicadas aos dados obtidos no caso da amostra-Tl.

Inicialmente vamos tentar ajustar os dados experimentais obtidos. Para isto, a curva experimental $H(t_{on})$, tomada à pressão de 5.5 kbar, foi ajustada segundo a equação (3).

O ajuste obtido é representado pela linha contínua na figura 4.8. Consideramos, como no caso do mercúrio, $n = 2$ e um valor $H_0 = 517$ Oe. Este último valor de H_0 corresponde ao valor médio da distribuição de WL encontrado no terceiro capítulo para a amostra de tálio, a saber $r_g = 0.2 \mu\text{m}$. O ajuste determinou $m = 0.66$ e $\gamma = 1105$. Com este valor de γ foi possível determinar $I_c(0)$ para a amostra, obtendo-se um valor de 11 mA. A qualidade do ajuste pode ser observado na figura 4.8.

Para uma análise mais detalhada destes resultados seguimos o tratamento realizado para a amostra de mercúrio que nos leva a equação (4). No caso do sistema de tálio o coeficiente relativo de compressibilidade linear, $K_\alpha = (\partial r_g / \partial P) / r_g$, também é uma grandeza bem pequena. Assim, o comportamento mostrado na figura 4.8 sugere que o aumento do acoplamento intergranular está relacionado diretamente com o aumento da temperatura crítica e, mais especificamente, com o aumento do *gap supercondutor*. O aumento do acoplamento intergranular com a pressão neste sistema já tinha sido sugerido na referência 31 qualitativamente, sem uma discussão mais aprofundada das suas origens.

Com o objetivo de comparar o onset da dissipação nas duas amostras, mostramos na figura 4.9 as curvas de $H(t_{on})$ tomadas a pressões semelhantes. Para o caso da amostra de mercúrio a curva foi tomada a 5.9 kbar, enquanto que para a amostra-Tl a medição corresponde a $P = 5.5$ kbar.

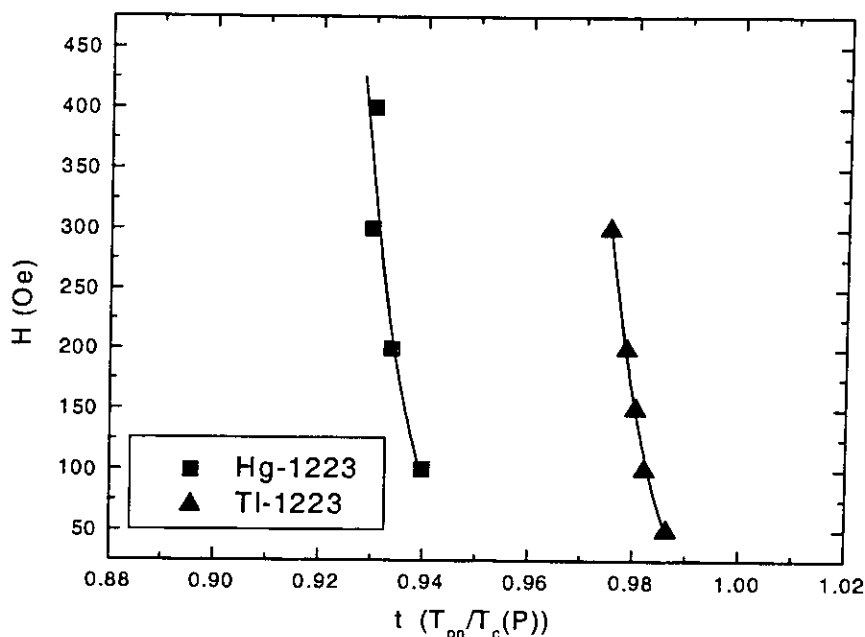


Figura 4.9. Curvas $H(t_{on})$ tomadas para as amostras de mercúrio e tálio a $P = 5.9$ e $P = 5.5$ kbar respectivamente.

As linhas contínuas representam os ajustes obtidos usando a equação (3). Podemos concluir que a amostra-Tl é melhor do que a de mercúrio com objetivos aplicativos já que o *onset da dissipação* acontece para temperaturas relativas maiores. Segundo o nosso modelo, dentre os parâmetros determinantes para o aumento do *onset da dissipação* está o campo característico H_0 . Ele é bem maior no caso da amostra de tálio, e isto, segundo foi discutido no segundo capítulo, está associado com o fato desta amostra ter uma distribuição de tamanho de grão deslocada para valores pequenos. O próprio estudo por SEM mostrou que a amostra de tálio é mais compacta e com menos porosidade. Tudo isto faz com que a probabilidade de achar caminhos percolativos para a passagem da supercorrente seja maior, retardando conseqüentemente o surgimento da dissipação.

Também é importante destacar que a corrente crítica a temperatura zero, identificada como $I_c(0)$, é quase dez vezes maior no caso da amostra de tálio. Tudo isto forma um quadro favorável para que a amostra-Tl comece a dissipar a temperaturas relativas maiores como foi observado experimentalmente.

4.5 CONCLUSÕES.

- 1) O efeito da pressão sobre a transição resistiva $R(T)$, em presença de campos magnéticos, foi estudado em duas amostras pertencentes aos sistemas Hg-1223 e Tl-1223, especificamente $\text{Hg}_{0.82}\text{Re}_{0.18}\text{Ba}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{8+\delta}$ e $(\text{Tl}_{0.5}\text{Pb}_{0.5})(\text{Ba}_{0.2}\text{Sr}_{0.8})_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{8+\delta}$. Foi constatado que em ambas amostras a linha de início da dissipação $H(T_{\text{on}})$ é deslocada para temperaturas maiores com o aumento da pressão.

- 2) Nos dois casos, as fronteiras $H(T_{\text{on}})$ tomadas para diferentes pressões, são superpostas quando as mesmas são graficadas com $t_{\text{on}} = T_{\text{on}}/T_c(P)$ sugerindo que o incremento de T_c e T_{on} em ambas amostras tem a mesma origem.

- 3) No limite das nossas condições experimentais (faixa de baixa pressão e baixo campo magnético) as curvas $H(t_{\text{on}})$ foram ajustadas e analisadas de acordo com o modelo de *phase-slippage*, o qual tomou em conta o efeito das flutuações térmicas na fronteiras de grãos ou *weak-links* (WL). A análise feita segundo o modelo, sugere que o acoplamento intergranular em ambos sistemas é melhorado como uma consequência direta do aumento do *gap supercondutor*, $\Delta(0)$, à temperatura zero.

- 4) Comparativamente a amostra de tálio apresenta uma linha $H(t_{\text{on}})$ deslocada para a região de temperaturas maiores do que amostra de mercúrio, e significa que para fins de aplicação ela é mais apropriada. Isto está associado com o fato desta amostra apresentar um campo característico H_0 maior, assim como um valor mais alto da corrente crítica dos WL a temperatura zero. Tudo isto pode estar relacionado com a microestrutura da amostra segundo foi discutido no primeiro capítulo.

4.6 REFERÊNCIAS.

1. K. A. Müller, M. Takashige, e J. G. Bednorz, *Physical. Review Letters* 58 (1987) 1143.
2. G. Blatter, M. V. Feigel'man, V. B. Geshkenbein, A. I. Larkin e V. M. Vinokur, *Review Modern Physics* 66 (1994) 1125.
3. M. Wacenovsky, F. M. Sauerzopf, R. M. Schalk, H. W. Weber, M. Murakami, M. Baran, e D. K. Finnemore, *Physica B* 194-196 (1994) 2139.
4. M. C. Frischherz, F. M. Sauerzopf , H. W. Weber, M. Murakami, e G. A. Emel'chenko, *Superconductor. Science and Technology* 8 (1995) 485.
5. J. S. Schilling, e S. Klotz, *Physical properties of High Temperature Superconductors*, III. Ed. D. M. Ginsberg, World Scientific, Singapore, 1992, p 59.
6. M. T. D. Orlando, PhD Thesis, CBPF, Rio de Janeiro, (1999).
7. D. Tristan Jover, R. J. Wijngaarden, H. Wilhelm, R. Griessen, S. M. Loureiro, J. -J. Capponi, A. Schilling, e H. R. Ott, *Physical. Review B* 54 (1996) 4265.
8. J. J. Neumeier, e H. A. Zimmermann, *Physical. Review B* 47 (1993) 8385. R. J. Wijngaarden, D. Tristan Jover, e R. Griessen, *Physica B* 265 (1999) 128.
9. S. L. Bud'ko, A. E. Luppov, A. G. Gapotchenko e N. Motohira, *Solid State Communications* 96 (1995) 189. Veja também: M. P. Raphael, M. E. Reeves, E. F. Skelton e C. Kendziora, *Physical Review Letters* 84 (2000) 1587.
10. M. Cyrot e D. Pavuna, "Introduction to Superconductivity e High-T_c Materials", World Scientific, (1992).
11. C. W. Chu, L. Gao, F.Chen, Z. H. Huang, R. L. Meng e Y. Y. Xue, *Nature* 365 (1993) 323. L. Gao, Y. Y. Xue, F. Chen, Q. Xiong, R. L. Meng, D. Ramirez, C. W. Chu, J. H. Eggert, e H. K. Mao, *Physical. Review B* 50 (1994) 4264.
12. A. I. D'yachenko, V. Yu. Tarenkov, A. V. Abalioshev, R. V. Luticiv, Yu. N. Myasoedov e Ya. V. Boiko, *Physica C* 251 (1995) 207.
13. M. T. D. Orlando, A. G. Cunha, S. L. Bud'ko, A. Sin, L. G. Martinez, X. Obradors, F. G. Emmerich, W. Vanoni, e E. Baggio-Saitovitch, submitted to *Physical. C*.
14. A. Sin, A. G. Cunha, A. Calleja, M. T. D. Orlando, F. G. Emmerich, E. Baggio-Saitovitch, M. Segarra, S. Piñol, e X. Obradors, *Superconductor Science and Technology* 12 (1999) 120.

