

**UNIVERSIDADE FEDERAL DE SÃO CARLOS  
CENTRO DE CIÊNCIAS EXATAS E DE TECNOLOGIA  
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA**

**TRANSIÇÃO ORDEM-DESORDEM DA MATÉRIA  
DE VÓRTICES EM SUPERCONDUTORES  
DETECTADA ATRAVÉS DO TERCEIRO  
HARMÔNICO DA SUSCETIBILIDADE AC**

**Ana Augusta Mendonça de Oliveira**

Tese de Doutorado submetida à Coordenação do Programa de Pós-Graduação em Física, da Universidade Federal de São Carlos, como requisito parcial para a obtenção do título de Doutor em Ciências.

**Orientador: Prof. Dr. Wilson Aires Ortiz**

**São Carlos**

**2008**

**Ficha catalográfica elaborada pelo DePT da  
Biblioteca Comunitária/UFSCar**

O482to

Oliveira, Ana Augusta Mendonça de.

Transição ordem-desordem da matéria de vórtices em supercondutores detectada através do terceiro harmônico da suscetibilidade AC / Ana Augusta Mendonça de Oliveira.

-- São Carlos : UFSCar, 2008.

107 f.

Tese (Doutorado) -- Universidade Federal de São Carlos, 2008.

1. Matéria de vórtices. 2. Suscetibilidade magnética. 3. Supercondutores. 4. Transição ordem-desordem. I. Título.

CDD: 537.623 (20<sup>a</sup>)


---

**Ana Augusta Mendonça de Oliveira**

Tese de Doutorado submetida à  
Coordenação do Programa de Pós-  
Graduação em Física, da Universidade  
Federal de São Carlos, como requisito  
parcial para a obtenção do título de  
Doutor em Ciências.

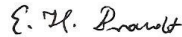
Aprovado em 01 de Dezembro de 2008.

**BANCA EXAMINADORA**



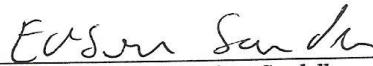
---

*Prof. Dr. Wilson Aires Ortiz*  
*Universidade Federal de São Carlos - DF*



---

*Prof. Dr. Ernst Helmut Brandt*  
*Institute For Metal Research - MPI EVA*



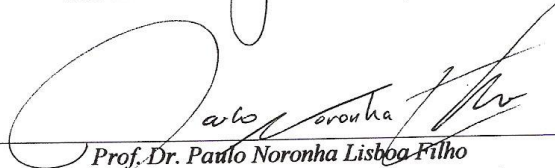
---

*Prof. Dr. Edson Sardella*  
*Universidade Estadual Paulista - FC (Bauru)*



---

*Prof. Dr. Duryal Rodrigues Junior*  
*Universidade de São Paulo - EEL (Lorena)*



---

*Prof. Dr. Paulo Noronha Lisboa Filho*  
*Universidade Estadual Paulista - FC (Bauru)*

---

---

# Resumo

Apesar da previsão de um estado de vórtices, em supercondutores do tipo II, ter sido noticiada há mais de 50 anos, um grande esforço teórico e experimental ainda tem sido feito na tentativa de investigar como a dinâmica destas estruturas depende das excitações externas a que estão submetidas e das propriedades inerentes ao material supercondutor, tal como as inomogeneidades (*Desordem Estática*). Neste trabalho, estudamos, em amostras granulares de Nb e policristalinas de  $Mg_{1-x}B_2$ , os efeitos de diferentes tipos e quantidades de desordem estática no comportamento dinâmico dos vórtices. A análise de tais efeitos, empregando uma técnica experimental extremamente sensível, a do *Terceiro Harmônico da Suscetibilidade AC*, foi a principal motivação desta pesquisa.

Realizando uma investigação sistemática do terceiro harmônico, estabelecemos procedimentos experimentais confiáveis e reprodutíveis para a determinação de mudanças entre diferentes regimes da *Matéria de Vórtices* (MV). Em particular, distinguimos um regime de resposta magnética linear e, outro, de resposta não linear, os quais foram identificados como representativos de fases desordenada e ordenada da MV, respectivamente. Como consequência, uma nova fronteira, delimitando tais fases, foi incorporada aos diagramas magnéticos dos sistemas estudados, denominada de *Limiar Ordem-Desordem* (OD).

Analizamos também a evolução desse limiar OD com o acréscimo de inomogeneidades, bem como o formato do contorno. Quanto à forma, dois comportamentos distintos foram revelados e, por conseguinte, interpretados como decorrentes de uma competição entre diferentes tipos de desordem – estática e dinâmica – presentes nos materiais. O resultado mais intrigante reportado, diz respeito à antecipação, na região de altas temperaturas/baixos campos, do limite OD, que associamos a uma *Transição de Depinning Induzida Termicamente*.

Complementarmente, comparamos as linhas OD com a *Linha de Irreversibilidade* (LI), obtida através de medidas de magnetização para algumas das amostras analisadas, apontando as diferenças e similaridades entre ambas. Medidas de transporte elétrico e de relaxação magnética também foram realizadas. Os resultados delas derivados contribuíram significativamente para o estudo ora realizado, oferecendo-nos uma visão mais ampla do comportamento dinâmico dos vórtices nas vizinhanças deste novo limiar OD.

---

---

# Abstract

Although a vortex state, in type II superconductors, has been anticipated more than 50 years ago, a great deal of theoretical and experimental efforts has still been done in an attempt to investigate how the dynamics of these structures depends on external excitations and on the inherent properties of the underlying superconducting material, such as inhomogeneities (*Static Disorder*). In this work, we studied, in granular  $Nb$  samples and polycrystalline  $Mg_{1-x}B_2$ , the effects of different types and quantities of static disorder on the dynamic behaviour of the vortices. The analysis of such effects, using an extremely sensitive experimental technique, the *Third Harmonic of the AC Susceptibility*, was the main motivation for this research.

Conducting a systematic investigation of the third harmonic, we have established reliable and reproducible experimental procedures to determine changes between different regimes of Vortex Matter (VM). In particular, we distinguished a regime of linear response and, other, of non-linear response, which were identified as representative of disordered and ordered phases of VM, respectively. As a consequence, a new frontier, delimitating these phases, was incorporated to the magnetic diagrams of the studied systems, denominated as *Order-Disorder Threshold* (OD).

We also analyzed the evolution of that OD threshold with the addition of inhomogeneities, as well as the format of the contour. With regard to form, two distinct behaviours were revealed and, consequently, interpreted as resulting from a competition between different types of disorder – static and dynamic – present in the materials. The most intriguing result reported, concerns to the anticipation, in the high temperature/low field region, of the OD limit, which we associated to a *Thermally Induced Depinning Transition*.

In addition, we compared the OD lines with the *Irreversibility Line* (LI), obtained through magnetization measurements for some of the analyzed samples, pointing out the differences and similarities between them. Measurements of electrical transport and magnetic relaxation were also performed. The results derived from them contributed significantly to the study accomplished, leading to a broader view of the dynamic behaviour of vortices in the vicinity of this newly determined OD threshold.

---

---

Aos meus pais

---

---

# Agradecimentos

Este trabalho foi integralmente desenvolvido no *Grupo de Supercondutividade e Magnetismo* (GSM) como parte integrante de um programa mais amplo, direcionado ao estudo sistemático de alterações na resposta magnética de sistemas supercondutores, decorrentes da presença de inomogeneidades em escalas variadas. Para que esta pesquisa chegasse a um bom termo, houve a colaboração de várias pessoas, a todas elas registro a minha gratidão.

Ao professor Dr. Wilson Aires Ortiz que me deu a honra de sua valiosa orientação e o fez com seriedade e acuidade necessárias para o aprimoramento da qualidade do trabalho, indicando-me os melhores caminhos para o seu desenvolvimento, com sapiência, empenho e na justa medida, atributos esses só inerentes aos que são e sempre serão grandes Mestres.

Aos professores Drs. Carlos Alberto Baldan e Sang-Wook Cheong, e ao técnico Cláudio Marcio Raffa, por terem fornecido os materiais imprescindíveis, bem como a mão de obra qualificada, para a realização deste trabalho.

À Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo – FAPESP – pelo incentivo financeiro concedido, fato este que muito contribuiu para a viabilização desta tese.

Aos amigos de sempre: Fabiano, Rafael, César, Juliana, Alonso, Fernando, Pedro, Alexandre e André, pelo apoio e colaboração nesse caminho trilhado.

Aos meus pais, Antonio Vitor e Sionéia, exemplos de uma vida insuperável e constante estímulo de meu progresso.

---

---

“A grandeza não consiste em receber honras, mas em merecê-las.”

(Aristóteles)

---



---

# Sumário

<b>Resumo</b> .....	iii
<b>Abstract</b> .....	iv
<b>Introdução</b> .....	x
<b>Capítulo 1 – O ESTADO SUPERCONDUTOR</b>	
1.1	Propriedades básicas ..... 15
1.2	Teorias da supercondutividade ..... 18
1.2.1	A teoria de London ..... 18
1.2.2	A teoria de Ginzburg-Landau ..... 19
1.2.3	A teoria BCS ..... 21
1.3	Supercondutores dos tipos I e II..... 23
<b>Capítulo 2 – O ESTADO MISTO</b>	
2.1	A dinâmica de vórtices..... 26
2.1.1	O regime <i>Flux Flow</i> (FF) ..... 28
2.1.2	O regime <i>Flux Creep</i> (FC)..... 28
2.1.3	O regime <i>Flux Flow</i> assistido termicamente (TAFF) ..... 29
2.2	O diagrama de fases HT..... 31
2.2.1	A fase líquido de vórtices ..... 32
2.2.2	A fase sólido de vórtices ..... 32
2.3	A fusão da (quase-) rede de vórtices ..... 33
<b>Capítulo 3 – O ESTADO VIDRO DE VÓRTICES</b>	
3.1	A fase vítrea ..... 37
3.2	A teoria de escala de FFH para $T \approx T_g$ ..... 38
3.2.1	Dependência da temperatura de irreversibilidade com a frequência ..... 42
3.2.2	A fronteira $H_{VG}(T)$ – a fusão da fase vidro de vórtices ..... 43
<b>Capítulo 4 – O ESTADO VIDRO DE BOSE</b>	
4.1	A fronteira $H_{BG}(T)$ – fusão da fase vidro de Bose ..... 45

---

---

4.2	A teoria de escala de NV para $T \approx T_{BG}$ .....	46
4.3	A Transição de Depinning Induzida Termicamente .....	47
<b>Capítulo 5 – MÉTODOS E MEDIDAS</b>		
5.1	Medidas de magnetização .....	49
5.1.1	Efeitos do aprisionamento de vórtices .....	50
5.2	Medidas de suscetibilidade magnética AC .....	53
5.2.1	O processamento da medida .....	53
5.2.2	Definição dos harmônicos de $\chi_{ac}$ .....	53
5.2.2.1	Análise experimental de $\chi_n$ .....	54
5.3	Medidas de transporte elétrico .....	57
<b>Capítulo 6 – MATERIAL ESTUDADO</b>		
6.1	Amostras granulares de $Nb$ .....	58
6.1.1	Caracterização estrutural .....	59
6.1.2	Caracterização magnética .....	59
6.2	Amostras de $MgB_2$ deficientes em $Mg - Mg_{1-x}B_2$ .....	61
6.2.1	Supercondutividade percolativa em $Mg_{1-x}B_2$ .....	62
6.2.2	Caracterização magnética .....	62
<b>Capítulo 7 – RESULTADOS E DISCUSSÕES</b>		
<b>PARTE I - Estudo sistemático de <math>\chi_3</math></b>		
7.1	Dependência de $T_3^{onset}$ com $H_{ac}$ .....	65
7.2	Dependência de $T_3^{onset}$ com $f$ .....	68
7.3	Aplicabilidade da técnica do terceiro harmônico de $\chi_{ac}$ .....	71
<b>Capítulo 8 – RESULTADOS E DISCUSSÕES</b>		
<b>PARTE II - Estudo das amostras granulares de <math>Nb</math></b>		
8.1	A fronteira $H_{od}(T)$ .....	73
8.1.1	Modelagem de $H_{od}(T)$ .....	76
8.2	A LI e o Limiar OD .....	77
8.3	A relaxação da MV em $Nb1$ .....	80
<b>Capítulo 9 – RESULTADOS E DISCUSSÕES</b>		
<b>PARTE III - Estudo das amostras de <math>MgB_2</math> deficientes em <math>Mg</math></b>		
9.1	A fronteira $H_{od}(T)$ para a geometria perpendicular .....	85
9.1.1	Modelagem de $H_{od}(T)$ .....	88
9.1.2	A LI e o Limiar OD .....	91
9.1.3	A relaxação da MV para a Amostra II .....	95
9.2	A fronteira $H_{od}(T)$ para a geometria paralela .....	97
<b>Conclusão</b> .....		101
<b>Referências bibliográficas</b> .....		103

---

---

# Introdução

O diagrama de fases de campo magnético *versus* temperatura (HT), proposto por A. A. Abrikosov em 1957 [1], para supercondutores do tipo II, compreende duas regiões supercondutoras distintas, conforme ilustra a Figura I.1: a Meissner, em baixos campos,  $H < H_{c1}$ , e a mista, em campos intermediários,  $H_{c1} < H < H_{c2}$ , onde fluxo magnético penetra o material na forma de vórtices quantizados (fluxóides). Estas estruturas penetradas se auto-organizam em uma rede regular, hexagonal, conhecida como rede de Abrikosov.

Uma melhor compreensão da física do estado de vórtices (misto) foi obtida após a descoberta, em 1986, por J. G. Bednorz e K. A. Müller, de uma nova classe de supercondutores do tipo II [2]. Esses materiais, uma família de cupratos cerâmicos, são supercondutores até altas temperaturas e, portanto, denominados de supercondutores de altas temperaturas críticas (HTS). Os vórtices que usualmente formam padrões estáveis e regulares (rede de Abrikosov) arranjam-se, nestes novos materiais, em formas exóticas e ordinariamente menos estáveis [3, 4]. Um dos fatores responsáveis pelo estabelecimento destes incomuns estados de agregação da Matéria de Vórtices (MV), i.e., dos fluxóides penetrados, é a interação entre os vórtices e o meio inerentemente complexo dos HTS.

A presença de inogeneidades em LTS (supercondutores de baixas temperaturas críticas, ditos convencionais) e HTS, associadas às imperfeições, estruturais, estequiométricas ou microestruturais, i.e, aos defeitos, comumente designados por Desordem Estática, é um pré-requisito indispensável para a obtenção da mais importante característica

---

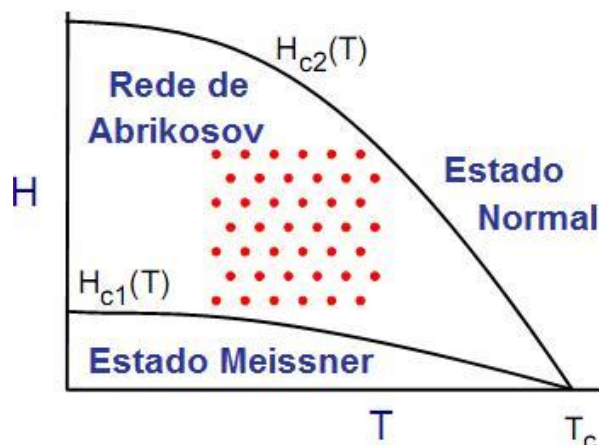


Figura I.1. Representação esquemática de um diagrama de fases HT para um supercondutor do tipo II convencional.

prática destes materiais: o transporte de corrente elétrica, sem dissipação. Isto porque atuam como centros de aprisionamento (*pinning centers* - PCs), impedindo a movimentação viscosa dos fluxóides, quando sujeitos a uma corrente de transporte. Entretanto, tais inhomogeneidades não afetam somente o comportamento dinâmico dos vórtices, elas também acarretam importantes conseqüências para o diagrama de fases HT, pois são responsáveis pela destruição da ordem de longo alcance translacional da rede regular de Abrikosov [5].

Neste contexto, surge naturalmente a seguinte questão: quais efeitos outros tipos de “desordem” teriam no estado de vórtices? O tipo mais óbvio revela-se na forma de *Flutuações Térmicas*. A desordem térmica também causa severas conseqüências para o diagrama de fases HT e para as propriedades dinâmicas dos vórtices. Como exemplo, destacamos a transição de fusão da rede para uma fase líquida, a qual pode ser, essencialmente, compreendida em termos de grandes flutuações térmicas (da ordem da constante da rede) das posições das linhas de fluxo. A Figura I.2 ilustra um diagrama de fases HT idealizado para um HTS livre de desordem estática (a) e desordenado (b).

Concomitantemente, a inclusão de flutuações térmicas na fenomenologia de supercondutores do tipo II conduz ao fenômeno conhecido como *flux creep*, i.e., a movimentação de vórtices por ativação térmica, em densidades de corrente  $j < j_c^t$ <sup>1</sup>, restabelecendo, deste modo, a dissipação de energia no sistema. Prontamente, nos deparamos com outra questão capital: a dissipação e, por conseguinte, a resistividade se anulam no limite

<sup>1</sup> Aqui,  $j_c^t$  designa uma densidade de corrente limiar de transporte, não influenciada pela desordem térmica, acima da qual se inicia a movimentação viscosa dos fluxóides. Esta densidade pode ser derivada a partir do equilíbrio entre a força de Lorentz, que tende a colocar os vórtices em movimento, e a força de aprisionamento (*pinning*), proveniente das inhomogeneidades presentes no material.

de  $j \rightarrow 0$  ou um supercondutor, na fase mista, encontra-se em um estado resistivo? Estudar um material supercondutor no limite de  $j \rightarrow 0$ , implica em investigar o estado termodinâmico do sistema de vórtices. O tipo de resposta desenvolvida pelo mesmo, para  $j \rightarrow 0$ , determina os diferentes estados de agregação da MV. Neste sentido, distinguem-se, o estado vítreo, caracterizado por barreiras (potenciais) de *pinning* infinitas, o que resulta em  $\rho(j \rightarrow 0) \rightarrow 0$ , e o estado líquido, onde o movimento de vórtices é permitido em qualquer temperatura não-nula, de modo que  $\rho(j \rightarrow 0) > 0$ . As aplicações da supercondutividade estão restritas às regiões do diagrama de fases onde  $\rho(j \rightarrow 0) \rightarrow 0$ .

Genericamente falando, a desordem térmica se opõe à estática através da atenuação do potencial de *pinning*, conhecida como *depinning* térmico, e, assim, reduz a densidade de corrente crítica,  $j_c^t$ . Tal fenômeno não é uma transição abrupta, mas sinaliza uma mudança contínua (*crossover*) de um regime onde os vórtices estão aprisionados para outro no qual foram desprendidos dos PCs (*depinning*). O parâmetro fundamental que governa a importância das flutuações térmicas é o número de Ginzburg,  $G_i$ , definido no Capítulo 2. Ele relaciona a energia de condensação mínima ( $T = 0 K$ ), num volume de coerência,  $\xi^3(0)$ , e a temperatura crítica,  $T_c$ .

Um terceiro tipo de “desordem” capaz de alterar o diagrama de fases HT de materiais convencionais, bem como, o comportamento dinâmico dos vórtices são as *Flutuações Quânticas* (macroscópicas). Similares à desordem térmica, as flutuações quânticas podem afetar a supercondutividade via flutuações no módulo e na fase do parâmetro de ordem

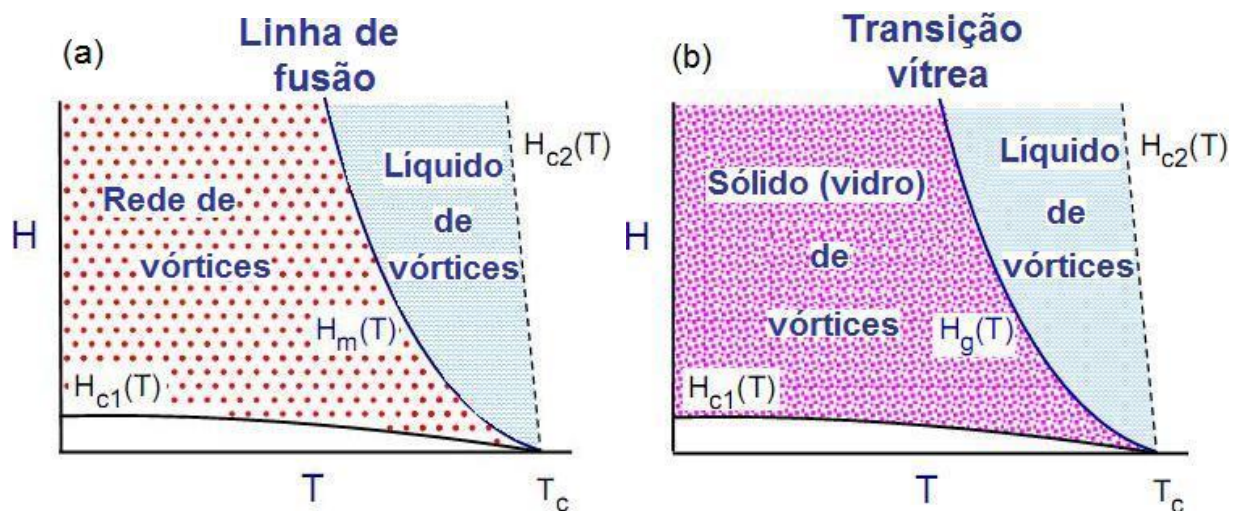


Figura I.2. Representação esquemática de um diagrama de fases HT para um sistema HTS prístino (a) e desordenado (b). O estado de vórtices é composto, basicamente, de duas diferentes fases: a sólida e a líquida. Devido à presença de inhomogeneidades, o ordenamento regular da rede de Abrikosov é destruído e, uma fase sólida vítrea, com uma ordem de curto alcance, é estabelecida.

supercondutor,  $\psi(\vec{r}) = |\psi(\vec{r})| \exp[i\varphi(\vec{r})]$ . A importância destes efeitos pode ser expressa por um parâmetro adimensional,  $Q_u \propto 1/\varepsilon\xi^2$  [6].

Uma maneira compacta de ilustrar a diferença entre os LTS e os HTS pode ser realizada quantificando a influência das desordens estática,  $j_c^t/J_c$ <sup>3</sup>, térmica,  $G_i \propto [T_c/\varepsilon\xi^3]^2$ , e quântica,  $Q_u \propto 1/\varepsilon\xi$ , no estado de vórtices. Nos materiais convencionais o potencial de *pinning* é usualmente forte,  $j_c^t/J_c \simeq 10^{-2} - 10^{-1}$ , enquanto que as flutuações térmica e quântica são fracas,  $G_i \simeq 10^{-8}$  e  $Q_u \simeq 10^{-3}$ . Em HTS, tal como o  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  (*YBCO*), o *pinning* é naturalmente fraco<sup>4</sup>,  $j_c^t/J_c \simeq 10^{-3} - 10^{-2}$ , e, as flutuações térmica e quântica são mais acentuadas,  $G_i \simeq 10^{-2}$  e  $Q_u \simeq 10^{-1}$ . Esta mudança na importância relativa entre as desordens estática e dinâmica nos HTS é decorrente dos parâmetros extremos que caracterizam tais materiais: altas temperaturas críticas, pequenos comprimentos de coerência e alta anisotropia. Em particular, o aumento de  $G_i$  por aproximadamente seis ordens de magnitude sugere a ocorrência da fusão da fase sólido de vórtices em condições tais que a fase líquida ocupe uma extensão considerável do diagrama de fases HT. Entretanto, é importante ressaltar que a transição de fusão não é um efeito exclusivo dos HTS, o mesmo também se aplica aos materiais convencionais [8].

Diante do exposto, torna-se evidente que a combinação entre diferentes tipos de desordem altera, de forma substancial, a dinâmica de vórtices nos materiais supercondutores e, por conseguinte, possibilita a concepção e a estabilização de diferentes fases no diagrama HT. Por isso, estudos sistemáticos da interação da MV em variadas condições, impostas pela desordem presente nos LTS e HTS, são temas de investigação que ainda perduram. Esta tese trata da interação da MV com diferentes tipos e densidades de desordem estática e, de seus efeitos, no comportamento dinâmico dos vórtices. Experimentalmente, tal estudo foi conduzido empregando uma técnica extremamente sensível, a da suscetibilidade harmônica AC.

Esta tese está delineada da seguinte forma. O Capítulo 1 é uma introdução geral à supercondutividade. As principais propriedades dos supercondutores, juntamente com

<sup>2</sup>  $\varepsilon$  é o parâmetro de anisotropia de massa e  $\xi$ , o comprimento de coerência.

<sup>3</sup> A grandeza  $J_c$  denota a densidade de corrente acima da qual a supercondutividade é suprimida.

<sup>4</sup> O *pinning* fraco é devido ao pequeno comprimento de coerência e à carência de PCs extensos, tais como precipitados ou fronteiras de grãos, que comumente ocorrem em supercondutores convencionais. Nos óxidos supercondutores, os PCs constituem-se, majoritariamente, por defeitos pontuais, como vacâncias de oxigênio. Uma importante exceção se faz aos planos de *twinn* em *YBCO*, que fornecem PCs extensos e, mediante um alinhamento adequado com o campo magnético, conduzem a um aumento do potencial de *pinning* [7].

as teorias desenvolvidas para explicá-las e as características básicas dos supercondutores do tipo II, são sucintamente examinadas. Uma abrangente introdução à supercondutividade pode ser encontrada, por exemplo, no livro *“Introduction to Superconductivity”* de M. Tinkham [9] ou *“Superconductivity”* de C. P. Poole Jr., H. A. Farach e R. J. Creswick [10]. No Capítulo 2 a física do estado de vórtices é brevemente apresentada. Uma atenção especial é dada à transição entre as fases sólido e líquido de vórtices e aos efeitos que diferentes tipos de desordem estática têm sobre ela. Para os casos de desordem correlacionada e não-correlacionada, descrevemos, nos Capítulos 3 e 4, as principais características de suas correspondentes fases vítreas. O Capítulo 5 apresenta os métodos experimentais empregados e as medidas realizadas neste trabalho. Uma abordagem mais detalhada da técnica da suscetibilidade harmônica AC é delineada. O processo de produção das amostras estudadas está descrito no Capítulo 6. Nos Capítulos 7, 8 e 9 apresentamos e discutimos os resultados obtidos. As considerações finais concernentes à pesquisa realizada estão sumarizadas na Conclusão.

---

---

# Capítulo 1

## O ESTADO SUPERCONDUTOR

Apesar da descoberta da supercondutividade ter sido noticiada há quase um século, o interesse em materiais supercondutores e nos mecanismos que fundamentam o notável fenômeno da condutividade perfeita ainda é enorme. Este fenômeno é potencialmente relevante no âmbito de aplicações, já que os materiais supercondutores, com resistência elétrica nula, transportam corrente sem dissipação. Entretanto, a popularização das aplicações está restrita às baixas temperaturas em que tais materiais tornam-se supercondutores, e a resposta dos mesmos quando sujeitos a campos magnéticos externos.

Neste capítulo apresentamos uma introdução geral à supercondutividade. As principais propriedades dos materiais supercondutores, as descrições teóricas desenvolvidas para explicá-las e as características básicas dos supercondutores do tipo II são brevemente abordadas.

### 1.1 Propriedades básicas

A propriedade mais renomada de um material supercondutor é a sua habilidade em transportar corrente elétrica sem dissipação. Isto ocorre porque no estado supercondutor a resistividade elétrica dc é nula. A condutividade perfeita foi descoberta por H. Kammerlingh Onnes em Leiden, em 1911, três anos após a sua experiência de liquefação do hélio [11]. Experimentalmente, Onnes observou que a resistência,  $R$ , de uma amostra de mercúrio cai subitamente a zero próximo à temperatura de  $4.2 K$ , tal como mostra a Figura 1.1. Este

---



comportamento atípico de  $R(T)$  foi interpretado como decorrente de uma transição de fase em uma temperatura bem definida, denominada de temperatura crítica,  $T_c$ , de um estado metálico, com comportamento elétrico normal, i.e., resistivo, para um estado supercondutor, com resistência elétrica nula. Nos anos subseqüentes a esta descoberta, novos estudos conduzidos por Onnes revelaram que o estado supercondutor não está limitado somente pela temperatura crítica, mas também pelo campo magnético crítico,  $H_c$ , e pela densidade de corrente crítica,  $J_c$ .

A condutividade perfeita não é a única característica exótica exibida pelos materiais supercondutores. Em 1933, W. Meissner e R. Ochsenfeld observaram que quando uma amostra supercondutora é resfriada abaixo de  $T_c$ , na presença de um campo magnético fraco, a indução magnética em seu interior é nula,  $\vec{B} = 0$  [12]. A propriedade do diamagnetismo perfeito não é uma consequência natural da condutividade perfeita. As equações de Maxwell predizem que o campo magnético no interior de um condutor perfeito é independente do tempo, sugerindo que se existe fluxo no interior do espécime acima de  $T_c$ , nenhuma alteração em sua distribuição deve ser detectada quando o mesmo for resfriado a uma temperatura inferior a  $T_c$ , como ilustra esquematicamente a Figura 1.2. A expulsão do fluxo magnético nos supercondutores é conhecida como efeito Meissner, e ocorre devido ao aparecimento de correntes superficiais em uma fina camada do material <sup>5</sup>. Estas correntes produzem um campo magnético que anula o campo externo no interior do supercondutor.

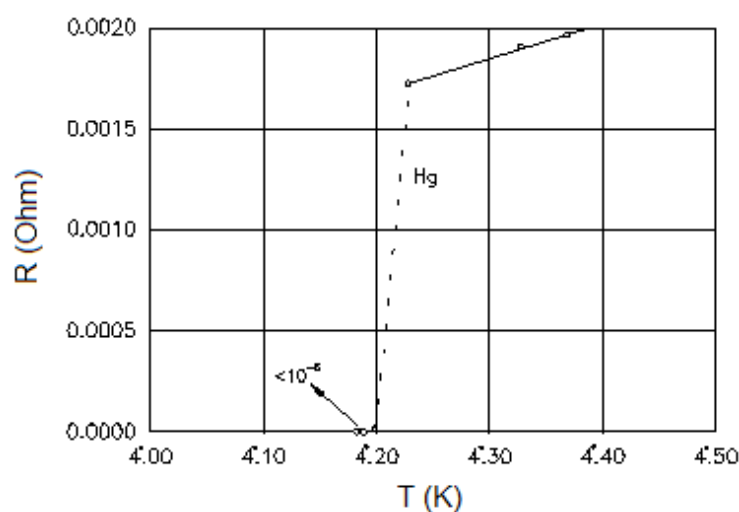


Figura 1.1. Resistência elétrica de uma amostra de mercúrio em função da temperatura. Este resultado, obtido por H. Kammerlingh Onnes, marcou a descoberta da supercondutividade [11].

<sup>5</sup> A espessura desta camada é determinada por um parâmetro dependente da temperatura, a profundidade de penetração  $\lambda$ .

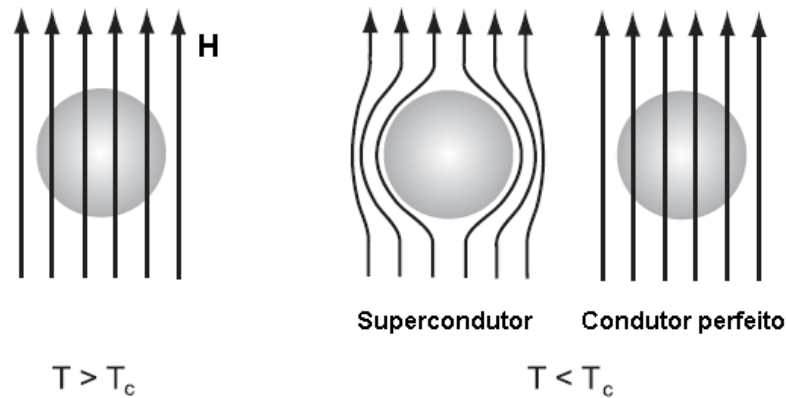


Figura 1.2. Na presença de um campo magnético externo,  $H < H_c$ , um supercondutor expulsa o fluxo magnético quando resfriado abaixo de  $T_c$ , enquanto que, em um condutor perfeito, o fluxo permanece o mesmo.

Juntamente com a condutividade e o diamagnetismo perfeito, a anomalia exibida pelo calor específico representa uma das características fundamentais do estado supercondutor, e constitui-se na evidência experimental mais contundente da ocorrência de um fenômeno de transição de fases em  $T_c$ . Reportamos na Figura 1.3 uma curva típica do calor específico,  $C$ , em função da temperatura para uma amostra de alumínio [13]. Nela, deve ser notado, à medida que a temperatura é diminuída, um súbito salto em  $C(T)$  próximo a  $T_c$  ( $\sim 1.2\text{ K}$ ), seguido por um comportamento do tipo  $\exp(-\Delta/k_B T)$  em  $T \ll T_c$ , o qual é característico de um sistema que possui um intervalo proibido de energia (gap) na densidade de estados. Em 1960, tal gap foi diretamente observado por I. Giaever através de experimentos de tunelamento entre dois supercondutores [14, 15]. Os resultados obtidos indicaram que o gap possui uma largura  $2\Delta$  da ordem de  $k_B T_c$ , onde  $k_B$  é a constante de Boltzmann, e está centrado em torno da energia de Fermi,  $\epsilon_F$ .

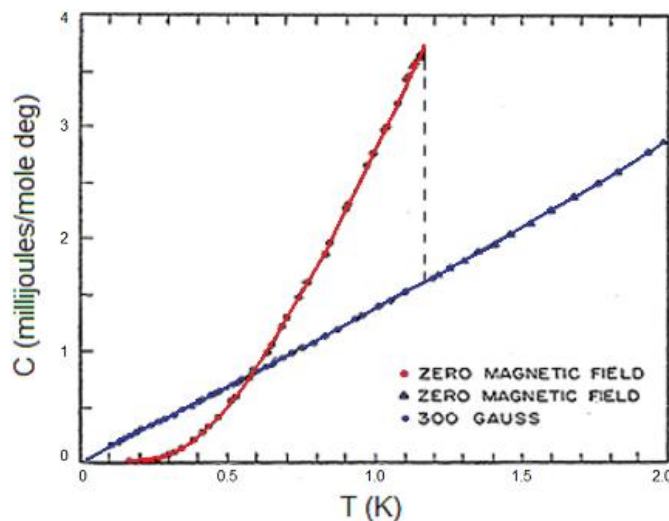


Figura 1.3. Comparação entre o calor específico de uma amostra de alumínio no estado supercondutor (contorno vermelho) e no estado normal (contorno azul) [13].

## 1.2 Teorias da supercondutividade

### 1.2.1 A teoria de London

Em 1935, os irmãos Fritz e Heinz London propuseram uma teoria fenomenológica que permitiu explicar o efeito Meissner [16]. Tal teoria baseia-se no denominado modelo de dois fluidos, o qual assume que todos os elétrons livres em um material supercondutor podem ser divididos em dois grupos: um, de superelétrons, com densidade  $n_s$ , responsável pelas propriedades supercondutoras e, o outro, de elétrons normais, com densidade  $n_n$ . A densidade  $n_s$  é admitida variar continuamente de um valor nulo, em  $T_c$ , para o valor limite  $n$ ,  $n = n_s + n_n$ , em  $T \ll T_c$ .

Considerando a propriedade de condutividade perfeita, Fritz e Heinz estabeleceram a seguinte equação de movimento para os superelétrons na presença de um campo elétrico:

$$\vec{E} = \frac{\partial}{\partial t} (\lambda \vec{J}) \quad (1.1)$$

com  $\lambda = \mu_0 \lambda_L^2 = m^* / n_s (q^*)^2$ , onde  $m^*$  e  $q^*$  são a massa e a carga dos superelétrons, respectivamente,  $\mu_0$  é a permeabilidade do vácuo,  $\vec{J}$  é a densidade de supercorrente e  $\lambda_L$ , o comprimento de penetração de London. A equação (1.1) é conhecida como a primeira equação de London.

