

UNIVERSIDADE FEDERAL DE PELOTAS
INSTITUTO DE FÍSICA E MATEMÁTICA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA

**EFEITOS DE DESORDEM QUÍMICA NA DENSIDADE DE CORRENTE E NA
FORÇA DE “PINNING” DE MONOCRISTAIS DE $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ¹**

Rovan Fernandes Lopes

Dissertação realizada sob orientação do Prof. Dr. Valdemar das Neves Vieira, apresentada ao Instituto de Física e Matemática da UFPel em preenchimento parcial dos requisitos para a obtenção do título de Mestre em Física.

Pelotas, Março de 2013.

¹ Trabalho financiado pela Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior (CAPES)

Dedico este trabalho aos meus pais,
Mariana e Walter, a minha irmã,
Lutiene e a minha noiva, Graciela.

Agradecimentos

Agradeço a todos que, de alguma forma tornaram possível a realização deste trabalho. Especialmente agradeço:

- A Deus, pela vida e pelas oportunidades.
- Ao professor Dr. Valdemar das Neves Vieira, por todo apoio, confiança, dedicação e extrema competência e profissionalismo dedicados a realização deste trabalho.
- Ao professor Dr. Fábio Teixeira Dias, pelas discussões e ensinamentos prestados nos seminários, os quais foram essenciais ao desenvolvimento deste trabalho.
- Aos professores Dr. Alexandre Diehl, Dr. Douglas da Silva, Dr. Rudi Gaelzer, Dr. Victor Gonçalves, pelas disciplinas ministradas na pós-graduação.
- Aos professores Dr. Paulo Pureur, Dr. Jacob Schaf e ao estudante de doutorado Jorge Pimentel, pelo auxílio nas medidas com o SQUID e por colocar o Laboratório de Resistividade da UFRGS à disposição para as nossas medidas.
- Ao professor Dr. Marcos Vasconcelos e ao estudante de doutorado Fabricio Casarin, pelas medidas de Microscopia FIB realizadas no Laboratório de Conformação Nanométrica da UFRGS.
- Ao Dr. Joan Josep Roa, pelas medidas de Microscopia eletrônica de transmissão realizadas no CCIT da Universidade de Barcelona
- Aos colegas e amigos, Bruno, Fábio, Leonardo e Maurício que me proporcionaram grandes momentos de estudo e descontração.
- Às colegas de trabalho Ana e Sabrina pelas discussões proporcionadas no Laboratório
- Aos meus pais, irmãos e a minha noiva pelo apoio, carinho e compreensão nos momentos em que estive ausente.
- À Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior (CAPES) pelo apoio financeiro na realização deste trabalho.

Resumo

Este trabalho refere-se à realização de um estudo experimental sobre os efeitos provenientes da substituição parcial de Ba por átomos de Sr no supercondutor $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ na densidade de corrente crítica, $J_C(\mu_0 H, T)$, e nos mecanismos de “flux pinning” desse material. Para tanto foram crescidos monocristais de $\text{YBa}_{2-x}\text{Sr}_x\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ com ($x = 0; 0,02; 0,1; 0,25; 0,37$). Esses tiveram a sua estrutura analisada por meio das técnicas de difração de raio-x, (XRD) microscopia de luz polarizada (PLM) e microscopia eletrônica de transmissão (TEM). Os difratogramas de XRD revelaram que, para as concentrações indicadas, não há presença de fases espúrias a estrutura ortorrômbica do $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. As imagens obtidas a partir das técnicas de PLM e TEM para o monocristal $\text{YBa}_{1,75}\text{Sr}_{0,25}\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ revelaram a existência de uma estrutura composta pelo arranjo de maclas e pequenas inclusões, possivelmente associadas a segregação de átomos de Sr. Foram realizadas medidas de magnetização DC em função do campo, $M(\mu_0 H)$ e da temperatura, $M(T)$, utilizando um magnetômetro SQUID MPMS-XL. Com o propósito de obter o campo de irreversibilidade magnética, $\mu_0 H_{irr}(T)$ e da densidade de corrente crítica, $J_C(\mu_0 H, T)$. Sendo esta última determinada do modelo de Bean estendido. O comportamento da densidade de força de “pinning”, $F_P(\mu_0 H, T)$ foi obtido da expressão $\vec{F}_P = \vec{J}_C \times \vec{B}$. Os mecanismos de “pinning” foram analisados a partir da determinação do comportamento da força de “pinning” reduzida, $f(h)$, sendo $f(h) = F_P/F_{P,Max}$ e $h = H/H_{irr}$. A disposição dos dados de $f(h)$ foi comparada com as funções de escala do modelo de Dew-Hughes para os mecanismos de “pinning”. De maneira geral os resultados de $J_C(\mu_0 H, T)$ e $f(h)$ revelaram que os mecanismos de “pinning” dominantes no $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ quando o Ba foi substituído por até 18,5% de Sr são o normal pontual e o normal superficial sendo que a preponderância do “pinning” normal pontual foi observado para $x < 12,5\%$ o que coincidiu com a observação da melhor performance de $J_C(T)$ para as amostras dopadas com 1% e 5% de Sr em relação a amostra pura.

Abstract

This work relates to the realization of an experimental study about the effects coming from the Ba partial substitution for Sr in the $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ superconductor upon the critical current, $J_C(\mu_0H, T)$, and flux pinning mechanisms. For this purpose were grown single crystals samples of $\text{YBa}_{2-x}\text{Sr}_x\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ with ($x = 0; 0.02; 0.1; 0.25; 0.37$). The crystals structure was analyzed by x-ray diffraction, (XRD), polarized light microscopy (PLM) and transmission electron microscopy (TEM) techniques. The XRD showed, for the indicated concentrations, that there are not different phases in addition to the orthorhombic structure of the $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. The PLM and TEM images for the single crystal $\text{YBa}_{1.75}\text{Sr}_{0.25}\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ showed the existence of a structure made by the arrangement of twins and small inclusions, possible associated by the presence of Sr atoms clusters. The DC magnetic measures as a function of the magnetic field, $M(\mu_0H)$ and temperature, $M(T)$, were performed done in an SQUID MPMS-XL magnetometer with the purpose to get the magnetic irreversibility field, $\mu_0H_{irr}(T)$ and critical current density, $J_C(\mu_0H, T)$ that was calculated by the extended Bean model application. The behavior of the higher density pinning force, $F_{P,Max}(\mu_0H, T)$, was obtained by the expression $\vec{F}_p = \vec{J}_C \times \vec{B}$. The pinning mechanisms were analyzed by the determination of the behavior of the reduced pinning force, $f(h)$, where $f(h) = F_p/F_{P,Max}$ and $h=H/H_{irr}$. The arrangement of the $f(h)$ data was compared with the Dew-Hughes model scale functions. In a usual way, the results of $J_C(\mu_0H, T)$ and $f(h)$ showed that the dominant pinning mechanisms in the $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, when the Ba was replaced by at least 18.5% for Sr, are the normal point and normal surface pinning mechanisms. Where the normal point pinning relevance was observed to $x < 12.5\%$ that coincided with the observation of the highest $J_C(T)$ values transported by 1% and 5% Sr doped samples when compared with the pure sample.

Índice

Introdução

Capítulo 1- Propriedades Fundamentais do Estado Misto de Supercondutores de Alta Temperatura Crítica (HTSC)

1.1 - Propriedades Supercondutoras Fundamentais.....	1
1.1.1 – O Efeito Meissner.....	1
1.1.2 – Supercondutores do Tipo I e II.....	2
1.1.3 – Estrutura e Interação Entre Vórtices.....	5
1.1.4 – Rede de Vórtices de Abrikosov.....	6
1.1.5 – Defeitos Estruturais.....	7
1.1.6 – Aprisionamento de Fluxo Magnético (Flux Pinning).....	8
1.1.7 – Estado Crítico e Efeitos Dissipativos.....	9
1.1.8 – Irreversibilidade Magnética.....	11
1.2 – Densidade de Corrente Crítica e o Modelo de Bean.....	13
1.3 – Densidade de Força de Pinning.....	16
1.3.1 – O Modelo de Dew-Hughes.....	18
1.3.1.1 – Natureza supercondutora dos Centros de Aprisionamento..	19
1.3.1.2 – Natureza da Interação Vórtice-Centro de Pinning.....	19
1.3.1.3 – O Dimensionamento dos Centros de Pinning.....	19
1.3.1.4 – Rigidez da Rede de Vórtice.....	20
1.3.1.5 – Funções de Pinning Específicas.....	21
1.4 – Segundo Pico na Magnetização (SPM).....	25

Capítulo 2 – O Efeito da Diluição de Sr Nas Propriedades de Flux-Pinning do Sistema $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$

2.1 – Estrutura Cristalina do $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$	28
2.2 – O Efeito da Adição de Sr na Estrutura do $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$	29
2.3 – O comportamento da Temperatura Crítica de Transição.....	30
2.4 – O Comportamento de $J_c(H,T)$ no Composto $YBa_{2-x}Sr_xCu_3O_{7-\delta}$	33

Capítulo 3 – Técnicas e Procedimentos Experimentais

3.1 – Produção de Monocristais.....	40
3.2 – Caracterização Estrutural e Superficial.....	43
3.2.1 – Difração de Raio-x.....	44
3.2.2 – Microscopias de Luz Polarizada, Eletrônica de Transmissão e Feixe de Íons Focalizados.....	45
3.3 – Medidas de Magnetização.....	46
3.3.1 – O Magnetômetro SQUID.....	46
3.3.2 – Montagem Experimental para as Medidas de Magnetização DC.....	48
3.3.3 – Medidas de Magnetização em Função do campo Magnético Aplicado.....	49
3.3.4 – Medidas de Magnetização em Função da Temperatura.....	50
3.3.5 – Detalhes Experimentais das Medidas de Magnetização.....	51

Capítulo 4 – Resultados

4.1 – Caracterização Estrutural e Superficial.....	53
4.1.1 – Difração de Raio-x.....	53
4.1.2 – Microscopia de Luz Polarizada.....	56
4.1.3 – Microscopia Eletrônica de Transmissão.....	56
4.1.4 – Microscopia de Feixe de Íons Focalizados.....	57
4.2 – Caracterização do Comportamento Magnético DC.....	59
4.2.1 – A Contribuição do Campo Desmagnetizante.....	59
4.2.2 – A Temperatura Crítica de Transição.....	59
4.2.3 – Linha de Irreversibilidade Magnética.....	61
4.2.4 – A Magnetização em Função do Campo Magnético.....	65
4.3 – Densidade de Corrente Crítica.....	70
4.4 – Densidade Volumétrica de Força de Pinning.....	76
4.5 – Densidade de Força de Pinning Normalizada.....	79
4.6 – Discussão dos Resultados.....	89
4.6.1 – A Caracterização Estrutural e Superficial das Amostras.....	89

4.6.2 – A Temperatura Crítica de Transição e a Linha de Irreversibilidade Magnética.....	89
4.6.3 – A Densidade de Corrente Crítica e o “Peak Effect”	90
4.6.4 – A Força de Pinning Normalizada e os Mecanismos de Flux Pinning.....	91
Conclusões.....	98
Apêndice A – Densidade de Corrente Crítica.....	102
Apêndice B - Densidade de Força de Pinning: Modelo de Dew-Hughes.....	111
Referencias Bibliográficas.....	127

Introdução

O aprisionamento dos vórtices devido as várias imperfeições da rede cristalina no estado misto dos supercondutores de alta temperatura crítica, HTSC, recebe a denominação de “flux pinning”. Esta propriedade é responsável pela observação de altos valores de densidade de corrente crítica, J_c , nestes materiais, onde esta é definida como a densidade de corrente onde os efeitos dissipativos não são mensuráveis. Portanto, o conhecimento de como se comportam estes mecanismos frente a aplicação de campo magnético e temperatura é uma condição imprescindível para a potencialização tecnológica destes materiais supercondutores.

Na literatura são relatadas várias maneiras de serem introduzidos centros de “pinning” adicionais à estrutura de um material, tais como, vacâncias de oxigênio, substituição química, inclusões de outras fases, irradiação com íons pesados, etc visando a elevação de J_c . Uma das maneiras de introduzir centros de aprisionamento adicionais, de maneira controlada, se dá por meio do uso de substituições químicas.

Em particular, tratando-se do supercondutor $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ alguns estudos listados na literatura relatam o forte aumento de $J_c(\mu_0H, T)$ quando o sítio do Ba foi substituído parcialmente por aproximadamente 1% de Sr. Este resultado potencializa a utilização deste dopante para a maximização do transporte de $J_c(\mu_0H, T)$ neste sistema.

Partindo desta premissa, este trabalho tem como objetivo estudar o comportamento da densidade de corrente crítica, $J_c(\mu_0H, T)$ e da força de “pinning” reduzida, $f(h)$, através do modelo de Dew-Hughes (D-H) no composto $\text{YBa}_{2-x}\text{Sr}_x\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ($x \leq 0,37$). A aplicação deste modelo permitirá obter um panorama sobre a dinâmica dos mecanismos de “pinning” que estarão atuando nestas amostras.