15. S. Samarappuli, A. Schiling, M. A. Chernikov, R. Ott e Th. Wolf, *Physical C* 201 (1992), 159. M. C. Frischherz, F. M. Sauerzopf, H. W. Weber, M. Murakami, e G. A. Emel'chenko, *Superconductor Science and Technology* 8 (1995) 485.
16. T. R. Chien, T. W. Jing, N. P. Ong, e Z. Z. Wang, *Physical. Review Letters* 66 (1991) 3075.
17. D. Dimos, P. Chaudhari, e J. Mannhart, *Physical. Review B* 41 (1990) 4038.
18. M. F. Chisholm, e S. J. Pennycook, *Nature* 351 (1991) 47.
19. M. Prester, *Superconductor. Science and Technology* 11 (1998) 333.
20. N. F. Heinig, R. D. Redwing, I. Fei Tsu, A. Gurevich, J. E. Nordman, S. E. Babcock. e D. C. Larbalestier, *Applied Physics Letters* 69 (1996) 577. E. Sarnelly, P. Chaudhari, e J. Lacey, *Applied Physics Letters* 62 (1993) 777.
21. B. H. Moeckly, D. K. Lathrop, e R. A. Buhrman, *Physical. Review B* 47 (1993) 400.
22. D. G. Steel, J. D. Hettinger, F. Yuan, D. J. Miller, K. E. Gray, J. H. Kang, e J. Talvacchio, *Applied Physics Letters* 68 (1996) 120. R. Gross, P. Chaudhari, D. Dimos, A. Gupta, e G. Koren, *Physical Review Letters* 64 (1990) 228.
23. R. L. Peterson, e J. W. Ekin, *Physical. Review B.* (1990) 8014.
- 24.
25. O. M. Froehlich, H. Schulze, A. Beck, B. Mayer, L. Alff, R. Gross e R. P. Huebener, *Applied Physics Letters* 66 (1995) 2289.
26. K. A. Delin, e A. W. Kleinsasser, *Superconductor Science and Technology* 9 (1996) 227.
27. B. A. Hunter, J. D. Jorgensen, J. L. Wagner, P. G. Radaelli, D. G. Hinks, H. Shaked, R. L. Hitterman, e R. B. Von Dreele, *Physical C* 221 (1994) 1.
28. E. V. L. Mello, e C. Acha, *Physical Review B* 56 (1997) 466.
29. G. G. N. Angilella, R. Pucci, e F. Siringo, *Physical. Review B* 54 (1996) 15 471.
30. M. T. D. Orlando, E. V. L. de Mello, A. Sin, A. G. Cunha, H. Belich, T. Burghardt, A. Eichler, X. Obradors e E. Baggio-Saitovitch, *Physical Review B* 61 (2000).
31. G. Triscone, R. E. Gladyshevskii, S. H. Han, J. Herrmann e M. B. Maple, *Physica C* 272 91996) 21.

CAPITULO V

EFEITOS DA PRESSÃO E DO CAMPO MAGNÉTICO NA CORRENTE CRÍTICA DO SUPERCONDUTOR $\text{Hg}_{0.82}\text{Re}_{0.18}\text{Ba}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{8+\delta}$.

5.1 RESUMO.

Foram estudados os efeitos simultâneos da pressão e do campo magnético sobre a densidade de corrente crítica na amostra de $\text{Hg}_{0.82}\text{Re}_{0.18}\text{Ba}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{8+\delta}$. A corrente crítica na ausência de campo magnético $I_c(B=0)$, é deslocada para valores maiores com o aumento da pressão. Este efeito foi associado com uma combinação do aumento do *gap* supercondutor e uma diminuição da temperatura relativa ($t=T/T_c(P)$) de medida. A presença de campo magnético reduz este efeito até que o mesmo desaparece para valores de campo acima de um campo identificado aqui como B^* . Este campo representa um *crossover* na dependência de J_c com o campo, e o mesmo parece estar associado com a presença de dois tipos de fronteiras de grão no material. As medidas de relaxação indicam que a energia de *pinning* não depende da pressão externa aplicada sobre a amostra. Também foi constatada a ausência de deformações plásticas na amostra, decorrentes da aplicação da pressão e, capazes de produzir alterações nos mecanismos de *pinning*.

5.2 INTRODUÇÃO.

Numerosos esforços tem sido feitos com o objetivo de aumentar a densidade de corrente crítica nos supercondutores de alta temperatura crítica. Atualmente, os valores mais altos de J_c são obtidos em monocristais [1] (os quais não contém fronteiras de grãos no seu interior) e em filmes finos crescidos sobre substratos com um alto grau de orientação [2]. As análises de estrutura realizadas nestes filmes finos parecem corroborar a tese de que estes valores altos de J_c são uma consequência direta do forte acoplamento entre as ilhas que formam o filme, ou equivalentemente, que as fronteiras entre esses grãos são de ângulo pequeno em sua quase totalidade.

Materiais cerâmicos policristalinos com um alto grau de textura, começaram a ser produzidos com o objetivo de se obter corrente crítica elevada [3]. Por outro lado, fitas ou condutores fortemente acoplados (*coated conductors*) apresentam um forte alinhamento entre os seus grãos, proporcionando canais largos para a passagem da supercorrente através de todo o material [4].

Paralelamente a estas técnicas de produção desenvolvidas em laboratórios, outros estudos têm tentado esclarecer os principais mecanismos responsáveis pela corrente crítica nos materiais supercondutores. Cabe sinalizar aqui, os estudos desenvolvidos sobre os efeitos da irradiação na corrente crítica desses compostos [5]. Estes estudos têm demonstrado que a irradiação aumenta o *pinning* de vórtices no material (interior dos grãos) levando a um aumento de J_c . Não obstante, até o momento não está claro qual é o verdadeiro efeito da irradiação na microestrutura das fronteiras dos grãos, sendo que estas fronteiras, nas amostras granulares, têm um papel fundamental no transporte da supercorrente [6].

Outros estudos versam sobre a relação entre a microestrutura e a corrente crítica nos materiais cerâmicos [7]. Diversos experimentos tentam modificar a estrutura do material e estabelecer uma correlação entre ela e J_c . Por exemplo, diferentes tratamentos térmicos, proporcionam materiais com diferentes distribuições de tamanho de grãos, os quais obviamente vêm afetar os valores de J_c . Estes tratamentos também afetam parâmetros intragranulares (por exemplo, T_c dos grãos é afetada pelo conteúdo de oxigênio), os quais podem influenciar a corrente crítica de transporte.

Os estudos de pressão representam uma outra via para tentar modificar a corrente crítica, assim como esclarecer os mecanismos responsáveis por ela [8-12]. Neste caso podemos separar qualitativamente os efeitos da pressão como sendo inter ou intragranulares. O comportamento de J_c com a pressão, assim como a dependência da densidade de corrente crítica com o campo magnético é resultado da inter-relação entre estes dois tipos de correntes (inter e intragranular).

No terceiro capítulo desta tese, foi desenvolvido um modelo, que tenta explicar a influência da estrutura granular na corrente crítica de transporte, assim como na sua dependência com o campo magnético. Nossa análise, permitiu identificar dois regimes a saber, o primeiro, onde é clara a influência dos WL no transporte da supercorrente, e um

outro, associado a caminhos de forte acoplamento, através dos quais os superelétrons podem passar sem espalhamento e aonde, as fronteiras de grãos com ângulos pequeno apresentam um papel fundamental. É de se esperar que a pressão modifique a microestrutura de pelo menos algum desses tipos de fronteiras de grãos e, conseqüentemente a densidade de corrente crítica de transporte.

Através da análise das medidas de dependência do *onset da dissipação* com a pressão, exposta no segundo capítulo, tiramos como conclusão que a pressão modifica o *gap supercondutor*, sendo este mecanismo o responsável pelo deslocamento do início da dissipação com a pressão nesses sistemas policristalinos. O fato do *gap* supercondutor aumentar com a pressão, implica em um aumento de $J_c(T=0)$ e conseqüentemente, a corrente máxima que tunela através do *weak-link* deve aumentar para qualquer temperatura [13]. Isto deveria se refletir num aumento de J_c através do WL e, conseqüentemente um aumento de J_c de transporte na amostra, na faixa de baixos campos.

Também é possível que a pressão produza alguma deformação no interior dos grãos ou na microestrutura das LAGB capaz de modificar a *energia de pinning* associada com os deslocamentos que formam as fronteiras de grão com ângulo pequeno. Se isto acontecer, então a densidade de corrente crítica da amostra deveria sofrer alguma mudança, já que em determinadas faixas de campo, J_c é determinada pelos mecanismos de dissipação nos caminhos de forte acoplamento associados com as fronteiras de ângulo pequeno na amostra.

Até o momento, não se conhecem trabalhos sobre medidas de densidade de corrente crítica (assim como sua dependência com o campo magnético) em presença de pressão externa hidrostática no sistema $Hg_{0.82}Re_{0.18}Ba_2Ca_2Cu_3O_{8+\delta}$. Como foi dito, este sistema apresenta a maior temperatura crítica conhecida, e é aí que seu estudo se torna interessante e pode fornecer elementos teóricos importantes sobre os mecanismos responsáveis pela corrente crítica nestes materiais de alta temperatura crítica. Por outro lado, medidas sobre a influência da pressão na densidade de corrente crítica, foram feitas nos sistemas YBCO e BSCCO, porém sem considerar a influência do campo magnético nos resultados. Detalhes sobre os resultados destes experimentos e suas conclusões foram apresentados nas referências 8-13 citadas anteriormente e no capítulo 1.

5.3 INFLUÊNCIA DA PRESSÃO NA DENSIDADE DE CORRENTE CRÍTICA.

Com o objetivo de estudar a influência da pressão na corrente crítica, várias curvas $V \times I$ para diferentes campos magnéticos foram obtidas em diferentes pressões externas aplicadas. O conjunto de curvas para as pressões $P \sim 0, 2, 2.2, 4.4$ e 6.2 kbar são mostradas nas figuras 2.15-2.18.

Como pode ser observado em todas as figuras, as curvas apresentam um comportamento similar sem nenhum detalhe significativo que esteja associado com o fato de serem medidas a diferentes pressões. No regime de baixas correntes, é observado um comportamento não linear que está associado com a dissipação produzida pelo movimento (termicamente ativado) dos vórtices fora dos centros de *pinning* (*flux-creep*). Já para altas correntes, quase todos os vórtices são liberados dos centros de aprisionamento movimentando-se pela força tipo Lorentz produzida pela corrente. Este processo é conhecido como flux-flow e dá origem ao comportamento linear da curva para altas correntes [15].