A segunda equação de London postula que a densidade de supercorrente  $\vec{J}$  é proporcional ao potencial vetor  $\vec{A}$ ,

$$\vec{J} = -\frac{1}{\mu_0 \lambda_L^2} \vec{A}. \quad (1.2)$$

Expressando o campo de indução  $\vec{B}$  por  $\vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A}$ , um modo alternativo de escrever a equação (1.2) é:

$$\vec{\nabla} \times \vec{J} = -\frac{1}{\mu_0 \lambda_L^2} \vec{B}. \quad (1.3)$$

Combinando (1.3) com a equação de Maxwell  $\vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_0 \vec{J}$ , obtemos:

$$\vec{\nabla}^2 \vec{B} = \frac{\vec{B}}{\lambda_L^2}. \quad (1.4)$$

Note que um campo uniforme  $\vec{B}_0$  não é solução para a equação (1.4), exceto se  $\vec{B}_0$  for identicamente nulo. A única solução permitida é aquela em que  $\vec{B}$  decai exponencialmente à medida que penetra no material supercondutor, com  $\lambda_L$  denotando a extensão espacial da penetração, constituindo-se, portanto, um comprimento característico do supercondutor.

A teoria de London é uma teoria local, i.e., considera campos, correntes, etc. em um determinado ponto  $\vec{r}$ . Em 1953, A. B. Pippard propôs uma generalização não-local da equação (1.2) baseada na suposição de que os elétrons, no estado supercondutor, estão fortemente correlacionados e  $\vec{B}$  varia apreciavelmente com a posição em escalas microscópicas [17]. Isto possibilitou a definição de um segundo comprimento característico do supercondutor, o comprimento de coerência  $\xi$ . A equação (1.2) foi substituída por outra, que relaciona  $\vec{J}$ , num dado ponto  $\vec{r}$ , a um valor médio de  $\vec{A}$  num volume limitado em torno de  $\vec{r}$ . A extensão desta região, definida por  $\xi$ , é uma medida da escala de variação espacial da densidade de superelétrons e, uma estimativa de sua magnitude pode ser obtida a partir do princípio da incerteza,

$$\xi_0 \approx \frac{\hbar v_F}{k_B T_c} \quad (1.5)$$

onde  $v_F$  é a velocidade de Fermi. Ordinariamente, em materiais contendo impurezas, o livre caminho médio dos elétrons,  $l$ , é comparável ou menor do que  $\xi_0$ . Pippard, então, definiu um novo  $\xi$ , denominado de comprimento de coerência de Pippard,  $\xi_P$ :

$$\frac{1}{\xi_P} \approx \frac{1}{\xi_0} + \frac{1}{l}. \quad (1.6)$$

## 1.2.2 A teoria de Ginzburg-Landau

Em 1950, V. L. Ginzburg e L. D. Landau (GL) propuseram a primeira teoria quântica fenomenológica para descrever o fenômeno da supercondutividade [18]. Esta descrição deriva das idéias de Landau para transições de fase de segunda ordem, fundamentando-se na hipótese de que é possível identificar para cada tipo de transição um parâmetro de ordem  $\psi$ , tal que acima de uma dada temperatura, denominada de temperatura

crítica ( $T_c$ ), o sistema encontra-se na fase desordenada,  $\psi = 0$ , e abaixo de  $T_c$ ,  $\psi \neq 0$  e o sistema está na fase ordenada [19]. Neste contexto, GL introduziram uma pseudo-função de onda complexa  $\psi(\vec{r}) = \sqrt{n_s(\vec{r})}e^{i\varphi(\vec{r})}$ , onde  $n_s \propto |\psi(\vec{r})|^2$ , como parâmetro de ordem para a transição supercondutora e, representaram a energia livre de Gibbs  $G$  do sistema como uma expansão em série de potências de  $\psi$  e  $\vec{\nabla}\psi$ . Minimizando  $G$  para variações de  $\psi$  e de  $\vec{A}$ , obtiveram:

$$\alpha\psi(\vec{r}) + \beta|\psi(\vec{r})|^2\psi(\vec{r}) + \frac{1}{2m^*} \left( \frac{\hbar}{i}\vec{\nabla} - q^*\vec{A} \right)^2 \psi(\vec{r}) = 0 \quad (1.7)$$

$$\vec{j} = \frac{q^*\hbar}{2m^*i} (\psi^*\vec{\nabla}\psi - \psi\vec{\nabla}\psi^*) - \frac{q^{*2}}{m^*} |\psi|^2 \vec{A} \quad (1.8)$$

onde  $\alpha(T)$  e  $\beta$  são coeficientes da expansão. Tais equações são conhecidas como a primeira e a segunda equação GL, respectivamente. A primeira permite que  $\psi$  seja calculado na presença de um campo magnético, enquanto que a segunda fornece a distribuição de correntes no material supercondutor.

As equações (1.7) e (1.8) têm duas soluções óbvias e especiais: (1)  $\psi \equiv 0$ , onde  $\vec{A}$  é determinado por  $\vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A}$ . Esta solução descreve o estado normal. (2)  $\psi = \psi_\infty$  com  $|\psi_\infty|^2 = |\alpha(T)|/\beta$  e  $\vec{A} = 0$ . Esta solução descreve o estado supercondutor ordinário com o efeito Meissner perfeito (desprezando efeitos de superfície).

No caso de um campo magnético muito fraco, é esperado que  $\psi$  varie lentamente em torno do valor  $\psi_\infty$ . O intervalo de variação de  $\psi$  pode ser deduzido da equação (1.7) fazendo  $\vec{A} = 0$ . Introduzindo uma nova função  $f$ , definida por:  $f = \psi/\psi_\infty$ , temos:

$$\frac{\hbar^2}{2m^*|\alpha(T)|} \vec{\nabla}^2 f + f(1 - f^2) = 0 \quad (1.9)$$

onde, claramente, a quantidade  $\hbar^2/2m^*|\alpha(T)|$  possui a dimensão do quadrado de um comprimento. Esse comprimento, denominado de comprimento de coerência  $\xi(T)$ , é uma escala típica da variação espacial do parâmetro de ordem  $|\psi|^2$ ,

$$\xi^2(T) = \frac{\hbar^2}{2m^*|\alpha(T)|}. \quad (1.10)$$

Tal quantidade é dependente da temperatura <sup>6</sup> e, conseqüentemente, diferente de  $\xi_p$ , que é essencialmente constante. Somente para  $T \ll T_c$ ,  $\xi(T) \approx \xi_0$ .

Na equação (1.8) podemos desprezar a influência do campo magnético em  $|\psi|^2$ , para o caso de um campo fraco, e substituir  $|\psi|^2$  por  $|\psi_\infty|^2$ ,

$$\vec{J} = \frac{q^* \hbar}{2m^* i} (\psi^* \vec{\nabla} \psi - \psi \vec{\nabla} \psi^*) - \frac{q^{*2}}{m^*} |\psi_\infty|^2 \vec{A}. \quad (1.11)$$

Fazendo o  $\vec{\nabla} \times \vec{J}$  e utilizando a equação  $\vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_0 \vec{J}$ , obtemos:

$$\vec{\nabla}^2 \vec{B} = \frac{\mu_0 (q^*)^2 |\psi_\infty|^2}{m^*} \vec{B} \quad (1.12)$$

que é a equação de London com a profundidade de penetração definida por:

$$\lambda(T) = \left( \frac{m^*}{\mu_0 (q^*)^2 |\psi_\infty|^2} \right)^{1/2}, \quad (1.13)$$

penetração esta que determina o intervalo característico de variação de  $\vec{B}$ . Na vizinhança de  $T_c$ ,  $\lambda(T)$  depende da temperatura da mesma forma que  $\xi(T)$ .

A razão entre os dois comprimentos característicos  $\lambda(T)$  e  $\xi(T)$  é definida como o parâmetro adimensional GL,  $\kappa = \lambda(T)/\xi(T)$ . Tal parâmetro fornece um critério útil para a classificação dos materiais supercondutores em tipo I e tipo II.

É importante salientar que, apesar da teoria GL delinear com sucesso alguns aspectos do estado supercondutor, esta descrição apresenta uma grave limitação. As equações (1.7) e (1.8), derivadas a partir de uma expansão em série, em torno de  $T_c$ , são válidas somente nas imediações de  $T_c$ .

### 1.2.3 A teoria BCS

Embora as teorias fenomenológicas dêem uma descrição macroscópica adequada do estado supercondutor, nenhuma delas fornece uma clara indicação sobre sua natureza microscópica. Uma das primeiras indicações surgiu através da descoberta simultânea

---

<sup>6</sup> Para temperaturas próximas à  $T_c$ ,  $\xi(T) \propto (1 - T/T_c)^{-1/2}$ .

e independente, em 1950, por E. Maxwell [20], e por C. A. Reynolds *et al.* [21], de que  $T_c$  de isótopos de mercúrio depende da massa isotópica,  $M$ , através da relação

$$T_c M^\alpha = \text{constante} \quad (1.14)$$

onde  $\alpha \approx 1/2$ , mas pode desviar significativamente deste valor. Este efeito, denominado de efeito isotópico, sugeriu que interações do tipo elétron-fônon poderiam estar envolvidas no fenômeno da supercondutividade. Tal percepção foi de fundamental importância para o desenvolvimento da teoria microscópica apresentada por J. Bardeen, L. N. Cooper e J. R. Schrieffer em 1957, a teoria BCS [22].

No ano anterior à publicação da teoria BCS, L. N. Cooper estudou o que acontece quando dois elétrons são adicionados a um metal em  $T = 0 K$ , de modo que sejam forçados, pelo princípio de exclusão de Pauli, a ocupar estados acima do nível de Fermi,  $\varepsilon > \varepsilon_F$  [23]. Como resultado, verificou que se existe uma interação atrativa entre as partículas, ainda que a mesma seja fraca, ocorrerá a formação de um par ligado de elétrons, com momenta e spins iguais e opostos e energia total menor que  $2\varepsilon_F$ , que passou a ser denominado de par de Cooper. Uma representação simplificada e esquemática de como tal pareamento ocorre está ilustrada na Figura 1.4. No esboço da Figura 1.4(a), o elétron 1, ao se mover através da rede cristalina de um material, causa polarizações locais de carga, transferindo momentum linear para a rede. Se um segundo elétron (elétron 2) passar nas proximidades desta região polarizada, ele será atraído pelas cargas induzidas pelo primeiro elétron, recebendo da rede um acréscimo de momentum, Figura 1.4(b). Deste modo, os dois elétrons formam, temporariamente, um par ligado mediante uma interação com a rede cristalina (fônon).

O problema de Cooper é um tanto quanto não-realístico, pois envolve somente a interação entre dois elétrons em um metal. Contudo, em 1957, J. Bardeen, L. N. Cooper e J. R. Schrieffer estabeleceram uma descrição microscópica para a supercondutividade estendendo o simples resultado de Cooper a um sistema de muitos elétrons interagentes. A suposição essencial da teoria BCS é a de que o estado fundamental de um supercondutor, no qual os portadores de carga são pares de Cooper, pode ser representado por uma função de onda de muitas partículas, a qual é formada pelo produto de funções de ondas de pares de Cooper, com a mesma energia e descritas pelo mesmo estado quântico. Este estado fundamental é separado dos estados excitados por um gap de energia  $2\Delta$  e, uma medida da

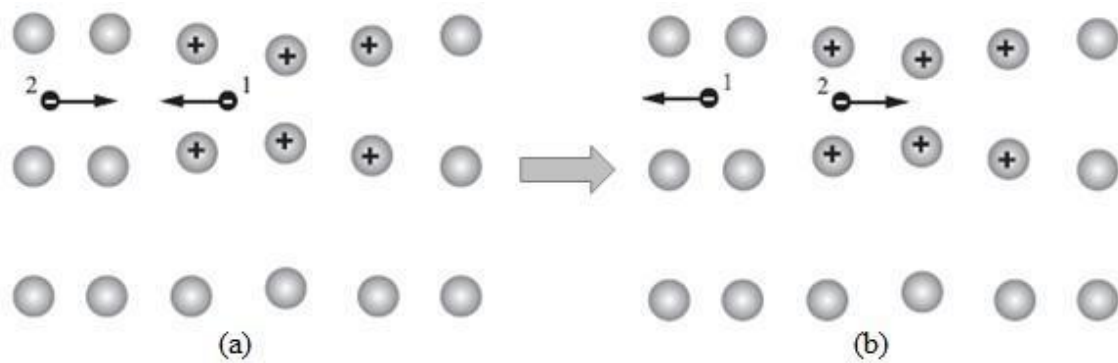


Figura 1.4. Representação esquemática da interação elétron-fônon. (a) O elétron 1 produz uma região polarizada na rede cristalina ao se mover através do material. (b) Na porção deformada da rede haverá um acúmulo de cargas positivas que atrairá o elétron 2.

extensão dos pares é dada pelo comprimento de coerência  $\xi$ .

Em 1959, L. P. Gorkov mostrou que, próximo à  $T_c$ , as equações GL poderiam ser derivadas da teoria BCS [24]. Tal constatação conferiu maior credibilidade à fenomenologia GL. A carga  $q^*$  e a massa  $m^*$  que aparecem nas equações (1.7) e (1.8) deveriam ser substituídas por duas vezes a carga e massa eletrônica, respectivamente, e a densidade de superelétrons  $n_s$  pela metade da densidade de elétrons normais. Estas associações permitiram estabelecer um significado físico à  $\psi(\vec{r})$ , que passou a ser interpretada como uma função de onda, tal como a de um par de Cooper.

### 1.3 Supercondutores dos tipos I e II

Dependendo do valor do parâmetro GL, os supercondutores podem ser divididos em dois diferentes tipos: I e II. Materiais com  $\lambda < \xi/\sqrt{2}$ , i.e.,  $\kappa < 1/\sqrt{2}$ , são conhecidos como supercondutores do tipo I, e diferenciam-se por exibir a fase Meissner até  $H_c(T)$ , acima do qual o sistema experimenta uma transição de primeira ordem para o estado normal, onde a supercondutividade é suprimida. Na Figura 1.5(a) um diagrama de fases esquemático para este tipo de material está sendo mostrado.



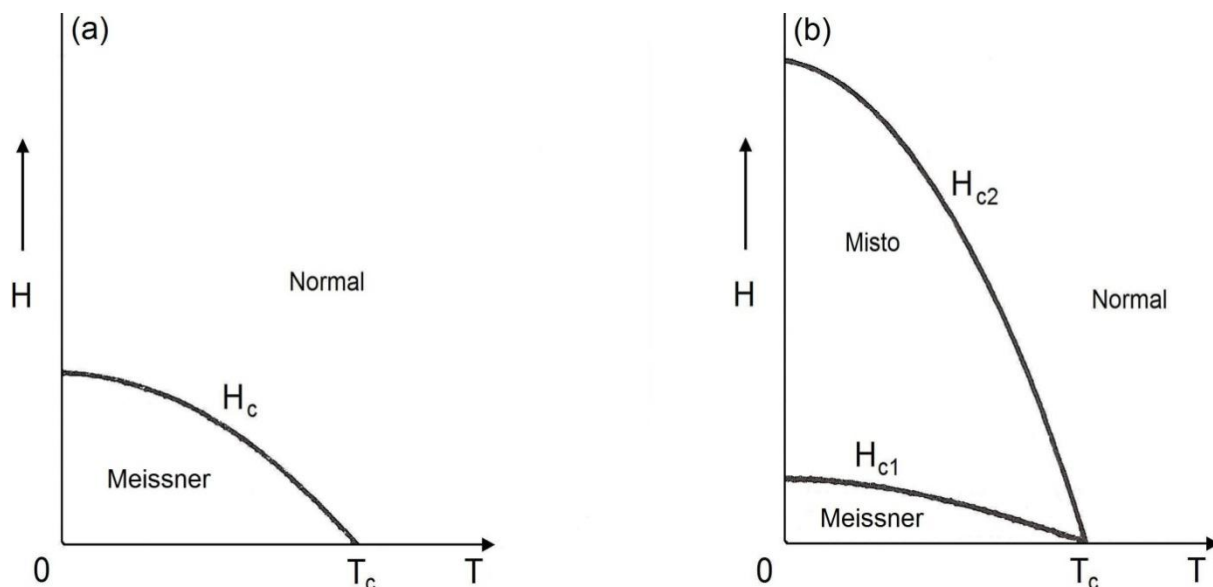


Figura 1.5. Diagramas de fases esquemáticos para supercondutores do tipo I (a) e do tipo II (b).

Em 1957, A. A. Abrikosov investigou o efeito de um alto valor de  $\kappa$  na teoria GL, invertendo a desigualdade  $\lambda < \xi$ , típica de supercondutores do tipo I [1]. Ele encontrou um comportamento magnético completamente diferente para materiais com  $\kappa > 1/\sqrt{2}$ , nomeando-os de tipo II. Nestes materiais, a fase Meissner está presente abaixo do campo crítico inferior  $H_{c1}(T)$ , como ilustra a Figura 1.5(b). Entretanto, ao invés de uma transição descontínua para o estado normal, em  $H_{c1}(T)$  o fluxo magnético começa a penetrar o espécime na forma de linhas de fluxo quantizadas (vórtices ou fluxóides), circundadas por correntes de blindagem. Cada linha contém um quantum de fluxo,  $\phi_0 = h/2e = 2.0678 \cdot 10^{-15} \text{ Wb}$ . A nucleação de vórtices, em supercondutores do tipo II, decorre do fato de que a energia de superfície em uma interface normal-supercondutor (N-SC) é negativa para  $\kappa < \sqrt{2}/2$ , sendo, portanto, energeticamente favorável a admissão de regiões normais no interior destes materiais.

A estrutura de um vórtice individual depende do comprimento de coerência e da profundidade de penetração, como mostra a Figura 1.6. O vórtice possui um núcleo, cuja extensão é determinada pelo comprimento de coerência  $\xi$ . No núcleo, o parâmetro de ordem supercondutor  $|\psi|^2$  se anula e, concomitantemente,  $\vec{B}$  alcança o seu maior valor, decaindo exponencialmente a zero com o comprimento característico  $\lambda$ . À medida que o campo magnético aplicado é incrementado, a densidade de vórtices no interior do supercondutor também aumenta até os núcleos se justaporem. Isto ocorre no campo crítico superior  $H_{c2}(T)$ . Entre os campos críticos  $H_{c1}(T)$  e  $H_{c2}(T)$ , onde ocorre a penetração parcial de fluxo

magnético, o sistema encontra-se no estado misto. Neste estado, os vórtices se difundem sobre todo o volume do material supercondutor e se auto-organizam em uma rede regular, conhecida como rede de Abrikosov. A Figura 1.7 ilustra a rede de Abrikosov vista por meio da técnica de magneto-óptica [25].

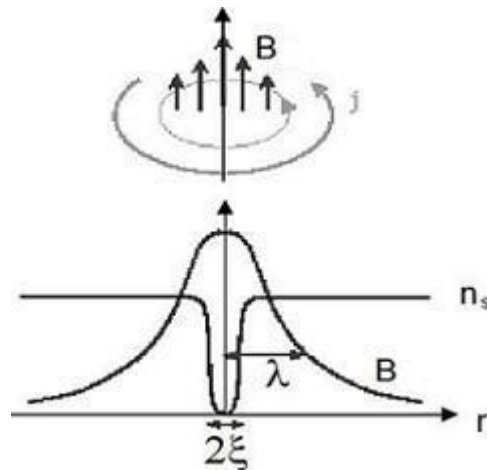


Figura 1.6. Representação esquemática da estrutura de um vórtice individual em um supercondutor do tipo II.

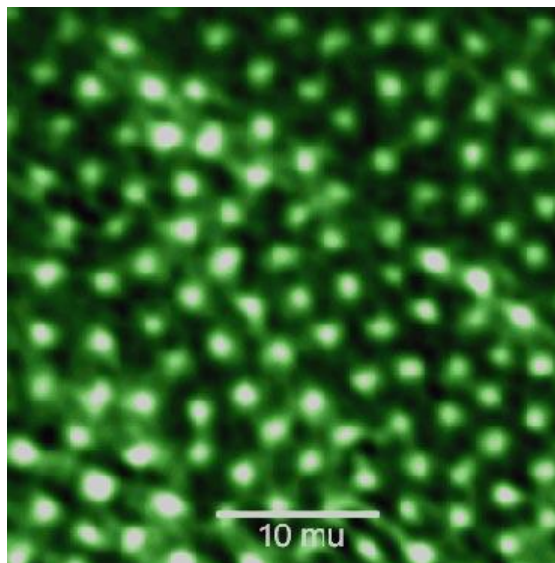


Figura 1.7. Ilustração da rede de vórtices observada em uma amostra de  $NbSe_2$  à temperatura de 4.3 K [25].

---

# Capítulo 2

## O ESTADO MISTO

A existência de materiais supercondutores que, quando sujeitos a um campo magnético suficientemente forte, permitem a ocorrência do estado misto, previsto por Abrikosov, é fato comum dentre os supercondutores conhecidos. Uma consequência importante é a redução do diamagnetismo perfeito e a ocorrência de dissipação de energia, já que o movimento dos vórtices é viscoso na presença de uma corrente de transporte. Uma maneira eficaz de prevenir o movimento dissipativo dos fluxóides e, por conseguinte, a passagem do material ao estado resistivo, é ancorá-los a poços de potencial, e.g., à desordem estática presente no material.

Iniciamos este capítulo discutindo como a dinâmica de vórtices de supercondutores do tipo II é afetada pela competição entre diferentes energias e, qual o seu efeito no formato do diagrama de fases HT. Em seguida, apresentamos algumas características das duas principais regiões do estado misto: a sólida e a líquida, e finalmente, abordamos os modelos que são usualmente utilizados para localizar a linha de fusão da fase sólida.

### 2.1 A dinâmica de vórtices

Quando uma densidade de corrente  $\vec{j}$  é aplicada a um supercondutor no estado misto, uma força de Lorentz entre  $\vec{j}$  e as linhas de fluxo magnético surge, atuando no sentido

---

de colocar os vórtices em movimento. A força, por unidade de comprimento, exercida em cada linha,  $\vec{f}_L$ , é dada pela expressão:

$$\vec{f}_L = \vec{j} \times \vec{\phi}_0 \quad (2.1)$$

onde  $\vec{\phi}_0 = \phi_0 \hat{z}$ , considerando os fluxóides paralelos ao eixo z. O material ficará, portanto, sujeito a uma força de Lorentz por unidade de volume,

$$\vec{F}_L = \vec{j} \times n\vec{\phi}_0 = \vec{j} \times \vec{B} \quad (2.2)$$

onde  $n$  é o número de vórtices por unidade de área transversal da amostra. Uma força viscosa,  $\vec{F}_\eta$ , contrapõe-se ao movimento dos fluxóides, conferindo-lhes uma velocidade constante  $\vec{v}$ . Este é um problema clássico, com  $\vec{v}$  denotando a *velocidade terminal* de um corpo na presença de uma força que se opõe ao seu movimento (“*driving force*” e “*viscous force*”), proporcional à velocidade. De um modo geral,  $\vec{F}_\eta$ , por unidade de comprimento em uma linha de fluxo, pode ser escrita como:

$$\vec{f}_\eta = -\eta \vec{v} \quad (2.3)$$

onde  $\eta$  é o coeficiente de viscosidade.

O movimento dos vórtices induzirá um campo elétrico de magnitude  $\vec{E} = \vec{v} \times \vec{B}$ , paralelo a  $\vec{j}$ , cuja presença resultará em dissipação de energia ( $\vec{E} \cdot \vec{j}$ ). Como efeito, o material não apresentará a mais importante característica prática do estado supercondutor, a condutividade perfeita. Uma força adicional será, então, necessária para impedir o movimento dissipativo dos fluxóides. Em materiais reais, esta força extra provém da desordem estática presente no sistema, regiões em que a supercondutividade é localmente enfraquecida ou até mesmo suprimida. Um vórtice, ao passar por uma dessas regiões, ficará sujeito a um potencial atrativo, já que a sua fixação é energeticamente favorecida em locais onde o parâmetro de ordem é naturalmente deprimido. Caso este potencial seja suficientemente intenso para manter o vórtice ancorado, o supercondutor recuperará, localmente, a sua propriedade de condutividade perfeita. Contudo, se  $\vec{j}$  atingir valores maiores do que o seu valor crítico  $\vec{j}_c^t$ , estando  $\vec{j}_c^t$  limitado pela densidade de corrente acima da qual os pares de Cooper são destruídos,  $\vec{j}_c$ , a força de Lorentz excederá a força de aprisionamento (*pinning*), e os vórtices estarão liberados para se movimentar.

É importante destacar que este fenômeno de aprisionamento é mais efetivo em baixas temperaturas, onde os efeitos de flutuações térmicas não são muito importantes. Em altas temperaturas, as linhas de fluxo podem ser desprendidas (*depinning*) dos PCs mesmo se  $\vec{j} < \vec{j}_c^t$ .

### 2.1.1 O regime *Flux Flow* (FF)

Na presença de densidades de corrente maiores do que  $\vec{j}_c^t$ , os vórtices não estarão sujeitos ao potencial de *pinning*. O movimento dissipativo das linhas de fluxo será somente retardo pela força viscosa. A velocidade média do sistema será, então, determinada pelo equilíbrio entre  $\vec{f}_L$  e  $\vec{f}_\eta$ , de modo que  $\vec{v} = \vec{j} \times \vec{\phi}_0 / \eta$ . Assumindo  $\vec{j} \perp \vec{\phi}_0$ , a resistividade neste regime dissipativo, o qual foi denominado de regime de deriva do fluxo magnético, ou regime *Flux Flow*, pode ser escrita como:

$$\rho_{ff} = \frac{E}{j} = B \frac{\phi_0}{\eta}. \quad (2.4)$$

Em 1965, J. Bardeen e M. J. Stephen desenvolveram um modelo teórico para explicar como a dissipação ocorre no regime *Flux Flow* [26]. O ponto de partida foi a descrição simples de um vórtice, sugerida pelos cálculos de C. Caroli *et al.* [27]: um núcleo normal, de raio aproximadamente igual a  $\xi$ , circundado por supercorrentes. Bardeen e Stephen encontraram duas contribuições igualmente importantes para o processo de dissipação: correntes no interior do núcleo normal e correntes normais na região de transição fora do núcleo e, obtiveram a seguinte expressão para a resistividade *Flux Flow*:

$$\rho_{ff} \approx \rho_n \frac{B}{H_{c2}} \quad (2.5)$$

onde  $\rho_n$  é a resistividade do estado normal.

### 2.1.2 O regime *Flux Creep* (FC)

Em altas temperaturas, a energia térmica pode ser suficiente para permitir que as linhas de fluxo saltem de um centro de *pinning* para outro, ainda que  $\vec{j} < \vec{j}_c^t$ . Este movimento de vórtices, termicamente ativado, é conhecido como *Flux Creep*. Segundo a

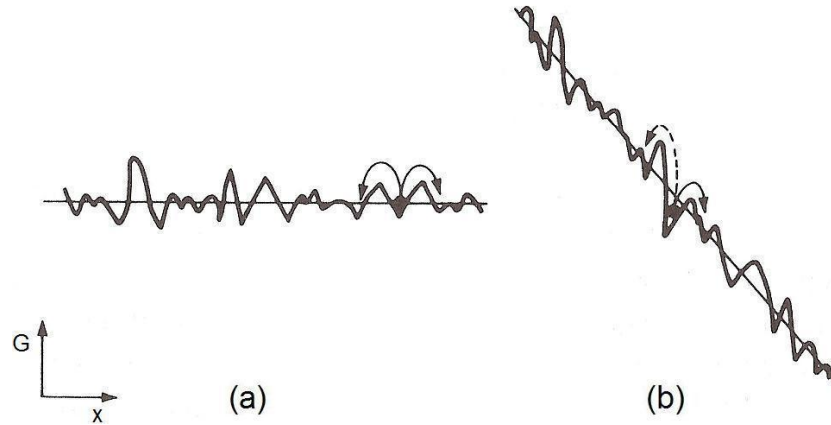


Figura 2.1. Representação esquemática da energia do feixe de linhas de fluxo como função da posição: (a) na ausência, e (b) na presença de corrente. Note que a ocorrência de saltos é favorecida em (b).

teoria de P. W. Anderson e Y. B. Kim [28], feixes de vórtices correlacionados saltam entre centros de *pinning* adjacentes em uma taxa dada por:

$$\mathcal{R} \propto \exp\left(-\frac{U_0}{k_B T}\right) \quad (2.6)$$

onde  $U_0$  é a energia da barreira de *pinning*. Na ausência de corrente, a probabilidade de ocorrência de saltos será a mesma em todas as direções, de modo que nenhum movimento líquido de fluxo será detectado. Por outro lado, se uma corrente for estabelecida, um gradiente da densidade de fluxo será induzido, favorecendo os saltos na direção em que tal densidade diminui, como mostra a Figura 2.1. O campo elétrico originado por este movimento é dado por:

$$E(j) \propto \exp\left(-\frac{U_0}{k_B T}\right) \sinh\left(\frac{j U_0}{J_c k_B T}\right). \quad (2.7)$$

Tal campo está associado a um processo dissipativo. Entretanto, na prática, a detecção de dissipação restringe-se apenas às temperaturas próximas à  $T_c$ .

### 2.1.3 O regime *Flux Flow* assistido termicamente (TAFF)

Quando  $\vec{j} < \vec{j}_c^t$ , alguns supercondutores do tipo II, majoritariamente os HTS, apresentam uma resposta ôhmica em baixas temperaturas, na presença de um campo magnético. Neste caso, as barreiras de *pinning* são consideravelmente maiores do que a energia térmica, porém finitas, e o sistema atua como um líquido viscoso. P. H. Kes *et al.* [29] propuseram um modelo teórico para explicar a física deste regime. A resposta ôhmica pode

ser obtida a partir da equação (2.7), já que para baixas densidades de corrente é possível linearizar  $\sinh(x) \sim x$ , resultando na seguinte expressão para a resistividade:

$$\rho \propto \rho_0 \exp\left(-\frac{U_0}{k_B T}\right) \quad (2.8)$$

onde  $\rho_0$  e  $U_0$  são dependentes do campo e da temperatura. A forma geral sugerida para a dependência de  $U_0$  próximo à  $T_c$  é:

$$U_0 \propto (1 - t)^\zeta B^{-\varrho} \quad (2.9)$$

onde  $t$  é a temperatura reduzida,  $t = T/T_c$ . O expoente  $\zeta$  assume valores aproximadamente iguais a 1.5 [30, 31], entretanto,  $\zeta \approx 1$  também tem sido sugerido [32]. Estudos conduzidos por A. Rydh *et al.* [33] e T. T. M. Palstra *et al.* [34] apontaram que o expoente  $\varrho$  pode depender da anisotropia do material e do campo magnético. Os valores obtidos estão em torno de 0.5 para *BSSCO* [34] e no intervalo  $\sim 0.6 - 1$  para o *YBCO* [33, 35]. É importante ressaltar que a equação (2.9) é válida no limite de baixas densidades de corrente. Em altas densidades, segue que:  $U_0 \propto \ln(J_c/j)$ .

Finalizamos esta seção reportando na Figura 2.2 uma ilustração esquemática de curvas *IV* (corrente–tensão) para os três diferentes regimes abordados acima.

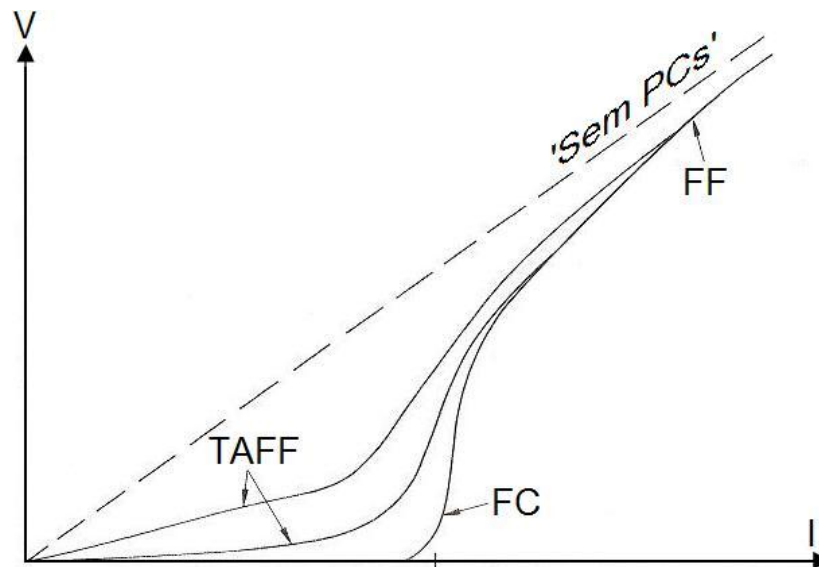


Figure 2.2. Representação esquemática das características *IV* para os regimes FF, FC e TAFF.

## 2.2 O diagrama de fases HT

O estudo apresentado na seção 2.1, revela-nos como a dinâmica de vórtices é influenciada pela competição entre várias energias. Se a força de Lorentz, responsável pelo movimento dissipativo dos vórtices, for menor do que a força de *pinning*, os fluxóides ficarão ancorados aos defeitos presentes no material. No entanto, para o ancoramento ser eficaz, a rede de vórtices tem que se acomodar à desordem, às custas de sua energia elástica. A energia térmica também possui um papel importante: em altas temperaturas, as barreiras de *pinning* (poços de potencial) tornam-se irrelevantes comparadas à energia térmica. Portanto, diante desta simples análise, é plausível creditarmos à competição entre as energias – elástica, *pinning* e térmica – a responsabilidade pelo formato do diagrama de fases dos supercondutores do tipo II.

A importância das flutuações térmicas é medida pelo número de Ginzburg,  $G_i$  [6]:

$$G_i = \frac{1}{2} \left( \frac{T_c}{H_c^2(0)\varepsilon\xi^3(0)} \right)^2 \quad (2.10)$$

onde  $\xi(0)$  é o comprimento de coerência,  $H_c(0)$  é o campo crítico termodinâmico (ambos extrapolados linearmente para  $T = 0 K$ ) e  $\varepsilon$  é o parâmetro de anisotropia de massa ( $\varepsilon^2 < 1$ ). Para os HTS, o pequeno parâmetro de anisotropia  $\varepsilon$ , o curto comprimento de coerência planar  $\xi_{ab}(0)$  e a alta temperatura crítica resultam em um grande  $G_i$  e em uma MV mais “flexível”, fazendo com que o seu diagrama de fases se revele mais rico e intrincado do que o de supercondutores convencionais.

Em uma porção substancial do diagrama de fases de HTS, as flutuações térmicas são extremamente importantes para superar a energia elástica da rede de vórtices, propiciando assim, a fusão da rede em um líquido. Como efeito, o estado misto pode então ser dividido em duas regiões: a sólida, em baixas temperaturas, e a líquida, em altas temperaturas, como mostra esquematicamente a Figura I.2.



### 2.2.1 A fase líquido de vórtices

Em altas temperaturas ou altos campos magnéticos ocorre a fusão da rede de vórtices. Na fase líquida não existe correlação entre os vórtices e eles se movimentam por agitação térmica, sob a influência da força de Lorentz, causando dissipação. Devido à falta de correlação, o ancoramento dos fluxóides no estado líquido não é tão efetivo quanto no sólido. Deste modo, o líquido sempre apresenta resistividade não-nula, mesmo para baixas densidades de corrente. Essa região do diagrama de fases abaixo de  $H_{c2}(T)$  é limitada, em baixas temperaturas, pela linha de irreversibilidade (LI)<sup>7</sup>.

Nas últimas décadas, a origem da LI tem sido um assunto fartamente discutido. Alguns autores atribuem a tal linha à transição de fusão da MV [36], outros, à transição vítrea de segunda ordem [37] ou ainda, descrevem-na como uma linha de “*depinning*” [38].

### 2.2.2 A fase sólido de vórtices

As propriedades da fase sólida são determinadas pela competição entre a energia de *pinning* e a energia elástica, que mantêm os vórtices próximos de suas posições de equilíbrio na rede.