Para tanto, foram crescidas amostras monocristalinas de $\text{YBa}_{2-x}\text{Sr}_x\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ onde $x = 0; 0,02; 0,1; 0,25; 0,37$. Estas amostras foram caracterizadas magneticamente através de medidas de magnetização DC em função do campo, $M(\mu_0H)$ e da temperatura, $M(T)$. A partir dessas medidas foi possível obter uma estimativa de $J_c(\mu_0H, T)$, da densidade volumétrica de força de “pinning”, $F_P(\mu_0H, T)$, e do campo de irreversibilidade, $\mu_0H_{irr}(T)$, para os monocristais, onde este último foi utilizado como parâmetro para a normalização das curvas de $F_P(\mu_0H, T)$ e para a

obtenção da densidade de força reduzida, $f(h)$, onde h é o campo reduzido dado por ($h=H/H_{irr}$). O comportamento de $f(h)$, obtido para as amostras, é comparado às previsões do modelo de Dew-Hughes o qual relaciona a forma destas curvas com o mecanismo de “pinning” predominante na dinâmica de fluxo das amostras.

O presente trabalho está subdividido em quatro capítulos da seguinte maneira:

No Capítulo 1 são apresentadas as propriedades básicas dos HTSC bem como os modelos teóricos aplicados para a obtenção de $J_C(\mu_0H, T)$ e $F_P(\mu_0H, T)$.

O Capítulo 2 apresenta uma resenha sobre os resultados encontrados na literatura que abordam como o efeito da substituição parcial do Ba por Sr afeta as propriedades estruturais e magnéticas do sistema $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$.

No Capítulo 3 são discutidas as técnicas e os procedimentos experimentais utilizados na produção e caracterização estrutural, superficial e magnética dos monocristais empregadas neste trabalho.

No Capítulo 4 são apresentados os resultados provenientes das medidas de caracterização estrutural, superficial e magnética utilizando as técnicas e os modelos teóricos apresentados nos capítulos anteriores. Bem como é descrito o comportamento $J_C(\mu_0H, T)$ e $f(h, T)$ em função do conteúdo de Sr das amostras estudadas.

Finalizando este trabalho, são apresentadas as conclusões obtidas a partir da análise das imagens de caracterização e dos comportamentos de $J_C(\mu_0H, T)$ e $f(h, T)$.

Capítulo 1- Propriedades Fundamentais do Estado Misto de Supercondutores de Alta Temperatura Crítica (HTSC)

Este capítulo está direcionado, em particular, ao tratamento das propriedades fundamentais do estado misto de supercondutores de alta temperatura crítica (HTSC), onde é dada ênfase ao comportamento magnético destes. Inicialmente serão caracterizadas as propriedades supercondutoras fundamentais destes materiais seguidas de suas propriedades magnéticas reversíveis e irreversíveis. Nas propriedades magnéticas irreversíveis são enfatizados os comportamentos da irreversibilidade magnética, da densidade de corrente crítica, $J_c(H,T)$, da densidade volumétrica de força de “pinning”, $F_p(H,T)$, e dos mecanismos básicos responsáveis pelo aprisionamento de fluxo. Esses conceitos são imprescindíveis para a compreensão do comportamento da densidade de corrente crítica, $J_c(H,T)$, e a densidade de força de “pinning”, $F_p(H,T)$, nos supercondutores em geral.

1.1 – Propriedades Supercondutoras Fundamentais

1.1.1 – O Efeito Meissner

As duas propriedades principais de um supercondutor são resistividade nula e efeito Meissner frente à aplicação de campo magnético, ambos exibidos após atingida a temperatura crítica de transição (T_C). A Figura 1.1 idealiza o efeito Meissner para um supercondutor esférico.

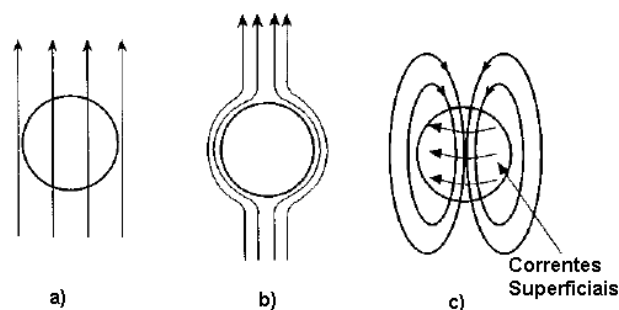


Figura 1.1 – a) Linhas de fluxo magnético atravessando uma amostra no estado normal, quando $T > T_C$, b) representação do fluxo magnético sendo expulso da amostra, efeito Meissner, em $T < T_C$ e c) correntes superficiais induzidas devido ao efeito Meissner. Adaptado.^[7]

A Figura 1.1a) ilustra o comportamento da fase normal em $T > T_C$ para um condutor sobre a ação de um campo aplicado. Na Figura 1.1b) este condutor foi resfriado, sobre aplicação de campo magnético, até uma temperatura $T < T_C$ onde ocorre a expulsão das linhas de campo do interior do material, marcando neste o estabelecimento do estado supercondutor.

A observação da indução magnética nula no interior do material é justificada pelo surgimento de correntes na sua superfície, Figura 1.1c). Estas, por sua vez, são as responsáveis pela produção da indução magnética que se opõe aquela que o material está sendo submetido em virtude da presença do campo magnético externo. Essas correntes se estendem pela superfície do material por uma espessura da ordem do comprimento de penetração de London, λ .^[1,2]

1.1.2 – Supercondutores do Tipo I e II

Os supercondutores podem ser classificados, de forma geral, como supercondutores do tipo I e II. Os supercondutores do tipo I quando submetidos a um campo magnético de intensidade $H < H_C(T)$, apresentam o efeito Meissner completo, onde $H_C(T)$ é o campo crítico no qual acima deste há a destruição do estado supercondutor. Porém, quando submetidos a $H > H_C(T)$ o estado supercondutor é destruído e a amostra apresenta comportamento resistivo, Figura 1.2 a). Em contrapartida, os supercondutores do tipo II apresentam o efeito Meissner apenas para campos aplicados menores do que o campo crítico $H_{c1}(T)$. Para $H > H_{c1}(T)$, este efeito torna-se incompleto e o campo magnético penetra na amostra na forma de linhas de campo quantizadas blindadas por supercorrentes. Essa configuração recebe a denominação de vórtice ou fluxóide e encontra-se ilustrada no estado misto da Figura 1.2 b). Na medida em que o campo aplicado aumenta sua intensidade, a densidade de vórtices aumenta até que os seus núcleos percolem entre si, neste limite a supercondutividade no material é suprimida e é atingido o campo crítico superior denominado por $H_{c2}(T)$ o qual divide a fase supercondutora da normal. A região do diagrama $H-T$ delimitada por $H_{c1} \leq H \leq H_{c2}$ é denominada fase mista.

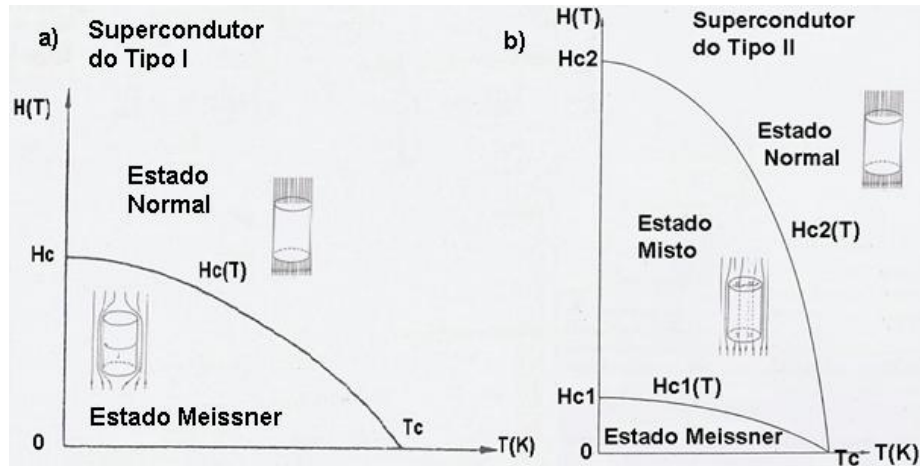


Figura 1.2 - Ilustração do diagrama $H-T$ para supercondutores; a) tipo I e b) tipo II. Adaptado.^[6]

Os supercondutores também podem ser classificados em termos de outros parâmetros fenomenológicos característicos, como os comprimentos de penetração (λ) e de coerência de Ginzburg-Landau (ξ). O primeiro é empregado para quantificar a penetração do campo magnético ao longo da interface normal-supercondutora (NS) e o segundo é geralmente utilizado para quantificar a variação da densidade de partículas supercondutoras (superpartículas), n_s , nessa interface.^[3] É importante ressaltar que estes parâmetros apresentam forte dependência com a temperatura e a posição. A Figura 1.3 ilustra o comportamento desses dois comprimentos nos supercondutores do tipo I e II na interface normal-supercondutora (NS), onde suas dependências em função da posição (x) são destacadas.

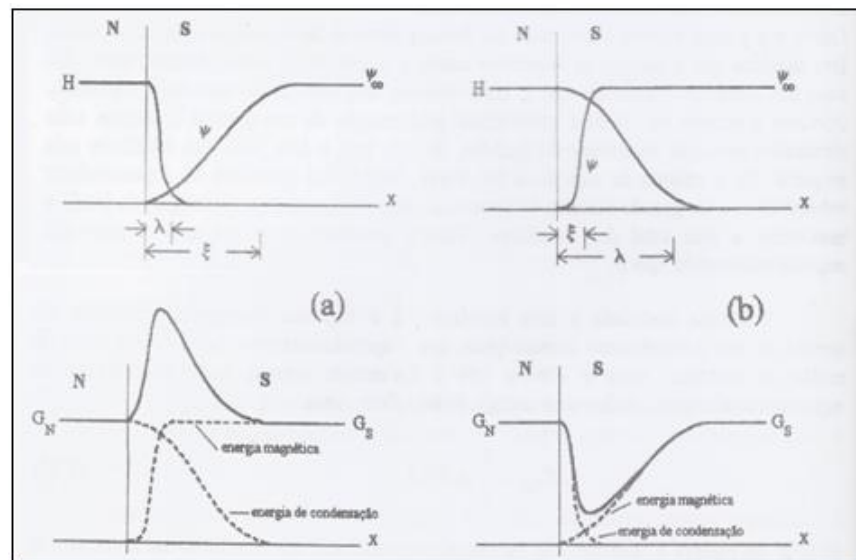


Figura 1.3 - Comportamento de λ e ξ na interface normal-supercondutora para: a) Supercondutor do tipo I b) Supercondutor do tipo II.^[5]

Ainda na Figura 1.3, é possível conceber que a relação entre os comprimentos de penetração e de coerência estabelece o comportamento da energia total na interface normal-supercondutora por meio da análise da energia livre de Gibbs para o estado supercondutor, G_S e normal, G_N . Para os supercondutores do tipo II a energia de condensação, que está relacionada com a variação na densidade de superpartículas, varia mais rapidamente do que a energia magnética na interface normal-supercondutora, caracterizando um mínimo negativo na energia total, fato que favorece energeticamente a nucleação de vórtices na fase mista dos supercondutores do tipo II.^[4,5]

Pode-se observar da Figura 1.3 que nos supercondutores do tipo I, $\lambda < \xi$, enquanto que para supercondutores do tipo II, $\lambda > \xi$. Para supercondutores do tipo I, como o Al, por exemplo, $\lambda \approx 500 \text{ \AA}$ e $\xi \approx 16000 \text{ \AA}$.^[6,7] Já para supercondutores do tipo II como o $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, $\lambda \approx 1000\text{-}2000 \text{ \AA}$ e $\xi \approx 10\text{-}20 \text{ \AA}$.^[6,7] A razão entre esses comprimentos é conhecida como parâmetro de Ginzburg-Landau, k :

$$k = \frac{\lambda}{\xi} \quad (1.1)$$

De acordo com Abrikosov^[4] para supercondutores do tipo I, $k < 1/\sqrt{2}$ e para supercondutores do tipo II, $k > 1/\sqrt{2}$.

A teoria de Ginzburg-Landau^[3] fundamenta-se no conceito do parâmetro de ordem supercondutor, $\psi(x, T)$. Esta função está identificada com a densidade local de elétrons supercondutores, $n_s(x, T)$, pela seguinte relação (1.2):

$$n_s = |\Psi(x)|^2 \quad (1.2)$$

Pode-se observar da Figura 1.3 que o parâmetro de ordem supercondutor, definido pela equação acima, é nulo na interface NS aumentando seu valor até atingir um valor ψ_∞ a uma distância ξ desta interface.

1.1.3 – Estrutura e Interação Entre Vórtices

Conforme discutido no item anterior, o estado misto de um supercondutor do tipo II é marcado pela coexistência de supercondutividade e magnetismo. Em particular, a indução magnética no interior destes materiais na sua fase mista assume a forma de vórtices blindados por supercorrentes, onde cada um desses vórtices contém em seu interior um quantum de fluxo magnético, $\Phi_0 = h/2e$.^[8] Uma possível representação esquemática para um desses vórtices e a sua relação com os comprimentos de coerência e penetração encontra-se idealizada na Figura 1.4.