5.3.1 DEPENDÊNCIA DA CORRENTE CRÍTICA COM A PRESSÃO SEM CAMPO MAGNÉTICO APLICADO.

O primeiro ponto a ser focalizado neste estudo é a influência da pressão na corrente crítica sem campo magnético externo aplicado. Com este objetivo determinamos I_c a partir das curvas para $H = 0$ Oe em cada pressão. O valor da corrente crítica foi determinado usando um critério de tensão, $V_c = 2 \mu V$. Este critério em nossa configuração experimental foi equivalente a um critério de campo elétrico de $4 \mu V/cm$. Os resultados obtidos através desta última análise são mostrados na figura 5.1 onde pode ser observado $I_c(P)$ para as diferentes pressões.

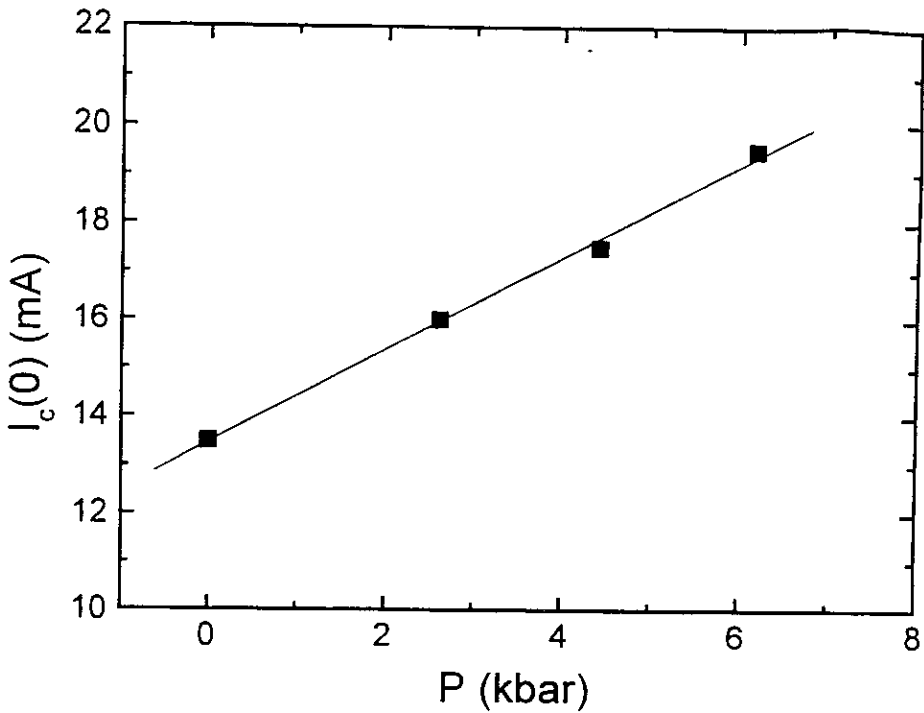


Figura 5.1. Corrente crítica em função da pressão sem campo magnético externo aplicado. A linha contínua representa um ajuste linear segundo a expressão $I_c(B=0,P) = a + b P$, com $a = 13.5 \pm 0.1$ mA e $b = 0.96 \pm 0.04$ mA/kbar.

A figura mostrou um comportamento linear de $I_c(P)$, com uma taxa de incremento $dI_c/dP = 0.96$ mA/kbar ou $\partial_P \ln(I_c) = 58.9 \cdot 10^{-3}$ kbar⁻¹. O nosso próximo passo, é tentar entender este comportamento, levando em conta os possíveis efeitos da pressão e propriedades físicas da rede de weak-links.

Inicialmente, consideramos os *weak-links* como sendo formados pelos contatos pontuais que existem entre dois grãos supercondutores adjacentes. O modelo de fronteira de [16], que a considera como sendo formada por deslocamentos, justifica de certa forma a suposição anterior. Até aqui nada foi dito acerca de $I_c(T)$, no entanto, para poder explicar o comportamento mostrado na figura 5.1, devemos levar em conta a dependência da corrente crítica da rede de weak-links com a temperatura.

A dependência da corrente crítica com a temperatura para weak-links formados por contatos do tipo citado no parágrafo anterior foi desenvolvida por Kulik e Ome em 1975 [17,18]. Eles encontraram uma expressão parecida com aquela de A:

Baratoff [19] para uma junção de *tunneling Josephson* e que só se diferencia por uma constante, a saber:

$$I_c(T) = \frac{2\pi\Delta(T)}{3eR_N} \tanh\left[\frac{\Delta(T)}{2k_B T}\right] \quad (1)$$

Nós podemos expandir essa expressão levando em conta o fato de que estamos trabalhando perto da temperatura crítica e nessa região é válida a condição: $\Delta(T) \ll k_B T$. Com isto, podemos tomar o primeiro termo no desenvolvimento em séries de potência da tangente hiperbólica; isto é: $\tanh[\Delta(T)/2k_B T] \approx \Delta(T)/2k_B T$.

Levando em conta o dito anteriormente, podemos chegar à seguinte expressão para a dependência da corrente crítica com a temperatura para a rede de weak-links:

$$I_c(T) \propto \frac{\pi\Delta(T)^2}{3eR_N k_B T} \quad (2)$$

Para temperaturas perto de T_c , como é nosso caso, podemos substituir na expressão anterior a dependência do *gap* supercondutor com a temperatura segundo a teoria BCS; $\Delta(T) = \Delta(0) [1 - T/T_c]^{0.5}$ e chegamos a:

$$I_c(T) \propto \frac{\pi\Delta(0)^2 [1 - T/T_c]}{3eR_N k_B T} \quad (3)$$

A primeira vista, os efeitos da pressão podem ser incluídos em dois termos a saber, a própria variação de T_c com a pressão e o efeito desta última sobre o *gap* supercondutor a zero kelvin (termo intrínseco encontrado no quarto capítulo). Para podermos apreciar melhor este último, vamos analisar a variação do logaritmo da corrente crítica com a pressão; $\partial_P \ln(I_c) = (\partial_P I_c / I_c)$. Tomando $\partial_P I_c / I_c$ na equação 3 encontramos:

$$\frac{\partial_P I_c(P)}{I_c(P)} = \frac{2\partial_P \Delta(0, P)}{\Delta(0, P)} + \frac{\partial_P T_c(P)t(P)}{T_c(P)[1 - t(P)]} \quad (4)$$

Onde $t = T/T_c$ é a temperatura reduzida, a qual depende de P pela temperatura crítica. Usando a conclusão obtida no capítulo 2 a respeito da relação entre o gap supercondutor a zero kelvin e a temperatura crítica, $\partial_P T_c / T_c \approx \partial_P \Delta(0) / \Delta(0)$, e substituindo na equação (4) chegamos a:

$$\frac{\partial_P I_c}{I_c} \approx \frac{2\partial_P T_c}{T_c} \left(1 + \frac{t}{2(1-t)} \right) \quad (5)$$

Os parâmetros envolvidos na expressão anterior podem ser encontrados experimentalmente e usados para testar sua validade.

No nosso caso, as medidas foram feitas a $T = 110$ K, a qual representa para $T_c(P \sim 0 \text{ kbar}) = 131.9$ K uma temperatura reduzida $t = 0.83$, entretanto no segundo capítulo foi encontrado experimentalmente $\partial_P T_c = 0.22$ K/kbar. Substituindo todos os dados anteriores na equação (5), chegamos a $\partial_P I_c / I_c = 1.1 \cdot 10^{-2} \text{ kbar}^{-1}$.

Experimentalmente, $I_c(P \sim 0 \text{ kbar}) = 13.5$ mA, além do ajuste experimental mostrado na figura 5.5 podemos obter $\partial_P I_c = 0.96$ mA/kbar. Com os dados anteriores obtemos $\partial_P I_c / I_c = 7.1 \cdot 10^{-2} \text{ kbar}^{-1}$, que é da mesma ordem de grandeza que o valor previsto teoricamente usando a equação (5).

Assim, concluímos que o aumento da corrente crítica sem campo magnético é dado por dois termos: um associado com o próprio aumento da temperatura crítica, o qual é equivalente a uma diminuição da temperatura reduzida de medida com o concebido aumento da corrente crítica; e um outro, de carácter mais “volumétrico”, relacionado com o aumento do gap supercondutor e, que é o termo principal responsável pelo aumento da corrente crítica com a pressão.

5.3.2 DEPENDÊNCIA DA DENSIDADE DE CORRENTE CRÍTICA COM A PRESSÃO EM PRESENÇA DE UM CAMPO MAGNÉTICO APLICADO.

Seguindo a metodologia descrita até aqui, e a partir das curvas tensão-corrente mostradas nas figuras 2.15 a 2.18, construímos as curvas de densidade de corrente crítica em função do campo magnético para diferentes pressões. O critério de corrente crítica foi mantido, $V_c = 2 \mu\text{V}$. As curvas de J_c em função do campo magnético aplicado em escala log-log para as quatro diferentes pressões podem ser apreciadas na figura 5.2.