Ao penetrarem um material supercondutor ideal, i.e., sem PCs, os vórtices tendem a formar uma rede regular, a rede de Abrikosov. Em amostras reais, entretanto, sempre existem inomogeneidades, que atuam como PCs e afetam o ordenamento natural da rede de Abrikosov. Se a densidade de defeitos não for muito alta, as distorções na rede não serão muito importantes e o sólido será uma “*quase-rede*” ou um vidro de Bragg (*Bragg-glass*) [39, 40]. Nesta fase, uma “*quase-ordem*” de longo alcance translacional é preservada e picos de difração de Bragg são observados [41]. Quando a temperatura alcança o limiar de fusão, o sistema experimenta uma transição de primeira ordem para o estado líquido.

Por outro lado, se os PCs são fortes ou se eles ocorrem em grande densidade no material, a energia de *pinning* prevalece e o sólido já não pode ser considerado como uma rede perfeita. Na presença de desordem não-correlacionada (randômica), como por exemplo,

<sup>7</sup> Abaixo da LI, as curvas de magnetização obtidas, por exemplo, através dos procedimentos *Zero-Field Cooled (ZFC)* e *Field Cooled (FC)*, que estão descritos no Capítulo 5, são diferentes.

vacâncias de oxigênio e impurezas, a rede dá lugar a um estado vítreo, denominado de vidro de vórtices (*vortex-glass*) [37]. Esta fase é esperada ser genuinamente supercondutora: para baixas densidades de corrente, as barreiras de *pinning* tornam-se infinitas, prevenindo qualquer tipo de movimentação dos vórtices, resultando em resistividade nula. A transição vidro-líquido é de segunda ordem, e não de primeira, como a observada em amostras desprovidas (ou com pouca quantidade) de defeitos. A disposição dos vórtices na presença de desordem correlacionada, como os defeitos colunares (CDs) produzidos pela irradiação de íons pesados, é ligeiramente diferente. Quando um campo magnético é aplicado paralelo (ou aproximadamente paralelo) aos defeitos, o sólido é um vidro de Bose (*Bose-glass*) [42-44].

Vemos, portanto, que as propriedades da fase sólida dependem do tipo e da quantidade de desordem estática presente no sistema. Da mesma forma, a própria linha de fusão, que demarca o limite superior do estado sólido no diagrama HT, dependerá fortemente da qualidade da amostra, i.e., do tipo de defeito presente e de sua densidade [45, 46].

## 2.3 A fusão da (quase-) rede de vórtices

Em amostras com poucos defeitos, onde a fase sólida é um vidro de Bragg, a transição sólido-líquido é esperada ser de primeira ordem. Isto ocorre em temperaturas e campos tais que a energia térmica é igual à energia elástica da rede. Um modelo simples para localizar a linha de fusão é baseado no critério de Lindemann:

$$\langle u^2(T_m) \rangle_{th} = c_L^2 a^2 \quad (2.11)$$

onde  $\langle u^2 \rangle_{th}$  é o valor limiar (*threshold*) da amplitude quadrática média das flutuações e  $a$  é a distância entre as linhas de fluxo da rede. A equação (2.11) indica que a fusão ocorrerá à temperatura em que o deslocamento dos fluxóides, devido às flutuações térmicas, é igual a uma determinada fração  $c_L$  do parâmetro de rede  $a$ . Geralmente, o número de Lindemann  $c_L$  está em torno de 0.1 – 0.3.

Então, para determinar a linha de fusão é necessário calcular  $\langle u^2 \rangle_{th}$ . A. Houghton *et al.* [47] efetuaram este cálculo para materiais isotrópicos ou anisotrópicos com  $\vec{H} \parallel \hat{c}$  e obtiveram uma equação implícita para a linha de fusão:

$$\frac{\sqrt{h_m(t)}}{1-h_m(t)} \frac{t}{\sqrt{1-t}} \left[ \frac{4(\sqrt{2}-1)}{\sqrt{1-h_m(t)}} + 1 \right] = \frac{2\pi c_L^2}{\sqrt{G_i}} \quad (2.12)$$

com  $h_m(t) = H_m(T)/H_{c2}(T)$ ,  $t = T/T_c(0)$  e  $G_i$ , o número de Ginzburg, definido pela equação (2.10). R. Andrade Jr. e O. F. Lima [48] simplificaram a equação (2.12) para temperaturas próximas à  $T_c$ , obtendo a forma explícita:

$$H_m(T) \approx \beta_{th} H_{c2}(0) \frac{c_L^4}{G_i} \left( \frac{1-t}{t} \right)^2. \quad (2.13)$$

A constante numérica  $\beta_{th}$  é aproximadamente 5.6 e  $H_{c2}(0)$  é o campo crítico superior extrapolado linearmente para  $T = 0$  K. Em geral,  $H_m(T)$  é usualmente aproximado por uma simples lei de potência,  $(1 - T/T_c)^2$ . Distante de  $T_c$ , é necessário considerar, além das flutuações térmicas, as flutuações quânticas. Isto pode ser feito, combinando  $\langle u^2 \rangle_{th}$  e  $\langle u^2 \rangle_q$  em pesos iguais e aplicando o critério de Lindemann [49]. Neste contexto,  $\langle u^2 \rangle_q \approx 4\nu\xi/\pi^2 k_F$  é a amplitude quadrática média das flutuações quânticas, com  $k_F$  sendo o vetor de onda de Fermi, e  $\nu$ , um parâmetro de ajuste. A linha de fusão obtida desta maneira é deslocada para temperaturas mais baixas e não segue uma lei de potência simples,

$$h_m(T) = \frac{4\theta^2}{(1+\sqrt{1+4S\theta T_c/T})^2} \quad (2.14)$$

onde  $\theta = c_L^2 \left( \frac{B_{th}}{G_i} \right)^{1/2} \left( \frac{T_c}{T} - 1 \right)$ ,  $S = q + c_L^2 \left( \frac{B_{th}}{G_i} \right)^{1/2}$  e  $q \approx 2.4\nu/k_F\xi$ . G. Blatter *et al.* [49] compararam a equação (2.14) à simples lei de potência que tem sido experimentalmente observada em *YBCO*,  $H_m(T) \propto (1 - T/T_c)^n$ , com  $n \approx 1.35 - 1.45$ . Eles encontraram que ambas as descrições da linha de fusão são igualmente apropriadas aos dados experimentais, como ilustra a Figura 2.3. Já para o *BSCCO*, devido à alta anisotropia, as flutuações térmicas são mais importantes do que as flutuações quânticas. E, deste modo, a melhor descrição para os dados experimentais é fornecida pela equação (2.12).

Existem inúmeras evidências experimentais da transição de fusão, bem como, de sua natureza. A. Schilling *et al.* [50] foram os primeiros a observar o calor latente associado a tal transição,  $L = T\Delta S$ , em um monocristal de *YBCO*. Os autores encontraram um valor de  $\sim 0.45k_B T$  por vórtice e por plano supercondutor, o qual é consistente com o valor obtido a partir de dados de magnetização. Adicionalmente, foi observado, em monocristais de *BSCCO*, por H. Pastoriza *et al.* [51] e E. Zeldov *et al.* [52], respectivamente, um salto na magnetização  $\Delta M$  e no campo local  $\Delta B = \mu_0 \Delta M$ , na transição, em decorrência da diferente densidade de vórtices nas fases sólido e líquido. Tal salto evidencia que a transição sólido-líquido é de primeira ordem. Para finalizar, vale ressaltar que a fusão também tem sido observada diretamente por meio da técnica de magneto-óptica [53].

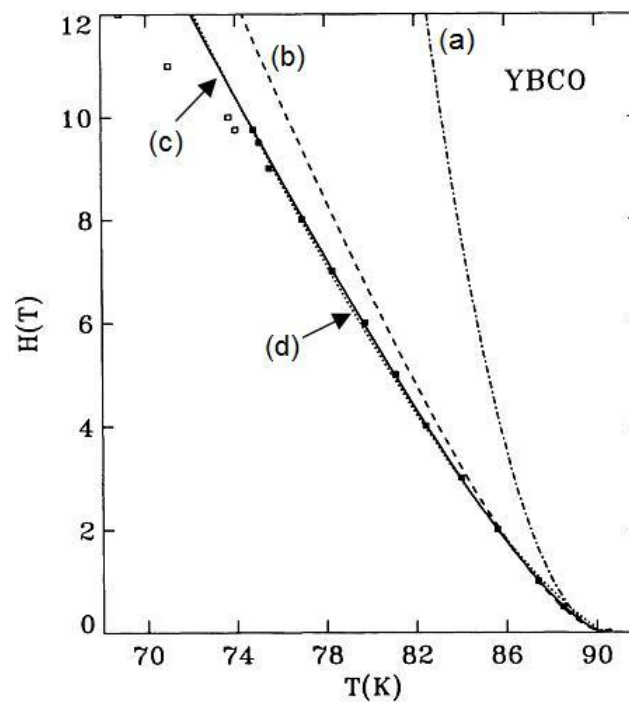


Figura 2.3. Linhas de fusão calculadas por meio do critério de Lindemann. (a) A equação (2.13) possui um intervalo de aplicabilidade muito limitado (somente próximo à  $T_c$ ). (b) A equação implícita (2.12), proposta por A. Houghton *et al.* [47], proporciona um bom ajuste aos dados experimentais em altas temperaturas (neste caso,  $c_L = 0.27$ ). (c) Considerando as correções quânticas, podemos verificar uma excelente concordância entre o modelo proposto teoricamente (equação (2.14)) e os pontos experimentais. Essa adequação foi obtida para campos de até  $10 T$  se  $c_L \approx 0.3$  e  $\nu \approx 4$ . (d) Ajuste da lei de potência:  $H_m \propto (1 - T/T_c)^n$ , com  $n \approx 1.35$ .

---

# Capítulo 3

## O ESTADO VIDRO DE VÓRTICES

Em 1970, A. I. Larkin [5] propôs um modelo fenomenológico para descrever o efeito de inhomogeneidades na estrutura do estado misto de supercondutores. Tal modelo indica que os defeitos são os responsáveis pelo desaparecimento da ordem de longo alcance da rede de Abrikosov. No entanto, uma ordem de curto alcance é preservada e, em pequenos volumes, a estrutura do estado misto se mantém como a de amostras homogêneas. Em outras palavras, o diagrama de fases de supercondutores convencionais foi admitido ser o de Abrikosov, mas agora com um comprimento de correlação finito da rede de vórtices.

Na década de 80, esta descrição foi modificada em decorrência da descoberta dos HTS e de uma melhor compreensão de sistemas randômicos, em particular, dos vidros de *spin* (*spin-glasses*) [54]. Para supercondutores 3D desordenados, M. P. A. Fisher [37] sugeriu, apesar da destruição da ordem de longo alcance translacional da rede de Abrikosov, a possibilidade de uma nova fase termodinâmica em baixas temperaturas, a fase vidro de vórtices (*vortex-glass*).

Iniciamos este capítulo apresentando alguns exemplos de sistemas vítreos e a sua principal característica. Em seguida, a teoria de escala, proposta por D. S. Fisher, M. P. A. Fisher e D. A. Huse [55] para explicar a transição vidro-líquido de vórtices de sistemas 3D desordenados, é contemplada.

---

### 3.1 A fase vítrea

Provavelmente, a associação mais direta que fazemos com a palavra “vidro” é, ordinariamente, a da janela de vidro encontrada em nosso cotidiano. Devido à sua propriedade característica de experimentar uma “transição” ou um “*crossover*” de uma fase líquida, em altas temperaturas, para uma fase “sólida”, em baixas temperaturas, sem uma aparente quebra de simetria, o termo “vidro” foi emprestado do contexto acima para caracterizar toda uma classe de materiais que exibem um comportamento equivalente.

No passado, investiu-se muito esforço, tanto experimental quanto teórico, na tentativa de obter um melhor entendimento da natureza da transição dos sistemas vítreos e de suas propriedades. O sistema estudado com mais tenacidade foi aquele conhecido como *spin-glass*, o qual pode ser idealizado, por exemplo, como uma solução diluída de impurezas magnéticas em uma matriz metálica, e descrito de um modo simples por um modelo Hamiltoniano de Heisenberg [54]:

$$H = -\frac{1}{2} \sum_{i,j} J_{ij} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j. \quad (3.1)$$

Nesta abordagem, os *spins*  $\vec{S}_i$  conservam-se em uma rede regular, cuja invariância translacional é preservada, e o elemento essencial, responsável pelo comportamento vítreo, é introduzido por meio de acoplamentos randômicos  $J_{ij}$ , os quais são descritos por uma função distribuição  $P(J_{ij})$ , por exemplo, de forma gaussiana,

$$P(J_{ij}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\Delta_{ij}}} \exp\left(-\frac{J_{ij}^2}{2\Delta_{ij}}\right) \quad (3.2)$$

com a variância  $\Delta_{ij}$  dependente da posição ( $\Delta_{ij}$  fornece informações referentes à largura de  $P(J_{ij})$ ). Na natureza, tais acoplamentos aleatórios entre os *spins* podem ser obtidos, por exemplo, através da combinação entre a “desordem posicional” de impurezas magnéticas em uma matriz metálica e a interação de *exchange* (troca) entre os *spins*, mediada pelos elétrons de condução do material. O modelo de Ising, com as variáveis de *spin* restritas a  $S_i = \pm 1$ , é uma simplificação do modelo delineado acima.

Um sistema alternativo que exhibe o comportamento vítreo é o vidro de polímeros. Neste sistema, os elementos constituintes são linhas, contrapondo-se, aos

elementos pontuais relevantes em um *spin-glass*. Deste modo, surge, naturalmente, a idéia de que um sistema de vórtices, na presença de desordem, pode exibir um comportamento vítreo. De fato, vários experimentos em materiais supercondutores têm evidenciado características vítreas, bem como, considerações fundamentais referentes à destruição da ordem de longo alcance da rede de Abrikosov, sugerindo que os vórtices encontram-se em um estado vítreo em baixas temperaturas, denominado vidro de vórtices.

Todos os sistemas vítreos apresentam uma temperatura de transição finita  $T_g$  e, a remanência e a irreversibilidade como uma assinatura específica da fase de baixas temperaturas. Medidas de suscetibilidade magnética AC em função da temperatura,  $\chi_{ac}(T)$ , em *spin-glasses*, têm evidenciado a cúspide característica desse sistema na temperatura de transição  $T_g$ , o que, imediatamente, nos adverte sobre dois problemas. Primeiro, a posição da cúspide depende da frequência, ou seja,  $T_g = T_g(f)$ , e segundo, a cúspide não é estreita. Tais problemas nos remetem a uma questão fundamental: o estado vítreo é uma fase termodinamicamente estável, a qual é estabelecida a partir de uma fase líquida em altas temperaturas por meio de uma transição de fase usual, ou, é simplesmente uma fase vítrea onde  $T_g$  delimita a passagem para um “estado líquido” de alta viscosidade?

Provavelmente, a resposta a esta questão depende do sistema considerado. Por exemplo, se o sistema estudado for o vidro de uma janela, a fase vítrea não será uma fase termodinâmica, trata-se de um estado “metaestável” que pode “decair”, sob condições específicas, para um estado cristalino de mais baixa energia, em longas, porém finitas, escalas de tempo. Por outro lado, dependendo da dimensionalidade e da simetria, sistemas *spin-glass* experimentam uma transição de fase termodinâmica, em uma temperatura finita, para uma genuína fase vidro. Adicionalmente, a fase vidro de vórtices também tem sido apontada como uma fase termodinâmica que difere, fundamentalmente, do estado líquido em altas temperaturas.

## 3.2 A teoria de escala de FFH para $T \approx T_g$

Conforme mencionamos no Capítulo 2, em materiais com pouca (ou nenhuma) desordem, a transição sólido-líquido de vórtices é esperada ser de primeira ordem. Entretanto, em sistemas fortemente desordenados, a natureza dessa transição pode ser modificada,

transformando-se em uma transição de segunda ordem ou contínua. Se este for o caso, uma análise de escala pode ser utilizada para descrever o comportamento estático e dinâmico do sistema próximo à transição.

A seguir, apresentamos a teoria de escala, desenvolvida por D. S. Fisher, M. P. A. Fisher e D. A. Huse [55], para explicar a transição vidro-líquido de vórtices que, para a dimensionalidade  $D = 3$ , pode ocorrer em uma temperatura não-nula na presença de um campo magnético aplicado e desordem randômica.

Em uma transição contínua, o comprimento de correlação da fase vítrea

$$\xi_{VG}(T) \propto |T - T_g|^{-\nu} \quad (3.3)$$

e o tempo de relaxação

$$\tau_{VG}(T) \sim \xi_{VG}^z(T) \quad (3.4)$$

divergem quando a temperatura crítica é aproximada. No caso de um vidro de vórtices, a temperatura crítica é a temperatura vítrea (ou *glass*)  $T_g$ . Os expoentes críticos estático e dinâmico,  $\nu$  e  $z$ , são constantes dentro da classe de universalidade *vortex-glass*. Vamos nos restringir ao caso em que o comportamento de escala do sistema é isotrópico. Por conseguinte, ao invés de termos dois expoentes  $\nu_{\parallel}$  e  $\nu_{\perp}$  descrevendo, separadamente, a divergência do comprimento de correlação  $\xi_{VG}(T \rightarrow T_g)$  para as direções paralela e perpendicular ao campo magnético, a análise contemplada abaixo considerará somente um expoente  $\nu = \nu_{\parallel} = \nu_{\perp}$ .

Considerando as equações (3.3) e (3.4), a análise dimensional será utilizada para estabelecer um *ansatz* da escala que irá nos ajudar a analisar as características  $IV$  do sistema. Em outras palavras, desejamos conhecer as escalas do campo elétrico  $\vec{E}$  e da densidade de corrente  $\vec{j}$ . Admitiremos  $\vec{E}$  e  $\vec{j}$  ao longo do eixo  $x$  (por simplicidade, ignorando o possível ângulo Hall entre  $\vec{E}$  e  $\vec{j}$ ) com  $\vec{H}$  ao longo do eixo  $z$ .

Posto que, o inverso do comprimento  $L^{-1}$  é a escala do potencial vetor  $\vec{A}$  e  $\vec{E} = -\frac{\partial \vec{A}}{\partial t}$ , provavelmente, a escala de  $\vec{E}$  será  $L^{-1}T^{-1}$ . Deste modo, o *scaling* apropriado para  $\vec{E}$  é  $E \xi_{VG}^{z+1}$ . O mesmo argumento pode ser aplicado à densidade de corrente  $\vec{j} \sim \frac{\partial g}{\partial \vec{A}}$ , onde  $g$  é a



densidade de energia livre. Admitindo que a escala de  $g$  é  $L^{-D}$ , a de  $\vec{j}$  será  $L^{1-D}$ , onde  $D$  é a dimensionalidade do sistema. O *scaling* apropriado, neste caso, é  $j\xi_{VG}^{D-1}$ , e, portanto, o *ansatz* obtido será:

$$E\xi_{VG}^{z+1} \propto \tilde{\varepsilon}_{\pm}(j\xi_{VG}^{D-1}) \quad (3.5)$$

onde  $\tilde{\varepsilon}_{\pm}$  é uma função de escala apropriada para temperaturas acima (+) e abaixo (–) da temperatura de transição  $T_g$ . Analisando o comportamento de curvas  $IV$  experimentais, algumas informações acerca de  $\tilde{\varepsilon}_{\pm}$ , que não é uma função conhecida, podem ser obtidas.

Para temperaturas maiores que  $T_g$  e baixas densidades de corrente, espera-se que a resposta do sistema seja ôhmica. Neste caso,  $\tilde{\varepsilon}_{+}(x \rightarrow 0) \rightarrow x$ , e a equação (3.5) pode ser reescrita como:

$$E \propto j\xi_{VG}^{D-2-z}. \quad (3.6)$$

Valendo-nos da equação (3.3), obtemos uma resistividade ôhmica que segue:

$$\rho(T) \propto |T - T_g|^{\nu(z+2-D)}. \quad (3.7)$$

Experimentalmente, é possível obter  $T_g$  e o expoente combinado  $s = \nu(z + 2 - D)$  calculando o inverso da derivada da resistividade com relação à  $T$ ,

$$\left(\frac{d \ln \rho}{dT}\right)^{-1} = \frac{1}{s}(T - T_g). \quad (3.8)$$

Para temperaturas menores que  $T_g$  e baixas densidades de corrente, o comportamento vítreo é esperado, com  $\tilde{\varepsilon}_{-}(x \rightarrow 0) \sim \exp[-A(T)/x^{\mu}]$ , resultando na dependência:

$$E \propto \exp\{-[A(T)/j]^{\mu}\} \quad (3.9)$$

onde  $\mu(\leq 1)$  é um expoente universal da fase vidro.

Na temperatura de transição  $T_g$  o comprimento de coerência  $\xi_{VG}$  diverge. Para cancelar a dependência com  $\xi_{VG}$  na equação (3.5), devemos ter:  $\tilde{\varepsilon}_{\pm}(x \rightarrow \infty) \sim x^{\alpha}$ , com  $\alpha = (z + 1)/(D - 1)$ . Portanto, na transição, as curvas  $IV$  são descritas pela seguinte lei de potência:

$$E \propto j^{(z+1)/(D-1)}. \quad (3.10)$$

Esta equação proporciona um critério útil para localizar a transição *vortex-glass*.

As funções de escala e os expoentes críticos devem ser universais. A fim de testar experimentalmente o modelo *vortex-glass* e calcular os expoentes, é usual ajustar as curvas *IV* experimentais às escalas delineadas acima. Considerando a equação (3.3) e admitindo  $D = 3$ , podemos definir:

$$\tilde{j} = j \xi_{VG}^2 = j / |T - T_g|^{2\nu} \quad (3.11)$$

e

$$\tilde{E} = E \xi_{VG}^{z+1} = E / |T - T_g|^{\nu(z+1)}. \quad (3.12)$$

Então, curvas de  $\tilde{E}/\tilde{j}$  versus  $\tilde{j}$ , realizadas em diferentes campos e temperaturas, devem colapsar em dois ramos, um para  $T > T_g$  e outro para  $T < T_g$ . Este tipo de análise de escala foi realizada por R. H. Koch *et al.* [56, 57], em um filme de *YBCO*. Os resultados encontrados, mostrados na Figura 3.1, estão em excelente concordância com o modelo.

A transição *vortex-glass* tem sido observada em vários HTS: monocristais de *BSCCO* [58], amostras de *YBCO* otimamente dopadas [59] e deficientes em oxigênio [60]. Nos trabalhos referidos, podemos observar que existe uma variação nos valores dos expoentes críticos. Uma comparação entre os expoentes para diferentes amostras de *YBCO* pode ser encontrada, por exemplo, nas referências [61, 62].

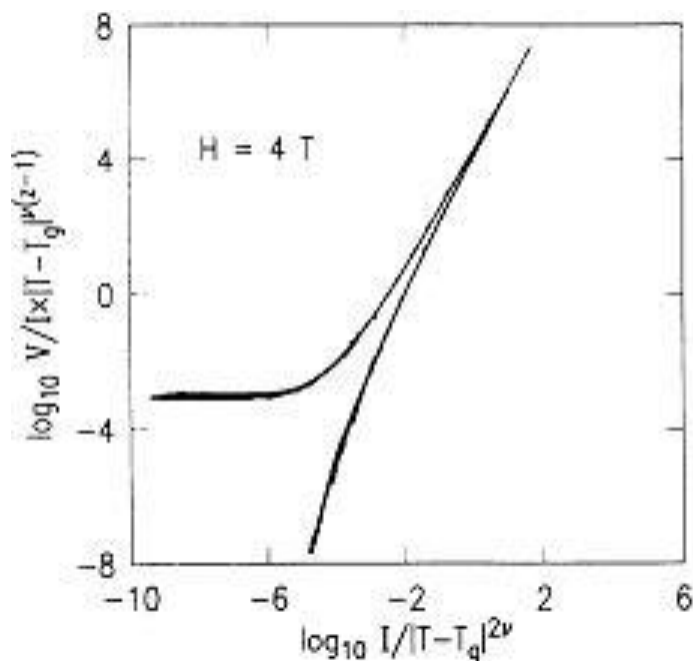


Figura 3.1. *Scaling* de curvas  $IV$  obtidas por R. H. Koch *et al.* [57] para um filme de YBCO. Nesta figura, 119 isotermas colapsam em dois ramos, um para  $T > T_g$  e a outro para  $T < T_g$ . Neste estudo, os autores obtiveram  $z = 4.8 \pm 0.2$  e  $\nu \sim 1.7$ . Valores típicos de  $\nu$  e  $z$  são:  $\nu = 1/2$  e  $z = 4$ , obtidos por meio de uma aproximação de campo médio,  $\nu \sim 1 - 2$  e  $z \sim 4 - 5$ , extraídos de vários experimentos.

### 3.2.1 Dependência da temperatura de irreversibilidade com a frequência

Tradicionalmente, medidas de magnetização,  $M$ , em função da temperatura ou do campo magnético dc são utilizadas para inferir a linha de irreversibilidade,  $H_{ir}(T)$ , no diagrama de fases HT. Entretanto, medidas de  $\chi_{ac}(T)$  têm sido utilizadas para o mesmo fim, onde o máximo em  $\chi_1''(T)$ , isto é, a temperatura de pico da componente imaginária do harmônico fundamental de  $\chi_{ac}$ , é adotada como uma boa aproximação para a fusão.

A relação entre a temperatura de pico de  $\chi_1''(T)$  e  $H_{ir}(T)$  é um assunto controverso e intensamente discutido [63, 64]. L. Krusin-Elbaum *et al.* [63] definiram  $H_{ir}(T)$  como sendo o início da resposta não-linear do sistema, que se manifesta quando  $\chi_1$  começa a depender da amplitude,  $H_{ac}$ , ou da frequência,  $f$ , do campo de excitação. Em geral, essa metodologia não coincide com o máximo em  $\chi_1''(T)$ , sugerindo a existência de linhas de irreversibilidade dependentes dos parâmetros de excitação. Na literatura, a temperatura de pico de  $\chi_1''(T)$  para baixos valores de  $H_{ac}$  e  $f$  é adotada como uma boa aproximação para  $H_{ir}(T)$ .

Empregando argumentos de escala, D. S. Fisher *et al.* [55] derivaram a seguinte dependência da temperatura de irreversibilidade,  $T_{ir}$ , com a frequência, no limite de  $f \rightarrow 0$ :

$$[T_{ir}(f) - T_g] \sim f^{1/[(z+2-D)\nu]}. \quad (3.13)$$

A equação (3.13) sugere que: se existe, em baixas temperaturas, uma fase vidro,  $T_{ir}(f)$  irá se aproximar da temperatura de transição vítrea,  $T_g$ , no limite de  $f \rightarrow 0$ .

### 3.2.2 A fronteira $H_{VG}(T)$ – a fusão da fase vidro de vórtices

Próximo à transição, a escala do campo magnético  $H_{VG}$  é dada pelo comprimento de coerência a campo nulo, como:

$$H_{VG} \sim \xi_{VG}^{-2}. \quad (3.14)$$

Substituindo a equação (3.3) na (3.14) obtemos:

$$H_{VG} \propto |T - T_g|^{2\nu_0} \quad (3.15)$$

com  $\nu_0 \cong 2/3$ . O subscrito em  $\nu$  indica que o expoente é o obtido em campo nulo.

---

# Capítulo 4

## O ESTADO VIDRO DE BOSE

O estado *vortex-glass* foi proposto para os casos em que a desordem estática do sistema é não-correlacionada, como por exemplo, vacâncias de oxigênio ou defeitos pontuais. Quando a desordem é correlacionada, como por exemplo, os defeitos colunares (CDs) criados pela irradiação de íons pesados, a fase sólida é descrita por um vidro de Bose (*Bose-glass*).

A transição sólido-líquido em supercondutores com CDs e campos aplicados ao longo da direção das colunas foi estudada em detalhes por D. R. Nelson e V. M. Vinokur [42, 43]. Eles estabeleceram uma analogia entre a física estatística dos vórtices e a mecânica quântica de bósons  $2D$ . A partir deste mapeamento, propuseram um diagrama onde a fase em baixas temperaturas é um vidro de Bose, a qual está separada da fase líquido de vórtices, em altas temperaturas, por uma estreita transição. A temperatura em que ocorre a fusão é denominada de temperatura *Bose-glass*,  $T_{BG}$ . Na fase *Bose-glass*, os vórtices estão localizados nos CDs. No entanto, se um campo elétrico for aplicado perpendicularmente ao campo magnético, alguns segmentos das linhas de vórtices podem ser excitados para fora das colunas (“*loops*”), conforme ilustra a Figura 4.1.

Neste capítulo, apresentamos a representação, sugerida por A. I. Larkin e V. M. Vinokur [44], para a linha de fusão da fase vidro de Bose. Posteriormente, contemplamos uma lei de escala, similar à discutida no Capítulo 3 para a fase vidro de vórtices. Por fim, abordamos um diferente tipo de transição de fusão da MV, a *Transição de Depinning Induzida Termicamente*.

---

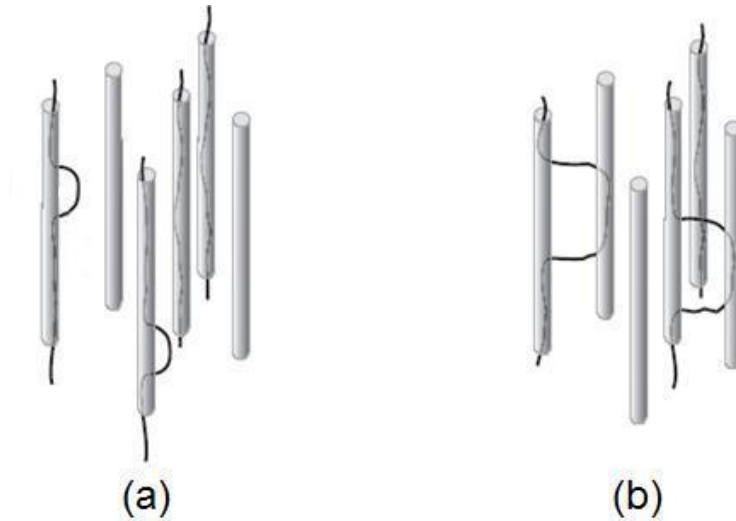


Figura 4.1. Quando uma corrente é aplicada transversalmente aos defeitos, as linhas de vórtices podem ser excitadas para fora das colunas. (a) Para altas correntes, os “loops” são pequenos e não alcançam os defeitos vizinhos. (b) Para baixas correntes, a excitação é incrementada e as linhas de vórtices são ancoradas pelas colunas adjacentes.

## 4.1 A fronteira $H_{BG}(T)$ – fusão da fase vidro de Bose

A fronteira *Bose-glass*, que separa as fases vidro e líquida no diagrama HT, depende do campo magnético. A. I. Larkin e V. M. Vinokur [44] estudaram esta dependência e sugeriram a seguinte representação. Em baixos campos, onde a distância entre os vórtices é muito maior do que a profundidade de penetração do campo magnético, a fronteira *Bose-glass* obedece:

$$H_{BG} \propto \left(\frac{T_c - T}{T}\right)^4. \quad (4.1)$$

Já, em altos campos, a interação entre os vórtices deve ser considerada, e neste caso, o formato da linha depende de quão desordenado é o sistema analisado. Para  $T < T^*$ , a desordem governa a transição e a linha obtida segue:  $H_{BG} \propto (T_c - T)^6$  ou  $H_{BG} \propto (T_c - T)^3$ . A primeira expressão é válida para temperaturas maiores que a temperatura característica  $T_{dp}$ , enquanto que a última é válida para  $T < T_{dp}$ . Aqui,  $T^*$  é a temperatura onde a energia elástica das linhas de vórtices é igual à energia de *pinning* e,  $T_{dp}$  é a temperatura na qual a extensão das flutuações térmicas transversais é similar ao comprimento de coerência. Os autores também apontam que, em baixas temperaturas, a fronteira  $H_{BG}(T)$  está localizada acima da linha de fusão de uma amostra prístina (desprovida de CDs).

## 4.2 A teoria de escala de NV para $T \approx T_{BG}$

Uma teoria de escala similar à apresentada no Capítulo 3 foi proposta por D. R. Nelson e V. M. Vinokur [43] para a fase *Bose-glass*. Para tanto, admitiram os CDs paralelos ao eixo  $\hat{c}$  da amostra e o campo magnético aplicado na direção dos defeitos.

A principal diferença entre a teoria de escala da fase vidro de vórtices e a da fase *Bose-glass* é que esta última é descrita por dois comprimentos de correlação ao invés de um, sendo, neste caso, uma teoria anisotrópica. Os comprimentos de correlação estão relacionados com o tamanho dos “*loops*” dos vórtices. As linhas de vórtices podem se movimentar em uma extensão dada pelo comprimento de localização  $\xi_{\perp}$ , o qual define o comprimento de correlação perpendicular ao campo magnético aplicado.  $\xi_{\perp}$  diverge na temperatura *Bose-glass*,  $T_{BG}$ , como:

$$\xi_{\perp} \sim |T - T_{BG}|^{-\nu_{\perp}} \quad (4.2)$$

com  $\nu_{\perp} \geq 1$ . Do mesmo modo, existe um comprimento de correlação paralelo ao campo magnético,  $\xi_{\parallel}$ , que diverge em  $T_{BG}$  com um expoente diferente:

$$\xi_{\parallel}(T) \sim |T - T_{BG}|^{-\nu_{\parallel}} \quad (4.3)$$

onde  $\nu_{\parallel} = 2\nu_{\perp} \equiv 2\nu'$ . O tempo de relaxação característico é dado por  $\tau \sim \xi_{\perp}^{z'}$ . Utilizando a análise dimensional e seguindo o mesmo procedimento empregado no Capítulo 3, o *ansatz* apropriado para a transição *Bose-glass* será dado por:

$$E \xi_{\perp}^{z'+1} \propto F_{\pm}(j \xi_{\perp} \xi_{\parallel}). \quad (4.4)$$

Assim como no caso *vortex-glass*,  $F_{\pm}$  é uma função de escala, de forma não conhecida, para temperaturas acima (+) e abaixo (−) da temperatura de transição  $T_{BG}$ . Para baixas densidades de corrente, a resistividade é esperada ser linear, de modo que:  $F_{+}(x \rightarrow 0) \sim x$ . Utilizando as equações (4.2) e (4.3), temos que a resistividade ôhmica no estado líquido assume a forma:

$$\rho \sim |T - T_{BG}|^{\nu'(z'-2)}. \quad (4.5)$$

Este resultado é similar à lei de potência encontrada para o caso *vortex-glass*, i.e., a equação (3.7), onde o expoente crítico combinado é  $\nu(z - 1)$ , admitindo  $D = 3$ .

Simulações numéricas predizem  $\nu' \approx 1$  e o valor de  $z'$  entre 4.6 e 6 [65, 66], resultando em  $s' = \nu'(z' - 2)$  entre 2.6 e 4. A determinação experimental dos expoentes também tem sido realizada. Como exemplo, destacamos:  $s' \approx 9$  para amostras de *BSCCO* [67] e  $s' \approx 4.3$  para um filme de *Tl<sub>2</sub>Ba<sub>2</sub>CaCu<sub>2</sub>O<sub>8</sub>* [68]. Esta grande dispersão nos valores dificulta a distinção entre as fases *Bose-glass* e *vortex-glass* por meio dos expoentes críticos.

### 4.3 A Transição de Depinning Induzida Termicamente

A fusão da fase *Bose-glass* tem sido nos últimos anos um tema de constante interesse. Esse interesse é motivado não apenas pela importância de uma melhor compreensão da transição sólido-líquido do sistema em questão, mas também pelo fato de que a fusão oferece um exemplo singular, experimentalmente acessível, para explorar o efeito da desordem e das interações na transição de “*delocalização*” de um correspondente sistema quântico *2D* fortemente correlacionado, já que a configuração de vórtices *3D* é equivalente a de um sistema de Bose quântico *2D*.

Um estudo teórico, realizado por A. V. Lopatin e V. M. Vinokur [69], de um sistema de Bose *2D* com interações de longo alcance, na presença de desordem, previu a existência de um estado superfluido intermediário, onde bósons condensados e localizados coexistem. Além disso, encontraram que as interações suprimem a localização e que aumentando a densidade de bósons o sistema experimenta uma estreita transição para um estado onde todos os bósons estão *delocalizados*. Fazendo o mapeamento destes resultados para um sistema de vórtices *3D* de um material supercondutor com CDs; o estado superfluido intermediário “descreve” um estado líquido de vórtices intermediário, onde a fase líquida coexiste com uma fase em que os vórtices estão ancorados aos defeitos.