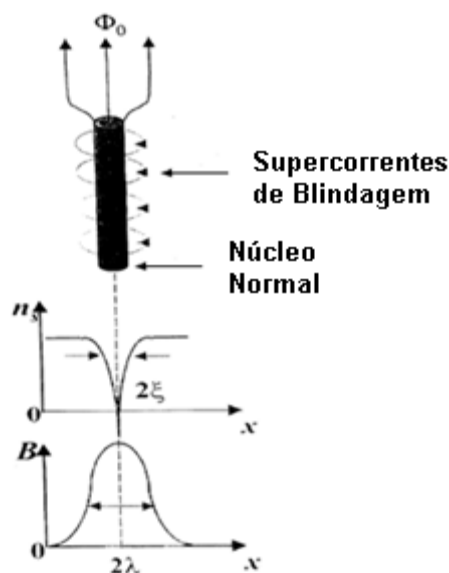


Figura 1.4 - Idealização da estrutura de um vórtice no estado misto de um supercondutor do tipo II e a sua relação com os comprimentos de coerência e de penetração. Adaptado.^[8]

Analisando a Figura 1.4 e as definições da seção 1.1.2, pode-se conceber que o núcleo do vórtice representa uma fronteira entre uma região normal e outra supercondutora. De acordo com as representações gráficas da Figura 1.4, a região do vórtice tida como normal assume a forma idealizada de um cilindro de raio ξ (comprimento de coerência). Sendo esta confinada por supercorrentes de blindagem que se estendem por uma distância λ (comprimento de penetração de London).

Cabe salientar também que a densidade de superelétrons, n_s , é nula no centro do vórtice e atinge um valor fixo a partir de uma distância ξ , o que leva a

concluir que regiões onde o parâmetro de ordem supercondutor é localmente suprimido são favoráveis ao aparecimento dos vórtices.

1.1.4 – Rede de Vórtices de Abrikosov

A interação entre vórtices no estado misto de um supercondutor do tipo II ideal, é regida pela teoria de Abrikosov.^[4] Neste cenário a configuração que promove a minimização da energia para a interação repulsiva entre os vórtices é a triangular ou hexagonal.^[4-9] Este arranjo recebe a denominação de rede de Abrikosov. A Figura 1.5a) representa a esquematização teórica da rede de Abrikosov ao passo que a Figura 1.5b) ilustra o arranjo entre os vórtices na fase mista de um supercondutor do tipo II, o Nb quando $T = 1,2\text{K}$ e $H = 985\text{ Oe}$, obtido a partir da decoração da superfície deste com partículas ferromagnéticas.^[10]

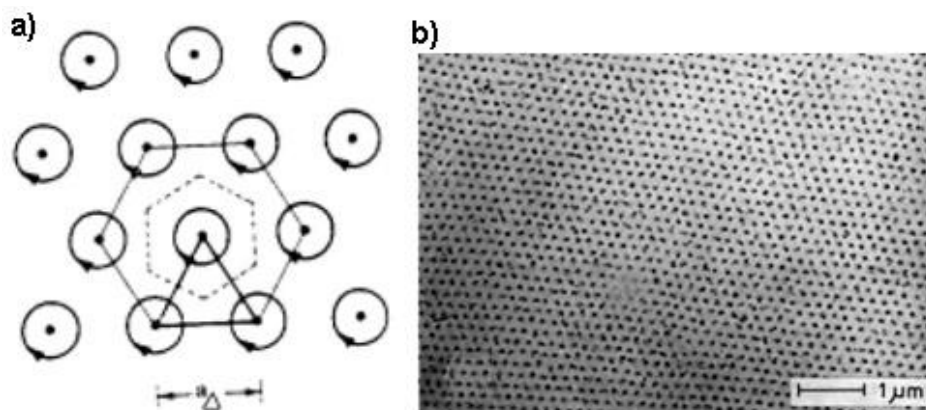


Figura 1.5 - a) Esquematização da rede de vórtices de Abrikosov^[8] b) Imagem superficial de uma amostra de Nb decorada com pó ferromagnético.^[10]

A distância de separação entre os vórtices para a rede de Abrikosov é dada por:^[4]

$$a_{\Delta} = 1.075 \sqrt{\frac{\phi_0}{B}} \quad (1.3)$$

onde a_{Δ} é o parâmetro da rede de vórtices, na medida em que o campo magnético é elevado esse parâmetro diminui e a interação entre os vórtices começa a se tornar mais forte.

1.1.5 – Defeitos Estruturais

Pode-se conceber, de maneira genérica, um defeito estrutural como sendo toda a estrutura que provoca um desvio na periodicidade da rede cristalina.^[5] Esses defeitos podem ser caracterizados segundo sua extensão em três níveis.^[9,11]

Microscópicos ou Pontuais: Essa categoria de defeitos é tida como intrínseca a estrutura cristalina do material, como: impurezas (substitucionais ou intersticiais), vacâncias, desordem química, etc.^[9,11]

Mesocópicos ou Estendidos: Entre eles destacam-se as discordâncias como os planos de maclas, as falhas de empilhamento e os defeitos colunares, inseridos a partir do bombardeamento de um cristal com íons pesados, por exemplo: Ag, Au, Ar, etc.^[9,11]

Macroscópicos: Destacam-se nesta escala os defeitos do tipo: fronteira de grãos, precipitados, poros de amostras cerâmicas e fases não supercondutoras.^[9,11]

Em especial destacamos os defeitos do tipo maclas e vacâncias de oxigênio que são os defeitos mais comumente encontrados na estrutura do supercondutor $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ e encontram-se representados esquematicamente na Figura 1.6.

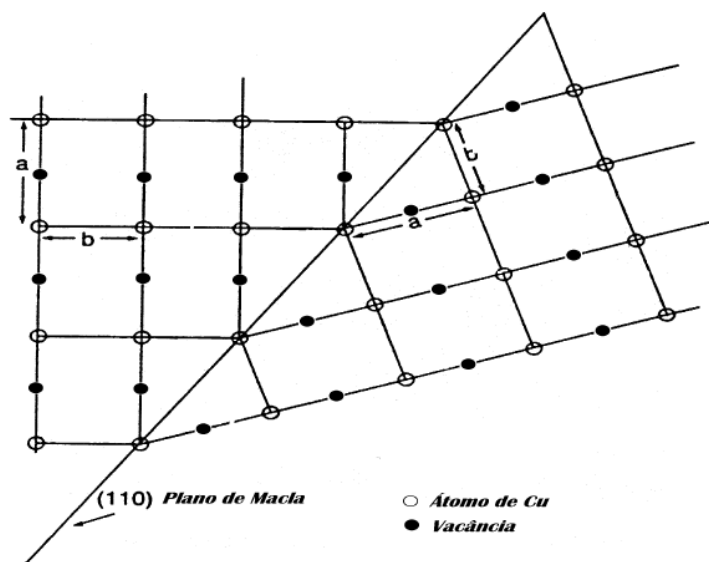


Figura 1.6 – Representação de um plano de macla e de vacâncias de oxigênio.^[8]

Conforme representado na figura acima, os planos de maclas constituem fronteiras de grãos que possuem a direção $[110]$ e cortam o plano formado pelos eixos cristalográficos a e b em 45° . Nessa configuração as redes cristalinas

adjacentes aos planos possuem os eixos a e b trocados, segundo destacado na figura.

1.1.6 - Aprisionamento de Fluxo Magnético (“Flux Pinning”)

O aprisionamento de fluxo magnético por defeitos existentes na rede cristalina do supercondutor recebe a denominação de “flux pinning”. Ele pode ser classificado como intrínseco, inerente a própria estrutura, ou artificial, introduzido por defeitos microestruturais e/ou composicionais na amostra.^[8]

A Figura 1.7 a seguir ilustra a variação na energia em função da posição apresentada por um vórtice quando este interage com um pequeno defeito estrutural de uma amostra supercondutora.

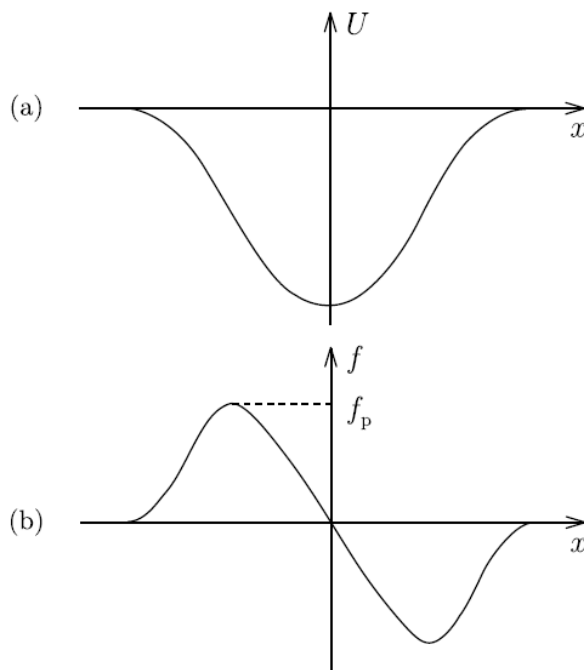


Figura 1.7 – a) Comportamento da energia de um vórtice, $U(x)$ quando este interage com um centro de “pinning” e b) Comportamento da força de “pinning” elementar, $f_p(x)$ sob a mesma perspectiva.^[12]

Onde f_p representa a função de aprisionamento elementar, em virtude da existência de um pequeno centro de aprisionamento, essa quantidade pode ser obtida a partir de $U(x)$ pela aplicação da seguinte relação:

$$f_p = \left(-\frac{\partial U}{\partial x} \right)_{max} \quad (1.4)$$

Contudo, quando a dimensão dos centros aprisionadores torna-se relevante e esse passa a interagir com mais de um vórtice a expressão da Equação (1.4) torna-se mais complexa e dependente do arranjo entre vórtices.

Em particular, analisando a Equação 1.4, verifica-se que para que $f_p(x)$ seja forte, o potencial de interação do centro aprisionador com o vórtice deve variar fortemente com a posição. Logo defeitos estruturais que apresentem dimensões comparáveis ao do comprimento de coerência são considerados como ideais para atuarem como centros de “pinning” para os vórtices.

Conforme discutido anteriormente, os vórtices organizam-se na forma de uma rede o que significa que o aprisionamento de alguns dos vórtices constituintes desta rede, devido aos mecanismos de “pinning” do material, pode ser suficiente para aprisionar a rede de vórtices como um todo.^[11]

1.1.7 - Estado Crítico e Efeitos Dissipativos

Um supercondutor submetido a um campo magnético aplicado, estando este no estado misto, submetido à aplicação de uma corrente elétrica poderá ter os vórtices submetidos à ação da força de Lorentz (F_L), conforme ilustra a figura a seguir.

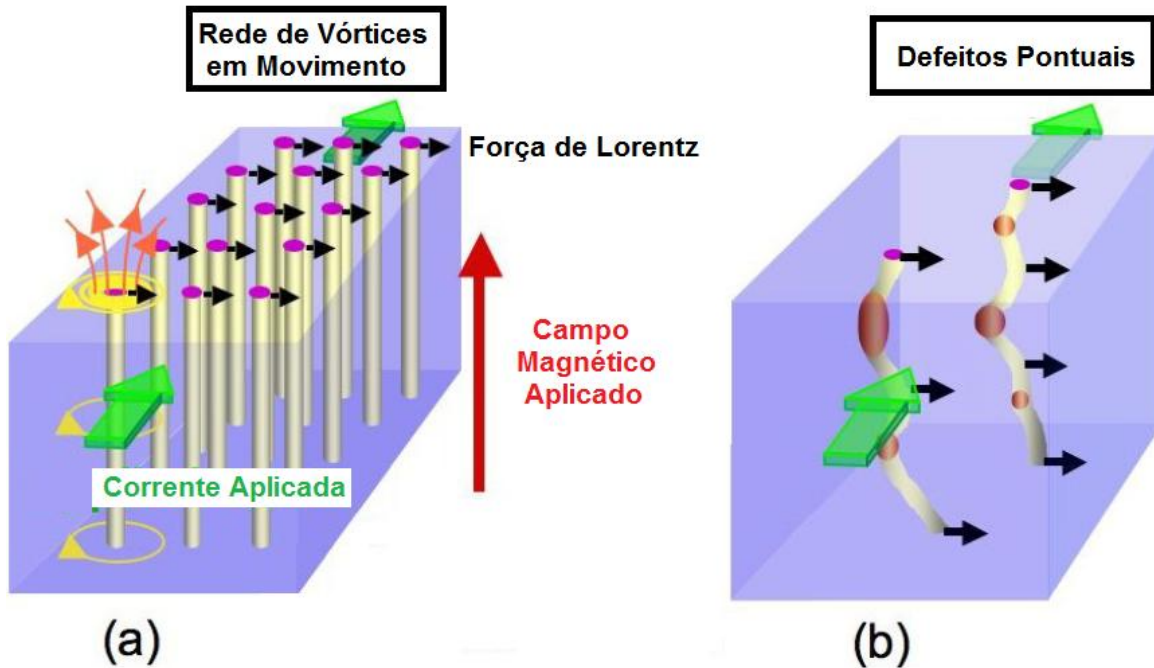


Figura 1.8 – Representação do comportamento de um supercondutor no estado misto quando uma corrente é aplicada a) na ausência de defeitos e b) na presença de defeitos pontuais. Adaptado.^[10]

A força de Lorentz representada na Figura 1.8 a) e b) por setas escuras é dependente da configuração entre campo magnético e corrente aplicada conforme mostra a equação abaixo.

$$\vec{F}_L = \vec{j} \times \vec{B} \quad (1.5)$$

Esta força, quando atuante, fará com que os vórtices se movimentem lateralmente dissipando energia. Para que esses efeitos dissipativos não ocorram, ou sejam minimizados, a força de Lorentz deve apresentar, no mínimo, módulo igual a força de “pinning” (F_p). Na dinâmica de vórtices dos supercondutores do tipo II esta condição é denominada de estado crítico e é caracterizada pelo transporte não dissipativo da densidade de corrente crítica, $J_c(H, T)$.