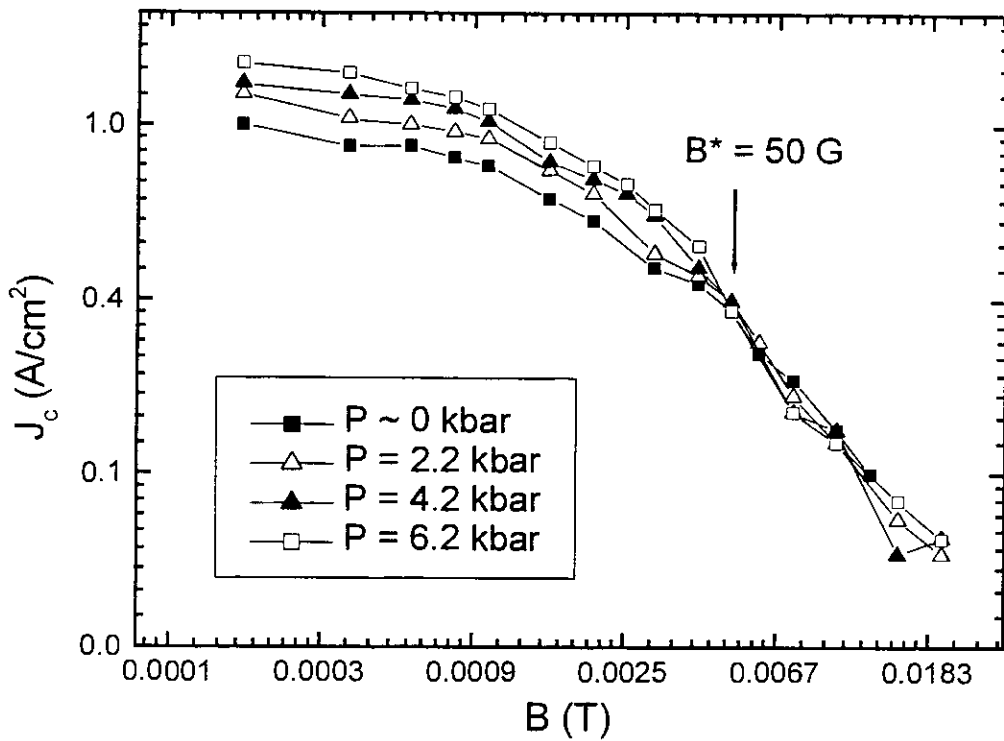


Figura 5.2. Densidade de corrente crítica em função do campo magnético externo para quatro diferentes pressões externas. As linhas contínuas representam uma guia para os olhos.

A densidade de corrente crítica, para um valor fixo de campo magnético aplicado, aumenta quando aumentamos a pressão externa sobre a amostra. Isto era esperado; pois, como vimos anteriormente, a corrente crítica sem campo magnético aplicado aumenta quando a amostra é submetida a pressão.

Não obstante, o fato interessante que apresenta a figura anterior, é que esse aumento diminui na medida que o campo magnético aumenta. Além disso, a partir de um certo valor de campo magnético, identificado na figura como $B^* \approx 50$ G, este efeito desaparece.

Este resultado pode ser entendido da seguinte maneira. A pressão modifica o *gap supercondutor* e conseqüentemente afeta o *tunneling* de pares de Cooper através dos WL. Logo, como a dependência da corrente crítica com o campo magnético está determinado pelos WL, e a transparência à supercorrente destes weak-links é modificada pela pressão, também $I_c(B)$ vai ser afetada pela pressão.

A partir de determinado valor de campo quase todos os WL da amostra vão estar penetrados pelo campo e a sua capacidade de transportar supercorrente vai desaparecer. Nestas condições o transporte de pares de Cooper vai subsistir através dos canais que podem existir nas fronteiras de grãos com ângulos pequenos. Aqui o mecanismo que limita I_c está associado ao *pinning* dos vórtices nesta região. Por outro lado, devido aos valores baixos de pressão usados neste trabalho, as deformações microestruturais não vão afetar “significativamente” a microestrutura das LAGB e, conseqüentemente o mecanismo de pinning associado a elas vai permanecer inalterado; pelo menos para valores pequenos de campos magnéticos. Logo, é de se esperar que J_c não dependa da pressão.

A explicação anterior pressupõe uma mudança no comportamento de $J_c(B)$ em torno de $B^* = 50$ G e que a energia de *pinning* (identificada aqui com as siglas U_0) associada com as LAGB, permaneça inalterada com a pressão aplicada. A primeira suposição pode ser observada com maior precisão na figura 5.3.

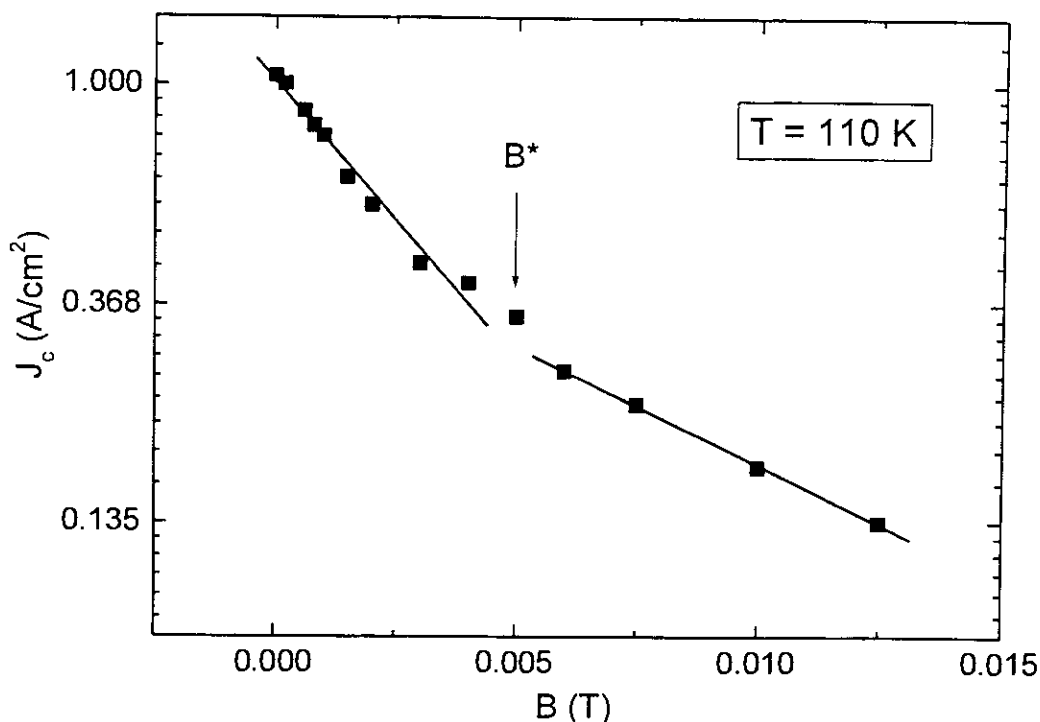


Figura 5.3. Dependência de $J_c(B)$ com o campo magnético.

Como pode ser observado claramente a partir de $B^* = 50$ G existe uma mudança no comportamento de J_c com o campo magnético. Como pode notar-se existem duas regiões bem definidas; uma para baixos campos que apresenta uma queda abrupta da densidade de corrente crítica com o campo magnético, enquanto que para altos campos, a tendência é diminuir essa queda e a aparição de uma espécie de patamar na dependência $J_c(B)$. O “*crossover*” entre essas duas regiões está em $B^* = 50$ G.

É de supor que a partir de B^* os caminhos percolativos através das LAGB comecem a ter uma maior influência no transporte de pares de Cooper. Ou seja, para campos magnéticos maiores do que B^* , a densidade de corrente crítica de transporte passa a ser controlada pelos caminhos de forte acoplamento presentes na amostra segundo sugerido no terceiro capítulo. Isto porque, para $B \approx B^*$, toda a amostra vai estar penetrada pelo campo magnético e, conseqüentemente quase todos os WL vão estar “quebrados eletricamente”, não podendo contribuir significativamente para a passagem de superelétrons.

Outra forma de observar este *crossover* é graficando a chamada densidade volumétrica média de força de *pinning* ($F_p = J_c \times B$) contra o campo magnético como é mostrado na figura 5.4.

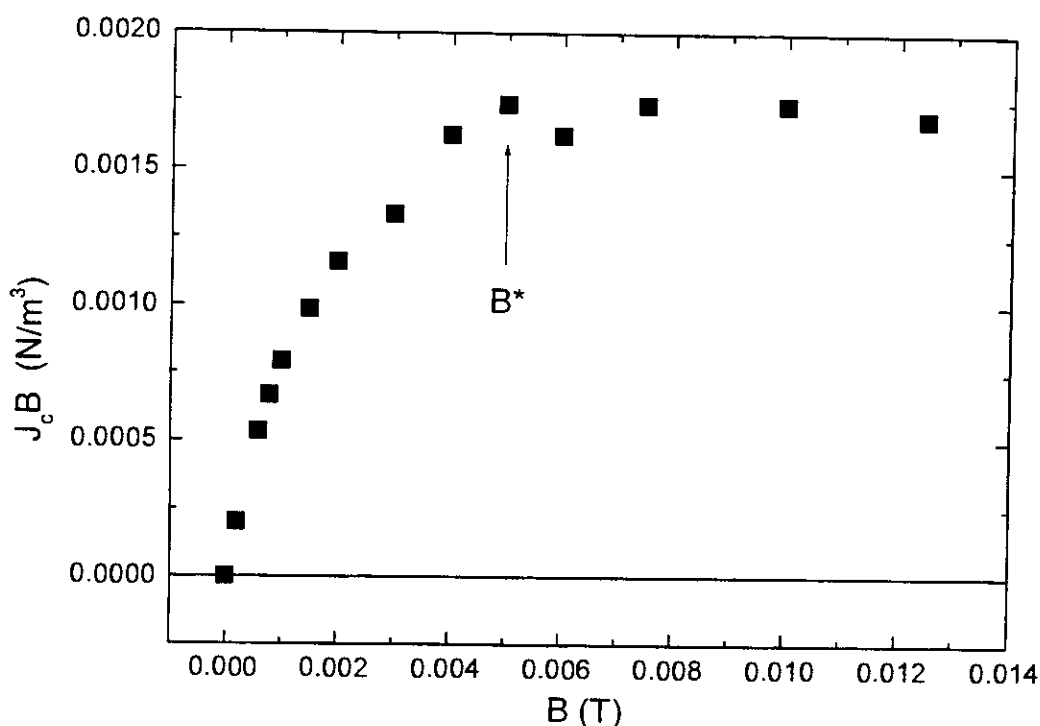


Figura 5.4. Dependência da densidade média de força de *pinning* com o campo magnético.

Novamente aparecem dois regimes, um para baixos campos onde F_p aumenta com B , enquanto que para campos maiores do $B^* = 50$ G esta dependência desaparece fica quase constante. Isto pode ser interpretado da seguinte maneira: para baixos campos a “quebra elétrica” dos WL pode ser atribuída ao movimento termicamente ativado de vórtices tipo *Josephson* sobre os weak-links [20,21]. O *pinning* deles é proporcional à energia de acoplamento *Josephson* do WL [22]. Para $B > B^*$, o mecanismo de *pinning* está determinado pelas LAGB [23]. Nestas estruturas o *pinning* está relacionado com os deslocamentos presentes e se assemelha ao *pinning* produzido por irradiação com ions pesados. A densidade de deslocamentos no interior das LAGB é equivalente a um campo de acoplamento, $B_\phi = \phi_0/D^2$, da ordem de dezenas de tesla. D representa o espaçamento entre os deslocamentos.