Neste cenário, os autores predisseram que o desprendimento de vórtices de CDs (*depinning*), induzido termicamente, antecipa a temperatura de fusão, de tal modo que a linha de fusão exiba um vértice (“*kink*”), em  $T = T_k$ , sinalizando a mudança de regime



(*depinning crossover*). Um esboço do diagrama de fases proposto está sendo mostrado na Figura 4.2, onde a linha de “*depinning*”, descrita abaixo pela equação (4.6), está esboçada juntamente com a linha de fusão.

$$B_{dp} \cong \phi_0 \frac{cT^2}{\varepsilon_0 \varepsilon_1 \xi^4 \ln(\lambda/L)} \exp\left(-\frac{T}{T_0}\right) \quad (4.6)$$

onde  $c$  é um fator numérico,  $\varepsilon_0 = (\phi_0/4\pi\lambda)^2$ ,  $\varepsilon_1$  é a tensão do vórtice,  $L$  é o comprimento de localização e  $T_0$  é uma temperatura efetiva que depende da energia de “*depinning*”.

Na fase líquida, a linha  $B_{dp}(T)$  separa o estado intermediário, onde o líquido coexiste com vórtices ancorados à desordem, da fase onde todos os vórtices estão *delocalizados*. Na região entre  $B_m^0(T)$  e  $B_m(T)$ , e  $T > T_k$ ,  $B_{dp}(T)$  sinaliza a fusão da MV. De fato, para  $B_m^0(T) < B(T) < B_m(T)$  os vórtices estão localizados nos CDs. No momento em que o “*depinning*” em  $B_{dp}(T)$  ocorre, a influência dos CDs torna-se secundária, e o sólido perde a sua estabilidade uma vez que na ausência de defeitos o líquido de vórtices é o estado termodinamicamente estável acima de  $B_m^0(T)$ . Esta *Transição de Depinning Induzida Termicamente*, que ocorre no intervalo  $B_m^0(T) < B(T) < B_m(T)$ , é um tipo de fusão da MV diferente dos tratados anteriormente. Tal predição teórica foi endereçada, na época em que foi publicada, ao estudo da fusão da MV porosa, investigada experimentalmente por S. S. Banerjee *et al.* [70].

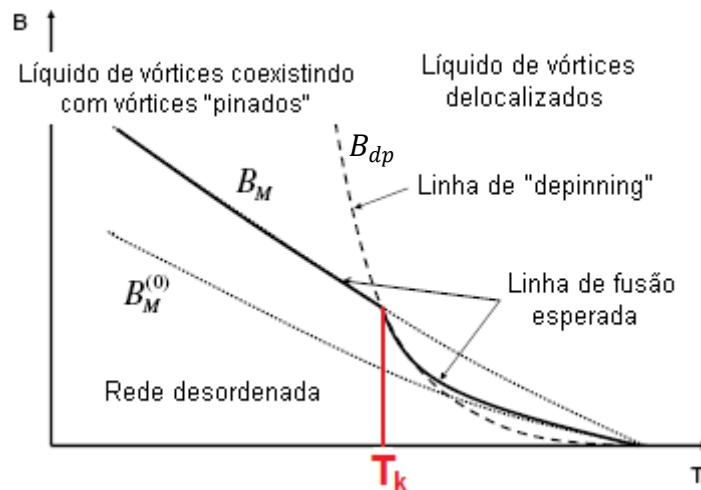


Figura 4.2. Diagrama de fases esquemático para um sistema de vórtices com CDs. A linha de fusão sob a hipótese de *pinning* é denotada por  $B_m$ , enquanto que a de uma amostra prístina é denotada por  $B_m^0$ . Note que devido à dependência exponencial com a temperatura,  $B_{dp}$  decai mais rapidamente do que  $B_m$  à medida que a temperatura se aproxima de  $T_c$ .

---

# Capítulo 5

## MÉTODOS E MEDIDAS

As medidas magnéticas e de transporte apresentadas nesta tese foram conduzidas nas estações experimentais MPMS (“*Magnetic Property Measurement System*”, modelo 5S, fabricada pela Quantum Design) e PPMS (“*Physical Property Measurement System*”, modelo 6000, também da Quantum Design), que fazem parte da infraestrutura de pesquisa do GSM. Os equipamentos MPMS e PPMS operam em temperaturas entre 1.8 e 400 K e permitem atingir campos magnéticos de até 5 T e 9 T, respectivamente.

### 5.1 Medidas de magnetização

As medidas de magnetização,  $M$ , foram realizadas na estação MPMS, a qual é dotada de um sensor *SQUID* (*Superconducting Quantum Interference Device*) acoplado a um magnetômetro de extração. O sensor *SQUID*, constituído de um anel supercondutor interrompido por duas junções Josephson<sup>8</sup>, funciona como um conversor de fluxo-voltagem. Quando uma amostra é excursionada ao longo do eixo de uma bobina de detecção supercondutora (parte integrante de um circuito indutivamente vinculado ao dispositivo *SQUID*), localizada no centro do magneto que estabelece o campo magnético dc,  $H$ , qualquer variação no fluxo é diretamente detectada pelo sensor. Esta variação é convertida em um sinal de tensão que, posteriormente, é amplificado, resultando em uma voltagem de saída  $V_{out}$ .

---

<sup>8</sup> Uma junção Josephson ideal é um dispositivo de dois terminais (dois eletrodos supercondutores separados por um supercondutor mais fraco, um metal ou um isolante), descrito macroscopicamente pela densidade de supercorrente ( $J$ ) através da junção e pela diferença de potencial ( $V$ ) entre os terminais. A diferença de fase entre os terminais está relacionada à  $J$  e à  $V$  através das equações de Josephson [71].

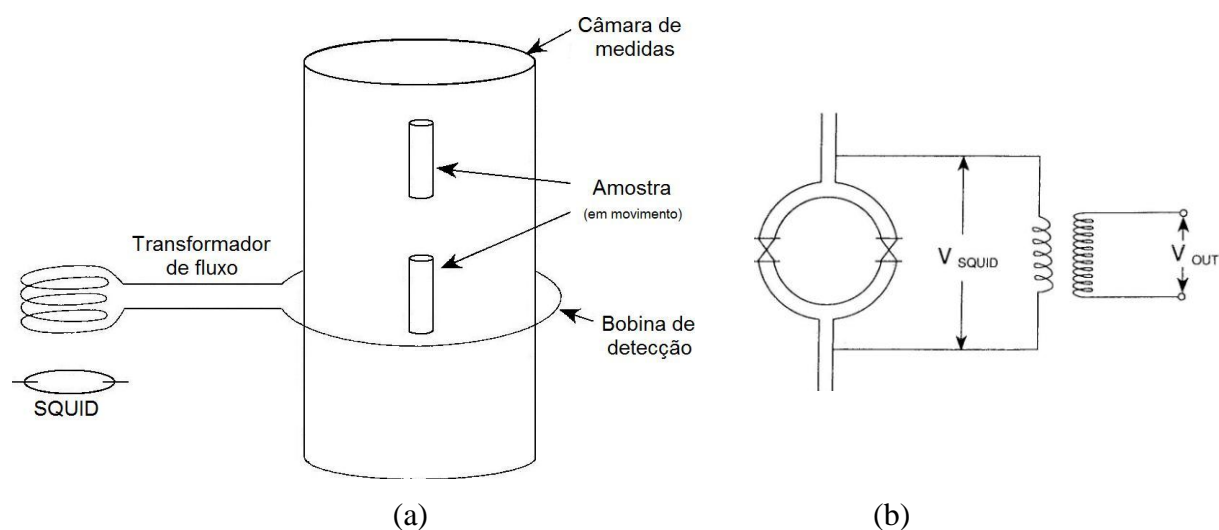
---

Após o devido processamento, através de algoritmo integrante do sistema de medidas,  $V_{out}$  é transformado em uma medida da magnitude do momento magnético,  $\mu$ , da amostra. A Figura 5.1 ilustra esquematicamente um magnetômetro dotado de um *SQUID*.

### 5.1.1 Efeitos do aprisionamento de vórtices

Supercondutores do tipo II, perfeitamente homogêneos na sua composição, exibem curvas de magnetização totalmente reversíveis. Amostras reais, entretanto, usualmente apresentam propriedades magnéticas irreversíveis, dentre as quais destacamos: histerese nas curvas de magnetização e a relaxação da magnetização. Tais efeitos ocorrem devido ao fenômeno de aprisionamento de vórtices pelas inhomogeneidades presentes nos materiais.

A histerese está associada à LI no diagrama de fases HT, fronteira na qual a MV transita de um estado com pouca mobilidade (vórtices ancorados), marcado por uma resposta magnética irreversível, para outro com grande mobilidade. Experimentalmente, a LI foi determinada por meio de duas técnicas distintas que denominamos varredura de temperatura,  $M(T)$ , e varredura de campo,  $M(H)$ . A primeira estabelece a temperatura de irreversibilidade, a um campo  $H$  fixo,  $T_{ir}(H)$ , como aquela abaixo da qual os valores das magnetizações  $FC$ <sup>9</sup> e  $ZFC$ <sup>10</sup> são diferentes e, a segunda determina a partir do laço de



<sup>9</sup> No Procedimento *FC* (“*Field-Cooled*”), a amostra, no estado normal, é submetida à presença de um campo magnético e, posteriormente, resfriada ao estado supercondutor ou misto.

<sup>10</sup> No Procedimento *ZFC* (“*Zero Field-Cooled*”), a amostra, no estado normal, na ausência de um campo magnético aplicado, é resfriada ao estado supercondutor e, só então, submetida à presença de campo.

histerese isotérmico da magnetização em função de  $H$ , o campo de irreversibilidade,  $H_{ir}(T)$ , onde os ramos ascendente e descendente se separam. Tais metodologias estão ilustradas nas Figuras 5.2 e 5.3, respectivamente.

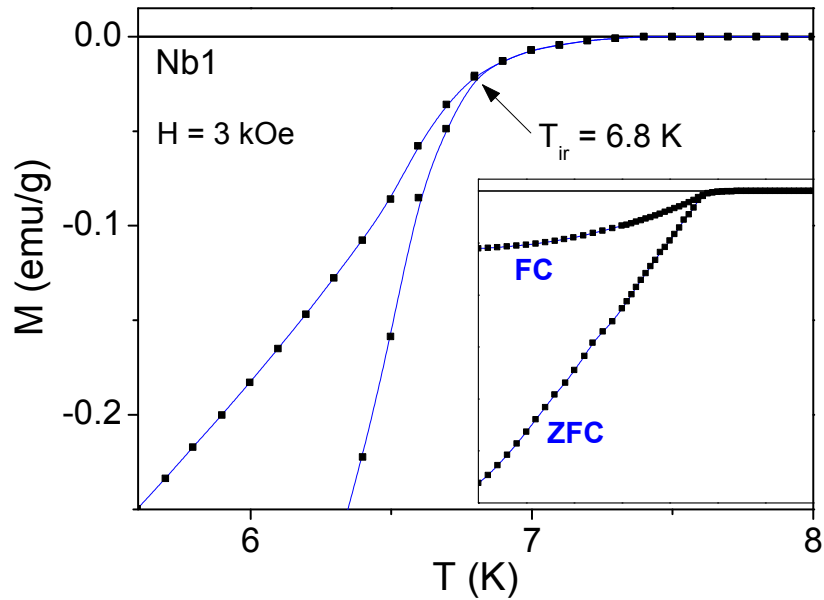


Figura 5.2. Determinação de um ponto de irreversibilidade, ( $6.8$  K;  $3$  kOe), para uma amostra de Nb (pó), por meio da técnica  $M(T)$ .

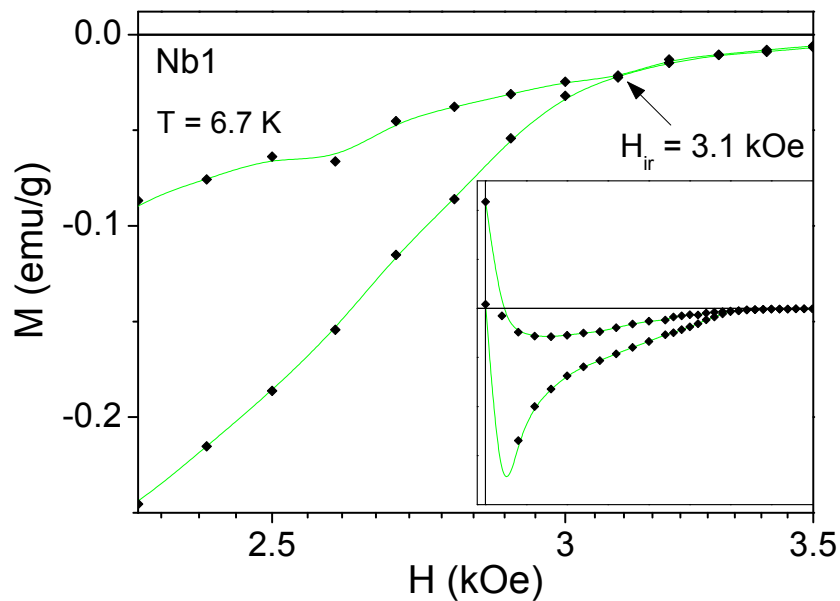


Figura 5.3. Determinação de um ponto de irreversibilidade, ( $6.7$  K;  $3.1$  kOe), para uma amostra de Nb (pó), por meio da técnica  $M(H)$ .

O fenômeno de aprisionamento de vórtices possibilita a estabilização, no mínimo temporária, de uma distribuição espacial não uniforme (ou de não equilíbrio) de fluxo magnético em todo o volume do material supercondutor. A relaxação deste estado, rumo ao

equilíbrio termodinâmico (mediante saltos ou tunelamento de vórtices através das barreiras de *pinning*), tem sido evidenciada pela observação experimental da relaxação magnética,  $M(t)$ . Neste trabalho, o comportamento dinâmico dos vórtices também foi investigado em termos de medidas  $M(t)$ . A Figura 5.4 ilustra uma situação experimental onde  $M(t)$  foi medido. A curva nomeada de *ZFC* é o resultado para  $M(t)$ , em uma temperatura fixa, após o seguinte procedimento: a amostra é resfriada, a partir de  $T > T_c$ , até a temperatura de medida, na ausência de campo magnético. Em seguida, um campo  $H$  é estabelecido e,  $M(t)$  medido. Para a outra curva, identificada por *FC*, a amostra é resfriada, até a temperatura desejada, na presença de campo magnético. Estes protocolos, *ZFC* e *FC*, fornecem-nos informações acerca dos mecanismos de entrada e saída de vórtices do material, respectivamente.

Uma análise adicional da saída de fluxo foi realizada mediante uma variação do método *FC*. Após a amostra ser resfriada, na presença de campo, até a temperatura de medida (procedimento *FC*), o campo  $H$  foi diminuído por uma quantidade  $\Delta H$ . O valor  $\Delta H$  foi selecionado de modo a garantir a penetração de fluxo magnético até o centro da amostra [72]. Esta variação abrupta de  $H$  favorece a saída de vórtices do material, resultando em uma relaxação temporal da magnetização remanente. Como resultado, quando nenhum decaimento puder ser discernido, é esperado, que o sistema tenha alcançado um estado de equilíbrio.

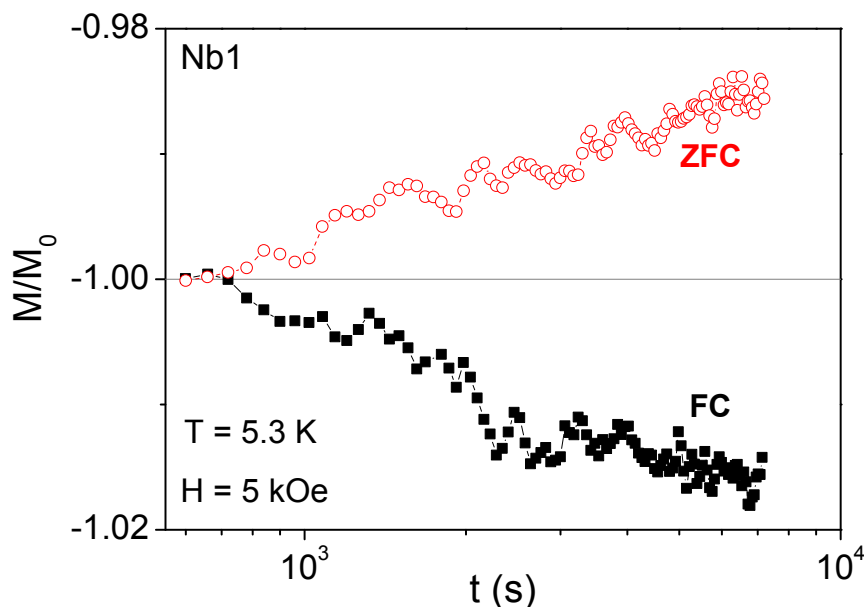


Figura 5.4. Medidas  $M(t)$  após os procedimentos *ZFC* e *FC* para uma amostra de *Nb* (pó). As curvas foram normalizadas pelo valor de  $M(t)$  medido 10 minutos após o início do experimento (o sinal foi preservado).

## 5.2 Medidas de suscetibilidade magnética AC

O módulo ACMS (“AC Measurement System”) da estação PPMS foi utilizado para a realização de medidas de suscetibilidade magnética AC,  $\chi_{ac}$ . Este acessório é constituído de dois conjuntos de bobinas – um, de detecção e, o outro, responsável por gerar campos magnéticos alternados (ac) – um termômetro e conexões elétricas, que se encaixam perfeitamente na versátil plataforma da estação experimental. Tais conjuntos de bobinas são concêntricos com o magneto supercondutor dc do PPMS. A amplitude do campo de excitação ac pode atingir valores de até  $\pm 10$  Oe no intervalo de frequências de 10 Hz até 10 kHz, independentemente da temperatura selecionada para a realização do experimento.

Durante as medidas ac, um pequeno campo de excitação é aplicado à região experimental e a amostra posicionada, sucessivamente, no centro de cada bobina do par de detecção. O sinal induzido nas bobinas revela como o campo aplicado é alterado pela presença do material.

### 5.2.1 O processamento da medida

Essencialmente, a parte eletrônica do sistema ACMS, instalada no console do PPMS, consiste de um *Processador de Sinal Digital* (DSP) que sintetiza o sinal de excitação e processa o sinal induzido pela amostra nas bobinas de detecção, incluindo-se aí, digitalização, filtragem e amplificação do mesmo. O processo de filtragem visa remover informações indesejadas (ruídos) e extrair partes importantes do sinal, tais como componentes de uma certa banda de frequências, empregando um código matemático simples, como uma *Transformada de Fourier Rápida*. Em particular, o módulo ACMS prioriza as 10 primeiras bandas do conteúdo espectral do sinal detectado, o que torna possível a realização de medidas dos harmônicos de  $\chi_{ac}$  até a décima ordem.

### 5.2.2 Definição dos harmônicos de $\chi_{ac}$

A suscetibilidade fundamental consiste de uma parte real  $\chi_1'$ , associada à resposta dos momentos magnéticos excitados pelo campo ac, e de uma parte imaginária  $\chi_1''$ ,

---

associada à dissipação de energia durante o processo dinâmico de excitação dos momentos. Admitindo que o campo magnético aplicado,  $H(t)$ , seja descrito por:

$$H(t) = H_{ac} \Re[\exp(i\omega t)] = H_{ac} \cos(\omega t) \quad (5.1)$$

onde  $\Re[\dots]$  denota a parte real da variável complexa e  $\omega = 2\pi f_1$  ( $f_1$  é a frequência fundamental). A magnetização pode ser escrita como:

$$M(t) = H_{ac} \sum_{n=1}^{\infty} \Re[\chi_n \exp(in\omega t)] \quad (5.2)$$

$$M(t) = H_{ac} \sum_{n=1}^{\infty} [\chi_n' \cos(n\omega t) + \chi_n'' \sin(n\omega t)] \quad (5.3)$$

onde  $\chi_n = \chi_n' - i\chi_n''$  ( $n = 1, 2, 3, \dots$ ) são as componentes da suscetibilidade. Para  $n = 1$ , temos a suscetibilidade usual (componente fundamental) e, para  $n > 1$ , as suscetibilidades harmônicas. Efetuando uma *Transformada de Fourier*, as componentes real,  $\chi_n'$ , e imaginária,  $\chi_n''$ , da suscetibilidade podem ser expressas por meio das seguintes equações:

$$\chi_n' = \frac{1}{\pi H_{ac}} \int_0^{2\pi} M(t) \cos(n\omega t) d(\omega t) \quad (5.4)$$

$$\chi_n'' = \frac{1}{\pi H_{ac}} \int_0^{2\pi} M(t) \sin(n\omega t) d(\omega t). \quad (5.5)$$

A geração de harmônicos de  $\chi_{ac}$  foi um tema extensivamente estudado por C. P. Bean, utilizando o mais simples modelo de estado crítico, o qual assume  $J_c$  independente de  $H$  [73]. A admissão desta independência de  $J_c$  com  $H$ , conduziu-o à obtenção somente de harmônicos ímpares de  $\chi_{ac}$ . Entretanto, L. Ji *et al.* mostraram que um modelo de estado crítico generalizado, com  $J_c(H)$ , prediz a existência de harmônicos pares e ímpares na presença de um campo dc [74].

### 5.2.2.1 Análise experimental de $\chi_n$

Um estudo criterioso foi realizado objetivando obter experimentalmente as componentes harmônicas de  $\chi_{ac}$ . Essencialmente, realizamos medidas de  $\chi_n$  visando detectar mudanças entre diferentes estados da MV, a partir de um critério fundamentado em um conceito extremamente simples: a função resposta de um sistema estruturado, o qual possui modos normais de vibração característicos, em retorno a um sinal monocromático (frequência

única), pode ser descrita como uma série de Fourier da frequência de excitação. Para entidades não estruturadas, porém, a função resposta é também monocromática, e, portanto, deve ser possível reconhecê-las pela ausência de harmônicos diferentes do fundamental.

A análise delineada acima pode ser transladada à linguagem dos vórtices se identificarmos o *Sistema Estruturado* como sendo representativo de um *Estado Ordenado* da MV, tal como a fase sólida de um supercondutor ideal (sem defeitos) ou a decorrente da interação entre a MV e a desordem estática presente em um material real. Já o *Sistema Não Estruturado*, isento de modos normais de vibração próprios, seria representativo de um *Estado Desordenado*, tal como a fase líquido de vórtices. Genericamente falando, este mapeamento permite-nos detectar mudanças entre regimes ordenados e desordenados da MV, as quais denominaremos de *Transições Ordem–Desordem (OD)*.

É importante ressaltar que apesar da aparente simplicidade envolvida na utilização desta técnica harmônica, a mesma demanda cuidados, pois está restrita às condições típicas de um bom experimento do tipo excitação-resposta, em que a perturbação externa ao sistema deve ser mínima. Tal restrição assegura a realização do experimento em um regime linear, impedindo, deste modo, o aparecimento de respostas não-lineares que não sejam provenientes da estrutura interna de um objeto ordenado.

Neste trabalho, realizamos medidas de  $\chi_n$  em função da temperatura,  $\chi_n(T)$ , até a décima ordem, para diferentes valores da amplitude,  $H_{ac}$ , e da frequência,  $f$ , do campo de excitação e, também, do campo magnético dc,  $H$ . Na Figura 5.5(a), reportamos a amplitude,  $\chi_n = |\chi_n| = |\chi_n' - i\chi_n''|$ , de 10 harmônicos de  $\chi_{ac}$  para uma amostra policristalina de  $Mg_{1-x}B_2$ , com  $x = 0.025$ . Nela, pode ser notado que o harmônico mais relevante após o fundamental,  $\chi_1$ , é o terceiro,  $\chi_3$ . Uma melhor apreciação das curvas de  $\chi_1$  e  $\chi_3$  pode ser contemplada na ilustração 5.5(b). A ampla região hachurada realça a existência de um intervalo de temperaturas,  $T_3^{onset} < T < T_1^{onset}$ , onde a resposta magnética do sistema é linear, i.e.,  $\chi_1 \neq 0$  e  $\chi_3 = 0$ . Ainda na Figura 5.5(b), representamos o nível de ruído associado às medidas de  $\chi_1(T)$  e  $\chi_3(T)$  pelo retângulo cinza e, adotamos o último ponto pertencente a esta incerteza experimental como  $T_1^{onset}$  e  $T_3^{onset}$ , respectivamente. Aqui,  $T_1^{onset} = T_c$ .



No Capítulo 7, os resultados obtidos a partir de uma investigação minuciosa da dependência da extensão da região de resposta magnética linear com  $H_{ac}$  e  $f$  são apresentados. Este estudo permitiu-nos delinear, de forma segura, as condições adequadas para o emprego da *Técnica do Terceiro Harmônico da Suscetibilidade AC –  $\chi_3$*  na detecção de transições ordem-desordem (OD) na MV.

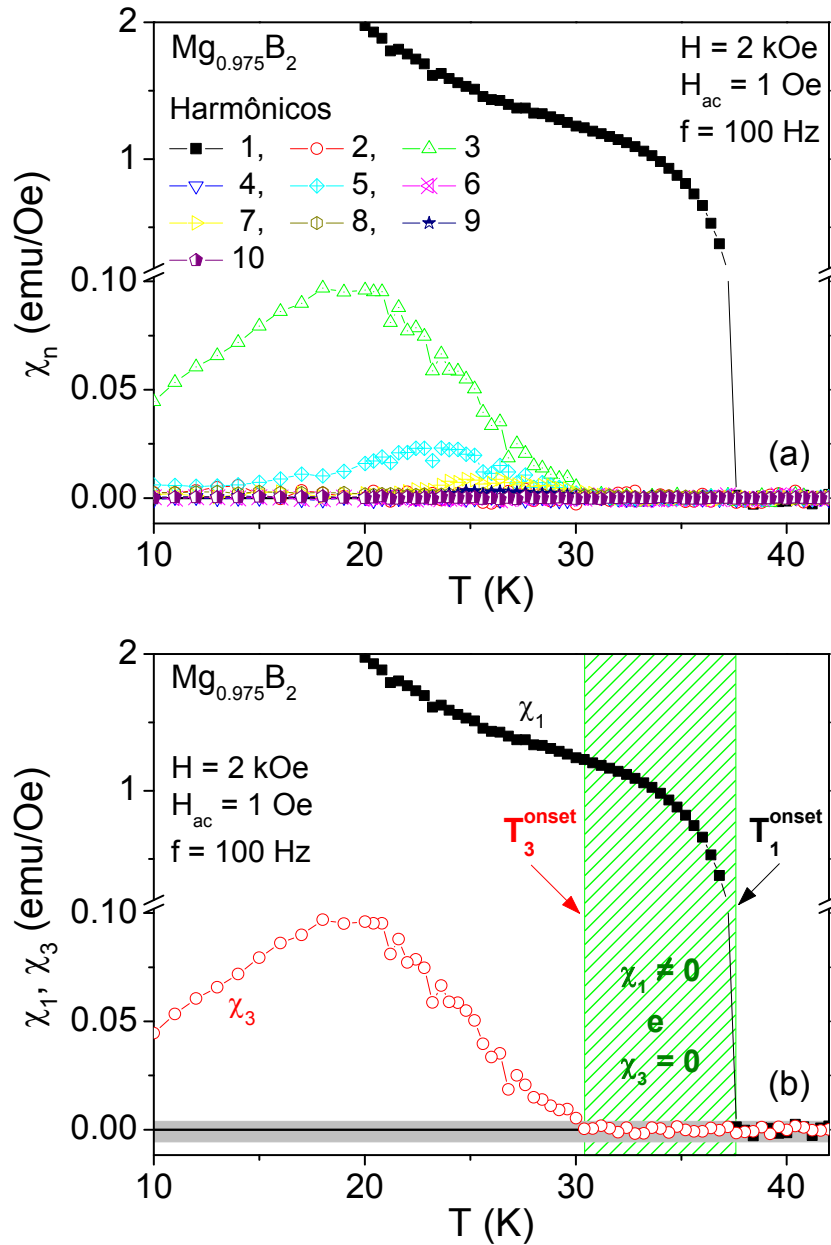


Figura 5.5. (a) Curvas de  $\chi_n(T)$  para uma amostra de  $Mg_{1-x}B_2$  deficiente em Mg ( $x = 0.025$ ). (b) Primeiro e Terceiro harmônicos de  $\chi_n(T)$ . Os parâmetros de medida foram:  $H = 2 \text{ kOe}$ ,  $H_{ac} = 1 \text{ Oe}$  e  $f = 100 \text{ Hz}$ .

### 5.3 Medidas de transporte elétrico

Para a realização de medidas de transporte elétrico utilizamos o módulo de *Resistividade* da estação PPMS e empregamos a técnica de dois terminais, a qual consiste em injetar corrente elétrica por dois eletrodos e medir a tensão nos mesmos terminais. Na Figura 5.6, o arranjo experimental utilizado para este tipo de medida está sendo mostrado. As duas agulhas indicadas na foto foram afixadas à amostra mediante pressão, resultando em contatos de baixa resistência elétrica.

As medidas de transporte apresentadas nesta tese compreendem curvas de resistência em função da temperatura,  $R(T)$ , e da corrente de excitação,  $R(I)$ . Estas últimas foram realizadas para diversos valores de  $T$  e compiladas em um diagrama *IV*.

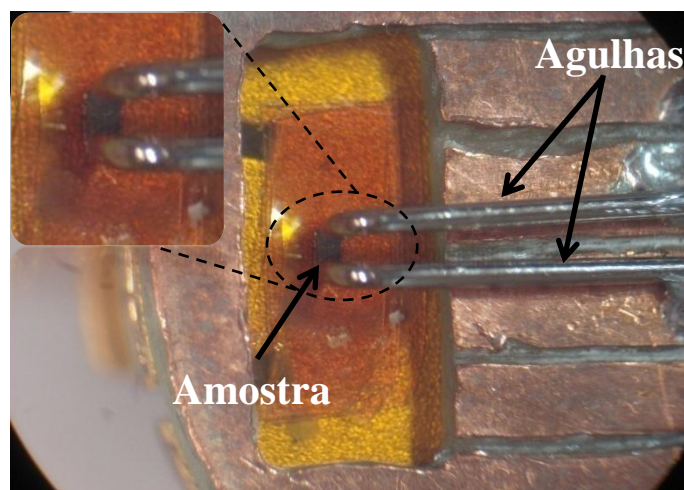


Figura 5.6. Arranjo experimental utilizado para a realização de medidas de transporte elétrico.

---

# Capítulo 6

## MATERIAL ESTUDADO

Amostras de  $Nb$  e de  $Mg_{1-x}B_2$  com diferentes tipos e quantidades de desordem estática, aleatoriamente distribuída por todo o volume do material, foram investigadas nesta tese. Elos fracos (“*weak links*” – WLs) entre partículas supercondutoras e regiões deficientes em  $Mg$  constituem, majoritariamente, os tipos de defeitos presentes nos sistemas  $Nb$  e  $Mg_{1-x}B_2$ , respectivamente. Neste capítulo, catalogamos as amostras estudadas e apresentamos as suas principais características.

### 6.1 Amostras granulares de $Nb$

As amostras de  $Nb$  empregadas neste trabalho foram fabricadas por um processo simples que consiste na união de partículas de  $Nb$  através de pressão. O procedimento de preparação, delineado a seguir, é baseado no conhecimento acumulado que o nosso grupo tem sobre redes tridimensionais desordenadas de junções Josephson ( $R3DDJJ$ ), uma classe de sistemas da qual fazem parte as amostras estudadas [75].

A partir do pó de  $Nb$ <sup>11</sup>, utilizamos um conjunto de peneiras para a análise granulométrica do material, com o objetivo de homogeneizá-lo tanto em tamanho quanto no formato das partículas. O pó foi colocado na peneira com maior abertura e, por agitação, foi selecionado em várias faixas de granularidade. A última delas retém, no nosso caso, partículas com dimensões laterais entre 38 e 44  $\mu m$ . Posteriormente, em um molde cilíndrico, o pó foi

---

<sup>11</sup> O pó de  $Nb$  foi cedido pelo Prof. Carlos Alberto Baldan da Escola de Engenharia de Lorena/USP.

---

colocado entre dois pistões e submetido à pressão mecânica uniaxial para formar uma amostra cilíndrica. As amostras confeccionadas estão listadas na Tabela 1.

Tabela 1 – Características das amostras de Nb estudadas.

<b>Amostra</b>	<b>Característica</b>
<b>Nb1</b>	Pó disperso
<b>Nb2</b>	<i>Pressão</i> $\approx 6314 \text{ kgf/cm}^2$
<b>Nb3</b>	<i>Pressão</i> $\approx 11937 \text{ kgf/cm}^2$

### 6.1.1 Caracterização estrutural

A Figura 6.1 mostra as micrografias realizadas no pó selecionado (a) e (c), e em uma pastilha de Nb (b). Usamos aqui um microscópio eletrônico de varredura (MEV) do Centro de Caracterização de Materiais (CCDM) da UFSCar. Note, nas fotos (a) e (b), a homogeneidade de tamanho e forma das partículas. A Figura 6.1 (c) é uma ampliação de uma pequena porção de uma partícula, como indicado em (a).

### 6.1.2 Caracterização magnética

É esperado que medidas de  $\chi_{ac}(T)$ , em supercondutores granulares, idealizados como um conjunto de partículas supercondutoras embebidas em uma matriz não supercondutora (ou fracamente supercondutora), revelem as contribuições inter e intragranulares do material. A contribuição intragranular está associada às propriedades supercondutoras ordinárias, como por exemplo, o efeito Meissner, enquanto que a intergranular apresenta propriedades que podem ser devidas à supercondutividade do mesmo e/ou às características das ligações fracas, WLs, entre as partículas. Em geral, é usual dizer que as propriedades intragranulares são intrínsecas, enquanto as intergranulares são extrínsecas e, em princípio, podem ser controladas durante o processo de produção da amostra.

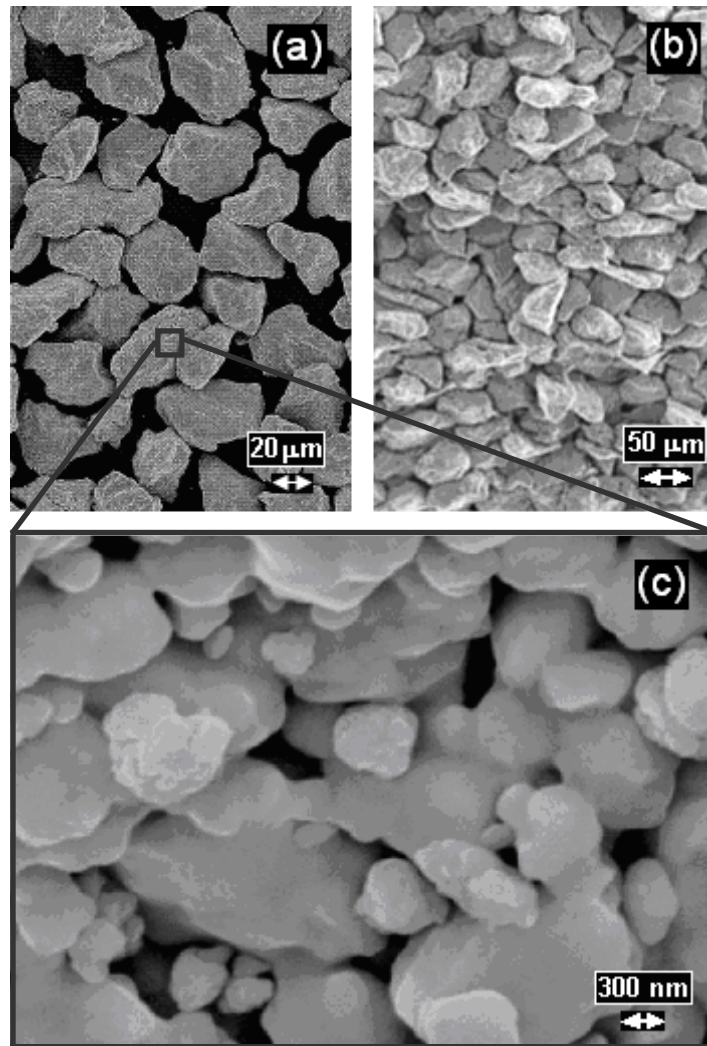


Figura 6.1. (a) Micrografia do pó de *Nb* selecionado (visão de topo). (b) Micrografia de uma pastilha de *Nb*, vista lateral, ou seja, é a visão de um plano paralelo ao eixo de prensagem da amostra. (c) Ilustração da microestrutura de uma pequena região de uma partícula.