A dinâmica de vórtices de supercondutores do tipo II está sujeita a atuação de diversos mecanismos dissipativos,^[8] os quais preponderam conforme é estabelecida a relação entre as forças de Lorentz e de “pinning” e destas com a magnitude da densidade de corrente a ser transportada pelo material.^[13,14]

1.1.8 – Irreversibilidade Magnética

A irreversibilidade magnética nos HTSC está fundamentada nos efeitos termodinâmicos atuantes durante a interação entre os mecanismos de “flux pinning” e a dinâmica de vórtices no estado misto de supercondutores do tipo II.^[18] Uma das maneiras de caracterizar a irreversibilidade magnética nestes materiais consiste em verificar o comportamento irreversível da magnetização DC obtida em função da temperatura frente a aplicação de campo magnético durante a execução dos processos “field colled” e “zero field colled”.^[8]

A linha de irreversibilidade magnética (LIM), definida na figura abaixo, possui uma grande variedade de interpretações.^[15-19] Esta linha divide essencialmente o estado misto do diagrama $H-T$ em duas regiões distintas. Na região magneticamente reversível, a qual encontra-se acima da LIM, os vórtices encontram-se em liberdade de movimento. Em contrapartida, na região magneticamente irreversível, localizada abaixo da LIM, os vórtices encontram-se sob a ação dos potenciais de “pinning”. O efeito do “pinning” destes vórtices resulta na observação da irreversibilidade na magnetização desses materiais durante a execução dos processos “field colled” e “zero field colled”, definidos na seção 3.3.2.

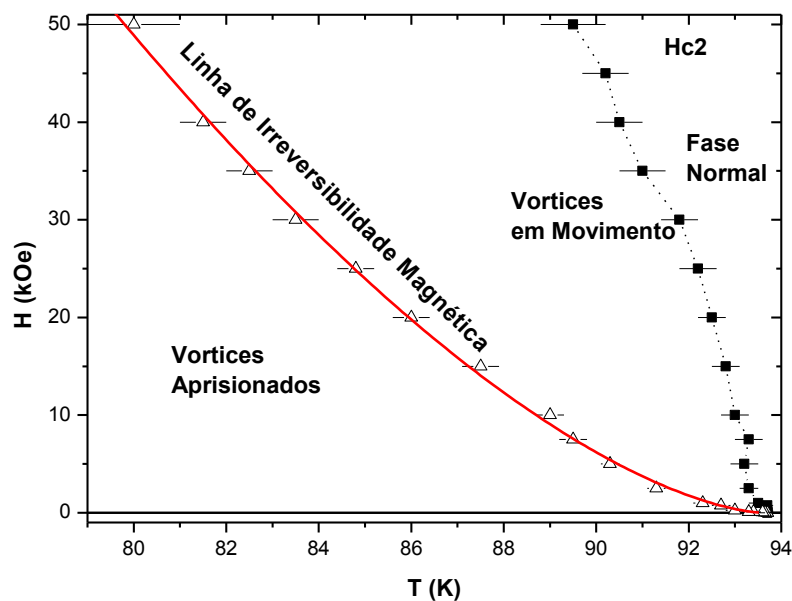


Figura 1.9 - Linha de irreversibilidade magnética (LIM) para o supercondutor YBa₂Cu₃O_{7-δ}.

Na literatura, encontram-se diversas interpretações para o comportamento da LIM.^[15-19] Entre estas destacam-se as que a tratam como uma linha de transição de fase^[15-17,19] e aquelas que a interpretam como uma linha de “depinning” termicamente ativado.^[18]

Em particular, neste trabalho, o comportamento observado na LIM das amostras estudadas em grande parte do diagrama $H-T$ obedece uma lei de potências descrita pelo modelo de “flux creep” gigante (FCG). Este modelo, introduzido por Yeshurum e Malozemoff,^[18] interpreta a LIM como uma linha de “depinning” e tem como fundamentação as idéias de Anderson e Kim para o mecanismo de ativação de “flux creep” para vórtices em supercondutores do tipo II convencionais.^[20,21]

A essência do mecanismo de “flux creep” está no fato de que um vórtice pode ser termicamente ativado sobre uma barreira de “pinning” mesmo quando a força de Lorentz for menor que a força de “pinning”. O que diferencia o modelo de “flux creep” para o FCG é o elevado valor de T_c e a baixa energia de aprisionamento dos vórtices apresentados pelos HTSC quando comparados aos supercondutores do tipo II convencionais.^[18]

Nesse modelo, a região do diagrama $H-T$ localizada acima da LIM é caracterizada pela movimentação livre dos vórtices o que resulta na produção de uma densidade de corrente crítica, J_c , nula. Na região abaixo da LIM, J_c apresenta um valor finito devido à predominância do aprisionamento dos vórtices no material.

O comportamento previsto pelo modelo de FCG para a LIM, no diagrama $H-T$, obedece à seguinte lei de potência: ^[18]

$$H = H_0(1 - t)^\alpha \quad (1.6)$$

Onde $t = (T_{irr}(H) / T_{irr}(0))$ é a temperatura reduzida, $T_{irr}(H)$ é a temperatura de irreversibilidade magnética, $T_{irr}(0)$ é a temperatura de irreversibilidade magnética quando $H = 0$, H_0 é o valor de campo para $T = 0$ e α é o expoente da equação com valor teórico de $3/2$. Na literatura, a LIM de amostras monocristalinas de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ são ajustadas segundo este comportamento para campos aplicados de até 10T ao longo do eixo c .^[22]

1.2 – Densidade de Corrente Crítica e o Modelo de Bean

A densidade de corrente crítica, $J_c(H, T)$ é, por definição, a quantidade de corrente transportada por um supercondutor acima da qual os efeitos dissipativos tornam-se operantes.^[13] Na literatura encontram-se listados diversos formalismos teórico-experimentais empregados na sua determinação.^[12] Particularmente, em virtude do formato geométrico das amostras e da técnica de magnetização DC empregados neste trabalho, o formalismo que melhor se ajusta ao estudo do comportamento de $J_c(H, T)$ em nossas amostras é o modelo de Bean estendido^[23] o qual já foi empregado eficazmente no cálculo de $J_c(H, T)$ em diversos HTSC^[24-29] e é abordado a partir do próximo parágrafo.

Conforme descrito no item 1.1.7, se a força de Lorentz (F_L) entre os vórtices for maior que a força de “pinning” (F_p), os vórtices estarão em movimento e haverá dissipação de energia. Entretanto se $F_L = F_p$ os vórtices encontram-se no estado crítico o que permite afirmar que:

$$\vec{F}_p = -\vec{F}_L \quad (1.7)$$

Bean^[13] teorizou que o campo magnético aplicado paralelamente ao eixo z de uma placa infinita supercondutora, eixo paralelo a superfície da placa, estabelece um campo microscópico, \vec{h} no interior desta que obedece ao seguinte comportamento: $\vec{h} = h(x)\hat{k}$ (onde \hat{k} é o vetor unitário ao longo do eixo z e x estabelece a distância entre a superfície e o interior da amostra). Esta consideração, somada à aplicação da lei de Ampère na forma diferencial, faz com que a Equação 1.7 assumira a seguinte forma:

$$F_p = J_c B = \frac{dh}{dx} B \quad (1.8)$$

Na equação (1.8) J_c é a densidade de corrente crítica a qual se encontra diretamente associada a $\left(\frac{dh}{dx}\right)$.

De acordo com as previsões de Bean,^[13] J_c não depende do valor de campo magnético aplicado $\left(\frac{dh}{dx} = \text{constante}\right)$ o que implica que J_c assumira os seguintes

valores: $+J_c$, 0 ou $-J_c$. Na figura a seguir é representada esquematicamente a configuração para o campo magnético e densidade de corrente no interior de um supercondutor na forma de um plano infinito de espessura D levando em consideração as aproximações previstas pelo modelo de Bean quando o campo externo H foi aplicado paralelamente a superfície deste plano.

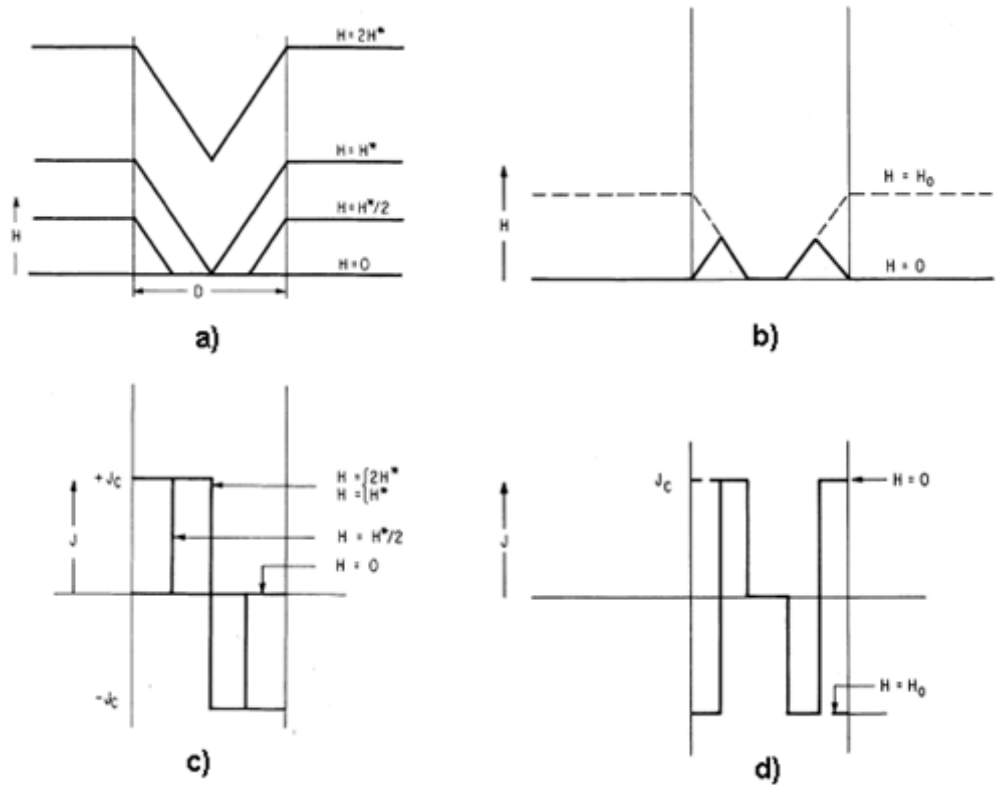


Figura 1.10 - Perfis de campo estabelecidos no interior de um supercondutor constituído por um plano infinito de espessura D durante os processos de a) magnetização e b) desmagnetização. O comportamento de J_c para os processos citados: c) magnetização e d) desmagnetização. Adaptado.^[13]

Pode-se observar, analisando a Figura 1.10a) que o perfil do campo no interior da amostra não se altera para $H \geq H^*$, onde H^* é o valor de campo no qual o fluxo magnético atinge o centro da amostra. A Figura 1.10b) ilustra o comportamento desse perfil quando o campo magnético é retirado a partir de um valor H_0 . É importante verificar que devido à ação dos centros de “pinning” uma quantidade de fluxo magnético permanecerá aprisionada no interior da amostra. As Figuras 1.10c) e d) ilustram o comportamento de J_c para os perfis de campo descritos nas Figuras 1.10 a) e b).