Na figura 5.5 pode ser observado com mais detalhe o efeito da pressão na dependência da densidade de corrente crítica com o campo magnético, $J_c(B)$, para campos menores do que B^* .

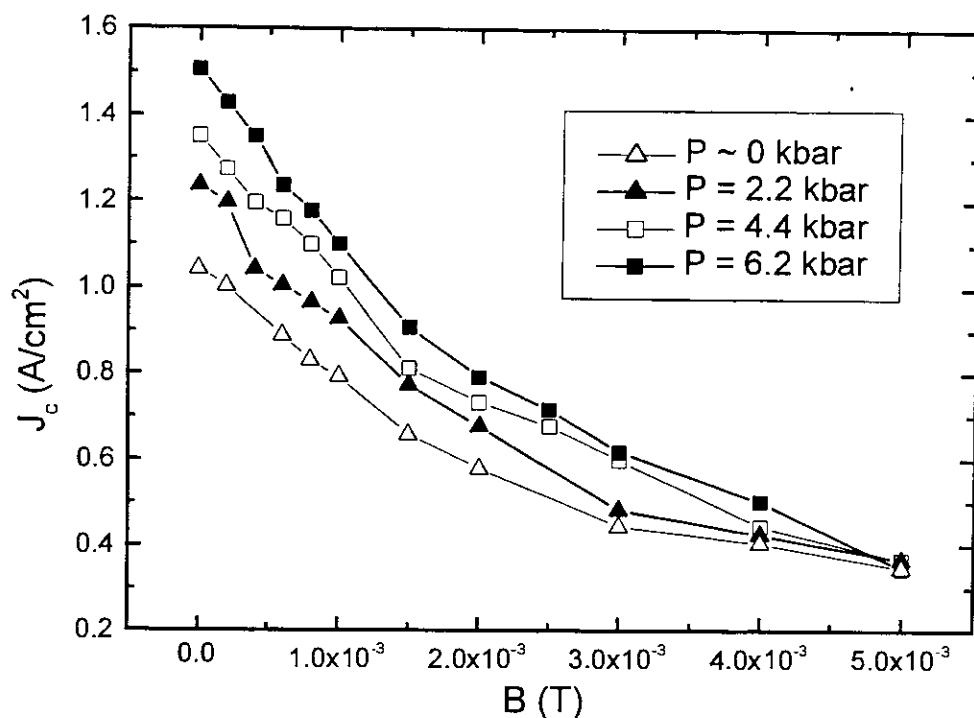


Figura 5.5. Dependência da densidade de corrente crítica com o campo magnético para $B \leq B^*$ tomada a diferentes pressões usadas no experimento.

Nesta figura, a transformação das curvas $J_c(B)$ sob os efeitos da pressão é clara. Nesta faixa de campo magnético, $J_c(B)$ é controlada pelos weak-links ou fronteiras de grãos presentes na amostra, conforme sinalizado anteriormente. A capacidade de transportar supercorrente destes WL é determinada entre outras propriedades, pela geometria (dimensões) deles. Fica aberta então a questão de que se a pressão exerce alguma modificação significativa na geometria desses WL, capaz de produzir mudanças significativas na dependência $J_c(B)$.

Estes dados foram ajustados segundo a equação (8) do terceiro capítulo e os melhores valores obtidos para cada pressão estão na tabela número 5.1.

Tabela 5.1. Parâmetros de ajuste usados nas medidas de $J_c(H,P)$.

Pressão (kbar)	m	W_{med} (μm)	$\langle W \rangle$ (μm)
0	5	0.113	0.56
2.6	6	0.098	0.59
4.4	8	0.071	0.57
6.2	9	0.065	0.58

Como pode se perceber o aumento da pressão provoca uma diminuição de W_{med} e um aumento de “m”. Esta combinação mantém inalterado o valor médio da distribuição de WL, o que parece um resultado lógico dado que estamos trabalhando na faixa de baixas pressões onde o coeficiente relativo de compressibilidade linear, $K_\alpha = (\partial r_g / \partial P) / r_g$, é pequeno.

Tudo isto leva a uma função de distribuição $P(w)$ a qual é mais concentrada em torno do valor médio da distribuição. Isto significa que a pressão provoca uma distribuição de deformação não uniforme em toda a amostra que leva a uma rede de weak-links com tamanho mais homogêneo. Todas estas considerações foram obtidas supondo que o valor de $J_c(0)$ é o mesmo para todas as junções.

5.4 DEPENDÊNCIA COM A PRESSÃO DA ENERGIA DE PINNING DA AMOSTRA.

Segundo foi dito no primeiro capítulo, as propriedades da amostra podem ser separadas em inter e intragranulares. Devido à dificuldade com a produção de amostras de qualidade (ou monocristais), numerosos esforços tem sido feitos para obter informação sobre parâmetros físicos importantes em amostras policristalinas. Isto é, conseguir separar a influência das regiões intergranulares e intragranulares nas propriedades físicas.

Um dos parâmetros físicos mais importantes nos mecanismos de dissipação nos supercondutores de alta temperatura crítica, é a energia de *pinning*, U_0 . Esta energia de pinning está associada com a força de *pinning*, a qual tenta manter aprisionados os

vórtices evitando seu movimento e conseqüentemente o surgimento de dissipação. Dada a importância deste parâmetro para aplicações, numerosos estudos tem sido feitos sobre a dependência de U_0 com o campo magnético, temperatura ou corrente [24,25,26].

Devido às altas temperaturas em que são operados estes materiais supercondutores, as flutuações térmicas adquirem uma importância grande na dinâmica dos vórtices formados dentro do material pelo campo magnético. A interrelação entre a desordem dinâmica, produzida pelas flutuações térmicas, e a desordem estática, produzida pelas deformações microestruturais, dão lugar a um diagrama de fases B-T bem complicado, aonde entre outras particularidades existe uma fronteira chamada “linha de irreversibilidade” que separa o diagrama B-T em duas regiões. Para campos e temperaturas acima dessa linha a corrente crítica é zero, enquanto que abaixo dela I_c existe com um valor bem definido [27].

O papel das flutuações térmicas consiste em ativar os vórtices fora dos centros de *pinning* (*flux-creep*). Este fenômeno é ativado pela corrente e leva ao surgimento de dissipação na amostra. O primeiro modelo explicando este efeito foi descrito por Anderson e Kim [28]. Eles introduziram o conceito de ativação térmica das linhas de fluxo magnético (ou vórtices) fora dos centros de *pinning*. Isto acontece a uma taxa de $\exp(-U_0/k_B T)$, aonde o próprio processo provoca uma nova redistribuição dos vórtices, causando o decaimento do momento magnético com o tempo. Esse fenômeno é conhecido como “relaxação magnética”. O próprio modelo prediz um decaimento logarítmico e tem sido observado experimentalmente em vários trabalhos. Cabe destacar que posteriores trabalhos experimentais, demonstraram divergências com a teoria anterior. Isto deu lugar ao surgimento de novas teorias, como “*flux-creep coletivo*” e outros modelos que tentam explicar os dados experimentais [29].

5.4.1 ENERGIA DE ATIVAÇÃO OBTIDA ATRAVÉS DE MEDIDAS DE RELAXAÇÃO.

A energia de pinning pode ser encontrada experimentalmente através de medidas de relaxação magnética. Se um supercondutor é submetido a um campo magnético e o mesmo é retirado, alguns vórtices vão ficar presos nos centros de pinning, isto é, o supercondutor vai prender fluxo magnético. A energia térmica vai ativar esses vórtices

fora dos centros de *pinning* causando sua redistribuição de modo a produzir um decaimento logarítmico do momento magnético, que segundo foi dito acontece a uma taxa proporcional a $\exp(-U_0/k_B T)$ [30]. Então se medimos o decaimento do momento magnético com o tempo podemos obter U_0 .

Este experimento teórico pode ser extrapolado em uma outra versão ao caso dos materiais cerâmicos. Podemos imaginar uma amostra policristalina sendo colocada em um campo magnético suficientemente elevado como para garantir a penetração completa pelo campo do interior dos grãos. Ao retirarmos esse campo, alguns vórtices vão ficar presos no interior dos grãos e nas junções de ângulo pequeno. Isto significa que o *pinning* vai prender fluxo magnético.

Na situação descrita anteriormente o campo magnético nas junções vai ser a magnetização remanescente na amostra, a qual decai seguindo uma lei do tipo:

$$M(t) = M_0 \left[1 - \frac{k_B T}{U_0} \ln(1 + t / \tau) \right] \quad [30].$$

Ao aplicar uma corrente de transporte com um valor mais alto do que $I_c(B_{rem})$, uma tensão pode ser detectada que parece seguir uma lei do tipo $V \sim (I - I_c[B_{rem}])^n$ [31]. O decaimento com o tempo da densidade de fluxo magnético na amostra vai provocar um aumento da corrente crítica no tempo. Isso é equivalente a obter um diminuição da tensão medida contra tempo [32].

Mediante algumas considerações pode ser encontrada uma expressão teórica para a

diminuição da tensão, a saber: $V(t) = V_0 \left[1 - \frac{k_B T}{U_0} \ln(1 + t / \tau) \right]$, aonde V_0 é uma

constante que representa a tensão a $t = 0$ seg. Não é nosso objetivo aqui discutir a demonstração teórica para chegar à expressão anterior que pode ser encontrado nas referências 32 e 33. O interessante aqui é que a diminuição da tensão com o tempo pode ser medida permitindo estimar a energia de *pinning*, U_0 . Seguindo um raciocínio simples pode ser demonstrado que a energia de *pinning* pode ser obtida a partir da expressão:

$$U_0 = k_B T \left[\ln\left(\frac{t_b}{\tau}\right) - \frac{V(t_b)}{[dV/d \ln(t)]_{t_b}} \right] \quad (6)$$

Nesta expressão $V(t_b)$ é a tensão medida num instante qualquer de tempo, $t = t_b$. Cabe destacar que este experimento não representa a forma clássica de encontrar a energia de pinning (a qual é encontrada mediante medidas de magnetização), mas é uma forma alternativa de obter a energia de *pinning* em sistemas complexos tais como são os materiais policristalinos.