Na Figura 6.2 apresentamos uma comparação entre as medidas de  $\chi_1(T)$  para as três amostras de *Nb*. Na curva referente à Amostra *Nb1*, podemos constatar a inexistência de WLs entre as partículas (i.e., somente a contribuição intragranular está presente). Nela, a componente imaginária de  $\chi_1$ ,  $\chi_1''$ , possui um pico de dissipação típico da transição de fase de materiais supercondutores do tipo II. Já as curvas referentes às Amostras *Nb2* e *Nb3* indicam o surgimento de efeitos intergranulares. Tais curvas apresentam uma segunda transição, em baixas temperaturas, que tem associada a si um segundo pico em  $\chi_1''$ . Também digno de nota é o fato de que a criação de WLs por prensagem do pó aumenta a capacidade de exclusão de fluxo pela pastilha, de forma tanto mais eficiente quanto maior a pressão, como mostram as curvas de  $\chi_1'$ .

É importante ressaltar que as medidas mostradas na Figura 6.2, bem como, todo o estudo realizado nestes materiais, que será apresentado nos capítulos subseqüentes, são

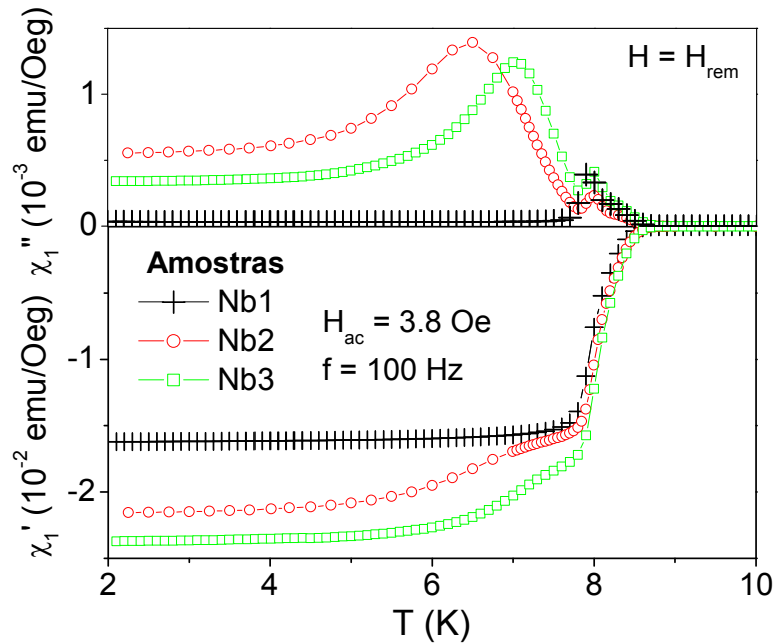


Figura 6.2. Caracterização magnética das amostras granulares de *Nb*. As curvas foram obtidas com os espécimes submetidos somente ao campo remanente ( $H_{rem}$ ) do magneto supercondutor da estação experimental, da ordem de poucos *Oersted*,  $H_{ac} = 3.8 \text{ Oe}$  e  $f = 100 \text{ Hz}$  e, normalizadas, pela massa das amostras.

medidas axiais, onde campos magnéticos dc e ac são aplicados na direção do eixo do cilindro (eixo de aplicação da pressão).

## 6.2 Amostras de $MgB_2$ deficientes em $Mg$ – $Mg_{1-x}B_2$

As amostras policristalinas de  $Mg_{1-x}B_2$  com  $0 \leq x \leq 0.1$  investigadas neste trabalho foram preparadas pelo grupo do Prof. S-W Cheong (Rutgers) através do método de *Reação em Estado Sólido* sob alta pressão. A metodologia empregada para a confecção dos espécimes está delineada abaixo, maiores detalhes podem ser encontrados na Ref. [76].

Inicialmente, em uma câmara de manipulação (*glove box*), pó de *Mg* e de *B* foram misturados e, posteriormente, prensados na forma de pastilhas. As pastilhas foram seladas em um tubo de *Ta* e aquecidas, em um forno tubular, por 12 horas a  $900^\circ\text{C}$  sob um fluxo contínuo de gás (92% *Ar* + 8%  $H_2$ ). Num segundo momento, as pastilhas reagidas foram maceradas e, então, sinterizadas em cápsulas de *Au* sob alta pressão (até 15 *kbar* a  $650 - 700^\circ\text{C}$  por 0.5 – 2 horas em um aparato do tipo pistão-cilindro). Ao final do processo, amostras com uma deficiência controlada de *Mg* foram obtidas. O espécime com  $x = 0$  foi mantido, após a sinterização, em fluxo de *Mg* durante 6 horas a  $900^\circ\text{C}$ , a fim

suprir possíveis deficiências de  $Mg$  em sua estequiometria. Na Tabela 2, listamos o conjunto de amostras de  $Mg_{1-x}B_2$  analisadas.

Tabela 2 – Conjunto de amostras de  $Mg_{1-x}B_2$  estudadas.

Amostra	Deficiência (x)
I – $MgB_2$	0
II – $Mg_{0.975}B_2$	0.025
III – $Mg_{0.925}B_2$	0.075
IV – $Mg_{0.9}B_2$	0.1

### 6.2.1 Supercondutividade percolativa em $Mg_{1-x}B_2$

Um surpreendente efeito associado com a ausência de  $Mg$  no composto de  $MgB_2$  foi descoberto pelo grupo do Prof. S–W Cheong [76]: o fenômeno de separação de fase eletrônica entre regiões com carência e excesso de vacâncias de  $Mg$ . A natureza eletrônica destas duas regiões difere drasticamente. A fase “*pobre*” em vacâncias de  $Mg$  é supercondutora, ao passo que a fase “*rica*” é isolante. Como efeito, o resultado mais intrigante apontado pelos autores é a possibilidade do sistema  $Mg_{1-x}B_2$  exibir supercondutividade percolativa, o que depende da existência de uma concentração limiar de deficiência, acima da qual a supercondutividade é suprimida. Estudos adicionais também revelaram que a deficiência de  $Mg$  ocorre em padrões regulares, inhomogeneamente distribuídos pelo volume das amostras.

### 6.2.2 Caracterização magnética

Na Figura 6.3 apresentamos curvas de  $\chi_1(T)$  para as quatro diferentes amostras de  $Mg_{1-x}B_2$  listadas na Tabela 2. Esta figura revela que enquanto a Amostra I possui uma largura de transição relativamente estreita ( $\sim 1 K$ ), os demais espécimes apresentam uma larga transição. Em particular, a Amostra II exibe um duplo *plateau* em  $\chi_1'(T)$ , i.e., uma dupla transição, comportamento típico de sistemas granulares [77]. Este comportamento é reflexo da distribuição não homogênea de  $Mg$  através do material. Tal distribuição

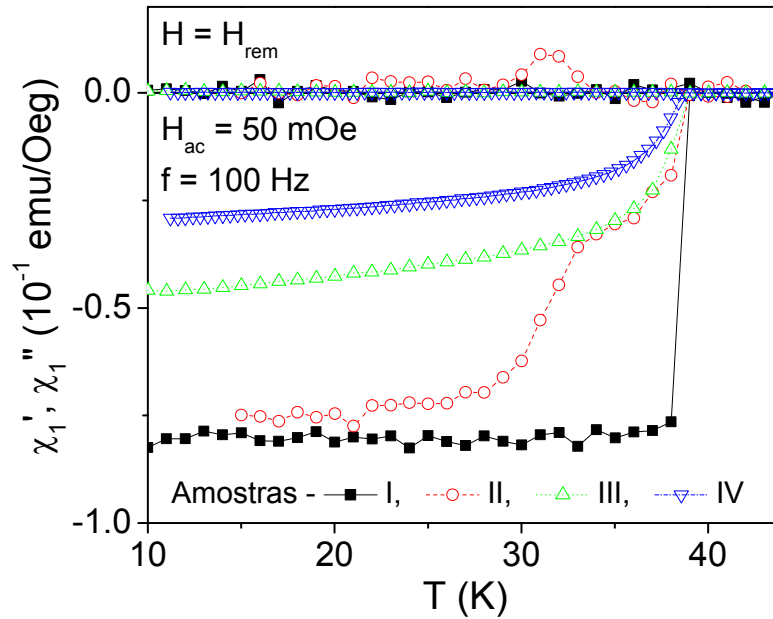


Figura 6.3. Caracterização magnética das amostras de  $MgB_2$  deficientes em  $Mg$ . As curvas  $\chi_1(T)$  estão normalizadas pela massa das amostras. Os parâmetros experimentais utilizados para a realização das medidas foram:  $H_{ac} = 50 \text{ mOe}$ ,  $f = 100 \text{ Hz}$  e  $H = H_{rem}$ .

inomogênea favorece a criação de gradientes espaciais das propriedades supercondutoras que, por sua vez, se manifesta como uma contribuição separada à resposta magnética. Ainda na Figura 6.3, pode ser notado que a resposta magnética é monotônica com  $x$ .

Inúmeros estudos têm reportado propriedades não isotrópicas do estado supercondutor do composto  $MgB_2$ . Como exemplo, destacamos a anisotropia em  $H_{c2}(T)$  detectada em amostras policristalinas [78-83], filmes finos [84] e monocristais [84-86]. No entanto, poucos trabalhos sobre efeitos anisotrópicos no estado misto deste material têm sido realizados [87]. Assim, na tentativa de identificar tais efeitos no sistema  $Mg_{1-x}B_2$ , cujas amostras possuem formato de paralelepípedo, com uma das arestas nitidamente menor do que as outras, duas diferentes geometrias foram selecionadas para a realização dos experimentos: a paralela e a perpendicular, como sugere o destaque da Figura 6.4. Na geometria paralela, o campo magnético dc é aplicado ao longo da maior dimensão da amostra,  $l$ , ao passo que na outra configuração, o campo é aplicado na direção perpendicular. A partir dos dados obtidos nessas duas configurações, verificamos que  $H_{c2}^{\perp} > H_{c2}^{\parallel}$ , com  $H_{c2}^{\perp}/H_{c2}^{\parallel} \approx 1.1$ .

Estudos realizados em amostras compostas de pequenos cristais volumétricos parcialmente orientados (em relação ao campo aplicado  $H$ ) de  $MgB_2$  têm revelado valores entre 1.6 e 1.7 para a razão de anisotropia do campo crítico superior,  $\Gamma = H_{c2}^{\parallel ab}/H_{c2}^{\parallel c}$  [80, 81]. Em particular, para amostras texturadas,  $\gamma \approx 1.1$  tem sido reportado [88]. Este valor,



comparável ao obtido experimentalmente para o sistema  $Mg_{1-x}B_2$ , sugere a associação da dimensão  $l$  ao eixo cristalográfico  $\hat{c}$ . Adicionalmente, é importante ressaltar que amostras de  $MgB_2$  exibem linhas de irreversibilidade (LIs) anisotrópicas, com  $H_{ir}^{\parallel ab} > H_{ir}^{\parallel c}$ , indicando-nos que dependendo da configuração entre a direção de aplicação de  $H$  e os eixos cristalográficos do material, a eficiência dos PCs pode ser modificada [89]. Nossos resultados, apresentados e discutidos no Capítulo 9, são consistentes com esse fato.

Curvas de  $\chi_1(T)$ , para a Amostra II, obtidas nas configurações paralela e perpendicular, estão sendo mostradas na Figura 6.4. Tal figura revela uma anisotropia da suscetibilidade, que se manifesta por meio de respostas diamagnéticas de diferentes magnitudes. Como consequência, é esperado que as curvas de  $\chi_3(T)$  também sejam anisotrópicas, sugerindo-nos a possibilidade de diferentes valores de  $T_3^{onset}$ , o que resultaria em uma transição ordem-desordem anisotrópica. Na Figura 6.3, as medidas foram efetuadas com  $H$  perpendicular à  $l$ .

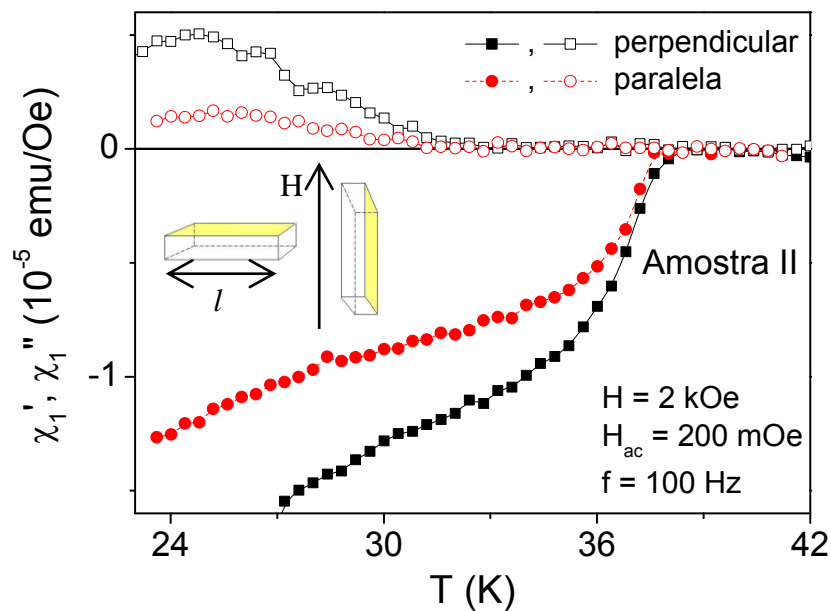


Figura 6.4. Curvas de  $\chi_1(T)$  para a Amostra II em duas diferentes geometrias: paralela e perpendicular. Os parâmetros de medida foram:  $H = 2 \text{ kOe}$ ,  $H_{ac} = 200 \text{ mOe}$  e  $f = 100 \text{ Hz}$ .

---

# Capítulo 7

## RESULTADOS E DISCUSSÕES

### PARTE I – Estudo sistemático de $\chi_3$

Realizamos no conjunto de amostras de  $Nb$  e de  $Mg_{1-x}B_2$ , catalogados no Capítulo 6, uma investigação sistemática de como o regime de resposta magnética linear destes materiais depende dos parâmetros experimentais  $H_{ac}$  e  $f$ . Nesta parte, apresentaremos os resultados colecionados para os espécimes  $Nb_2$  e  $Mg_{0.975}B_2$  (na geometria perpendicular).

#### 7.1 Dependência de $T_3^{onset}$ com $H_{ac}$

As Figuras 7.1(a) e 7.1(b) ilustram uma comparação entre curvas de  $\chi_1(T)$  e  $\chi_3(T)$ , obtidas para as amostras  $Nb_2$  e  $Mg_{0.975}B_2$ , respectivamente, em duas diferentes amplitudes do campo de excitação e com  $f$  fixo em 100 Hz. Tais ilustrações revelam que  $T_3^{onset}$  tende a se aproximar de  $T_1^{onset}$  com o incremento de  $H_{ac}$ .

Um estudo criterioso acerca do comportamento de  $T_3^{onset}$  com  $H_{ac}$  foi conduzido mediante a realização de inúmeras medidas de  $\chi_3(T)$  sujeitas a variadas combinações entre os valores dos parâmetros de excitação. Partes selecionadas deste estudo estão sendo mostradas na Figura 7.2. A Figura 7.2(a) reporta os resultados obtidos para o sistema  $Nb_2$ . Note que enquanto  $T_1^{onset}$  permanece aproximadamente constante,  $T_3^{onset}$ , nas três diferentes curvas, correspondentes às frequências de 10, 100 e 1000 Hz, tende

---

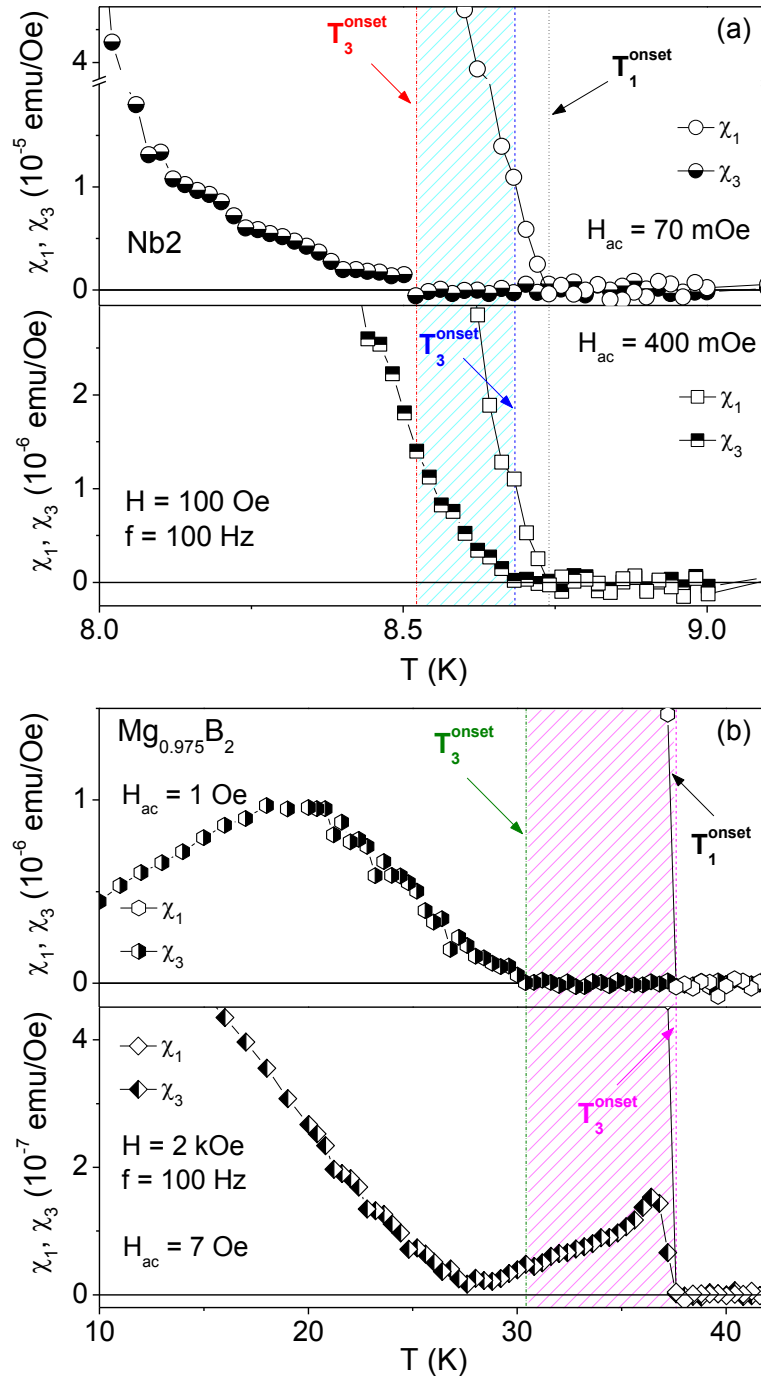


Figura 7.1. Curvas de  $\chi_1(T)$  e  $\chi_3(T)$ , para as amostras Nb2 (a) e  $Mg_{0.975}B_2$  (b), em diferentes amplitudes do campo ac,  $f = 100$  Hz e  $H = 100$  Oe (a) e 2 kOe (b). Note a diferença em  $T_3^{onset}$  à medida que  $H_{ac}$  é incrementado.

assintoticamente a um valor limite de temperatura,  $(8.50 \pm 0.02)$  K, quando  $H_{ac} \leq 100, 50$  e  $30$  mOe, respectivamente. Este comportamento assintótico de  $T_3^{onset}(H_{ac})$  também se verifica nos dados experimentais associados ao espécime  $Mg_{0.975}B_2$ , conforme ilustra a Figura 7.2(b). Neste caso, para  $H_{ac} \leq 1$  Oe,  $T_3^{onset}$  mantém-se invariante. Deste modo, no limite de baixa excitação, torna-se plausível a identificação, no plano  $TH_{ac}$ , de dois diferentes regimes da MV: o linear, caracterizado por apresentar  $\chi_3 = 0$  e  $\chi_1 \neq 0$ , e o não-linear, que

exibe,  $\chi_3 \neq 0$  e  $\chi_1 \neq 0$ . O estado normal, onde  $\chi_3 = 0$  e  $\chi_1 = 0$ , também está indicado. Na Figura 7.2(a), distinguimos tais regimes somente para a curva de mais alta frequência

Adicionalmente, a influência de diferentes campos dc no comportamento de  $T_3^{onset}(H_{ac})$  também foi estudada. Como exemplo, mostramos na Figura 7.3 uma comparação entre as curvas  $T_3^{onset}(H_{ac})$  obtidas com  $H = 100$  Oe e  $10$  kOe, ambas em  $100$  Hz, para a amostra Nb2. Tais curvas sugerem a invariância do valor limiar de  $H_{ac}$ ,  $50$  mOe, com  $H$ . Resultados equivalentes foram obtidos para as demais amostras analisadas nesta tese.

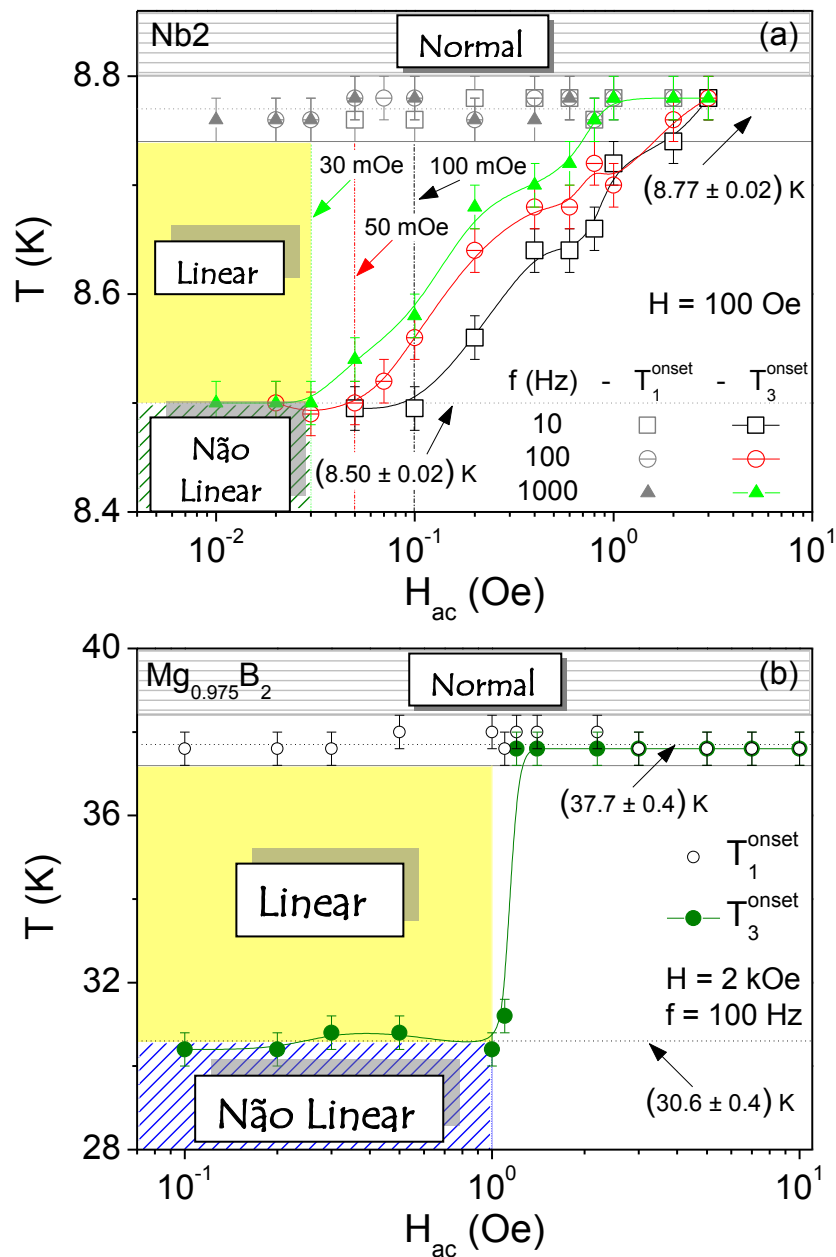


Figura 7.2. Dependência de  $T_1^{onset}$  e  $T_3^{onset}$  com  $H_{ac}$  para as amostras Nb2 (a) e  $Mg_{0.975}B_2$  (b). Os valores aproximadamente constante de  $T_1^{onset}$  e assintótico de  $T_3^{onset}$  estão sendo apontados.

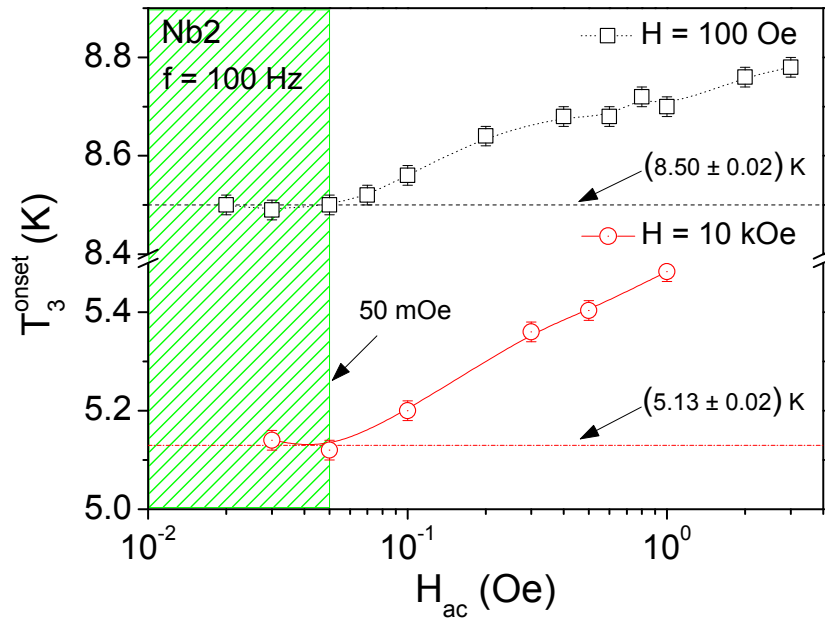


Figura 7.3. Dependência de  $T_3^{onset}$  com  $H_{ac}$  para a amostra *Nb2* sujeita a dois diferentes campos dc. A frequência de medida permaneceu fixa em 100 Hz.

## 7.2 Dependência de $T_3^{onset}$ com $f$

Para analisar a dependência de  $T_3^{onset}$  com  $f$  nos sistemas *Nb2* e *Mg<sub>0.975</sub>B<sub>2</sub>*, a amplitude  $H_{ac}$  foi mantida constante em 30 e 200 mOe, respectivamente, e  $\chi_3(T)$  medido em diversas frequências. A escolha destes valores de  $H_{ac}$  baseou-se no estudo apresentado na seção anterior, o qual revela que para  $H_{ac} \leq 30$  mOe, Figura 7.2(a), e  $H_{ac} \leq 1$  Oe, Figura 7.2(b),  $T_3^{onset}$  não depende de  $H_{ac}$ .

Na Figura 7.4, curvas de  $\chi_3(T)$ , obtidas em duas diferentes frequências, estão sendo confrontadas. Equivalente ao resultado sugerido na Figura 7.1, podemos observar que com o aumento da frequência de excitação,  $T_3^{onset}$  se aproxima de  $T_1^{onset}$ . O comportamento de  $T_3^{onset}$  com  $f$  é mostrado na Figura 7.5. Tal esboço revela que para  $f \leq 1000$  Hz, Figura 7.5(a), e  $f \leq 100$  Hz, Figura 7.5(b),  $T_3^{onset}$  estabiliza-se em um valor comparável ao obtido através do estudo da dependência com  $H_{ac}$ . E, portanto, abaixo dessas frequências limiares, características de cada amostra, podemos distinguir com segurança, no plano  $Tf$ , os regimes linear e não-linear da MV. Resultados similares foram obtidos para as demais amostras apreciadas neste trabalho.

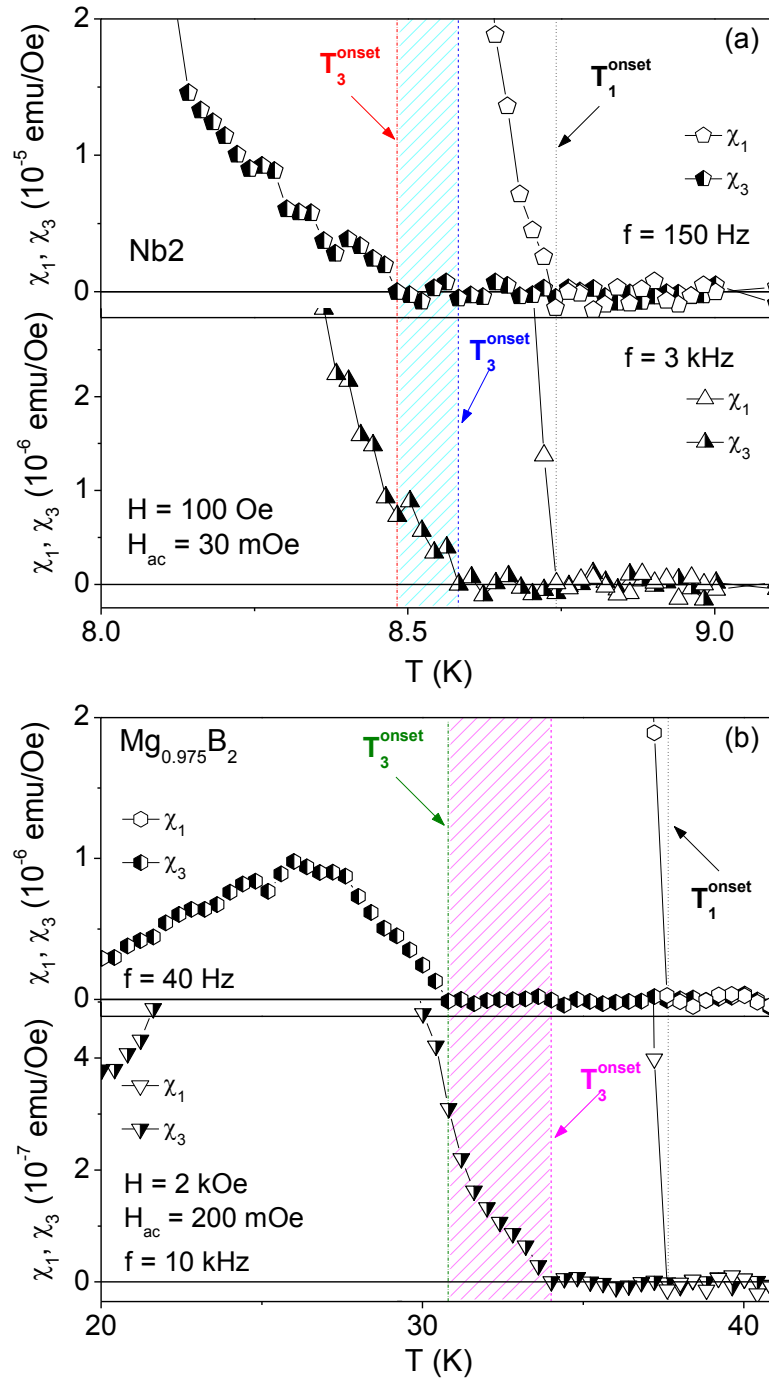


Figura 7.4. Comparação entre as curvas de  $\chi_1(T)$  e  $\chi_3(T)$  obtidas em diferentes frequências, (a)  $Nb_2$  e (b)  $Mg_{0.975}B_2$ . Apesar das medidas terem sido realizadas no limite de baixo  $H_{ac}$ , note a variação de  $T_3^{onset}$  com  $f$ .

Ainda na Figura 7.5, deve ser ressaltado que o comportamento assintótico de  $T_3^{onset}(f)$  pode ser descrito por uma expressão do tipo,

$$T_3^{onset}(f) = T_3^{onset}(f \rightarrow 0) + Af^\delta \quad (7.1)$$

onde  $A$  é uma constante,  $T_3^{onset}(f \rightarrow 0)$  e  $\delta$  são parâmetros de ajuste. Esta expressão é similar à equação (3.13) mediante a seguinte associação;  $T_{ir}(f) \rightarrow T_3^{onset}(f)$ ,  $T_g \rightarrow T_3^{onset}(f \rightarrow 0)$  e

$\delta = 1/[(z - 1)\nu]$ . A equação (7.1) foi ajustada aos dados experimentais (linha tracejada na Figura 7.5) e, a temperatura limiar,  $T_3^{onset}(f \rightarrow 0)$ , e o parâmetro  $\delta$  determinados.

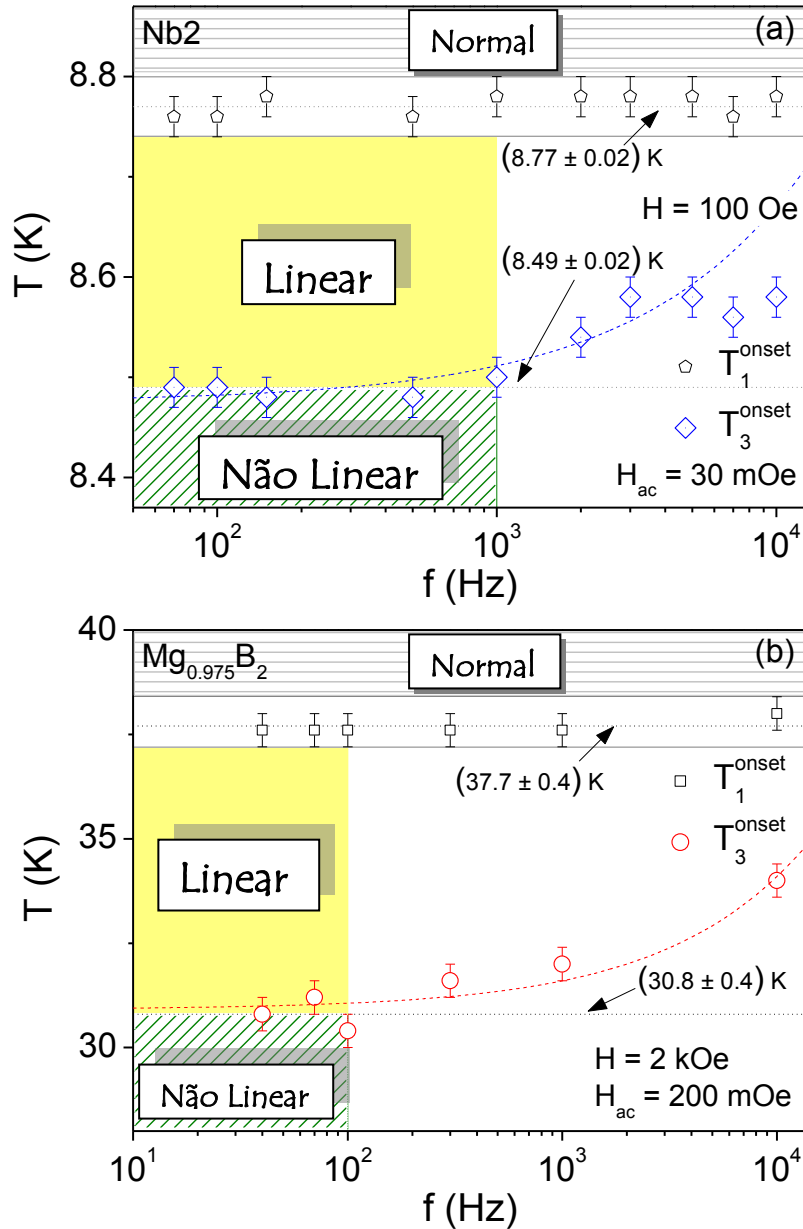


Figura 7.5. Dependência de  $T_1^{onset}$  e  $T_3^{onset}$  com  $f$ . A linha tracejada é um ajuste da equação (7.1) aos dados experimentais. Os parâmetros,  $T_3^{onset}(f \rightarrow 0)$  e  $\delta$ , obtidos foram: (a)  $T_3^{onset}(f \rightarrow 0) = (8.48 \pm 0.02) K$  e  $\delta = (0.73 \pm 0.04)$  para o sistema  $Nb_2$  e, (b)  $T_3^{onset}(f \rightarrow 0) = (30.9 \pm 0.2) K$  e  $\delta = (0.67 \pm 0.03)$  para a amostra  $Mg_{0.975}B_2$ . Apontamos, nas figuras, os valores aproximadamente constante de  $T_1^{onset}$  e assintótico de  $T_3^{onset}$ , obtidos mediante uma média aritmética. Note a similaridade entre o valor de  $T_3^{onset}$  e o parâmetro  $T_3^{onset}(f \rightarrow 0)$  ajustado.