A Figura 1.11, nos passos de 1 a 7, ilustra os perfis de fluxo magnético idealizados pelo modelo de Bean para um ciclo de histerese magnética, $M(H)$ de uma placa supercondutora infinita quando H é aplicado paralelamente a superfície da placa.^[7]

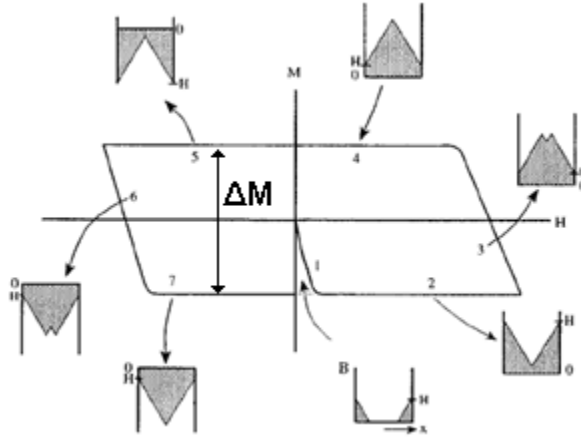


Figura 1.11 – Ilustração teórica de um ciclo de histerese magnética ideal para uma placa infinita onde ΔM representa a variação da magnetização medida ao longo do ciclo. Adaptado.^[7]

O cálculo de J_C aplicando o modelo de Bean às medidas de $M(H)$ parte da aplicação da expressão para o campo indução magnética média representada na equação 1.9.^[5]

$$\vec{B} = \frac{\mu_0 \int \vec{h}(\vec{r}) d^3r}{\int d^3r} \quad (1.9)$$

A relação entre os vetores indução magnética \vec{B} , campo magnético aplicado \vec{H} , e magnetização \vec{M} é dada pela equação abaixo:^[5]

$$\vec{B} = \mu_0(\vec{H} + \vec{M}) \quad (1.10)$$

A partir das considerações propostas por C. P. Bean e com o uso das equações 1.9 e 1.10 é possível obter uma expressão para a densidade de corrente crítica de uma placa supercondutora infinita de espessura D a partir de medidas de histerese magnética.^[5,13]

$$J_C = \frac{20\Delta M}{D} \quad (1.11)$$

No Apêndice A deste trabalho encontra-se desenvolvido alguns passos intermediários e considerações utilizadas para a obtenção da Equação (1.11).

Na expressão (1.11) J_C é mensurado em A/cm^2 , ΔM é a variação da magnetização da amostra medida em emu/cm^3 e D é a espessura em cm.^[5,13]

A. M. Campbell e colaboradores estenderam o modelo Bean para amostras com diferentes formatos geométricos.^[30] Em particular, para amostras do formato de placas planas, formato esse que corresponde ao dos monocristais empregados nesse trabalho, a expressão para o cálculo de J_C por eles sugerido assume a seguinte forma:^[23]

$$J_C = \frac{20\Delta M}{w(1-3\frac{l}{w})} \quad (1.12)$$

onde w e l são, respectivamente, a maior e a menor dimensão orientadas perpendicularmente a aplicação do campo magnético. Novamente, os passos intermediários empregados na obtenção da Equação (1.12) encontram-se descritas no apêndice A deste trabalho. Por fim, cabe ressaltar que o modelo de Bean, apesar de possuir algumas aproximações,^[13] é amplamente utilizado na literatura para a caracterização do comportamento de J_C .^[24-29]

1.3 – Densidade de Força de “Pinning”

Na literatura encontram-se alguns modelos empregados na análise dos mecanismos de “pinning” de materiais supercondutores.^[14,30-33] Particularmente estes modelos são fundamentados em funções de escala obtidas de dados experimentais os quais proporcionam a determinação da densidade volumétrica da força de “pinning” a qual, geralmente, é escalada em função do seu valor máximo obtido em função do campo magnético reduzido, $h=H/H_{Irr}$.^[14,31,33] O comportamento desta função de escala fornece informações relevantes a respeito dos mecanismos de “pinning” atuantes no material. A análise dos resultados obtidos neste trabalho é realizada de acordo com os preceitos do modelo de Dew-Hughes^[14] que tem as suas principais implicações descritas no item 1.3.1.

Um dos principais entraves para a obtenção da densidade de força de “pinning”, F_P nos supercondutores do tipo II consiste em identificar uma contribuição

que represente o somatório das forças de “pinning” elementares que atuam no material (problema da soma^[12]). Na figura 1.12 é representada a disposição das forças de “pinning” elementares, f_p , para centros de “pinning” tidos como fracos distribuídos aleatoriamente, como por exemplo: regiões supercondutoras com menor T_c do que o apresentado pelo “bulk”. Nesta configuração, a interação entre vórtices é predominante e f_p é distribuída aleatoriamente, conforme representa as setas na Figura 1.12, logo F_p não pode ser obtida simplesmente a partir de uma soma direta das forças de “pinning” elementares.

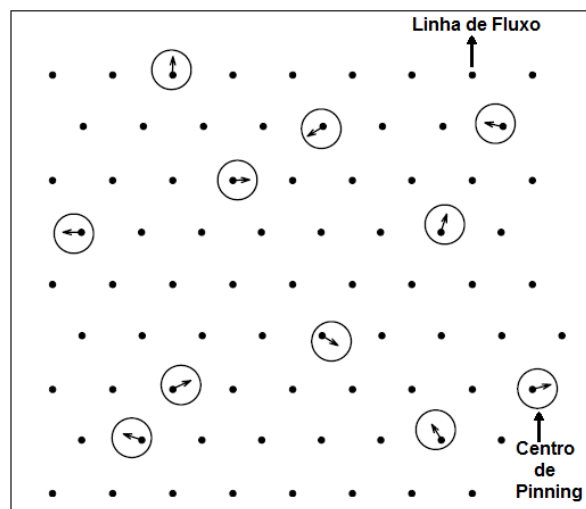


Figura 1.12 – Forças de “pinning” elementares em centros de aprisionamentos randomicamente distribuídos. Adaptado.^[12]

A F_p determinada a partir do quadro representado na figura 1.12 apresenta um valor menor do que o que seria obtido com o emprego da soma direta, quantificada pela equação abaixo:

$$F_p = N_p f_p \quad (1.13)$$

onde N_p representa a densidade de centros de “pinning”. Quando a natureza dos centros de aprisionamento for forte o suficiente para romper as interações elásticas da rede de vórtices (regiões normais na matriz supercondutora), cada linha de fluxo magnético poderá estar localizada em uma posição apropriada e a expressão 1.13 poderá ser utilizada.^[12]

Analisando a equação (1.8) conclui-se que $F_p = 0$ quando $B = 0$, $B = B_{c2}$ (estado normal) e $B = B_{irr}$ (estado supercondutor), logo pode-se afirmar que a força de “pinning” possui, ao menos, um máximo entre os limites referendados.^[14] Portanto qualquer representação realística para força de “pinning” deve levar em consideração a ocorrência de um máximo para a força de Lorentz.^[14]

Segundo Fietz e Webb,^[31] a densidade volumétrica de força de “pinning” pode ser escrita em função do campo reduzido h ($h = H/H_{c2}$) conforme representado na Equação 1.14:

$$F_p(h) = H_{c2}^n f_n(h) \quad (1.14)$$

Na expressão anterior, os valores obtidos para o expoente n em conjunto com a função $f_n(h)$ permitem distinguir as características dos mecanismos de “pinning” que atuam no material.^[31] Cabe ressaltar que nos HTSC, o parâmetro H_{c2} é substituído por H_{irr} em virtude da dificuldade de obtenção dos altos valores de H_{c2} para estes materiais e devido a este parâmetro satisfazer a condição de $F_p = 0$.^[34-36]

1.3.1 – O Modelo de Dew-Hughes

O modelo de Dew-Hughes^[14] é fundamentado no principio de soma direta, discutido na seção 1.3, onde são feitas algumas considerações para o comportamento de $f_n(h)$ associando-o a diferentes mecanismos de “pinning”.

Dew-Hughes^[14] propôs que F_p pode ser escrito da seguinte forma:

$$F_p = -\eta L \frac{\Delta W}{x} \quad (1.15)$$

onde η é um fator de eficiência, relacionado com a rigidez da rede vórtices, L é o comprimento total da linha de fluxo que está aprisionada por unidade de volume, ΔW é o trabalho realizado para mover uma linha de fluxo de uma posição aprisionada para uma posição não aprisionada e x é o comprimento efetivo da interação entre o centro de “pinning” e o vórtice ou linha de fluxo em questão. Estas quatro grandezas variam de acordo com os seguintes fatores que são discutidos nos próximos subitens.

1.3.1.1 – Natureza Supercondutora dos Centros de Aprisionamento

A diferença entre as propriedades dos centros de “pinning” e as da matriz supercondutora dá origem ao efeito de “flux pinning”. Essa diferença pode ser pequena e pode estar conectada a variações locais de propriedades supercondutoras do material como: T_c , H_c e κ . Em particular este tipo de mecanismo de “flux pinning” recebe a denominação de $\Delta\kappa$.^[14] Contudo se a diferença entre as propriedades anteriormente citadas assumirem grandes amplitudes, por exemplo em virtude da presença de partículas não supercondutoras no material, o mecanismo de “flux pinning” recebe a denominação de normal.^[14]

1.3.1.2 – Natureza da Interação Vórtice-Centro de “Pinning”

Esta interação é classificada a partir da comparação da distância entre o comprimento de penetração, λ e os comprimentos a e l referentes à microestrutura do “pinning”, onde a representa o tamanho das microestruturas e l o espaçamento entre elas.^[14]

- Se $a > \lambda$ e $l > \lambda$ a indução B contida na linha de fluxo pode ajustar-se a qualquer posição de equilíbrio.^[14] Entretanto há uma diferença na indução B quando esta se encontra localizada no centro de “pinning” ou na matriz supercondutora o que gera uma barreira na interface centro de “pinning”-matriz, sendo essa interação classificada de magnética.^[14]
- Se $a < \lambda$ e $l < \lambda$ a indução B não pode ser ajustada para um valor de equilíbrio local e assumirá um valor médio apropriado. Neste cenário, a energia livre dos vórtices aprisionados será diferente da energia livre destes quando localizados na matriz. Essa interação é denominada de núcleo.^[14]

1.3.1.3 – O Dimensionamento dos Centros de “Pinning”

A classificação das dimensões dos centros de “pinning” pode ser estimada a partir da comparação destes com a distância entre as linhas de fluxo de uma rede triangular de vórtices de Abrikosov, d ,^[4] dada por 1.3, e abaixo reproduzida.

$$d = 1,075 \sqrt{\frac{\phi_0}{B}} \quad (1.3)$$

O emprego deste método permite classificar os centros de “pinning” em termos de seu dimensionamento da seguinte maneira:

- **Pontual:** É aquele cuja três dimensões são menores do que d (interstícios ou vacâncias). Esse tipo de “pinning” aprisiona apenas um vórtice por vez.^[14]
- **Linear:** Apresenta uma dimensão comparável a d (pequenas deslocções ou precipitados em forma de agulha). Esse tipo de “pinning” caracteriza-se por aprisionar um vórtice quando H estiver direcionado ao longo da sua maior dimensão ou mais de um vórtice quando a direção do vetor H estiver desalinhada em relação a sua maior dimensão.^[14]
- **Superficial:** Caracteriza-se por apresentar duas de suas dimensões maiores que d (fronteiras de grão, maclas ou precipitados planos). Esse tipo de centro aprisionador responde melhor em termo de “flux pinning” quando o seu plano maior estiver orientado paralelamente a força de Lorentz.^[14]
- **Volumétrico:** Particulariza-se por apresentar as três dimensões maiores que d (grandes precipitados ou deslocções). Neste tipo de mecanismo as dimensões que apresentam interesse na interação vórtice-“pinning” são aquelas que definem a superfície do aprisionamento projetada na direção da força de Lorentz.^[14]

1.3.1.4 – Rigidez da Rede de Vórtices

Alguns trabalhos^[25,23] afirmam que o vórtice sofre deformações elásticas quando sujeito a ação da força de “pinning”, entretanto nestes chama-se a atenção ao fato que nenhum vórtice pode mover-se individualmente para uma região de menor energia. Logo, a distância que poderá ser percorrida por este vórtice será dimensionada a partir da obtenção da razão entre a força de “pinning” local e a constante elástica relativa à rede de vórtices.^[31,32]

Segundo Dew-Hughes^[14] a elasticidade da rede de vórtices deverá ser levada em consideração somente quando o potencial interativo entre os vórtices da rede for maior que o potencial estabelecido entre estes vórtices e os centros aprisionadores.