5.4.2 ANÁLISE DOS RESULTADOS E DISCUSSÃO.

O experimento foi desenvolvido sobre a amostra-Hg na temperatura $T = 110$ K segundo os detalhes experimentais discutidos no capítulo 2. Curvas de relaxação temporal da tensão foram medidas para varias pressões externas, especificamente 2.6, 4.4, 6.2, 8.3 e 10.3 kbar. As curvas $V(t)$ para diferentes pressões foram similares sem nenhuma anomalia surgida como consequência do fato de serem medidas a diferentes pressões. Exemplos destas curvas para dois valores de pressão ($P \sim 0$ e 2.6 kbar) podem ser observadas nas figuras 2.19 e 2.20.

A figura 5.6 mostra as curvas $V(t)$ medidas sem pressão aplicada em escala semilog e, para as várias correntes usadas no experimento. A exceção da curva medida com $I = 1.14 I_c(0)$, que apresenta-se ruidosa no inicio, as outras curvas mostram o típico comportamento logarítmico. É a partir desta curva que calculamos a energia de *pinning* (U_0) usando a equação (6).

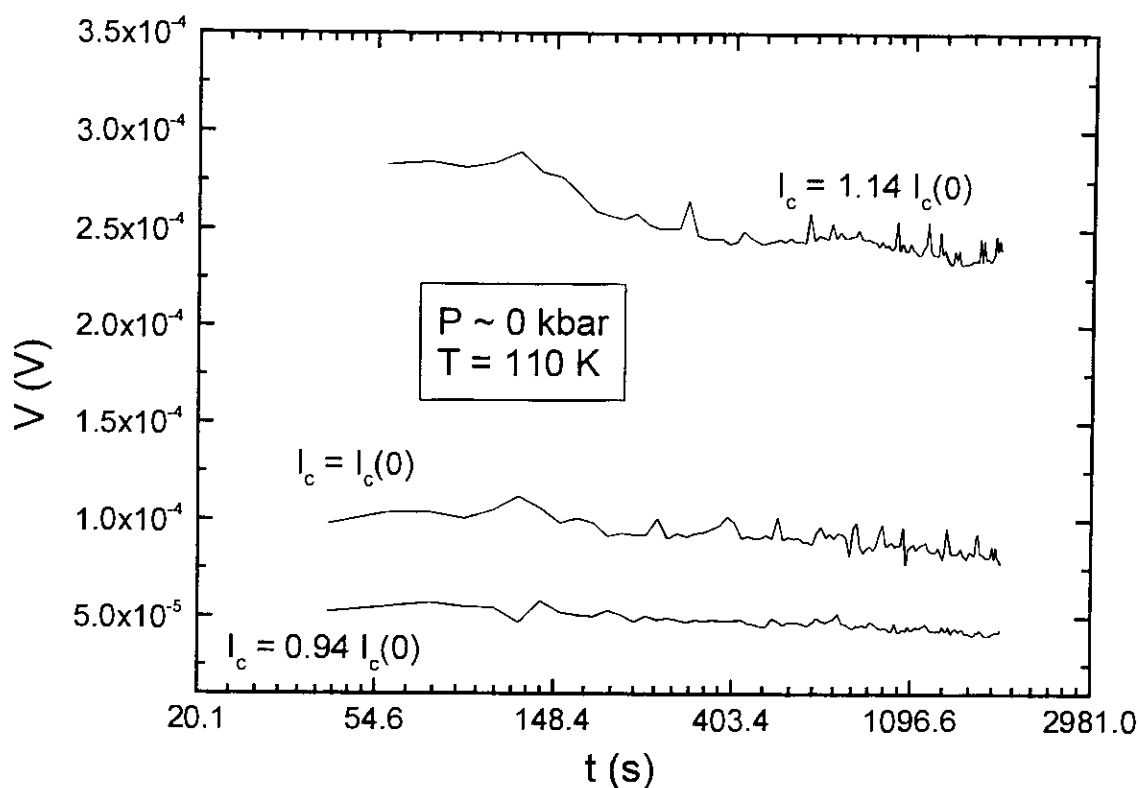


Figura 5.6. Curvas $V(t)$ tomadas a $P = 0$ kbar em escala semi-logarítmica.

Antes de que qualquer análise seja feita nas medidas obtidas, se faz necessário apresentar alguns comentários a respeito da própria medida:

1) Como pode ser observado na figura, diferentes correntes foram aplicadas sobre a amostra para testar a dependência da energia de pinning com a corrente de transporte. Isto já foi testado em trabalhos anteriores, porém aqui mais uma vez foi verificado experimentalmente a não dependência de U_0 com a corrente de transporte. Isto é, a energia de pinning não depende da corrente usada na experiência.

2) De modo análogo, foi comprovado a não dependência de U_0 com outros parâmetros da medida. Por exemplo, foram usados vários campos magnéticos além de $B_m = 400$ Oe, especificamente $B_m = 200$ e 300 Oe respectivamente, não se obtendo relação alguma entre U_0 e H_m . Por outro lado, verificou-se também que o valor de $t = t_b$ escolhido para ser usado na equação (5) não influenciou os resultados obtidos para U_0 .

3) Para casos onde a corrente de transporte usada na experiência era maior que $I_c (B=0,P)$ o valor de $V(t_b)$ usado na equação (6) foi corrigido segundo a expressão $V(t_b) = V_{med} - V(I)$.

Da figura 5.6 foi obtido o valor de $dV/d\ln(t)$ e com a equação (6) foi possível obter U_0 . Na tabela 5.2 é mostrado U_0 para $P = 0$ kbar e para as diferentes correntes usadas no experimento.

Tabela 5.2. Energia de *pinning* a $P = 0$ kbar para diferentes correntes.

I (vezes $I_c (H = 0 \text{ Oe})$)	U_0 (eV)
$I_c (0)$	0.35
$0.94 I_c (0)$	0.35
$1.14 I_c (0)$	0.33

Visando obter a energia de pinning como função da pressão repetimos a mesma seqüência experimental descrita no capítulo 2 para diversos valores de pressões aplicadas sobre a amostra. Na figura 5.7 é mostrada a mesma curva de $V \times \ln(t)$ para a pressão $P = 2.6$ kbar cuja curva de relaxação $V(t)$ é mostrada na figura 2.20.

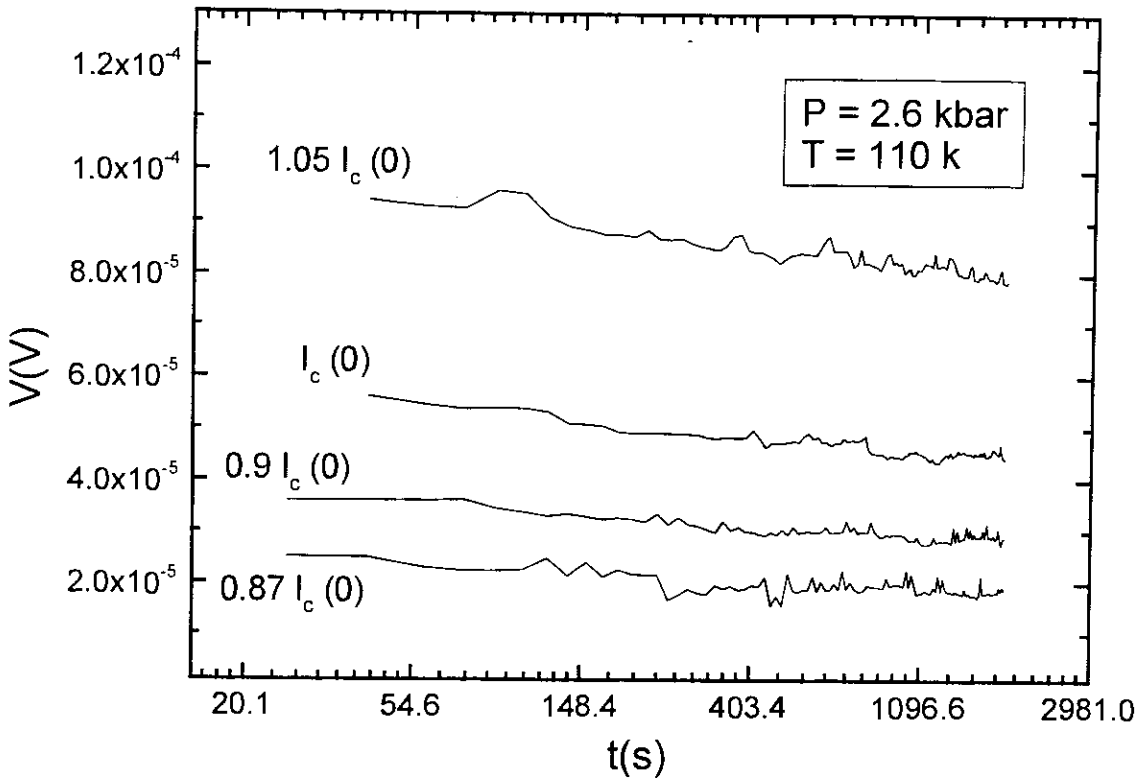


Figura 5.7. Curvas $V(t)$ tomadas a $P = 2.6$ kbar em escala semi-logarítmica.

De forma similar ao caso $P = 0$ kbar, a energia de pinning foi calculada segundo a equação (6), sendo que novamente foi constatado que U_0 independe da corrente utilizada na medição. Isto aparece refletido na tabela número 5.3 mostrada abaixo.

Tabela 5.3. Energia de *pinning* a $P = 2.6$ kbar para diferentes correntes.

I (vezes $I_c(H=0 \text{ Oe})$)	U_0 (eV)
$0.87 I_c(0)$	0.38
$0.9 I_c(0)$	0.40
$I_c(0)$	0.41
$1.05 I_c(0)$	0.42

Curvas similares foram obtidas para as outras pressões com o objetivo de comparar o efeito da pressão sobre a energia de pinning. Os valores encontrados estão na tabela 5.4 e correspondem a um valor médio obtido de todos os valores correspondentes as diferentes correntes, para cada pressão.

Tabela 5.4. Energia de pinning para as diversas pressões usadas no experimento.