### 7.3 Aplicabilidade da técnica do terceiro harmônico de $\chi_{ac}$

A investigação sistemática de  $\chi_3$  permitiu-nos estabelecer as condições adequadas ao emprego da técnica do terceiro harmônico de  $\chi_{ac}$  no estudo da dinâmica de vórtices em supercondutores do tipo II. Em particular, a sua aplicabilidade está restrita ao limite de baixa excitação, i.e., baixos valores de amplitude e frequência do campo ac. Os valores limiares de  $H_{ac}$  e  $f$ , abaixo dos quais  $T_3^{onset}$  é independente de tais parâmetros, foram determinados para cada uma das amostras apreciadas neste trabalho e, estão dispostos, na Tabela 3.

Tabela 3 – Valores limiares de  $H_{ac}$  e  $f$ .

<b>Amostra</b>	<b><math>H_{ac}^l</math> (mOe)</b>	<b><math>f_l</math> (Hz)</b>
<b>Nb1</b>	70	100
<b>Nb2</b>	30	1000
<b>Nb3</b>	30	1000
<b>MgB<sub>2</sub></b>	300	100
<b>Mg<sub>0.975</sub>B<sub>2</sub></b>	1000	100
<b>Mg<sub>0.925</sub>B<sub>2</sub></b>	80	100
<b>Mg<sub>0.9</sub>B<sub>2</sub></b>	100	100

O princípio do estudo metodológico, apresentado nas seções precedentes, decorre de propriedades básicas da MV. No Capítulo 3, reportamos que na fase vidro de vórtices, abaixo de  $T_g(H)$ , a resposta do campo elétrico a uma baixa densidade de corrente ( $j \rightarrow 0$ ) é não-linear,  $E \propto \exp[-(A/j)^\mu]$ . Precisamente, em  $T_g$ , a característica  $IV$  é dada por uma lei de potência e, para temperaturas maiores que  $T_g$ , o comportamento ôhmico (linear) é esperado,  $E \propto j$ . Em termos de medidas magnéticas, nós igualmente identificamos, no limite de baixa excitação, dois diferentes regimes da MV, cuja resposta é não-linear abaixo de  $T_3^{onset}$  e, linear, acima. Neste último, a dissipação de energia, proveniente do movimento viscoso dos vórtices, é linear (veja a Figura 7.6), conforme previsto pela teoria *vortex-glass*.



A Figura 7.6 mostra uma comparação entre as curvas de  $\chi_1''(T)$  e  $\chi_3(T)$  para o sistema  $Mg_{0.975}B_2$ . Nela, podemos observar que a temperatura de *onset* de  $\chi_1''$ , indicada pela reta tracejada, é maior do que  $T_3^{onset}$ . Isto significa que entre tais temperaturas, existe dissipação ( $\chi_1'' > 0$ ), porém, linear, já que  $\chi_3 = 0$ . Tal comportamento é típico da fase líquido de vórtices. Para  $T < T_3^{onset}$ , onde  $\chi_3 > 0$ , temos a fase sólida.

Neste trabalho, nos referiremos à fase sólido de vórtices, caracterizada por apresentar, na presença de desordem estática, uma ordem de curto alcance da rede de vórtices, como representativa de um estado ordenado da MV e, a líquida, como representativa de um estado desordenado, já que não exibe tal característica. Experimentalmente, o Limiar Ordem–Desordem,  $H_{od}(T)$ , fronteira, no diagrama de fases HT, que separa estes dois diferentes estados, foi determinada medindo  $\chi_3(T)$ , no limite de baixa excitação, para diversos valores do campo magnético dc.

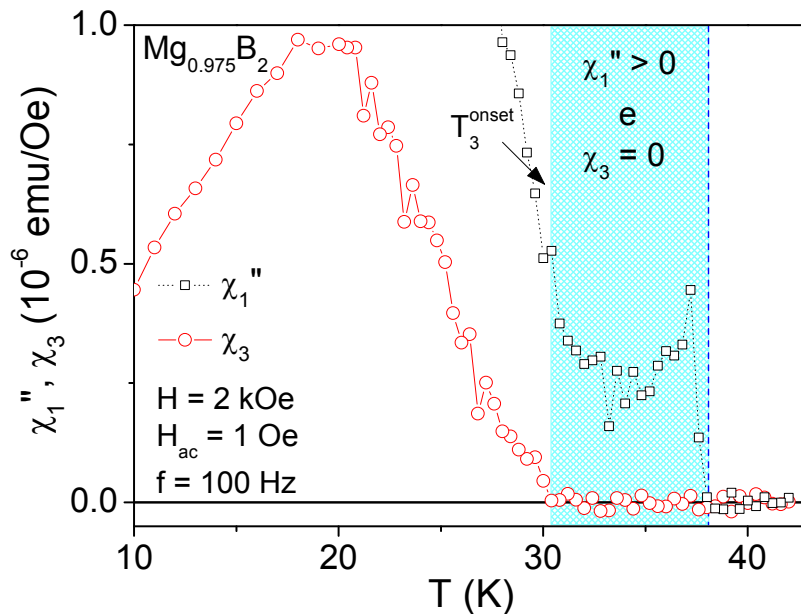


Figura 7.6. Curvas de  $\chi_1''(T)$  e  $\chi_3(T)$  para a amostra  $Mg_{0.975}B_2$ . Os parâmetros de medida foram:  $H_{ac} = 1 \text{ Oe}$ ,  $f = 100 \text{ Hz}$  e  $H = 2 \text{ kOe}$ . Destacamos no painel a existência de um intervalo de temperaturas onde a dissipação é linear, i.e.  $\chi_1'' > 0$  e  $\chi_3 = 0$ .

---

# Capítulo 8

## RESULTADOS E DISCUSSÕES

### PARTE II – Estudo das amostras granulares de *Nb*

A realização do estudo minucioso apresentado no Capítulo 7 conferiu credibilidade à técnica do terceiro harmônico no que diz respeito à determinação do limiar OD da MV. Dando continuidade às investigações, apresentamos, neste capítulo, as fronteiras  $H_{od}(T)$  obtidas para o conjunto de amostras de *Nb*. Num segundo momento, comparamos tais contornos, referentes aos espécimes *Nb1* e *Nb2*, com suas respectivas linhas de irreversibilidade (LIs) e, finalmente, interpretamos o comportamento dinâmico dos vórtices, em *Nb1*, por meio de medidas de relaxação da magnetização.

#### 8.1 A fronteira $H_{od}(T)$

Mantendo fixos os parâmetros de excitação em 30 *mOe* e 100 *Hz*,  $H_{od}(T)$ , para os espécimes *Nb1*, *Nb2* e *Nb3*, foi experimentalmente determinado. Na Figura 8.1, curvas de  $\chi_3(T)$ , em 5 *kOe*, estão sendo mostradas. Nela, podemos observar valores distintos de  $T_3^{onset}$  associados aos três diferentes sistemas, os quais se diferenciam somente pela quantidade e eficiência dos PCs. Este resultado, portanto, sugere que o limiar  $H_{od}(T)$  será

---

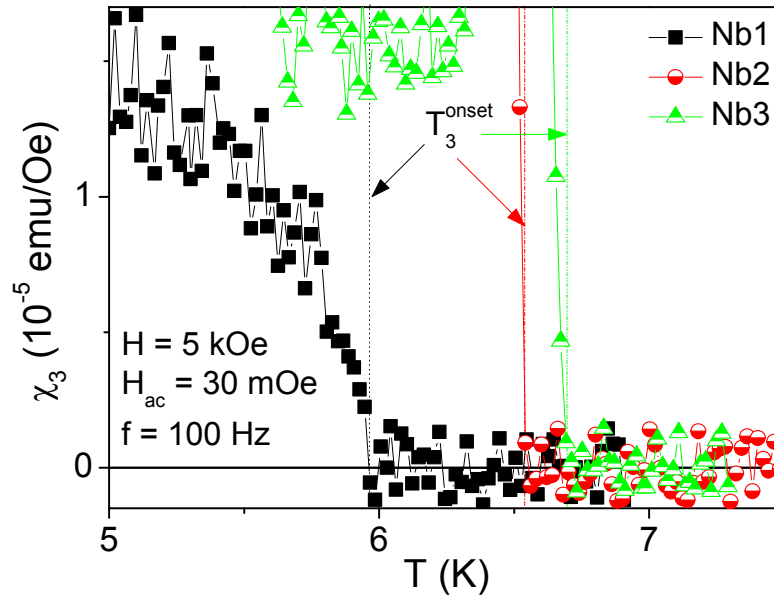


Figura 8.1. Curvas de  $\chi_3(T)$  para o conjunto de amostras de *Nb*. Os parâmetros de medida foram:  $H = 5 \text{ kOe}$ ,  $H_{ac} = 30 \text{ mOe}$  e  $f = 100 \text{ Hz}$ .

fortemente influenciado pelo tipo e pela densidade de desordem estática presente no material. Na Figura 8.2(a), apresentamos um esboço do contorno  $H_{od}(T)$  para o conjunto *Nb*.

Apesar das três fronteiras  $H_{od}(T)$ , esboçadas na Figura 8.2(a), serem similares, elas possuem comportamento e explicação distinta para as diferentes amostras. Devemos destacar que os PCs presentes em *Nb1* constituem-se, majoritariamente, de defeitos intragranulares, provenientes do processo de fragilização do material volumétrico, a partir do qual o pó de *Nb* foi obtido. No entanto, as outras duas amostras, *Nb2* e *Nb3*, possuem defeitos adicionais, na forma de “*weak-links*” (WLs) entre as partículas adjacentes, introduzidos durante o último estágio de confecção dos espécimes, o processo de prensagem. Como efeito, pode ser notado na Figura 8.2(a) que  $H_{od}(T)$  é mais baixo para *Nb1*, significando que, para um mesmo valor de campo, a resposta magnética do sistema é não-linear em um intervalo menor de temperaturas, sendo condizente com a noção de que os WLs são mais eficientes no ancoramento de vórtices do que os defeitos intragranulares.

A Figura 8.2(a) também ilustra a evolução do limiar  $H_{od}(T)$  a partir da introdução de WLs. Tal contorno é deslocado para temperaturas mais elevadas, tanto mais quanto mais fortes forem os “*links*” (a fronteira  $H_{od}(T)$  referente à Amostra *Nb3*, que possui mais e/ou mais fortes WLs, é mais alta do que a associada à *Nb2*). Entretanto, na região de altas temperaturas/baixos campos um colapso das três curvas pode ser observado, indicando que nesta região não faz muita diferença se há ou não PCs, ou mesmo se são muito ou pouco eficientes.

Neste sentido, nós advogamos uma mudança na importância relativa das desordens térmica e estática no comportamento dinâmico da MV. Em altas temperaturas/baixos campos, onde há um aumento dos efeitos associados à desordem térmica, a dinâmica de vórtices será fracamente influenciada pelas inhomogeneidades presentes no material, de modo que a detecção do colapso das curvas  $H_{od}(T)$ , na Figura 8.2(a), é facilmente concebível. Por outro lado, em baixas temperaturas/altos campos, a dinâmica das linhas de fluxo é altamente dependente da densidade e eficiência da desordem estática e,

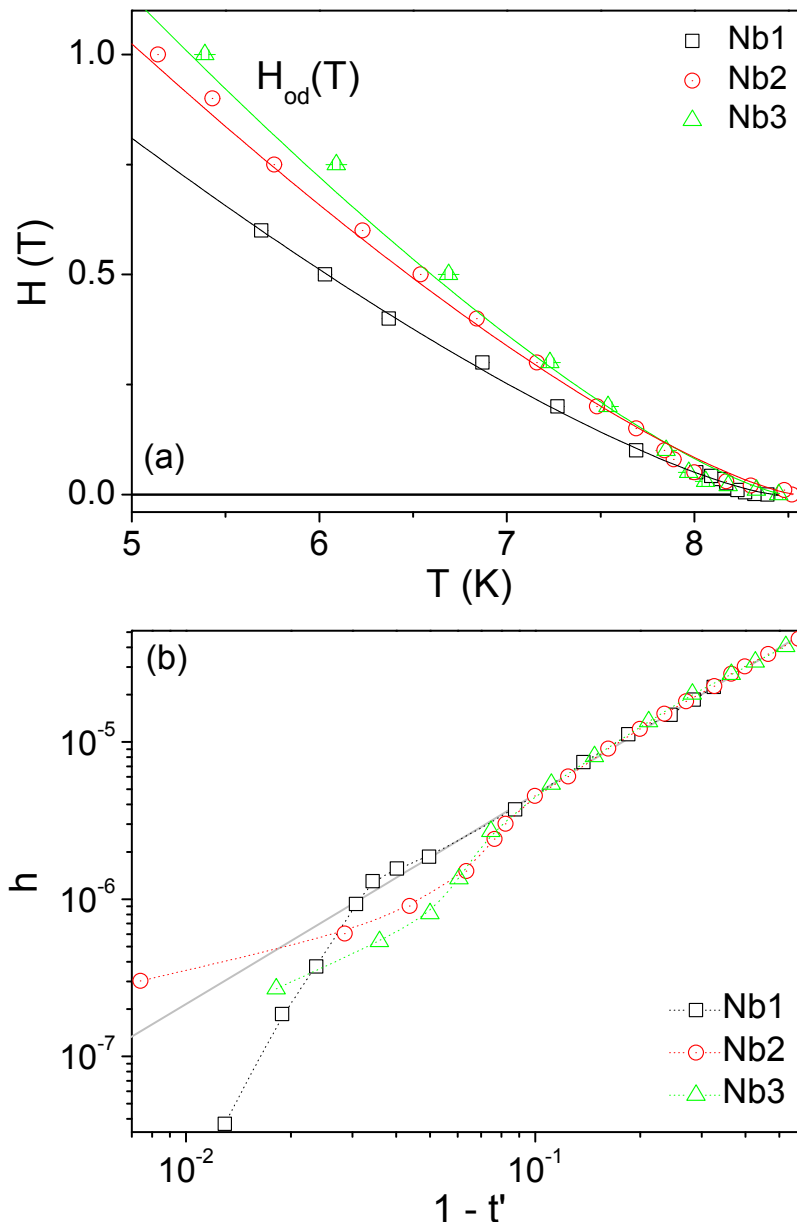


Figura 8.2. (a) Os limiares OD,  $H_{od}(T)$ , para o conjunto de amostras de Nb. As linhas sólidas são ajustes da equação (8.1) com  $\gamma \approx 1.3$  (modelo *vortex-glass*). Os parâmetros que otimizam tais ajustes são:  $H_0 = (26.8 \pm 0.3) kOe$  e  $T_3^{onset}(0) = (8.43 \pm 0.02) K$  para Nb1,  $H_0 = (33.1 \pm 0.5) kOe$  e  $T_3^{onset}(0) = (8.54 \pm 0.04) K$  para Nb2 e  $H_0 = (37.1 \pm 0.8) kOe$  e  $T_3^{onset}(0) = (8.48 \pm 0.06) K$  para Nb3. O painel (b) mostra as linhas OD colapsadas em uma única curva, correspondente a região de baixas temperaturas/altos campos. Em altas temperaturas, os pontos experimentais desviam desta tendência. Aqui,  $t' = T/T_3^{onset}(0)$  e  $h = H/H_0$ .

portanto, a diferenciação entre os limiares  $H_{od}(T)$ , de acordo com as características dos PCs, é esperada.

### 8.1.1 Modelagem de $H_{od}(T)$

De um modo geral, as linhas de irreversibilidade, de fusão e vítrea podem ser empiricamente descritas por uma simples lei de potência,

$$H_{ir,m,g}(T) = H_0 \left[ 1 - \frac{T}{T_{ir,m,g}(0)} \right]^\gamma \quad (8.1)$$

onde  $T_{ir,m,g}(0)$  é a temperatura de irreversibilidade, de fusão e vítrea, respectivamente, em  $H = 0$  Oe,  $H_0$  é o valor de  $H_{ir,m,g}(T)$  extrapolado para  $T = 0$  K e  $\gamma$ , um parâmetro de ajuste.

Os pontos experimentais de  $H_{od}(T)$  foram modelados pela equação (8.1), com  $T_3^{onset}(H = 0$  Oe) no lugar de  $T_{ir,m,g}(0)$ . Como mostrado na Figura 8.2(a), esta lei de potência (linhas sólidas) proporciona um bom ajuste aos dados de baixas temperaturas/altos campos, contudo, superestima as fronteiras  $H_{od}(T)$  no regime de altas temperaturas/baixos campos. Este desvio pode ser melhor observado na Figura 8.3.

Em altas temperaturas, a forma de  $H_{od}(T)$ , simulada pela linha tracejada (Figura 8.3), obedece a uma expressão do tipo,

$$H(T) = AT^2 \exp(-T/T_0) \quad (8.2)$$

onde  $A$  e  $T_0$  são parâmetros de ajuste. Tal equação fundamenta-se no modelo teórico desenvolvido por A. V. Lopatin e V. M. Vinokur [69], equação (4.6), o qual prediz a antecipação da transição de fusão da MV, que, para o presente caso, é o limiar de desordem,  $H_{od}(T)$ , como consequência do desprendimento de vórtices (*depinning*), induzido pelo aumento da temperatura.

Suportados pela proposição de A. V. Lopatin e V. M. Vinokur e pela observação experimental de que a influência dos defeitos na dinâmica dos vórtices torna-se secundária na região de altas temperaturas/baixos campos, onde há o colapso das curvas  $H_{od}(T)$ , nós identificamos tal trecho do contorno OD, como uma Transição de Depinning Induzida Termicamente, que pode ser adequadamente ajustada pela equação (8.2). Entretanto,

é importante ressaltar que esta *Transição de Depinning* foi predita para um sistema de vórtices 3D de um material supercondutor com CDs e, neste trabalho, o conjunto de amostras de *Nb* estudadas possuem defeitos pontuais, aleatoriamente distribuídos por todo o seu volume, os quais podem, eventualmente, formar uma rede de defeitos de aspecto colunar.

Os nossos resultados sugerem, portanto, a existência, em  $H_{od}(T)$ , de dois diferentes regimes, conforme ilustra a Figura 8.3: um, em baixas temperaturas, cujas propriedades dependem do tipo e da eficiência da desordem estática presente no sistema e, o outro, de *depinning*, o qual antecipa a estabilização do estado desordenado da MV, devido ao aumento da temperatura. Como uma última evidência da existência desses dois regimes, realizamos um *scaling* dos dados privilegiando a região de baixas temperaturas/altos campos, como mostra a Figura 8.2(b). Nesse esboço, torna-se nítido que para o conjunto *Nb*, os pontos experimentais de baixas temperaturas obedecem a uma lei de potência, enquanto que os de temperaturas mais elevadas desviam dessa tendência usual no ponto em que a transição de *depinning* se inicia. As variáveis reduzidas,  $t'$  e  $h$ , foram definidas como:  $t' = T/T_3^{onset}(0)$  e  $h = H/H_0$ .

## 8.2 A LI e o Limiar OD

Em supercondutores homogêneos a LI pode ser interpretada como uma fronteira, no plano HT, abaixo da qual uma corrente crítica não-nula flui, sem dissipação, através do material. Entretanto, esta correlação nem sempre se verifica [90]. Concomitantemente, a LI também pode ser definida como o início da resposta magnética não-linear do sistema, que se manifesta pelo aparecimento de harmônicos de  $\chi_{ac}$  ou, analogamente, quando  $\chi_1$  começa a depender da amplitude ou da frequência do campo de excitação [63]. E, deste modo, a coincidência entre os contornos  $H_{ir}(T)$  e  $H_{od}(T)$  é, teoricamente, esperada. Contudo, apresentaremos resultados experimentais que não suportam esta expectativa.

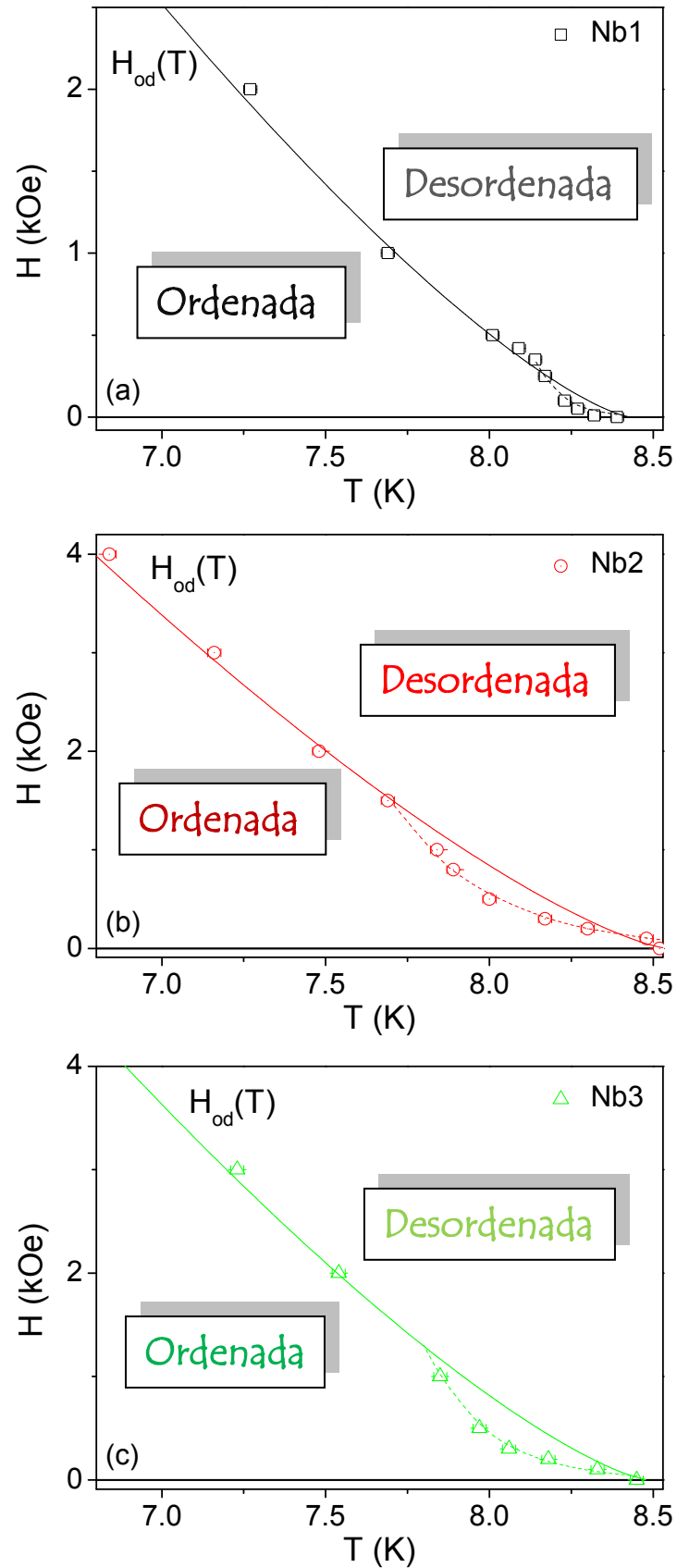


Figura 8.3. Ampliação do diagrama de fases HT mostrado na Figura 8.2(a). A linha tracejada é um ajuste da equação (8.2) com: (a)  $A = (7.1 \pm 0.3)10^{34} \text{ Oe}/K^2$  e  $T_0 = (0.080 \pm 0.003) K$ , (b)  $A = (3.74 \pm 0.09)10^{13} \text{ Oe}/K^2$  e  $T_0 = (0.23 \pm 0.02) K$ , (c)  $A = (4.5 \pm 0.1)10^{20} \text{ Oe}/K^2$  e  $T_0 = (0.19 \pm 0.01) K$ .

As fronteiras  $H_{ir}(T)$  e  $H_{od}(T)$ , para as amostras *Nb1* e *Nb2*, estão sendo mostradas na Figura 8.4. Note a disparidade entre os resultados reportados. A Figura 8.4(a) revela que os contornos  $H_{ir}(T)$  e  $H_{od}(T)$ , obtidos para *Nb1*, são próximos, entretanto, na região de baixas temperaturas/altos campos,  $H_{od}(T)$  localiza-se ligeiramente acima de  $H_{ir}(T)$ . Tal discrepância é mais acentuada para o espécime *Nb2*, conforme ilustra o painel 8.4(b). Ainda na ilustração 8.4(b), a equivalência entre as linhas  $H_{ir}(T)$ , de ambos os sistemas, merece ser destacada. Esta constatação alerta-nos para o fato de que, apesar de *Nb2* possuir uma quantidade maior e mais eficiente de PCs, como será discutido em seguida, sua correspondente LI, não é sensível isso. Assim, seria lícito supor que a presença de PCs mais eficientes em *Nb2* tenderia a deslocar LI para valores mais elevados de campos (e de temperaturas), assim como fez com o limiar OD. Entretanto, não é o que ocorre.

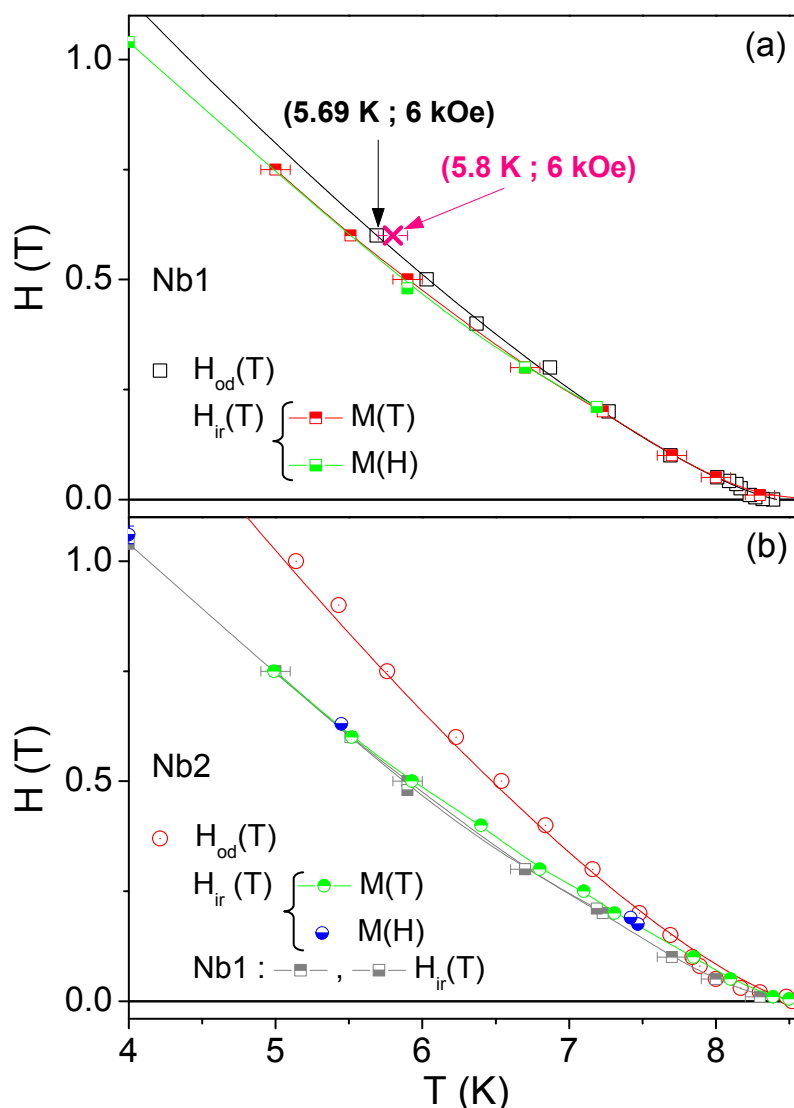


Figura 8.4. Comparação entre os limiares  $H_{ir}(T)$  e  $H_{od}(T)$  para as amostras *Nb1* (a) e *Nb2* (b). Os termos  $M(T)$  e  $M(H)$ , na legenda dos painéis, indicam as técnicas experimentais utilizadas para a determinação de LI.



A fim de comprovar a maior eficiência dos PCs em *Nb2*, o que justificaria o notável deslocamento do contorno  $H_{od}(T)$  em relação ao obtido para *Nb1*, nós quantificamos a densidade de força de *pinning*,  $F_p = \vec{J}_c \times \vec{B}$ , para ambas as amostras. A densidade de corrente,  $\vec{J}_c$ , foi computada através do modelo de estado crítico de C. P. Bean [73],  $J_c = (30\Delta M/r) A/cm^2$ , onde  $\Delta M$  é a altura do loop  $M(H)$  e  $2r$  é a dimensão da amostra perpendicular à direção do campo. A Figura 8.5 mostra a dependência de  $F_p$  com o campo  $H$ , para *Nb1* e *Nb2*, à temperatura de 4 K. Nela, pode ser notado que em todo o intervalo de  $H$ ,  $F_p$  associado à *Nb2*,  $F_p^{(2)}$ , assume valores maiores do que  $F_p^{(1)}$  ( $F_p$  referente à *Nb1*). Como exemplo, apontamos no gráfico que para 5 kOe,  $F_p^{(2)}$  é cerca de duas vezes maior que  $F_p^{(1)}$ , atestando-nos, portanto, que *Nb2* possui PCs mais eficientes, quando comparados aos de *Nb1*.

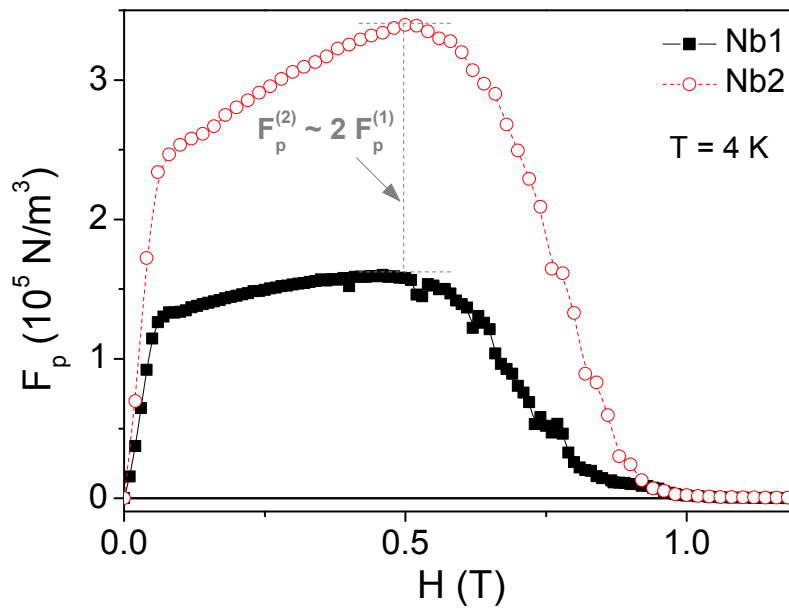


Figura 8.5. Dependência de  $F_p$  com  $H$  para as amostras *Nb1* e *Nb2*.

### 8.3 A relaxação da MV em *Nb1*

Um estudo adicional de como a dinâmica de vórtices ocorre no sistema *Nb1* foi conduzido por meio de medidas de relaxação da magnetização,  $M(t)$ . A Figura 8.6 mostra curvas  $M(t)$  obtidas a um campo dc de 5 kOe e temperaturas de 5.3 e 6.3 K. Na Figura 8.6(a), correspondente à temperatura de 6.3 K, as magnetizações *FC* e *ZFC* não relaxam, indicando que os vórtices encontram-se em uma configuração de equilíbrio ligeiramente

acima de  $H_{od}(T)$  (e também de  $H_{ir}(T)$ ), de tal modo que o seu movimento não é influenciado pela desordem estática presente no material (estado desordenado da MV). Por outro lado, em 5.3 K, Figura 8.6(b), as curvas *FC* e *ZFC* relaxam a, aproximadamente, uma mesma taxa,  $\alpha \approx \beta$ , certificando-nos da baixa eficiência dos PCs em *Nb1* e da possibilidade dos mesmos permitirem a estabilização, no mínimo temporária, abaixo de  $H_{od}(T)$ , de uma configuração de não-equilíbrio das linhas de fluxo (estado ordenado da MV). Estas evidências são, portanto, indícios de que nas vizinhanças de  $H_{od}(T)$  e, também, de  $H_{ir}(T)$ , existe uma fronteira abaixo da qual a magnetização decai logarithmicamente no tempo.

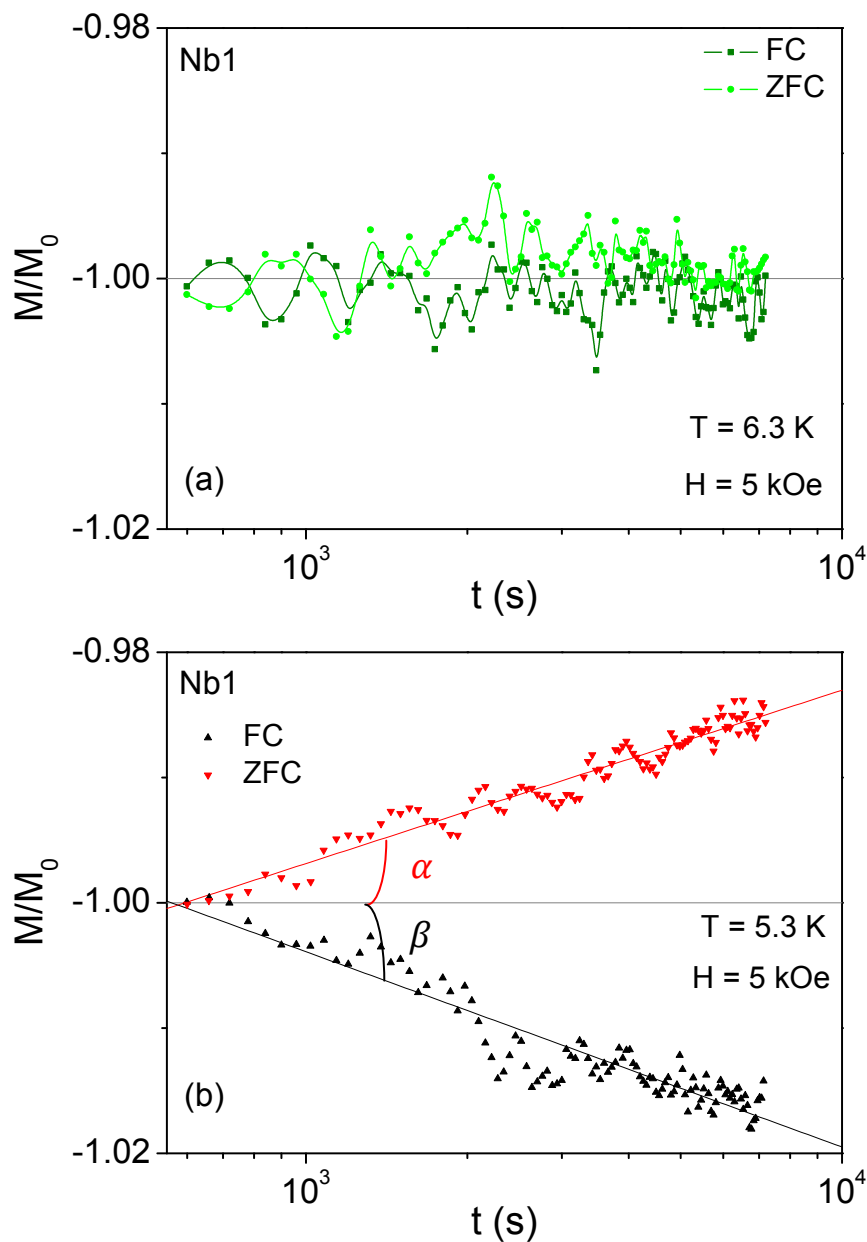


Figura 8.6. Curvas  $M(t)$  para a amostra *Nb1* à temperatura de 6.3 K (a) e 5.3 K (b), acima e abaixo de  $H_{od}(T)$ , respectivamente, e  $H = 5$  kOe.