Este seria o cenário idealizado para um conjunto constituído por centros de aprisionamento tidos como fracos. Por outro lado, um potencial de “pinning” forte irá proporcionar o aprisionamento eficaz das linhas de fluxo magnético fazendo com que estas se estabeleçam em uma configuração que proporcione a minimização da energia desta rede. Admitindo que este comportamento seja observado na maioria dos supercondutores do tipo II, Dew-Hughes estabeleceu que o fator relativo à elasticidade da rede de vórtices seja irrelevante para o processo ($\eta = 1$).^[14]

1.3.1.5 – Funções de “Pinning” Específicas

A grandeza ΔW , equação 1.15, mostra-se fortemente dependente do tipo de interação estabelecida entre os centros de “pinning” e vórtices.^[14] Para interações magnéticas o trabalho realizado para mover um quantidade Φ_0 em um contorno que possui induções diferentes será $\Phi_0 \Delta M_{rev}$, onde ΔM_{rev} é diferença da magnetização reversível em cada contorno, conforme previsto pelas expressões de Abrikosov para magnetização.^[4] Para interações do tipo núcleo o trabalho será quantificado em termos da mudança na energia de Gibbs devido ao movimento realizado por um vórtice quando esse passa de uma região onde está aprisionado para a matriz supercondutora.^[14]

O parâmetro x , da equação 1.15, depende tanto do tipo de interação quanto das dimensões dos centros de aprisionamento (parâmetro a). Para a interação magnética, a distância de interação será $x = \lambda$.^[14] Na interação núcleo-volume onde $a > d$, tem-se que $x = d$.^[14] Para interação do tipo núcleo-superfície e núcleo-pontual, onde $a < d$ na direção da força de Lorentz, o comprimento de interação conveniente assume o valor do raio do próprio núcleo, ξ .^[14]

Campbell e Evetts^[30] postularam que para pequenos centros esféricos de aprisionamento (pontuais) a energia de interação varia quando o vórtice se move do centro de “pinning” para uma região livre de “pinning”, logo neste caso $x = a/2$.

O comprimento de interação L , equação 1.16, para aprisionamentos volumétricos e superficiais é dado por:^[14]

$$L = \frac{s_V}{d} \quad (1.16)$$

Onde S_V é a superfície de interação por unidade de volume projetada na direção da força de Lorentz, e d é a distância de separação entre vórtices.

Para interações pontuais devemos considerar a fração de linhas de fluxo aprisionadas por unidade de volume, V_f sendo o comprimento de interação $L = V_f B / \phi_0$, onde a razão B / ϕ_0 fornece o comprimento de linhas de fluxo por unidade de volume.^[14]

A tabela 1.1 reproduz as expressões de escalonamento, obtidas a partir do modelo de Dew-Hughes,^[14] empregadas em ajustes experimentais, as quais proporcionam uma interpretação para os mecanismos de “pinning” atuantes no estado misto de supercondutores do tipo II. Os símbolos h e h_0 são parâmetros específicos das funções de escalonamento os quais, em conjunto com as demais expressões, serão abordados mais detalhadamente ainda no decorrer desta seção.

Tabela 1.1 – Expressões de escala empregadas na caracterização dos mecanismos de “pinning”.^[14]

Tipo de interação	Geometria do “pinning”	Tipo de centro	Função de “Pinning”	Forma Geral da Força de “Pinning” Reduzida	Máximo valor de $f(h)$
Magnética	Volumétrico	Normal	$\frac{\mu_0 S_V H_{c2}^2 h^{1/2} (1 - h)}{k^3}$	$h^{1/2} (1 - h)$ (Equação 1.17)	$h_0=0,33$
		Δk	$\frac{\mu_0 S_V H_{c2}^2 h^{1/2} (1 - 2h) \Delta k}{k^4}$	$h^{1/2} (1 - 2h)$ (Equação 1.18)	$h_0=0,17$ e 1
Núcleo	Volume	Normal	$\frac{\mu_0 S_V H_{c2}^2 (1 - h)^2}{5,34 k^2}$	$h^0 (1 - h)^2$ (Equação 1.19)	-
		Δk	$\frac{\mu_0 S_V H_{c2}^2 h (1 - h) \Delta k}{2,67 k^3}$	$h (1 - h)$ (Equação 1.20)	$h_0=0,5$
	Superficial	Normal	$\frac{\mu_0 S_V H_{c2}^2 h^{1/2} (1 - h)^2}{4 k^2}$	$h^{1/2} (1 - h)^2$ (Equação 1.21)	$h_0=0,2$
		Δk	$\frac{\mu_0 S_V H_{c2}^2 h^{3/2} (1 - h) \Delta k}{2 k^3}$	$h^{3/2} (1 - h)$ (Equação 1.22)	$h_0=0,6$
	Pontual	Normal	$\frac{\mu_0 V_t H_{c2}^2 h (1 - h)^2}{4,64 a k^2}$	$h (1 - h)^2$ (Equação 1.23)	$h_0=0,33$
		Δk	$\frac{\mu_0 V_t H_{c2}^2 h^2 (1 - h) \Delta k}{2,32 a k^3}$	$h^2 (1 - h)$ (Equação 1.24)	$h_0=0,67$

Os resultados expostos na Tabela 1.1 foram determinados a partir da consideração de que $k \gg 1$ e são mostrados com mais detalhes no Apêndice B deste trabalho. Analisando a tabela 1.1 pode-se observar que apesar do modelo de Dew-Hughes desprezar os efeitos elásticos da rede de vórtices, o mesmo é capaz de prever várias formas de funções de “pinning” diferentes. Pode-se notar também que para supercondutores com alto valor de k , como o $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, a interação do tipo magnética pode ser desprezada.^[14,34,37]

Pode-se, de forma geral, escrever a densidade de força de “pinning” em termos de quantidades reduzidas dadas por:

$$f = \frac{F_p}{F_{p,max}} = Ah^p(1-h)^q \quad (1.25)$$

Na equação anterior A é uma constante, p e q são parâmetros os quais estão relacionados ao mecanismo de “pinning” predominante, sendo obtidos da tabela 1.1, h é o campo magnético reduzido que para os HTSC é dado por $h = H/H_{irr}$ e $F_{p,max}$ é o valor máximo para a força de “pinning”. Os ajustes provenientes das Equações 1.19 a 1.24 da Tabela 1.1 relacionados à interação do tipo núcleo são representados graficamente na figura a seguir.

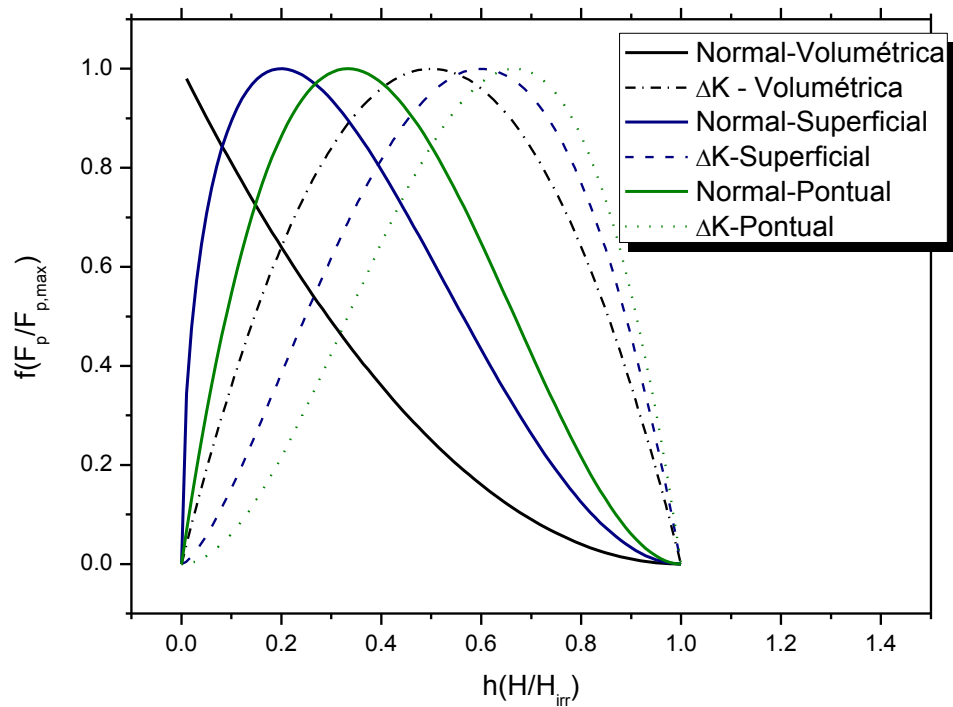


Figura 1.13 - Representação das funções de "pinning" normalizadas para a interação do tipo núcleo.

Pode-se agora definir a microestrutura de aprisionamento em termos dos parâmetros p e q ou em termos do ponto de máximo de $f(h)$, cujo valor em campo reduzido recebe a denominação de h_0 . Porém deve-se ter cautela devido ao fato de estarem presentes, de forma atuante, mais de um mecanismo de "pinning". Cabe também ressaltar que na medida em que o campo magnético aplicado aumenta, a distância entre os vórtices diminui, logo, interações inicialmente representadas pelas Equações (1.21) e (1.23) podem vir a tornar-se interações descritas pela equação (1.19). É importante destacar que o escalonamento $f(h)$, descrito pela equação (1.21), também é observado por Kramer^[33] que atribui este comportamento a uma quebra na tensão de cisalhamento da rede de vórtices no caso de um conjunto de centros aprisionadores planares.

Li J. e colaboradores^[38] observaram para amostras monocristalinas de $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, para $H//c$, onde os efeitos de "pinning" intrínsecos são desprezíveis, que as curvas de $f(h)$ nas temperaturas de 68K e 78K tem o seu comportamento caracterizado por uma única função de escala dada pela aplicação da expressão 1.25. Esses resultados mostraram-se independentes do método de aplicação de campo empregado, pulsado ou estático, conforme ilustra a Figura 1.14.

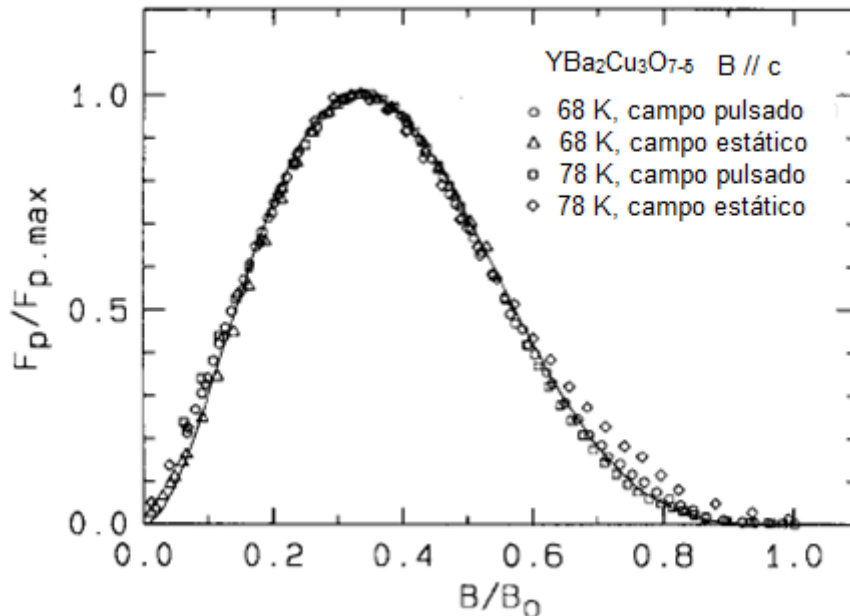


Figura 1.14 – Densidade de força de “pinning” normalizada para uma amostra de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7.5}$, para $B//c$. Adaptado.^[38]

Na figura, B_0 é o campo de irreversibilidade magnética, a linha sólida representa o ajuste obtido a partir do emprego da equação (1.24) onde os parâmetros A , p , e q encontrados foram: 45,6; 2 e 4 respectivamente. Observa-se também que $h_0 = 0,33$, sendo este último um indicativo de que o mecanismo de aprisionamento dominante seja do tipo núcleo, pontual normal.^[14,24,25]

1.4– O Segundo Pico na Magnetização (SPM)

Este capítulo é encerrado abordando um efeito muito observado nas curvas de histerese magnética de supercondutores do tipo II, o qual é caracterizado pela ocorrência de um segundo máximo nestas curvas. Este efeito, geralmente, recebe a denominação de segundo pico na magnetização (SPM).^[28,40-43] Esse efeito está presente em alguns dos resultados que serão apresentados neste trabalho. Em relação ao comportamento de $J_c(H, T)$ o SPM recebe a denominação de “peak effect” (PE) o qual é caracterizado pela observação de um segundo máximo, superior ao primeiro, no comportamento de $J_c(H, T)$, conforme ilustra a Figura 1.15. Este efeito foi observado tanto em supercondutores metálicos quando nos HTSC.^[28,40-43] Este

está intimamente relacionado com os mecanismos de “flux pinning”. A seguir são apresentadas algumas interpretações para o seu comportamento.

a) “Pinning” elementar devido a regiões fracamente supercondutoras:^[43] Neste cenário os centros de “pinning” são tratados como sendo regiões fracamente supercondutoras, devido a existência de vacâncias de oxigênio ou regiões da amostra onde o parâmetro supercondutor é suprimido. Na medida em que o campo magnético aplicado aumenta, nessas regiões a supercondutividade vai sendo suprimida até anular-se por completo colaborando para que o potencial de aprisionamento se torne mais forte contribuindo para o surgimento do PE.

b) Mecanismo de correspondência (“*Matching*”):^[41] Nesta interpretação propõem-se que para baixos campos magnéticos aplicados a densidade de vórtices no material é menor que a dos centros de aprisionadores o que proporciona uma constante variação na localização dos vórtices em relação a grande quantidade de centros aprisionadores. Entretanto, para valores de campo magnético aplicados mais elevados, o espaçamento entre os vórtices que formam a rede e os defeitos no cristal vai diminuindo de tal forma que o PE ocorre quando este espaçamento assume a mesma proporção para ambos, o que acarreta em poucos centros livres para que os vórtices possam selecionar.

c) Mecanismo de sincronização:^[33] neste modelo, os vórtices se rearranjam de tal forma a se ajustar às estruturas de aprisionamento culminando com a redução no módulo da tensão de cisalhamento, C_{66} da rede de vórtices em virtude do aumento do campo magnético aplicado. Esta situação irá proporcionar um estado de “flux pinning” mais forte principalmente em virtude da ocorrência de uma transição de uma fase ordenada para outra desordenada da rede de vórtices.