Pressão (kbar)	energia de pinning (eV)
0	0.34
2.6	0.38
4.4	0.30
6.2	0.44
8.3	0.40
10.3	0.33

Como pode ser observado, não existem mudanças significativas em U_0 que nos permitam apontar alguma dependência entre a energia de *pinning* e a pressão. Este resultado pode ser entendido se assumimos que o mecanismo fundamental de pinning está associado com as fronteiras de grãos com ângulos pequenos.

Esta suposição está apoiada em recentes estudos, tanto experimentais quanto teóricos. Por exemplo, A. Diaz e colaboradores conseguiram demonstrar experimentalmente que o pinning dos vórtices é obtido por uma fronteira de grão com ângulo pequeno [23]. Por outro lado, o aumento da temperatura de irreversibilidade com o ângulo da fronteira de grão na faixa de ângulos bem pequenos, foi explicado supondo um incremento do pinning devido à diminuição do espaço entre os deslocamentos que atuam como centros de pinning [35]. Também estudos magneto-óticos tem demonstrado que o fluxo remanescente, depois de ser retirado o campo magnético numa cerâmica supercondutora, pode estar localizado nas fronteiras de grão com ângulo pequeno [36,37].

Teoricamente foi demonstrado que as fronteiras de grãos com ângulos pequenos prendem vórtices, uma vez que elas apresentam canais onde a rede cristalina não está distorcida. O *pinning* neste caso surge da interação dos vórtices de Abrikosov (AV) com uma distribuição planar de contatos Josephson de alta densidade de corrente [38]. Esta interação transforma o núcleo normal do AV em um núcleo do tipo “Josephson”, o qual é altamente anisotrópico. Este tipo intermediário de vórtice tem sido identificado na literatura com o nome de vórtice *Abrikosov-Josephson* (AJ). Ele apresenta um comprimento ao longo da fronteira $l \approx \xi J_d/J_b$ muito maior do que comprimento de

coerência ξ . J_d é a corrente de *depairing* e J_b é a densidade média de corrente crítica ao longo da fronteira [39]. O fato desse vórtice apresentar um $l \gg \xi$ determina que o seu pinning é mais fraco do que o pinning dos vórtices de Abrikosov no interior dos grãos [38]. Isto indica que a relaxação magnética medida está associada com o movimento termicamente ativado dos AJ vórtices, sendo que este movimento leva a uma diminuição do campo efetivo na junção e conseqüentemente a um aumento da corrente crítica através da junção.

Considerando nossa situação experimental, ao retirarmos o campo magnético alguns vórtices ficam presos nas fronteiras de grãos com ângulo pequeno. O aprisionamento destes vórtices está associado com os deslocamentos presentes nestas fronteiras de grão, segundo foi discutido anteriormente. Para uma típica fronteira de grão por inclinação com ângulo pequeno $\phi = 4^\circ$ e largura $w = 2 \mu\text{m}$, o espaçamento entre deslocamentos D , pode ser obtido segundo a expressão $D = |b| / [2\sin(\phi/2)]$ [veja figura 3.1 no terceiro capítulo], onde b é o vetor de Burgues do deslocamento. Este vetor pode ser considerado da ordem de um espaço interatômico, isto é $b \sim 10 \text{ \AA}$. Todas as suposições anteriores levam à idéia de que a fronteira de grão anterior acomoda em seu interior algo da ordem de 4000 deslocamentos. Por outro lado, assumindo que a densidade de fluxo presa é igual a 10 G, o espaçamento entre os vórtices pode ser considerado da ordem de $1 \mu\text{m}$.

Nas condições experimentais em que medimos a relaxação magnética cada fronteira de grão com ângulo pequeno acumula mais de 1000 centros de *pinning* por vórtice. Por outro lado, segundo foi colocado no capítulo 4, o coeficiente relativo de compressibilidade linear é bem pequeno, da ordem de $10^{-3} \text{ kbar}^{-1}$. Logo, é de imaginar que as baixas pressões usadas em nosso experimento, não provoquem deformações estruturais capazes de alterar significativamente a relação entre os centros de *pinning* e os vórtices na fronteira e não sejam capazes de produzir deformação que altere a energia de pinning, pelo menos na faixa de campos magnéticos pequenos. Isto explicaria o fato de U_0 não depender da pressão externa.

5.5 ESTUDO DE POSSÍVEIS DEFORMAÇÕES PLÁSTICAS INTRODUZIDAS PELA PRESSÃO.

Um outro ponto focalizado neste estudo foi a possível introdução, pela pressão, de defeitos estruturais plásticos, como deslocamentos, vacâncias e outros no interior dos grãos. Essas deformações estruturais poderiam ser introduzidas via deformações plásticas produzidas na amostra, quando a pressão é retirada da mesma [40]. É de se esperar que estes defeitos, no caso eles existam, mesmo após a pressão ser retirada, atuem como centros de pinning provocando alguma variação nas propriedades físicas da amostra.

Cabe destacar que uma forma de introduzir defeitos estruturais, que atuam como centros de pinning provocando um aumento da densidade de corrente crítica, é a introdução mecânica de defeitos na estrutura cristalina dos supercondutores, através de deformação ou tensão dos mesmos. Por exemplo, Kramer e colaboradores conseguiram criar um número considerável de deslocamentos deformando com pressão tri-axial uma cerâmica supercondutora de YBCO [41]. Outros pesquisadores tem compactado materiais supercondutores a altas pressões (da ordem de 150 kbar) usando a técnica de “*shock compression*” [42]. Em todos esses estudos um aumento da energia de pinning foi notado, após a introdução de defeitos estruturais nas amostras mediante deformações plásticas.

Para determinar se a pressão induz deformações plásticas, foram realizadas estudos da linha de irreversibilidade antes e depois da amostra ser submetida a pressão. A linha de irreversibilidade foi estudada pelo método tradicional, isto é, medidas de magnetização. A temperatura de irreversibilidade foi obtida como a temperatura a partir da qual as curvas *zero field cooling* (ZFC) e *field cooling* (FC) obtidas na amostra a um campo fixo se afastam [43]. As medidas foram feitas para um campo específico $H = 1$ kOe e podem ser observadas na figura 5.8.

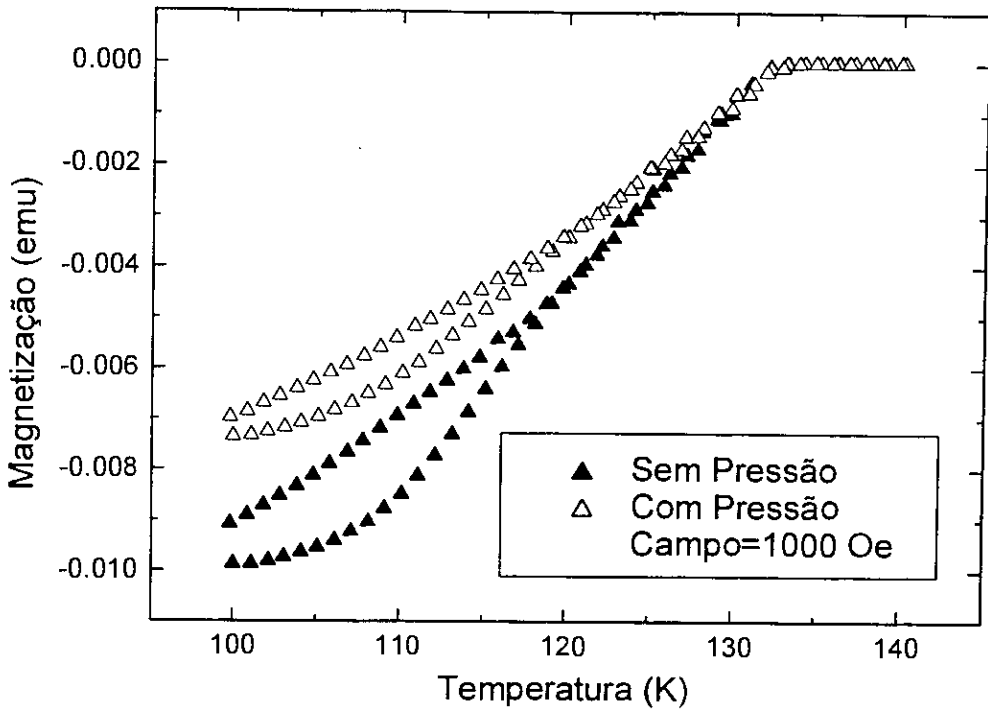


Figura 5.8. Magnetização contra temperatura em *zero-field cooling* e *field cooling* condições. A intensidade do campo magnético aplicado foi de 1 kOe.

Como pode ser notado, a temperatura de irreversibilidade não sofre alteração quando comparamos a amostra submetida a pressão e a não submetida, considerando nossa resolução experimental. Isto é um indicativo de que a pressão não provocou uma alteração plástica significativa da estrutura da amostra e nem introduziu deformações pontuais em quantidade suficiente para alterar a energia de *pinning* da amostra. Cabe destacar aqui, que nesta experiência a amostra submetida a pressão foi levada até os valores mais altos de pressão disponíveis em nosso laboratório, especificamente valores da ordem de 12 kbar.

5.7 CONCLUSÕES.

1. A densidade de corrente crítica aumenta com a aplicação de uma pressão hidrostática. Este comportamento foi atribuído a dois efeitos: 1) a pressão produz um aumento do *gap* supercondutor que aumenta o *tunneling* de pares de Cooper aumentando o acoplamento intergranular, 2) o próprio aumento da temperatura crítica diminui a temperatura reduzida, e isto aumenta a densidade de corrente crítica.
2. O aumento da densidade de corrente crítica depende da presença de um campo magnético e diminui na medida que este último aumenta. Para valores acima de $B = 50$ G este efeito desaparece. Isto pode ser entendido devido a uma mudança nos mecanismos responsáveis pelo transporte dos pares de Cooper na amostra. Para valores de campo pequenos os weak-links são responsáveis pela J_c , sendo que a pressão modifica as propriedades elétricas destes. Já para campos mais altos do que $B = 50$ G, os caminhos remanescentes percolativos na amostra que estão associados com as fronteiras de ângulos pequenos, determinam o transporte de superelétrons, e estes não vêem suas propriedades elétricas afetadas pela pressão.
3. Em corroboração com o ponto anterior, a energia de *pinning* não depende da pressão externa nas faixas de campos e pressões usadas em nosso experimento. Também foi constatado a não presença de deformações plásticas na amostra, decorrentes da pressão externa aplicada e capaz de alterar a temperatura de irreversibilidade intragranular da amostra.