Uma análise detalhada do movimento de saída das linhas de fluxo em *Nb1* foi realizada empregando o procedimento *FC* modificado, delineado no Capítulo 5. Para este estudo, selecionamos  $|\Delta H| = 1 \text{ kOe}$ , pois para o intervalo de temperaturas analisado, 5 até 6 K, os valores de campos correspondentes à penetração completa de fluxo (até o centro da amostra) estão entre 400 e 500 Oe. A Figura 8.7(a) reporta uma situação experimental onde  $M(t)$  foi medido para diversos valores de temperaturas em um campo final de 6 kOe. Nela, pode ser notado que com o aumento da temperatura, a taxa de decaimento de  $M/M_0$ , representada pelo coeficiente angular de  $M/M_0 = -S \ln(t) + b$ , é progressivamente

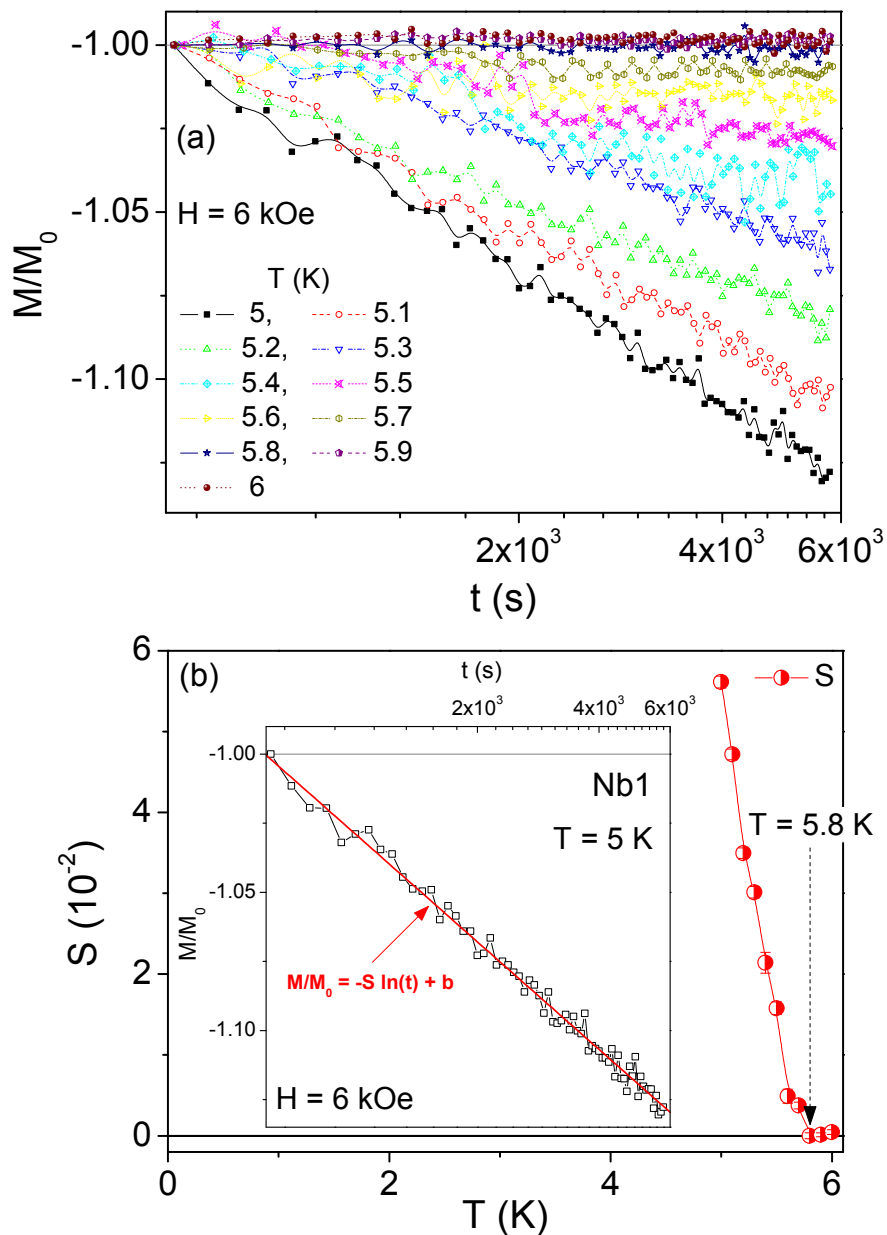


Figura 8.7. (a) Curvas  $M(t)$  para a amostra *Nb1*. (b) Taxa de decaimento,  $S$ , em função da temperatura. O destaque da figura mostra um decaimento logarítmico típico de  $M/M_0$  para  $H = 6 \text{ kOe}$  e  $T = 5 \text{ K}$ .

diminuída. A dependência de  $S$  com  $T$  está sendo mostrada na Figura 8.7(b). Observe que  $5.8 K$  é uma temperatura limiar, abaixo da qual a magnetização relaxa e, portanto, indicativa de que o sistema alcançou um estado de equilíbrio. Inserimos no plano HT da Figura 8.4(a) o ponto de coordenadas  $[(5.8 \pm 0.1) K; 6 kOe]$ , representativo deste estado. Note a proximidade entre tal ponto e  $[(5.69 \pm 0.02) K; 6 kOe]$ , pertencente ao contorno  $H_{od}(T)$ .

---

---

# Capítulo 9

## RESULTADOS E DISCUSSÕES

### PARTE III – Estudo das amostras de $MgB_2$ deficientes em $Mg$

Desde a descoberta da supercondutividade em  $MgB_2$  a  $39\text{ K}$  [91], um considerável avanço no entendimento das propriedades fundamentais deste material tem sido realizado. Em monocristais de  $MgB_2$ , uma estrutura quase-ordenada de vórtices tem sido observada em baixos campos [92], i.e., o diagrama de fases HT de tal espécime possui uma região onde a fase de vórtices estável é um vidro de Bragg (BG) [39, 40]. No entanto, controlando a quantidade de desordem estática, a estabilização de uma fase vítrea (VG) pode ser favorecida e, conseqüentemente, uma transição BG-VG, a qual está ordinariamente associada com um pico na densidade de corrente crítica (*peak effect*), em campos abaixo de  $H_{c2}(T)$ , deve ser observável.

Um estudo das propriedades da fase mista do conjunto de amostras de  $Mg_{1-x}B_2$ , que possui uma quantidade aleatória de desordem estática, correspondente às regiões deficientes em  $Mg$ , será discutido neste capítulo. Em particular, esboçamos os limiares  $H_{od}(T)$ , para o sistema  $Mg_{1-x}B_2$ , obtidos em duas diferentes geometrias, perpendicular e paralela, sugeridas no Capítulo 6. Para a configuração perpendicular, comparamos o contorno  $H_{od}(T)$ , determinado para as amostras II e IV, com suas respectivas LIs. Adicionalmente, apresentamos indícios de uma correlação entre o regime de resposta

---

magnética linear no diagrama de fases HT, identificado como uma fase desordenada da MV, e um estado resistivo, cuja característica  $IV$  é linear,  $I \propto V$ . Ao final, verificamos que a linha OD é anisotrópica.

## 9.1 A fronteira $H_{od}(T)$ para a geometria perpendicular

Considerando os valores limiares de  $H_{ac}$  e  $f$  apresentados na Tabela 3, elegemos 300, 200, 80 e 70 *mOe*, para as amostras I, II, III e IV, respectivamente, e 100 Hz, para todos os espécimes, como sendo os valores apropriados dos parâmetros  $H_{ac}$  e  $f$  a serem utilizados na determinação do limiar OD do sistema  $Mg_{1-x}B_2$ .

Na Figura 9.1(a), reportamos um esboço do diagrama de fases HT obtido para o conjunto  $Mg_{1-x}B_2$ . O resultado mais intrigante revelado nesta ilustração diz respeito à evolução do contorno OD à medida que inhomogeneidades vão sendo introduzidas no sistema. Nela, podemos observar que para a amostra prístina (Amostra I), i.e, sem deficiência de  $Mg$ ,  $H_{od}(T)$  coincide com  $H_{c2}(T)$ , o que significa que a MV mantém-se em um estado ordenado em toda a extensão da fase supercondutora. No entanto, verificamos que a ocorrência de defeitos possibilita a estabilização de uma fase desordenada da MV entre o estado normal e o ordenado, de tal modo que a sua extensão é diminuída com o incremento de  $x$ . Esta evolução de  $H_{od}(T)$  à medida que o sistema  $Mg_{1-x}B_2$  se torna mais deficiente em  $Mg$  poderia ser justificada se a energia de *pinning*,  $U_p$ , para as amostras referidas, também fosse incrementada com  $x$ .

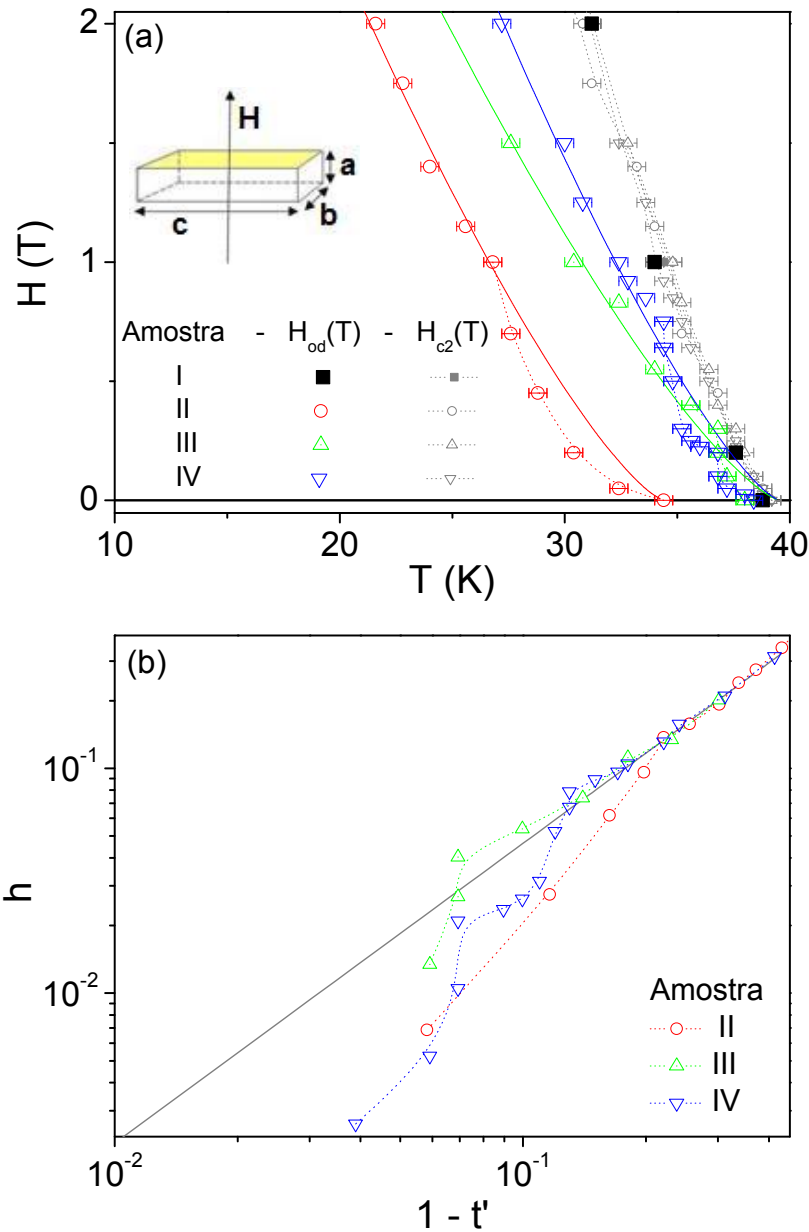


Figura 9.1. (a) Limiar OD para as quatro amostras de  $Mg_{1-x}B_2$  estudadas. Os pontos experimentais foram ajustados por uma lei de potência (linhas sólidas), equação (8.1) com  $\gamma \approx 1.3$  (modelo *vortex-glass*). Os parâmetros que otimizam tais ajustes são:  $H_o = (73 \pm 2) kOe$  e  $T_3^{onset}(0) = (34.4 \pm 0.3) K$  para a Amostra II,  $H_o = (74 \pm 4) kOe$  e  $T_3^{onset}(0) = (39.5 \pm 0.3) K$  para a Amostra III e  $H_o = (95 \pm 2) kOe$  e  $T_3^{onset}(0) = (39.5 \pm 0.5) K$  para a Amostra IV. Um *scaling* das curvas  $H_{od}(T)$ , privilegiando os dados de baixas temperaturas, é mostrado na ilustração (b). Aqui,  $t' = T/T_3^{onset}(0)$  e  $h = H/H_o$ .

Uma estimativa de  $U_p$  foi realizada analisando como a temperatura de pico de  $\chi_1''(T)$ ,  $T_p$ , correspondente à situação de máxima dissipação de energia, decorrente da movimentação viscosa dos fluxóides, evolui para diferentes valores de  $f$ . Para o movimento de vórtices termicamente ativado (FC – *flux creep*),  $T_p$  é deslocado para um valor maior com o aumento de  $f$ . Este deslocamento pode ser descrito em termos de uma lei de Arrhenius [93, 94],

$$f = f_0 \exp[-U_p/k_B T_p] \quad (9.1)$$

onde  $f_0$  é uma frequência característica e  $U_p = U_p(T, H, J)$  é a energia de ativação necessária para o *depinning*, i.e, é a altura da barreira de potencial que os vórtices têm que superar quando saltam entre PCs adjacentes.

Experimentalmente, medidas de  $\chi_1''(T)$ , para as amostras II, III e IV, foram realizadas com  $H_{ac}$  e  $H$  fixos em  $70 \text{ mOe}$  e  $1 \text{ T}$ , respectivamente. Como exemplo, ilustramos,

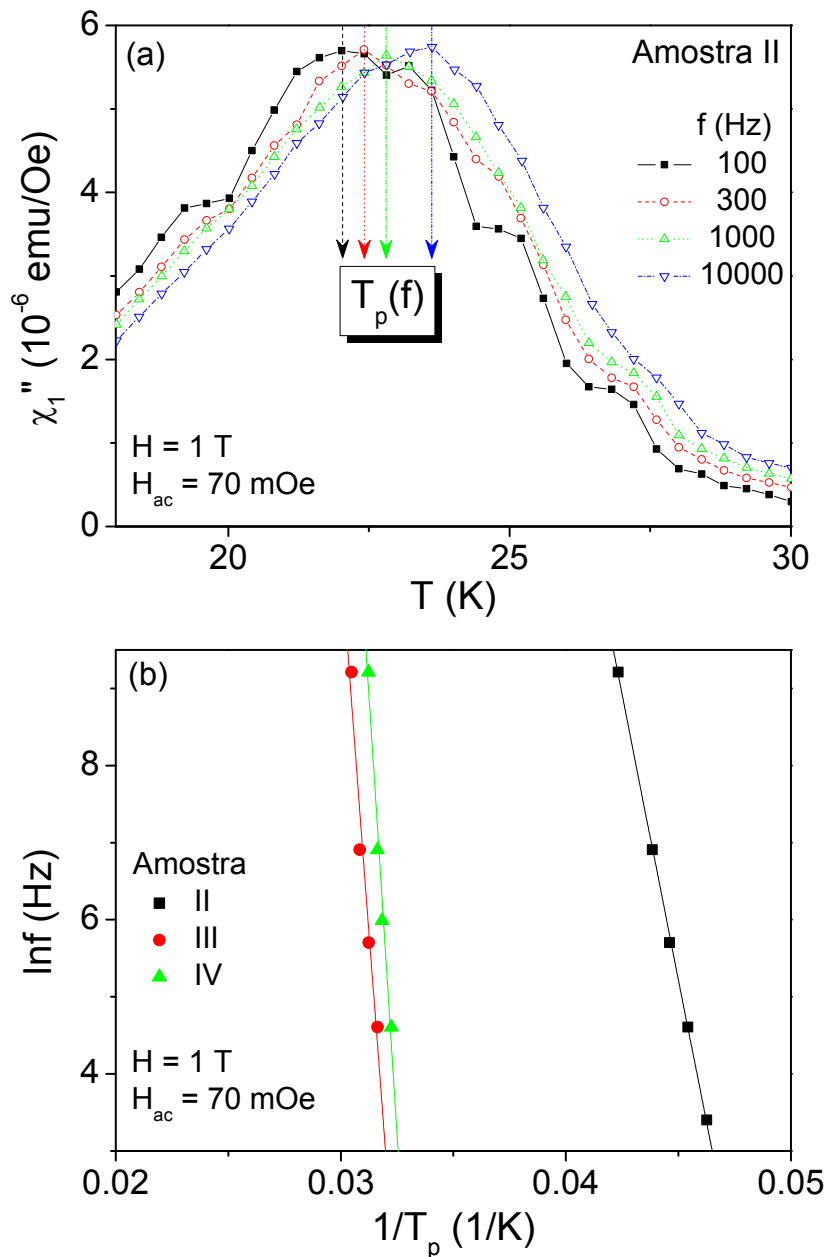


Figura 9.2. (a) Curvas de  $\chi_1''(T)$ , para a Amostra II, medidas a um campo dc de  $1 \text{ T}$ ,  $H_{ac} = 70 \text{ mOe}$  e frequências de 100, 300, 1000 e 10000 Hz. (b) Diagrama de Arrhenius,  $\ln(f)$  versus  $1/T_p$ , obtido para as amostras II, III e IV. As linhas sólidas são ajustes lineares.



na Figura 9.2(a), curvas de  $\chi_1''(T)$  medidas em diferentes valores de frequências para a Amostra II. Note que  $T_p$  é deslocado para temperaturas mais elevadas à medida que  $f$  é incrementado. A Figura 9.2(b) esboça a dependência de  $\ln(f)$  com  $1/T_p$  para os espécimes deficientes em  $Mg$ . As linhas sólidas são ajustes lineares, a partir dos quais determinamos a energia de ativação,  $U_p$ , de acordo com a equação (9.1).

Na Figura 9.3, a dependência  $U_p(x)$  obtida está sendo mostrada. Observe que quanto maior a deficiência de  $Mg$ , maior será a energia de *pinning* associada ao sistema  $Mg_{1-x}B_2$ . Este resultado justifica, portanto, a evolução de  $H_{od}(T)$  registrada na Figura 9.1(a).

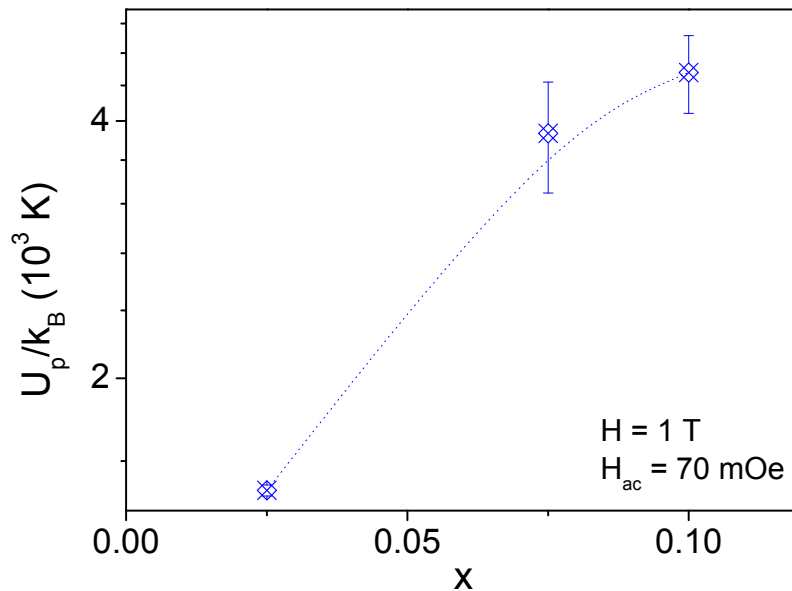


Figura 9.3. Dependência da energia de *pinning*,  $U_p$ , com a deficiência de  $Mg$ ,  $x$ , presente nas amostras II, III e IV.

### 9.1.1 Modelagem de $H_{od}(T)$

Retornando à Figura 9.1(a), analisaremos a forma do contorno  $H_{od}(T)$ . As linhas sólidas representam uma lei de potência como a anunciada na equação (8.1). Tais linhas descrevem adequadamente somente os pontos experimentais no regime de baixas temperaturas/altos campos. Os pontos remanescentes de  $H_{od}(T)$  destoam desta tendência, como ilustra a Figura 9.1(b), que esboça um *scaling* de  $H_{od}(T)$ , privilegiando os dados de baixas temperaturas, análogo ao mostrado na ilustração 8.2(b) para o conjunto  $Nb$ .

Uma ampliação da região de altas temperaturas/baixos campos do diagrama de fases HT reportado no painel 9.1(a) está sendo mostrada na Figura 9.4. Como podemos observar, em altas temperaturas, há uma antecipação do limite de desordem, sinalizando uma mudança de regime em  $H_{od}(T)$ . Nas Figuras 9.4(a) e (b), as linhas tracejadas simulam uma Transição de Depinning Induzida Termicamente, i.e., são ajustes da equação (8.2) aos dados de altas temperaturas. Adicionalmente, o painel 9.4(c) revela que a forma da curva  $H_{od}(T)$ , referente à Amostra IV, é nitidamente diferente das ilustradas nos painéis 9.4(a) e (b). Tal contorno apresenta uma “*dupla transição de depinning*”, a qual pode estar associada a uma distribuição menos homogênea das regiões deficientes em  $Mg$  em todo o volume do material, quando comparada a de uma amostra com menor  $x$ . Note que a primeira transição tem início em 34.4 K, enquanto que a segunda, inicia-se em 36.8 K.

---

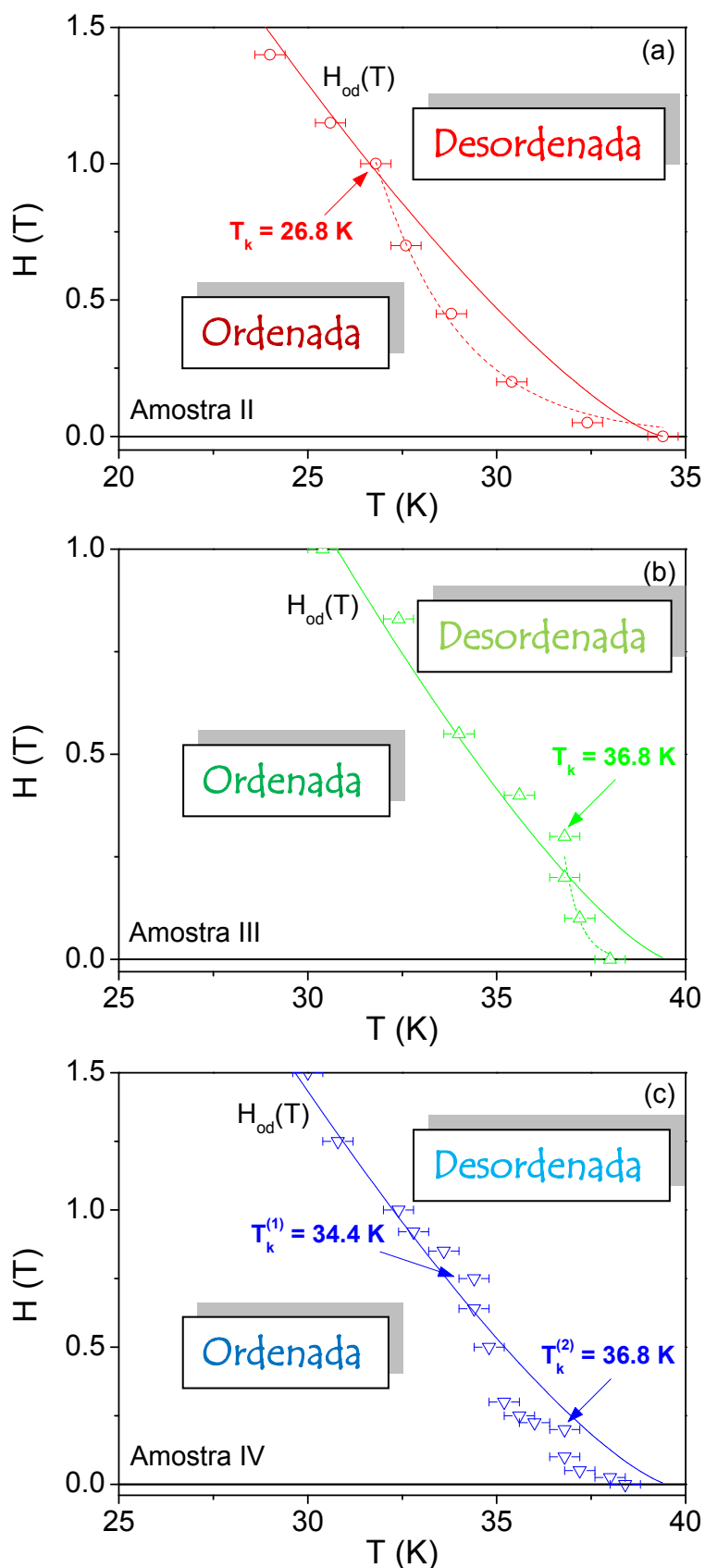


Figura 9.4. Ampliação do diagrama de fases  $HT$  ilustrado na Figura 9.1(a). A linha tracejada é um ajuste da equação (8.2) aos dados de altas temperaturas com: (a)  $A = (1.37 \pm 0.03) 10^7 Oe/K^2$  e  $T_0 = (1.94 \pm 0.09) K$ , (b)  $A = (1.7 \pm 0.2) 10^{40} Oe/K^2$  e  $T_0 = (0.4 \pm 0.1) K$ . A temperatura  $T_k$  está indicando o início da Transição de Depinning Induzida Termicamente.

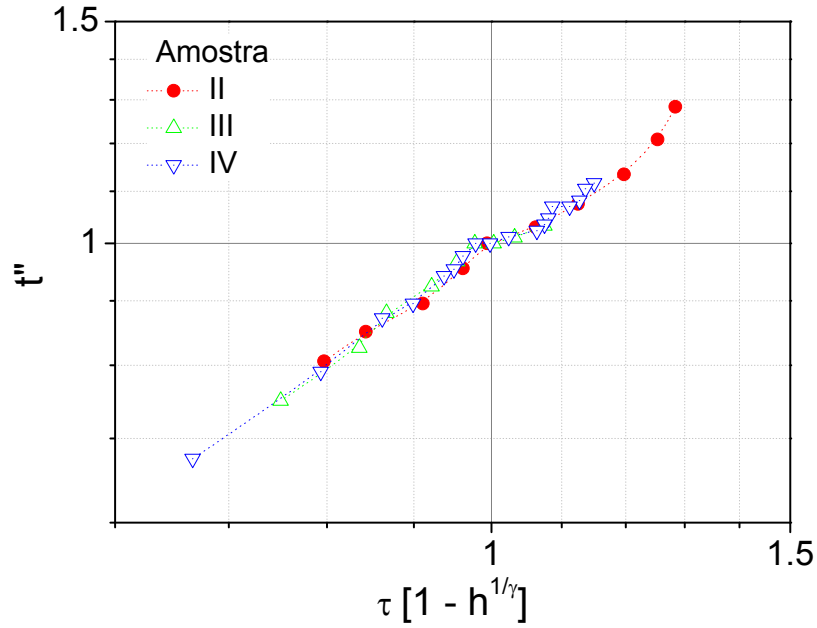


Figura 9.5. Novo *scaling* proposto às fronteiras  $H_{od}(T)$ . Para a Amostra IV,  $t'' = T/T_k^{(1)}$ , onde  $T_k^{(1)}$  denota o início da primeira transição de *depinning*.

Na Figura 9.5 propomos um novo *scaling* das curvas  $H_{od}(T)$ , o qual difere do apresentado na ilustração 9.1(b) pela combinação entre as variáveis e pela introdução de um novo parâmetro,  $T_k$ , uma temperatura característica. Na Figura 9.4, os valores de  $T_k$ , associados às diferentes amostras, estão sendo apontados. Para a realização deste *scaling*, definimos a variável  $t''$ , de modo que, em  $T = T_k$ ,  $t''$  assume um valor unitário,  $t'' = T/T_k$ , e o parâmetro adimensional  $\tau$ ,  $\tau = T_3^{onset}(0)/T_k$ . Como resultado, pode ser notado, no painel 9.5, um colapso dos contornos  $H_{od}(T)$  em todo o intervalo de temperaturas e, a incontestável existência de dois comportamentos distintos em  $H_{od}(T)$ , delimitados por  $t'' = 1$ . Para  $t'' \geq 1$  reconhecemos o regime de *depinning induzido termicamente*, enquanto que para  $t'' \leq 1$  identificamos o regime descrito pela simples lei de potência mencionada nas seções precedentes.

## 9.1.2 A LI e o Limiar OD

Apresentamos nas Figuras 9.6(a) e (b), as fronteiras  $H_{ir}(T)$  e  $H_{od}(T)$  para as amostras II e IV, respectivamente. Tais figuras reportam situações extremas: em (a),  $H_{ir}(T)$  e  $H_{od}(T)$  são apreciavelmente distintos, enquanto que em (b), compõe o mesmo contorno. Uma melhor compreensão acerca desta disparidade entre LI e o limiar OD, para a Amostra II, foi

realizada mediante a investigação do comportamento dinâmico do sistema de vórtices por meio de medidas de transporte.

A Figura 9.7 esboça uma curva  $R(T)$ , para a Amostra II, obtida no limite de baixa excitação ( $i_t \rightarrow 0$ ) e na presença de um campo dc de 1 T. Nela, podemos observar que para  $T \leq 26.3$  K,  $R(i_t \rightarrow 0) \approx 0$ , indicando-nos que, até 26.3 K, o material encontra-se em um estado “*genuinamente supercondutor*”, i.e, admite o transporte de corrente elétrica, sem dissipação. Inserimos o ponto, de coordenadas  $[(26.3 \pm 0.4)$  K; 1 T], correspondente a este estado no diagrama de fases HT da Figura 9.6(a). Note a proximidade entre o mesmo e o dado experimental  $[(26.8 \pm 0.4)$  K; 1 T], pertencente à  $H_{od}(T)$ .

Complementarmente, apresentamos na Figura 9.8(a) curvas  $IV$ , para a Amostra II, obtidas para diversos valores de temperaturas em um campo dc de 1T. Como pode ser

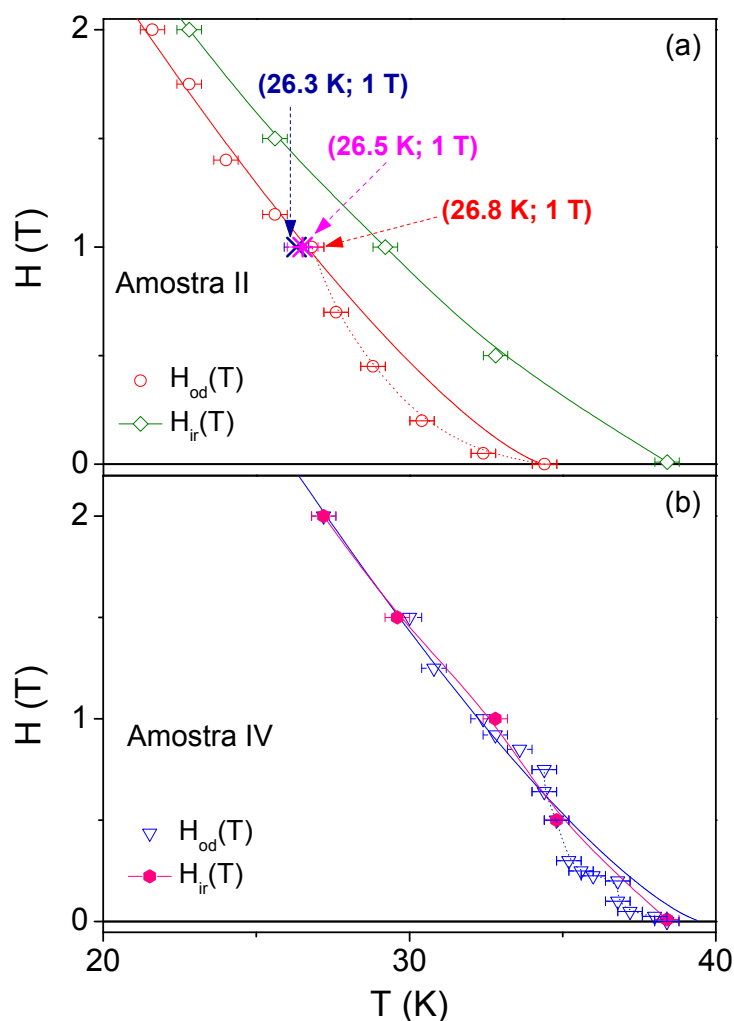


Figura 9.6. Comparação entre os limiares  $H_{od}(T)$  e  $H_{ir}(T)$  obtidos para as amostras II (a) e IV (b). Para a determinação de  $H_{ir}(T)$ , empregamos a técnica  $M(T)$ .

notado, para  $T \geq 26 K$ , tais curvas exibem um comportamento linear. Para a determinação desta temperatura limiar, ajustamos aos dados experimentais uma expressão do tipo:  $V = a I$ , (linhas sólidas) onde  $a$  é uma constante, e monitoramos a qualidade dos ajustes,  $Q$ , em função de  $T$ , conforme ilustra a Figura 9.8(b). Utilizando o critério de 0.1%, i.e., admitindo como bons somente ajustes com  $Q \geq 0.999$ , já que o melhor é aquele em que  $Q \approx 1$ , elegemos  $26 K$  como um valor limiar de  $T$ , abaixo do qual inicia-se a deterioração de  $Q$ . A região hachurada no painel 9.8(b) representa a tolerância de 0.1%.

Esta característica linear exibida pelas curvas  $IV$ , para  $T \geq 26 K$ , na Figura 9.8(a), revela-nos que mesmo no limite de baixa excitação,  $i_t \rightarrow 0$ , os PCs, presentes no material, não serão mais eficientes na prevenção do movimento viscoso do sistema de vórtices,  $R(i_t \rightarrow 0) > 0$ . E, assim, o início desta resposta, representada pelas coordenadas  $[(26.0 \pm 0.4) K; 1 T]$ , é comparável ao início da resposta magnética linear, determinada por meio de medidas do terceiro harmônico,  $[(26.8 \pm 0.4) K; 1 T]$ .

Diante deste resultado, torna-se evidente que a LI obtida para a Amostra II não encerra uma fronteira, no diagrama HT, abaixo da qual a MV encontra-se em um estado caracterizado por apresentar  $R(i_t \rightarrow 0) \approx 0$  (vórtices ancorados). Esta característica, no entanto, se aplica à fase ordenada, delimitada por  $H_{od}(T)$ , que é, portanto, a verdadeira fronteira.