O PE foi amplamente pesquisado para amostras monocristalinas de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ por Küpfer e colaboradores.^[44] A Figura a seguir ilustra o comportamento da densidade de corrente crítica para uma amostra monocristalina de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ onde o PE foi estudado em termos da variação da concentração das vacâncias de oxigênio, δ .

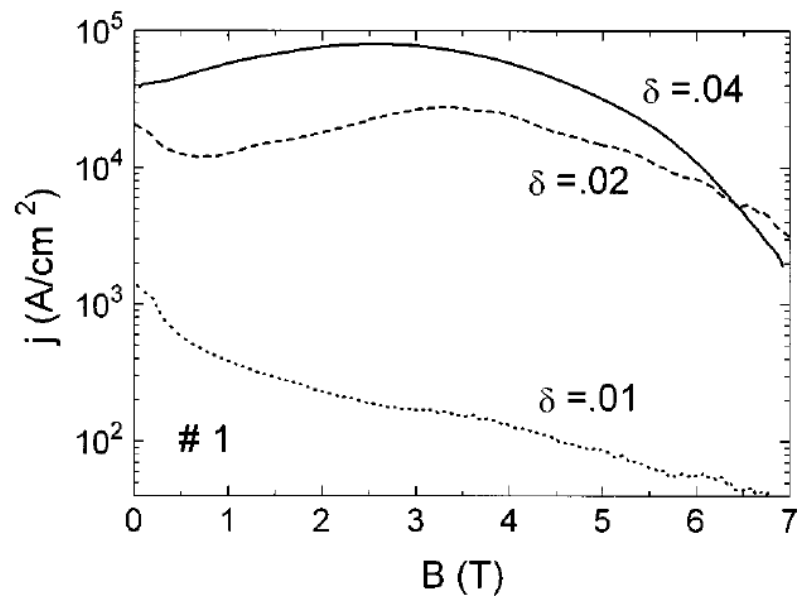


Figura 1.15 - Densidade de corrente crítica de um monocristal de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ para diferentes concentrações de oxigênio.^[44]

Pode-se observar que o PE diminui em função da redução das vacâncias de oxigênio desaparecendo quando $\delta = 0.01$, sendo este um indicativo de que a existência do PE nesses monocristais seja devido à presença de vacâncias de oxigênio. Kokkaliaris e colaboradores^[42] também ressaltam a importância da distribuição das vacâncias em um monocristal de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, apontando que para temperaturas menores que 70K, a distribuição destas não é relevante. Contudo, para temperaturas maiores, a distribuição em forma de “clusters” se torna mais efetiva do que uma distribuição homogênea de vacâncias na amostra. Estes resultados podem ser interpretados tanto pelos mecanismos (a) e (c) descritos anteriormente. Já o mecanismo (b) deve estar presente em amostras que possuam um PE que não seja variável com a temperatura e que possuam centros de “pinning” extremamente organizados, o que não apresentam ser o caso dos defeitos nas amostras de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$.

Capítulo 2 – O Efeito da Diluição de Sr nas Propriedades de “Flux Pinning” do Sistema $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$

Uma das maneiras mais eficazes de pesquisar o comportamento dos mecanismos de “flux pinning”, responsáveis pelo transporte de altos valores de $J_C(H,T)$ em supercondutores é promover substituições químicas na sua estrutura. Em particular, este capítulo é dedicado a abordagem dos efeitos sobre os mecanismo de “flux pinning” do sistema $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ provenientes da substituição parcial do sítio do Ba por átomos de Sr.

2.1 – Estrutura Cristalina do $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$

A estrutura cristalina do supercondutor $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ é ortorrômbica com os parâmetros de rede dados por: $a = 3,82 \text{ \AA}$, $b = 3,89 \text{ \AA}$ e $c = 11,69 \text{ \AA}$.^[45] O arranjo dos átomos na cela unitária desse sistema encontra-se ilustrado na Figura 2.1.

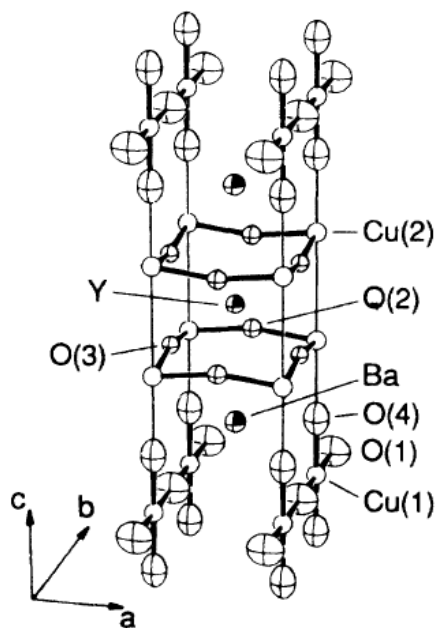


Figura 2.1 – Estrutura cristalina do supercondutor $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. Adaptado.^[47]

Podemos observar na Figura 2.1 que nessa estrutura os átomos de cobre $\text{Cu}(2)$ e $\text{Cu}(1)$ encontram-se dispostos na cela unitária da seguinte forma: quatro átomos de $\text{Cu}(2)$ formam o plano de $\text{Cu}(2)\text{-O}(2)$. Cada um destes átomos de $\text{Cu}(2)$ está ligado a outros cinco átomos de oxigênio. Os átomos de cobre $\text{Cu}(1)$, por sua vez, estão ligados, individualmente, a outros quatro átomos de oxigênio da estrutura.

A disposição linear dos átomos de Cu(1) em conjunto com os átomos de oxigênio ao longo do eixo cristalográfico b recebe a denominação de camadas lineares de Cu(1)-O(1).

Desta forma, a estrutura do sistema $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ possui a seguinte seqüência de planos ao longo do eixo c : Cu(1)-O(1) – BaO - Cu(2)-O(2) - Y - Cu(2)-O(2) – BaO - Cu(1)-O(1).

Os átomos de Y estão localizados entre os planos de Cu(2)-O(2), essa camada Cu(2)-O(2) - Y - Cu(2)-O(2) é denominada camada de condução e as demais camadas de BaO-Cu(1)-O(1)-BaO, que separam as consecutivas camadas de condução, recebem a denominação de reservatório de cargas. A distância entre os planos de Cu(2)-O(2) é da ordem de 3 Å^[46] já a distância entre consecutivos planos de condução é da ordem de 8 Å.^[46]

2.2 – O Efeito da Adição de Sr na Estrutura do $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$

Resultados provenientes de estudos cristalográficos^[47,49] realizados no composto $YBa_{2-x}Sr_xCu_3O_{7-\delta}$ policristalino permitem afirmar que os átomos de Sr substituem diretamente os átomos de Ba em até 50% sem causar surgimento de fases espúrias à estrutura supercondutora do sistema $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$.

Kakihana e colaboradores,^[50] por meio do emprego da técnica de difração de nêutrons, além de certificarem a afirmação do parágrafo anterior, explicitam que os átomos de Sr absorvidos na cela unitária provocam uma distorção da estrutura cristalina do sistema $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$. A Figura 2.2, a seguir, apresenta a variação das distâncias interatômicas obtidas por este estudo no composto $YBa_{2-x}Sr_xCu_3O_{7-\delta}$.

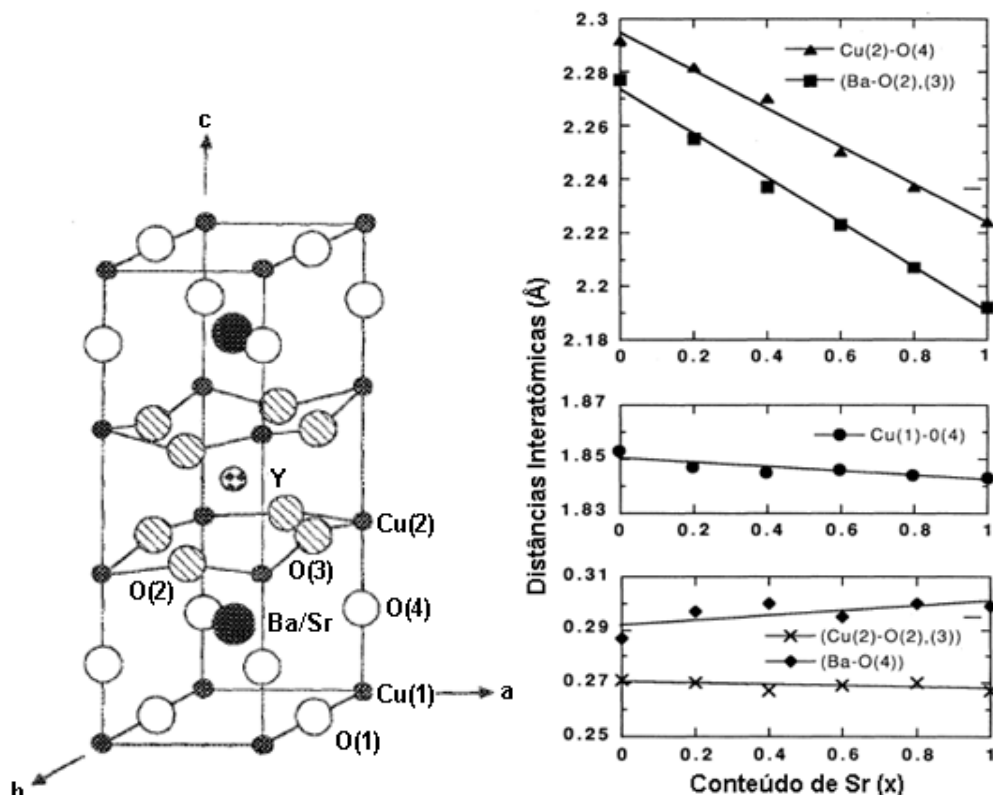


Figura 2.2 – Esquematização da cela unitária do composto $YBa_{2-x}Sr_xCu_3O_{7-\delta}$. Adaptado.^[48] (lado esquerdo) e a variação das distâncias interatômicas dos elementos que compõem este composto. Adaptado.^[50]

A partir da análise da figura anterior pode-se notar que a distância entre os átomos de Cu(2) e O(4) decresce rapidamente com o aumento do conteúdo de Sr ao mesmo tempo que a distância entre os elementos Cu(1)-O(4) diminui suavemente. Portanto o átomo O(4) tende a se aproximar dos planos de Cu(2)-O(2). A distância entre o plano que compõe os átomos Ba/Sr e os átomos de O(2) e O(3) diminui de forma análoga ao observado para os átomos Cu(2) e O(4). Isso nos leva a concluir que a distância relativa entre os átomos de Ba/Sr e o átomo de O(4) não foi alterada. De acordo com os autores, os átomos de Sr provocam uma distorção na estrutura cristalina do supercondutor $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ através da observação da diminuição das distâncias interatômicas (Cu(2)-O(4)) e (Ba-O(2),O(3)).

2.3 – O Comportamento da Temperatura Crítica de Transição (T_c)

A supercondutividade no composto $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ depende fortemente da concentração de portadores nos planos de Cu(2)-O(2) e da carga armazenada pelos

átomos de oxigênio nas cadeias de Cu(1)-O(1). Essa premissa foi comprovada por Jorgensen e colaboradores^[51] ao analisar o comportamento de $T_c(\delta)$ em uma amostra policristalina de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, onde δ representa as vacâncias de oxigênio neste sistema.