REFERÊNCIAS.

1. X.L. Wang, J. Horvat e G.D. Gu, *Physica C* 337 (2000) 221. S. Y. Chy e M.E. McHenry, *Physica C* 337 (2000) 221.
2. A. R. Devi, V. S. Bai, P. V. Patanjali et al, *Superconductor Science and Technology* 13 (2000) 935.
3. A. Tampieri e G. Celotti, *Superconductor Science and Technology* 13 (2000) 1113.
4. X. D. Wu, S. R. Foltyn, P. N. Arendt, W. R. Blumenthal, I. H. Campbell, J. D. Cotton, J. Y. Coulter, W. L. Hults, M. P. Maley, H. F. Safar, e J. L. Smith, *Applied Physics Letters* 67 (1995) 2397.
5. L. Civale, A. D. Marwick, T. K. Worthington, M. A. Kirk, J. R. Thompson, L. Krusin-Elbaum, Y. Sun, J. R. Clem e F. Holtzberg, *Physical Review Letters* 67 (1991) 648.
6. E. Mezzetti, S. Colombo, R. Gerbaldo, G. Ghigo, L. Gozzelino, B. Minetti e R. Cherubini, *Physical Review B* 54 (1996) 3633.
7. X. Y. Cai, A. Gurevich, I-Fei Tsu, D. L. Kaiser, S. E. Babcock e D. C. Larbalestier, *Physical Review B* 57 (1998) 10 951.
8. V. M. Svistunov, V. Yu. Tarenkov, Yu. F. Revenko, O. I. Chernjak, A. I. D'yachenko, M. Ciszek, J. Zaleski, *Modern Physics Letters*, 4 (1990) 645.
9. V. M. Svistunov, V. Yu. Tarenkov, A. I. D'yakonov, V. Vasilenko, V. V. Klimov e E. M. Roizenblat, *Sov. Physics JETP* 73 (1991) 1076.
10. S. L. Bud'ko, M. F. Davis, J. C. Wolfe, C. W. Chu e P. H. Hor, *Physical Review B* 47 (1993) 2835.
11. S. L. Bud'ko, Y. K. Tao, Y. Q. Wang, C. W. Chu e P. H. Hor, *Solid State Communications* 86 (1993) 441.
12. A. I. D'yachenko, V. Yu. Tarenkov, A. V. Abalioshev, R. V. Luticiv, Yu. N. Myasoedov e Ya. V. Boiko, *Physica C* 251 (1995) 207.
13. Veja por exemplo: *Superconductivity* by C. P. Poole, H. Farach e R. Creswick 1995.
14. J. D. Thompson, *Review. Scientific. Instruments* 55 (1984) 231-234.
15. M. Cyrot e D. Pavuna. *Introduction to superconductivity e High-T_c Materials*. World Scientific 1992.
16. B. H. Moeckly, D. K. Lathrop, and R. A. Buhrman, *Physical Review B*. 47 (1993) 400.
17. I. O. Kulik e A. N. Omel'yanchuk, *JEPT Letters* 21 (1975) 96.

18. K. A. Delin e A. W. Kleinsasser, *Superconductor Science and Technology* 9 (1996) 227.
19. V. Ambegaokar e A. Baratoff, *Physical Review Letters* 10 (1963) 486.
20. J. P. da Silva Fo, J. Schaf, P. Pureur e S. Reich, *Physica C* 322 (1999) 31.
21. J. Jung, M. A-K. Mohamed, I. Isaac e L. Friedrich, *Physical Review B* 49 (1994) 12 188.
22. C. J. Lobb, D. V. Abraham e M. Tinkham, *Physical Review B* 27 (1983) 150.
23. A. Diaz, L. Mechin, P. Berghuis e J. E. Evetts, *Physical Review Letters* 80 (1998) 3855.
24. G. C. Kim, M. Y. Cheon e Y. C. Kim, *Physica C* 300 (1998) 105.
25. L. Ammor, A. Smina, J. C. Soret, A. Ruyter, V. Ta. Phuoc, B. Martinie, J. Lecomte, B. Mercey e Ch. Simon, *Physica C* 273 (1997) 281.
26. E. Altshuler, R. Cobas, A. J. Batista-Leyva, C. Noda, L. E. Flores, C. Martinez e M. T. D. Orlando, *Physical Review B* 60 (1999) 3673
27. G. Blatter, M. V. Feigel'man, V. B. Geshkenbein, A. I. Larkin and V.M. Vinokur, *Review of Modern Physics* 66 (1994) 1125.
28. P. W. Anderson e Y. B. Kim, *Review of Modern Physics*, 36 (1964) 39.
29. M. V. Feigel'man, V. B. Geshkenbein, A. I. Larkin and V.M. Vinokur, *Physical review Letters* 63 (1989) 2303.
30. Y. Yeshurum, A. P. Malozemoff e A. Shaulov, *Review of Modern Physics* 68 (1996) 911.
31. M. Prester, *Superconductor Science and Technology* 11 (1998) 333.
32. E. Altshuler e J. L. González, *Physica C* 200 (1992) 76.
33. E. Altshuler, Tese de Doutorado, (1994) Universidade da Habana.
34. A. J. Batista-Leyva, R. Cobas, M. T. D. Orlando C. Noda e E. Altshuler, *Physica C* (1999) 314.
35. N. F. Heinig, R. D. Redwing, I. Fei Tsu, A. Guerevich, J. E. Nordman, S. E. Babcock e D. C. Larbalestier, *Applied Physics Letters* 69 (1996) 577.
36. M. Turchinskaya, D. L. Kaiser, F. W. Gayle, A. J. Shapiro, A. Roytburd, L. A. Dorosinskii, V. I. Nikitenko, A. A. Polyanskii e V. K. Vlasko-Vlasov, *Physica C* 221 (1994) 62.
37. N. Nakamura, G. D. Gu, K. Takamuku, M. Murakami e N. Koshizuka, *Applied Physics Letters* 61 (1992) 3044.
38. A. Guerevich e L. D. Cooley, *Physical review B* 50 (1994) 13 563.

39. A. Guerevich, *Physical Review B* 46 (1992) 3187. Veja também, A. Guerevich, *Physical Review B* 48 (1993) 12 857.
40. A. Berghzan e A. Fourdeux, *Journal of Applied Physics* 30 (1959) 1913.
41. M. J. Kramer, L. S. Chumbley e R. W. McCallum, *Journal of Mater. Science* (a ser publicado).
42. S. T. Weir, W. J. Nellis, M. J. Kramer, C. L. Seaman, E. A. Early e M. B. Maple, *Applied Physics Letters* 56 (1990) 2042.
43. K. A. Muller, M. Takashige e J. G. Bednorz, *Physical Review Letters* 58 (1987) 1143.

CONCLUSSÕES GERAIS.

1. Os efeitos da pressão nas propriedades de transporte no sistema cerâmico supercondutor $\text{Hg}_{0.82}\text{Re}_{0.18}\text{Ba}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{8+\delta}$ e $(\text{Tl}_{0.5}\text{Pb}_{0.5})(\text{Ba}_{0.2}\text{Sr}_{0.8})_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{8+\delta}$ foram estudadas levando em conta a importância das fronteiras entre grãos no transporte da corrente nestes materiais. Foi desenvolvido um modelo teórico que relaciona a densidade de corrente crítica na amostra com a microestrutura da mesma. Este modelo reproduz uma serie de resultados experimentais obtidos neste trabalho assim como outros reportados na literatura.

2. Foi constatado a influência da pressão nas propriedades supercondutoras de transporte neste sistema. O inicio da dissipação é deslocado para temperaturas mais altas ao se aplicar uma pressão externa na amostra. Da mesma maneira a densidade de corrente crítica sem campo magnético aplicado aumenta com a aplicação da pressão. As mudanças relativas, $\partial_P T_{on}(H) / T_{on}(H)$, $\partial_P T_c / T_c$, assim como $\partial_P I_c / I_c$, parecem ter uma origem comum que está associada com o aumento do *gap* supercondutor como consequência direta da aplicação da pressão externa hidrostática.

3. O efeito do aumento da densidade de corrente crítica com a pressão depende da aplicação de um campo magnético sobre a amostra. O aumento $\partial_P J_c(B)$ diminui com o aumento de B até desaparecer para valores acima de $B = 50$ G. Este efeito foi associado com a presença na amostra de dois tipos de fronteiras de grãos. O efeito da pressão consiste em tornar a rede de *weak-links* mais homogênea em torno do seu valor médio, que se mantém inalterado. Por outro lado foi constatado também que a energia de *pinning* independe da pressão nas nossas condições experimentais, e que a pressão não produz deformações plásticas na microestrutura da amostra capaz de alterar os mecanismos de *pinning*.

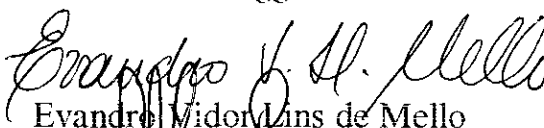
**“EFEITOS DE PRESSÃO HIDROSTÁTICA SOBRE
AS PROPRIEDADES DE TRANSPORTE DE
CERÂMICAS SUPERCONDUTORAS”**

Jorge Luis González Alfonso

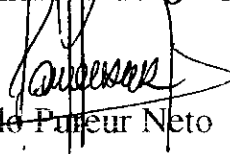
Tese de Doutorado apresentada no Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, do Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico, fazendo parte da Banca Examinadora os seguintes professores:



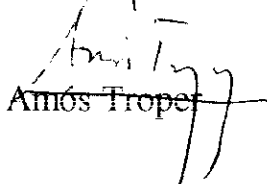
Elisa Maria Baggio Saitovitch – Presidente



Evandro Vidor Lins de Mello



Paulo Piqueur Neto



Amós Tropet

Ivan dos Santos Oliveira Junior



Armando Yoshihaki Takeuchi – Suplente

Rio de Janeiro, 11 de outubro de 2000