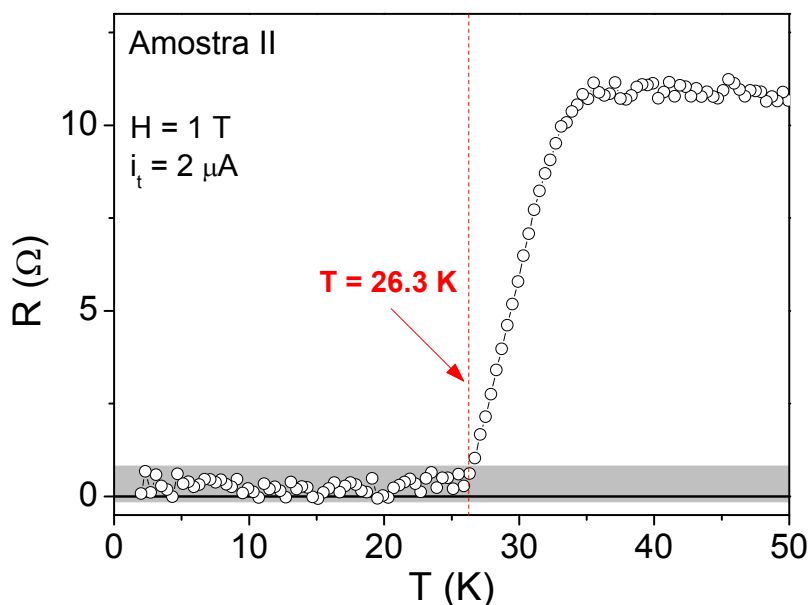


Figura 9.7. Curva  $R(T)$ , obtida em  $H = 1 T$ , para a Amostra II.

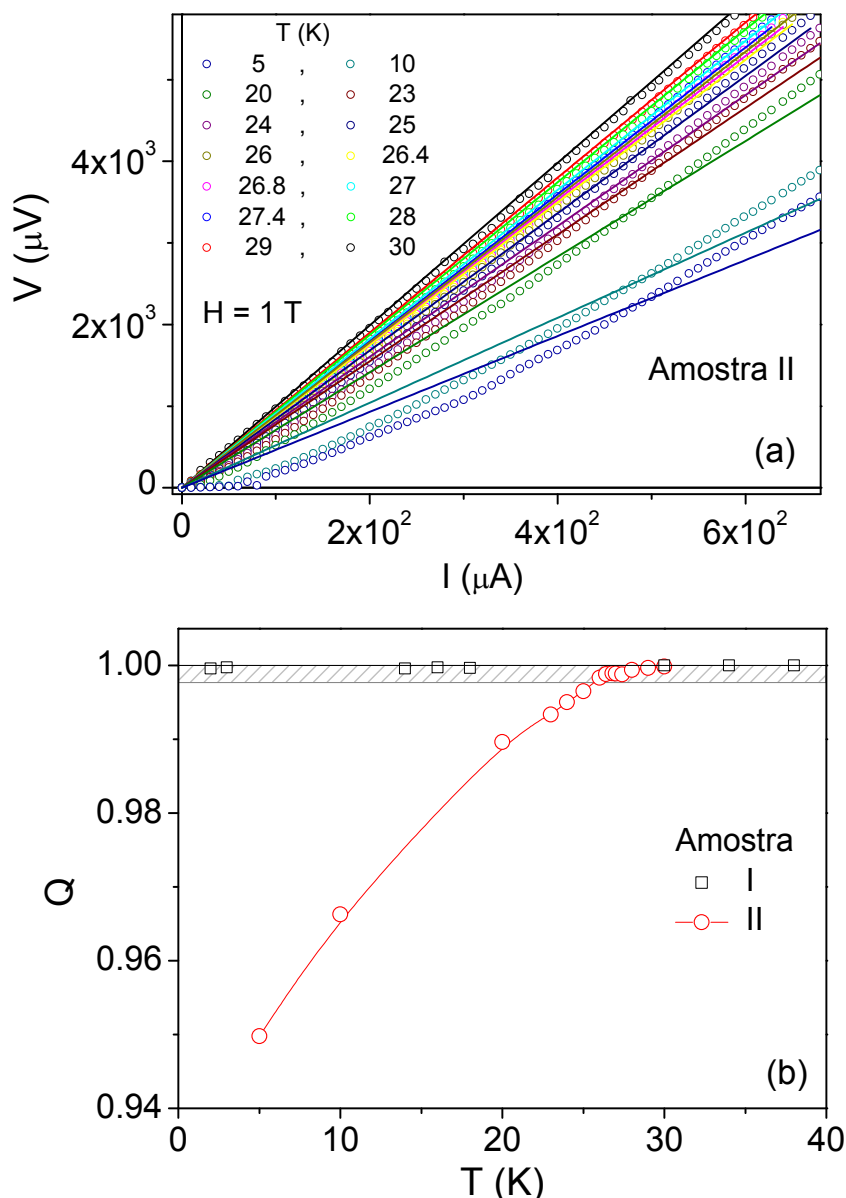


Figura 9.8. (a) Diagrama  $IV$ , obtido em  $H = 1\text{ T}$ , para a Amostra II. (b) Qualidade dos ajustes, mostrados em (a) e na Figura 9.9, em função de  $T$ .

Na Figura 9.9, um diagrama  $IV$ , para a amostra prístina (Amostra I), está sendo mostrado. Nela, pode ser notado que todas as curvas, medidas em diversos valores de temperaturas e em um campo dc de  $1\text{ T}$ , apresentam um comportamento linear. Este resultado revela-nos que tal amostra apresenta características  $IV$  típicas de um material ideal (sem defeitos), i.e.,  $I \propto V$ . As linhas sólidas são ajustes da expressão  $V = aI$  aos pontos experimentais. A dependência  $Q(T)$  está sendo mostrada na Figura 9.8(b). Observe que a qualidade dos ajustes conserva-se ótima em todo o intervalo de temperaturas.

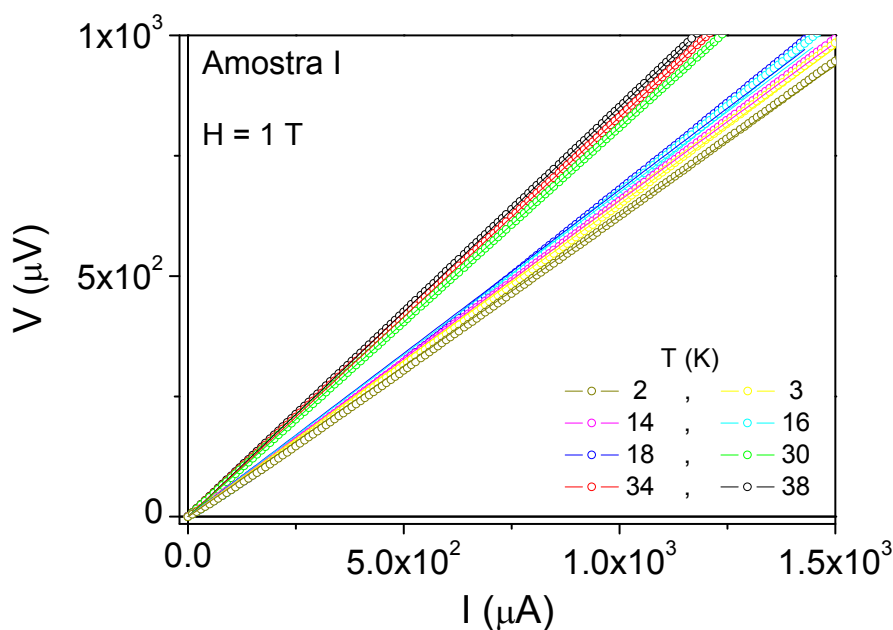


Figura 9.9. (a) Diagrama  $IV$ , obtido em  $H = 1 T$ , para a Amostra I.

### 9.1.3 A relaxação da MV para a Amostra II

Um estudo adicional do comportamento dinâmico da MV, para a Amostra II, foi realizado em termos de medidas  $M(t)$ . No presente caso, empregamos o procedimento  $FC$  modificado, com  $|\Delta H| = 1 T$ . Curvas  $M(t)$ , para diversos valores de temperaturas e em um campo final de  $1 T$ , estão sendo mostradas na Figura 9.10(a). Nela, pode ser notado que a taxa de decaimento de  $M(t)/M_0$ ,  $S$ , é diminuída com o aumento da temperatura. Na Figura 9.10(b) esboçamos a dependência  $S(T)$  e apontamos a temperatura abaixo da qual a magnetização decai logarithmicamente no tempo,  $T = 26.5 K$ .



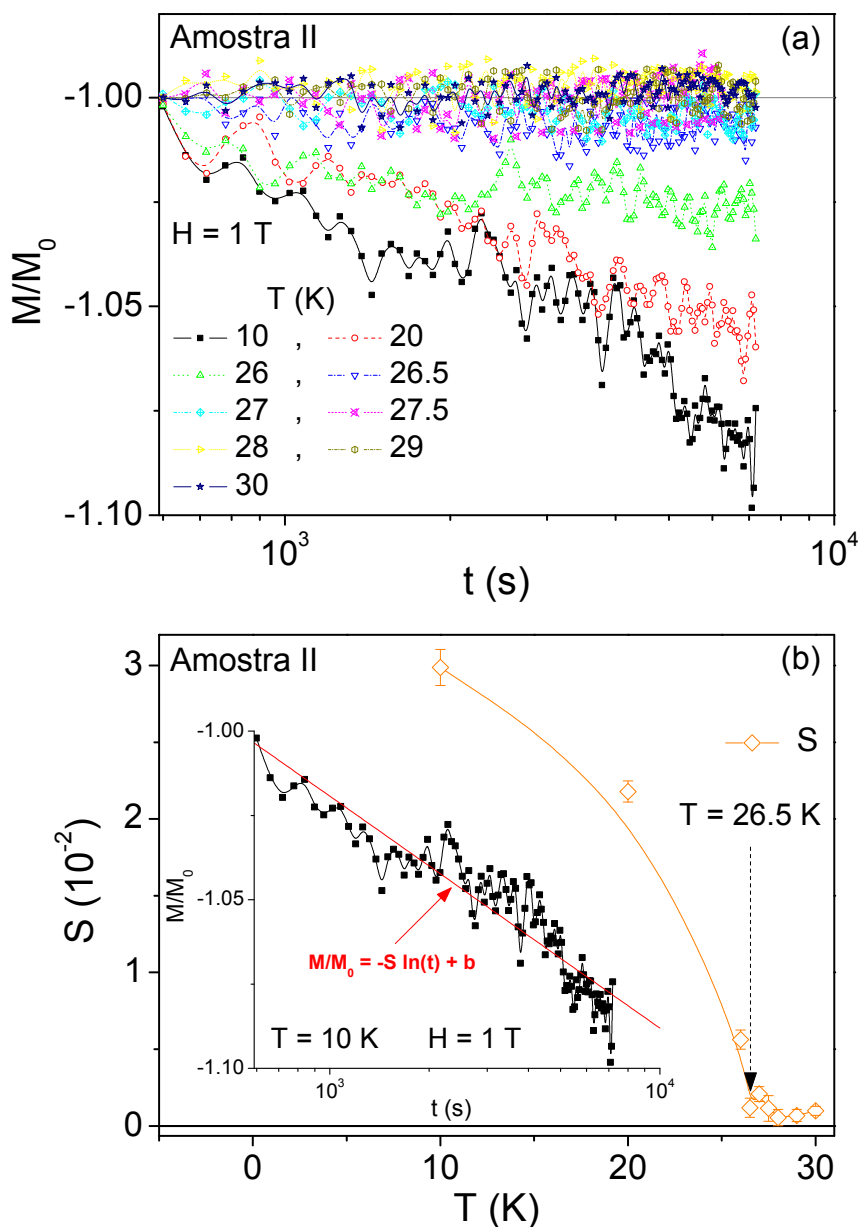


Figura 9.10. (a) Curvas  $M(t)$  para a Amostra II. (b) Taxa de decaimento,  $S$ , em função da temperatura. No destaque, mostramos como  $S$  foi determinado para  $M(t)$  medido em  $H = 1$  T e  $T = 10$  K.

Considerando, então, o ponto  $[(26.5 \pm 0.5) \text{ K}; 1 \text{ T}]$  como representativo de um estado de equilíbrio do sistema de vórtices, incluímo-lo no diagrama de fases HT da Figura 9.6(a). Observe a sua proximidade com o dado experimental  $[(26.8 \pm 0.4) \text{ K}; 1 \text{ T}]$ , pertencente à  $H_{od}(T)$ . Diante da equivalência observada, torna-se plausível alegarmos que  $H_{od}(T)$  é o limiar acima do qual a MV encontra-se em uma configuração de equilíbrio.

## 9.2 A fronteira $H_{od}(T)$ para a geometria paralela

Nesta seção, investigamos a anisotropia exibida por  $H_{od}(T)$ . Uma comparação entre os limiares  $H_{od}(T)$  obtidos nas geometrias perpendicular e paralela, para as amostras II, III e IV, está sendo mostrada nas Figuras 9.11(a), (b) e (c), respectivamente. Como pode ser notado, a forma de  $H_{od}(T)$  para a configuração paralela é, essencialmente, similar à revelada na geometria perpendicular. Em baixas temperaturas/altos campos, os dados experimentais seguem uma lei de potência como a descrita pela equação (8.1) (linhas sólidas), enquanto que, em altas temperaturas/baixos campos, os mesmos são melhor ajustados pela equação (8.2) (linhas tracejadas).

Ainda na Figura 9.11 podemos observar, na região de altas temperaturas/baixos campos, uma maior proximidade entre os contornos  $H_{od}(T)$ , certificando-nos de que nesta região a desordem estática assume um papel secundário no comportamento dinâmico do sistema de vórtices. Por outro lado, no regime de baixas temperaturas/altos campos,  $H_{od}(T)$  é nitidamente mais baixo para a geometria paralela, indicando que em tal configuração, a resposta magnética do sistema é linear em um intervalo maior de temperaturas. Este notável alargamento da fase desordenada da MV poderia ser explicado se a eficiência dos PCs para a geometria paralela fosse menor do que para a perpendicular. A fim de verificar esta suposição, calculamos a força de *pinning*,  $F_p = \vec{J}_c \times \vec{B}$ , para ambas as configurações, a partir de loops  $M(H)$ , empregando o modelo de estado crítico de Bean [73].

Na Figura 9.12, esboçamos, para a Amostra IV, a dependência de  $F_p$  com o campo dc à temperatura de 30 K. Nela, podemos observar que, na geometria paralela,  $F_p^{\parallel}$  assume valores menores do que  $F_p^{\perp}$  (referente à configuração perpendicular), para todo o intervalo de campo. Portanto, este resultado revela uma menor eficiência no ancoramento de fluxo magnético, pelas regiões deficientes em  $Mg$ , para a geometria paralela, i.e., para  $H \parallel \hat{c}$ . Tal resultado é consistente com a observação experimental de que  $H_{ir}^{\parallel ab} > H_{ir}^{\parallel c}$ , mencionada no Capítulo 6.

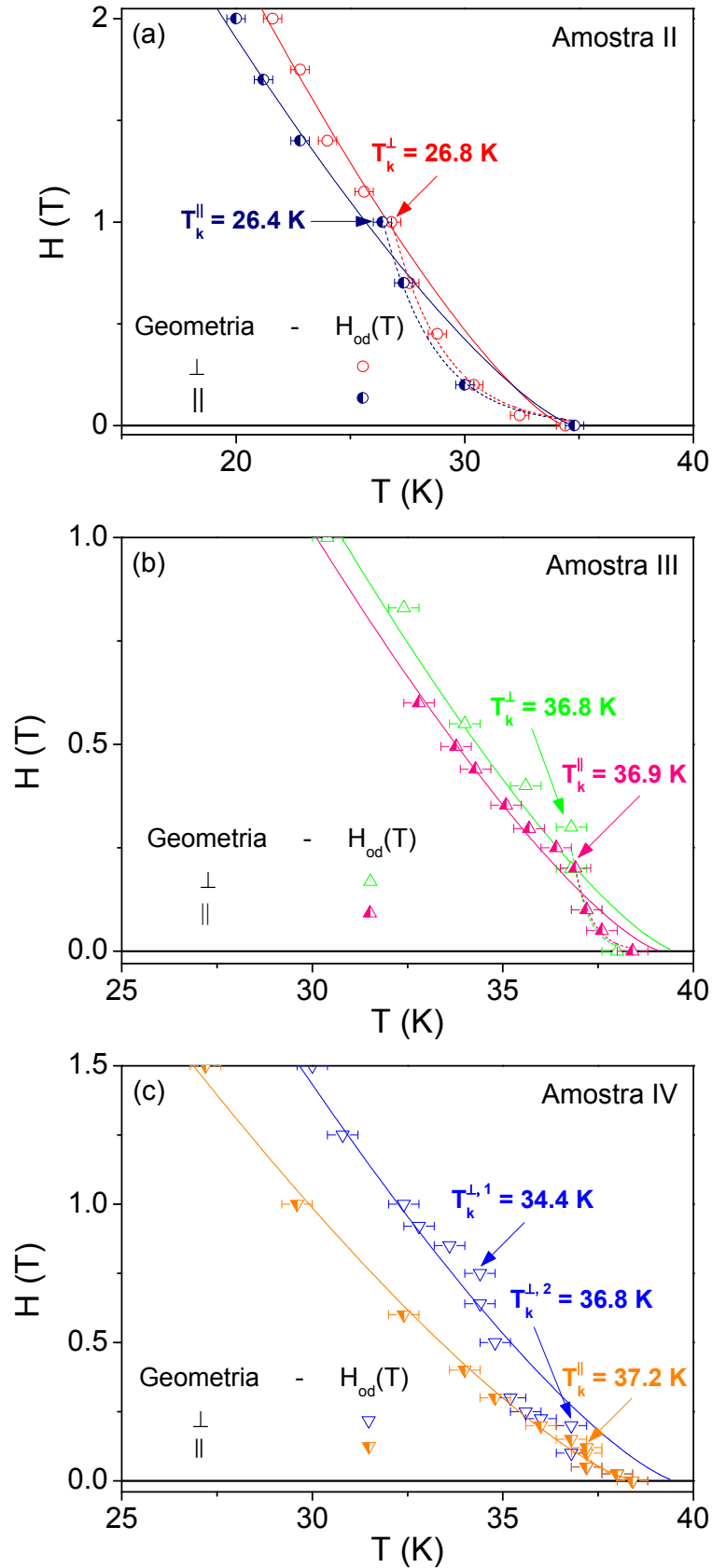


Figura 9.11. Comparação entre os limiares  $H_{od}(T)$  obtidos para as amostras II, III e IV em duas diferentes geometrias. Para a configuração paralela, os pontos experimentais foram ajustados pelas equações (8.1), linhas sólidas com  $\gamma \approx 1.3$  (modelo *vortex-glass*), e (8.2), linhas tracejadas, com: (a)  $H_0 = (60 \pm 2) kOe$ ,  $T_3^{onset}(0) = (34.8 \pm 0.3) K$ ,  $A = (9.1 \pm 0.2) 10^6 Oe/K^2$  e  $T_0 = (2.0 \pm 0.1) K$ , (b)  $H_0 = (71 \pm 5) kOe$ ,  $T_3^{onset}(0) = (39.1 \pm 0.3) K$ ,  $A = (3.32 \pm 0.09) 10^{36} Oe/K^2$  e  $T_0 = (0.44 \pm 0.02) K$ , (c)  $H_0 = (74 \pm 2) kOe$ ,  $T_3^{onset}(0) = (38.4 \pm 0.2) K$ ,  $A = (1.3 \pm 0.2) 10^{32} Oe/K^2$  e  $T_0 = (0.5 \pm 0.1) K$ .

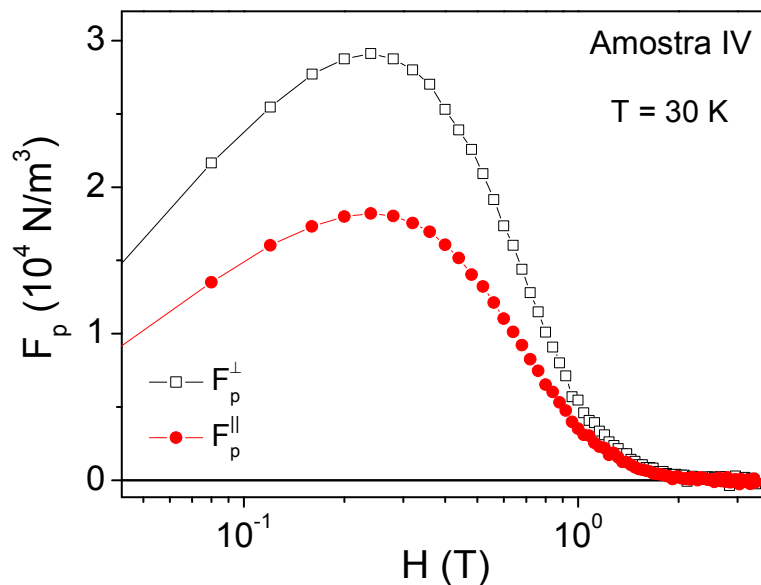


Figura 9.12. Dependência de  $F_p$  com  $H$ , para a Amostra IV, em duas diferentes geometrias: paralela e perpendicular.

Por fim, realizamos um *scaling* das curvas  $H_{od}(T)$  obtidas na configuração paralela e comparamo-lo ao esboçado no painel 9.5, conforme ilustra a Figura 9.13. Tal figura revela um colapso de todos os contornos  $H_{od}(T)$ , medidos em ambas as geometrias e para todo o intervalo de temperaturas, sugerindo uma forma universal para a Transição Ordem-Desordem. De um modo geral, as linhas OD podem ser idealizadas como uma fronteira com dois diferentes regimes – um, em baixas temperaturas/altos campos, fortemente influenciado pela desordem estática presente no material e, o outro, em altas temperaturas/baixos campos, dependente de quão importantes são os efeitos associados à desordem térmica no comportamento dinâmico da MV (*depinning crossover*). A existência deste segundo regime está intimamente relacionada à distinção do parâmetro  $T_k$ , temperatura acima da qual o potencial de *pinning* é substancialmente atenuado.

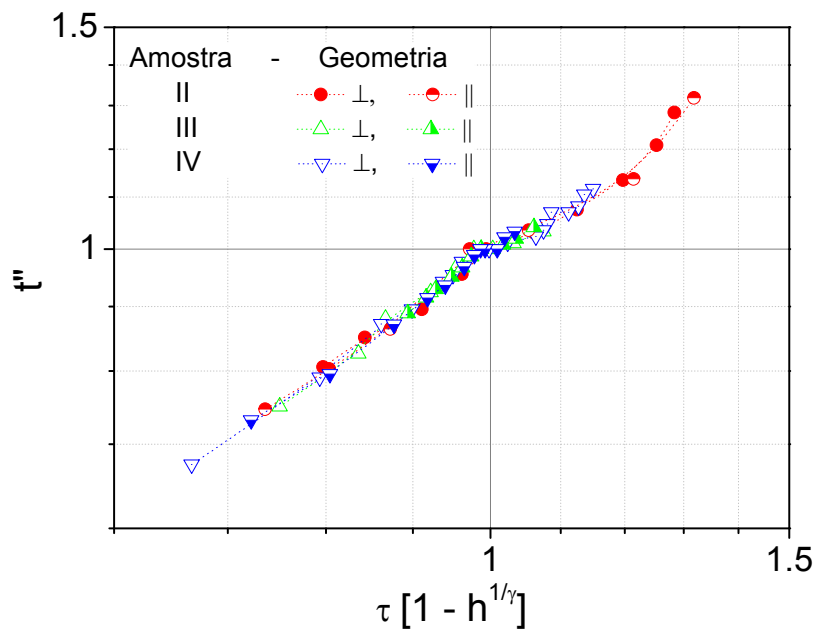


Figura 9.13. *Scaling* dos limiares  $H_{od}(T)$  obtidos para as amostras II, III e IV nas duas diferentes geometrias consideradas: paralela e perpendicular. Os valores de  $T_k$  utilizados para a realização deste *scaling* estão indicados nas Figuras 9.11 e 9.4.

---

# Conclusão

Os resultados obtidos a partir da análise sistemática do terceiro harmônico permitiram-nos verificar que a escolha adequada dos parâmetros experimentais, amplitude e frequência do campo de excitação, é extremamente importante quando se deseja estudar o comportamento dinâmico da MV por meio de medidas da suscetibilidade harmônica AC. Vimos que, no limite de baixa excitação, é possível reconhecer dois diferentes estados da MV – o ordenado e o desordenado – e, por conseguinte, estabelecer uma fronteira, no diagrama de fases magnéticas HT, delimitando-os, a qual denominamos de *Limiar Ordem–Desordem*.

Constatamos que o contorno OD é fortemente influenciado pelo tipo e pela densidade de *Desordem Estática* presente no material supercondutor. Uma característica comum aos dois conjuntos de amostras estudadas,  $Nb$  e  $Mg_{1-x}B_2$ , diz respeito à evolução da linha OD à medida que inhomogeneidades são acrescentadas ao sistema. Pudemos observar que, tal limiar é deslocado para valores mais elevados de campos e temperaturas com o incremento de desordem. Adicionalmente, averiguamos que para uma amostra prístina, a fronteira OD coincide com  $H_{c2}(T)$ , indicando-nos que na ausência de inhomogeneidades, a estabilização da fase desordenada da MV não é favorecida.

A fim de contextualizar a linha OD, i.e., compará-la a outras fronteiras, usualmente utilizadas para distinguir diferentes fases da MV, acrescentamos aos diagramas HT, obtidos para algumas amostras estudadas, a *Linha de Irreversibilidade*. Notamos que, em oposição à previsão teórica, as linhas OD e LI, eventualmente, compõem o mesmo contorno.

---

---

Estudos de relaxação magnética revelaram-nos indícios de que nas proximidades do limiar OD os vórtices encontram-se em uma configuração de equilíbrio, de tal modo que a sua dinâmica não é afetada pelas inomogeneidades presentes no material. Além disso, medidas de transporte elétrico permitiram-nos verificar a existência de uma correlação entre um comportamento  $IV$  linear,  $I \propto V$ , e o regime de resposta magnética linear,  $\chi_3 = 0$  e  $\chi_1 \neq 0$ , determinado por meio de medidas do terceiro harmônico.

Por fim, apontamos, na região de altas temperaturas/baixos campos do diagrama de fases HT, uma antecipação do limite de desordem, a qual, claramente, indica-nos a existência de dois diferentes regimes no limiar OD. Interpretamos a ocorrência desta antecipação como decorrente de uma competição entre dois diferentes tipos de desordem – estática e térmica – presentes no material. De tal modo que, submetidas as amostras analisadas, a diferentes condições físicas – campo magnético e temperatura –, um tipo de desordem será ocasionalmente mais importante do que o outro, podendo assim, se observar, uma mudança no contorno OD, objeto desta pesquisa.

---

---

# Referências bibliográficas

- [1] A. A. Abrikosov, *Soviet Physics JETP-USSR* **5**, 1174 (1957).
  - [2] J. G. Bednorz, and K. A. Müller, *Zeitschrift für Physik B-Condensed Matter* **64**, 189 (1986).
  - [3] N. Avraham *et al.*, *Nature* **411**, 451 (2001).
  - [4] F. Bouquet *et al.*, *Nature* **411**, 448 (2001).
  - [5] A. I. Larkin, *Soviet Physics JETP-USSR* **31**, 784 (1970).
  - [6] G. Blatter *et al.*, *Reviews of Modern Physics* **66**, 1125 (1994).
  - [7] W. K. Kwok *et al.*, *Physical Review Letters* **64**, 966 (1990).
  - [8] M. Suenaga *et al.*, *Physical Review Letters* **66**, 1777 (1991).
  - [9] M. Tinkham, *Introduction to Superconductivity* (Krieger, Malabar, 1975).
  - [10] C. P. Poole Jr, H. A. Farach, and R. J. Creswick, *Superconductivity* (Academic, San Diego, 1995).
  - [11] H. K. Onnes, *Leiden Commun.* **120b**, **122b**, **124c** (1911).
  - [12] W. Meissner, and R. Ochsenfeld, *Naturwissenschaft* **21**, 787 (1933).
  - [13] N. E. Phillips, *Physical Review* **114**, 676 (1959).
  - [14] I. Giaever, *Physical Review Letters* **5**, 147 (1960).
  - [15] I. Giaever, *Physical Review Letters* **5**, 464 (1960).
  - [16] F. London, and H. London *Proc. Roy. Soc. (London) A* **141**, 71 (1935).
-



- 
- [17] A. B. Pippard, Proceedings of the Royal Society of London Series a-Mathematical and Physical Sciences **216**, 547 (1953).
- [18] V. L. Ginzburg, and L. D. Landau, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **20**, 1064 (1950).
- [19] L. D. Landau, and E. M. Lifshitz, *Statistical Physics* (Pergamon, London, 1980), Vol. II.
- [20] E. Maxwell, Physical Review **78**, 477 (1950).
- [21] C. A. Reynolds *et al.*, Physical Review **78**, 487 (1950).
- [22] J. Bardeen, L. N. Cooper, and J. R. Schrieffer, Physical Review **108**, 1175 (1957).
- [23] L. N. Cooper, Physical Review **104**, 1189 (1956).
- [24] L. P. Gorkov, Soviet Physics JETP-USSR **9**, 1364 (1959).
- [25] Disponível em: <<http://www.fys.uio.no/super/fgallery.html>>. Acesso em: 13 nov. 2008.
- [26] J. Bardeen, and M. J. Stephen, Physical Review **140**, 1197 (1965).
- [27] C. Caroli, P. G. De Gennes, and J. Matricon, Physics Letters **9**, 307 (1964).
- [28] P. W. Anderson, and Y. B. Kim, Reviews of Modern Physics **36**, 39 (1964).
- [29] P. H. Kes *et al.*, Superconductor Science & Technology **1**, 242 (1989).
- [30] Y. Yeshurun, and A. P. Malozemoff, Physical Review Letters **60**, 2202 (1988).
- [31] M. Tinkham, Physical Review Letters **61**, 1658 (1988).
- [32] J. T. Kucera *et al.*, Physical Review B **46**, 11004 (1992).
- [33] A. Rydh, O. Rapp, and M. Andersson, Physical Review Letters **83**, 1850 (1999).
- [34] T. T. M. Palstra *et al.*, Physical Review Letters **61**, 1662 (1988).
- [35] E. Zeldov *et al.*, Physical Review Letters **62**, 3093 (1989).
- [36] M. F. Schmidt, N. E. Israeloff, and A. M. Goldman, Physical Review Letters **70**, 2162 (1993).
- [37] M. P. A. Fisher, Physical Review Letters **62**, 1415 (1989).
- [38] Y. W. Xu, and M. Suenaga, Physical Review B **43**, 5516 (1991).
- [39] T. Giamarchi, and P. LeDoussal, Physical Review B **52**, 1242 (1995).
- [40] T. Giamarchi, and P. LeDoussal, Physical Review B **55**, 6577 (1997).
- [41] T. Klein *et al.*, Nature **413**, 404 (2001).
-

- 
- [42] D. R. Nelson, and V. M. Vinokur, *Physical Review Letters* **68**, 2398 (1992).
- [43] D. R. Nelson, and V. M. Vinokur, *Physical Review B* **48**, 13060 (1993).
- [44] A. I. Larkin, and V. M. Vinokur, *Physical Review Letters* **75**, 4666 (1995).
- [45] Y. Radzyner *et al.*, *Physical Review B* **65**, 100503 (2002).
- [46] Y. Radzyner, A. Shaulov, and Y. Yeshurun, *Physical Review B* **65**, 100513 (2002).
- [47] A. Houghton, R. A. Pelcovits, and A. Sudbo, *Physical Review B* **40**, 6763 (1989).
- [48] R. de Andrade Jr., and O. F. de Lima, *Physical Review B* **51**, 9383 (1995).
- [49] G. Blatter, and B. I. Ivlev, *Physical Review B* **50**, 10272 (1994).
- [50] A. Schilling *et al.*, *Nature* **382**, 791 (1996).
- [51] H. Pastoriza *et al.*, *Physical Review Letters* **72**, 2951 (1994).
- [52] E. Zeldov *et al.*, *Nature* **375**, 373 (1995).
- [53] A. Soibel *et al.*, *Nature* **406**, 282 (2000).
- [54] S. F. Edwards, and P. W. Anderson, *Journal of Physics F-Metal Physics* **5**, 965 (1975).
- [55] D. S. Fisher, M. P. A. Fisher, and D. A. Huse, *Physical Review B* **43**, 130 (1991).
- [56] R. H. Koch *et al.*, *Physical Review Letters* **63**, 1511 (1989).
- [57] R. H. Koch, V. Foglietti, and M. P. A. Fisher, *Physical Review Letters* **64**, 2586 (1990).
- [58] H. Safar *et al.*, *Physical Review Letters* **68**, 2672 (1992).
- [59] P. L. Gammel, L. F. Schneemeyer, and D. J. Bishop, *Physical Review Letters* **66**, 953 (1991).
- [60] L. F. Hou *et al.*, *Physical Review B* **50**, 7226 (1994).
- [61] J. M. Roberts *et al.*, *Physical Review B* **49**, 6890 (1994).
- [62] L. F. Hou *et al.*, *Physical Review B* **55**, 11806 (1997).
- [63] L. Krusin-Elbaum *et al.*, *Physical Review Letters* **67**, 3156 (1991).
- [64] R. A. Hein, T. L. Francavilla, and D. H. Liebenberg, *Magnetic Susceptibility of Superconductors and Other Spin Systems* (Plenun, New York, 1991).
- [65] J. Lidmar, and M. Wallin, *Europhysics Letters* **47**, 494 (1999).
- [66] M. Wallin, and S. M. Girvin, *Physical Review B* **47**, 14642 (1993).
-

- 
- [67] L. Miu *et al.*, *Physical Review B* **51**, 3953 (1995).
- [68] R. C. Budhani, W. L. Holstein, and M. Suenaga, *Physical Review Letters* **72**, 566 (1994).
- [69] A. V. Lopatin, and V. M. Vinokur, *Physical Review Letters* **92**, 067008 (2004).
- [70] S. S. Banerjee *et al.*, *Physical Review Letters* **90**, 087004 (2003).
- [71] T. V. Duzer, and C. W. Turner, *Principles of Superconductive Devices and Circuits* (Elsevier, New York, 1981).
- [72] Y. Yeshurun, A. P. Malozemoff, and A. Shaulov, *Reviews of Modern Physics* **68**, 911 (1996).
- [73] C. P. Bean, *Reviews of Modern Physics* **36**, 31 (1964).
- [74] L. Ji *et al.*, *Physical Review B* **40**, 10936 (1989).
- [75] W. A. C. Passos, Tese de Doutorado apresentada ao PPGF (UFSCar, São Carlos, 2001).
- [76] P. A. Sharma *et al.*, *Physical Review Letters* **89**, 167003 (2002).
- [77] W. A. C. Passos *et al.*, *Physica C* **354**, 189 (2001).
- [78] F. Simon *et al.*, *Physical Review Letters* **87**, 047002 (2001).
- [79] S. L. Bud'ko, V. G. Kogan, and P. C. Canfield, *Physical Review B* **64**, 180101 (2001).
- [80] O. F. de Lima *et al.*, *Physical Review B* **64**, 144517 (2001).
- [81] O. F. de Lima *et al.*, *Physical Review Letters* **86**, 5974 (2001).
- [82] G. Papavassiliou *et al.*, *Physical Review B* **65**, 012510 (2002).
- [83] A. K. Pradhan *et al.*, *Physical Review B* **64**, 212509 (2001).
- [84] S. D. Bu *et al.*, *Applied Physics Letters* **81**, 1851 (2002).
- [85] K. H. P. Kim *et al.*, *Physical Review B* **65**, 100510 (2002).
- [86] M. Xu *et al.*, *Applied Physics Letters* **79**, 2779 (2001).
- [87] M. Angst *et al.*, *Physical Review B* **67**, 012502 (2003).
- [88] A. Handstein *et al.*, *Journal of Alloys and Compounds* **329**, 285 (2001).
- [89] C. Buzea, and T. Yamashita, *Superconductor Science & Technology* **14**, R115 (2001).
- [90] F. T. Dias *et al.*, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **320**, E481 (2008).
- [91] J. Nagamatsu *et al.*, *Nature* **410**, 63 (2001).
-

- [92] M. R. Eskildsen *et al.*, *Physica C* **385**, 169 (2003).
  - [93] L. Fabrega *et al.*, *Physical Review B* **50**, 1199 (1994).
  - [94] G. Pasquini *et al.*, *Physical Review B* **59**, 9627 (1999).
-