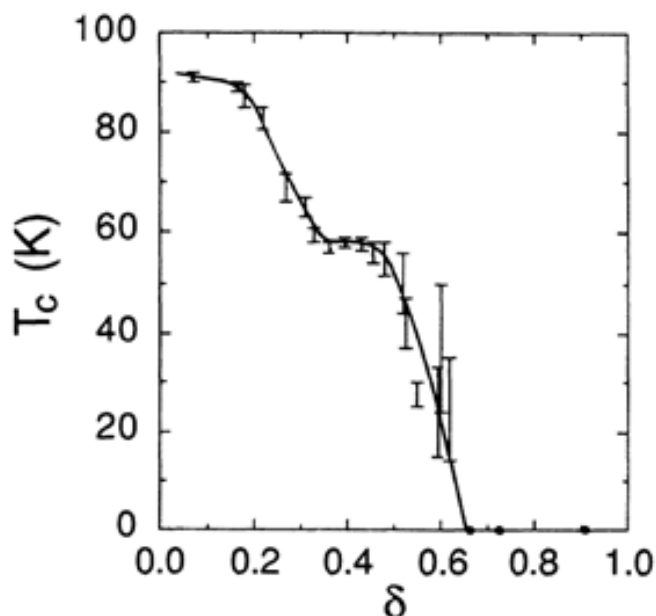


Figura 2.3 – Dependência de T_c em função da concentração de oxigênio.^[51]

De acordo com a figura anterior, pode-se observar um grande decréscimo de $T_c(\delta)$ para as concentrações de δ situadas entre $0,2 < \delta < 0,3$ e para $0,5 < \delta < 0,6$ observa-se também que $T_c(\delta)$ apresenta dois platôs distintos nas temperaturas de 92K e 60K compreendidos entre $0 < \delta < 0,2$ e $0,3 < \delta < 0,5$, respectivamente. É interessante ressaltar que $T_c(\delta)$ é nula para concentrações onde $\delta > 0,65$ isso é justificado pela mudança estrutural da fase ortorrômbica para tetragonal sofrida pelas amostras quando $\delta \approx 0,65$ tornando o $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ isolante.

A variação de $T_c(\delta)$ pode ser compreendida através da aplicação do modelo de transferência de cargas.^[52] Este modelo essencialmente relaciona a carga total associada aos planos de Cu(2)-O(2) com a concentração de oxigênio presente na estrutura. Baseado neste modelo o decréscimo de T_c próximo de $\delta = 0,4$ estaria relacionado a uma grande transferência de carga negativa das cadeias de Cu(1)-O(1) para os planos de Cu(2)-O(2) e o desaparecimento da supercondutividade estaria associado a uma transferência de uma quantidade de carga ainda maior.

O comportamento da temperatura crítica de transição é também modificado através de substituições químicas. O efeito das substituições químicas no supercondutor $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, na maioria das situações, resulta no decréscimo de T_c . Dependendo do dopante empregado e principalmente de sua localização na estrutura cristalina deste material podem-se observar variações significativas de T_c . A Figura 2.4 ilustra o efeito da substituição dos átomos de Ba por Sr e dos átomos de Cu por átomos de Al, Co e Fe na temperatura crítica do supercondutor $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$.

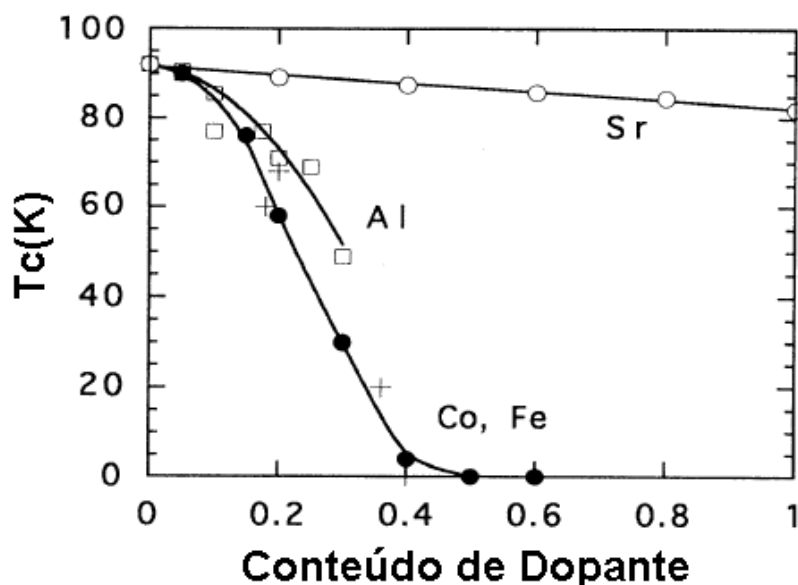


Figura 2.4 – Comportamento de T_c para as substituições químicas parciais com átomos de Sr, Al, Co e Fe empregadas no $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. Adaptado.^[50]

Percebe-se que o efeito causado a T_c devido a dopagem com átomos de Al, Co e Fe é mais drástico do que o observado pela substituição por átomos de Sr. Isto é justificado pelo fato de que os átomos de Al, Co e Fe, para as concentrações empregadas, localizam-se nas cadeias de $\text{Cu}(1)\text{-O}(1)$ ^[50] o que promove a transferência de carga das cadeias para os planos de condução, de forma análoga ao que é demonstrado na Figura 2.3 para o comportamento de $T_c(\delta)$ no $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. Entretanto a substituição parcial de Ba por Sr não altera significativamente a concentração de carga no sistema modificando apenas a estrutura cristalina em torno dos planos de $\text{Cu}(2)\text{-O}(2)$.^[50,53]

O decréscimo linear na temperatura crítica de transição devido a substituição de Ba por Sr é ainda uma questão em aberto. Gallo e colaboradores^[53] apontam a

contração da cela unitária e a distorção da estrutura local em torno dos planos de $\text{Cu}(2)\text{-O}(2)$ como mecanismo responsável por esse decréscimo.

2.4 – O Comportamento de $J_c(H, T)$ no Composto $\text{YBa}_{2-x}\text{Sr}_x\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$

Na literatura encontram-se alguns trabalhos realizados com o objetivo de pesquisar os efeitos da dopagem química com Sr na densidade de corrente crítica e nos mecanismos de “flux pinning” do sistema $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$.^[44,54,55] A partir do próximo parágrafo são discutidos alguns desses resultados.

Küpfer e colaboradores^[44] pesquisaram, por meio da realização de medidas de magnetização DC, o comportamento de $J_c(H, T)$, $B_{\text{irr}}(T)$ e PE (“peak effect”), em monocristais de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ apresentando na sua estrutura diferentes níveis de defeitos pontuais (vacâncias de oxigênio e substituição química) e estendidos. O objetivo central desse trabalho foi pesquisar como o inter-relacionamento entre os mecanismos de “pinning” acima citados afetam o comportamento de $J_c(H, T)$, $B_{\text{irr}}(T)$ e PE quando submetidos aos efeitos de anisotropia de campo magnético.

Na figura abaixo se encontra ilustrado o comportamento de $\Delta m(B)$, largura do ciclo de histerese magnética, o qual está diretamente relacionado a $J_c(H, T)$ de acordo com a Equação 1.12 da seção 1.2. O campo magnético B é função de ϕ , ou seja, depende da direção que o vetor B assume em relação ao eixo c e plano ab dos monocristais sendo que para $\phi = 0$, B está alinhado na direção do eixo c e para $\phi = 90^\circ$, B está alinhado na direção do plano ab dos monocristais.

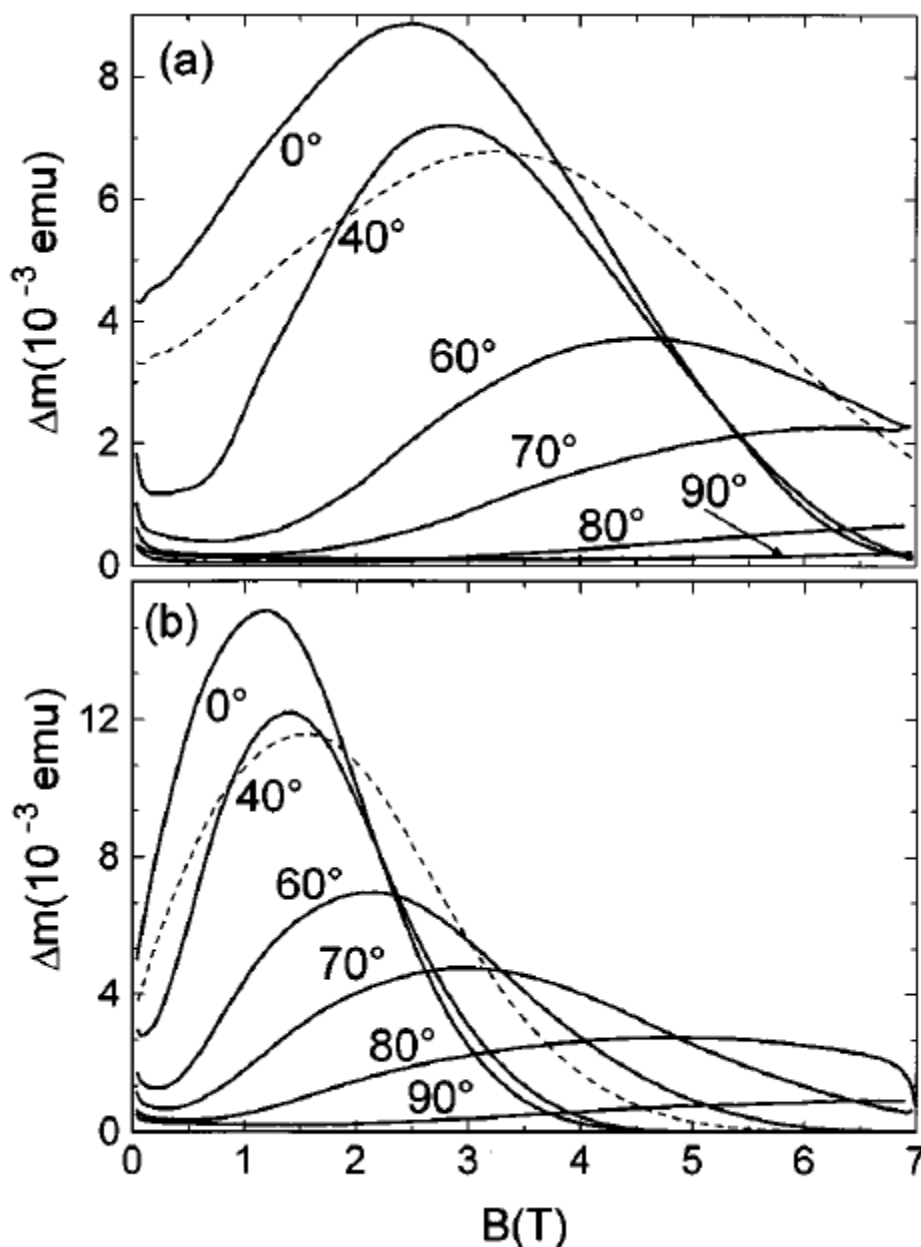


Figura 2.5 – Comportamento de $\Delta m(B)$ em função do ângulo ϕ entre o campo aplicado e o eixo cristalográfico c para amostras monocristalinas de a) $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ($\delta = 0,04$) e b) $\text{YBa}_{1,98}\text{Sr}_{0,02}\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. Adaptado.^[44]

Na Figura 2.5 a) é representado o comportamento de $\Delta m(B)$ para um monocristal de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ caracterizado por apresentar estrutura levemente deficiente em oxigênio ($\delta = 0,04$), ou seja, constituída por vacâncias de oxigênio provavelmente localizadas ao longo das cadeias de $\text{Cu}(1)\text{-O}(1)$ deste sistema. Da mesma forma, a Figura 2.5 b) representa o comportamento de $\Delta m(B)$ para um monocristal de $\text{YBa}_{1,98}\text{Sr}_{0,02}\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ onde sua estrutura é caracterizada pela existência de defeitos pontuais provenientes do doping químico. Cabe ressaltar

ainda, que a estrutura de ambas as amostras é caracterizada por apresentarem uma quantidade de planos de macla que se equivalem.

É possível comprovar, ainda na Figura 2.5, a existência de um segundo máximo nas curvas de $\Delta m(\phi)$ o qual apresenta sua maior intensidade em $\phi = 0$, passando a decrescer gradativamente na medida em que ϕ aumenta até praticamente desaparecer para $\phi \sim 70^\circ$, para campos de até 7T. Este máximo nas curvas de $\Delta m(\phi)$ está diretamente associado ao PE (“peak effect”) discutido na seção 1.1.3.5 e a sua degradação em função de ϕ é justificada pelo decréscimo do comprimento de escala efetivo para o transporte de J_c entre o plano ab e eixo c dos monocristais. O monocristal dopado com Sr apresenta maiores valores de $\Delta m(\phi)$ quando submetido a aplicação de campos magnéticos menores do que a amostra deficiente em oxigênio.

A linha pontilhada na Figura 2.5 a) e b) representa o comportamento de $\Delta m(\phi = 40^\circ)$ determinado a partir do emprego da expressão (2.1).^[56]

$$\Delta M\left(\frac{B}{\cos\phi}, 40^\circ\right) = \Delta M(B, 0^\circ)\cos\phi \quad (2.1)$$

Na equação $\Delta m(B, 0^\circ)$ é obtido diretamente da medida. A Equação (2.1) é utilizada na reprodução do comportamento de $\Delta m(\phi)$ em monocristais de $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ sem maclas, ou seja, na ausência de efeitos estendidos. Neste cenário, o comportamento de $\Delta m(\phi)$ para grandes variações angulares em relação ao eixo c dos monocristais é ditado pela componente de Δm relativa a este eixo.

A diferença entre o comportamento de $\Delta m(\phi = 40^\circ)$ obtido a partir das medidas de magnetização DC (linha cheia) e do emprego da equação 2.1 (linha pontilhada) na Figura 2.5 é mais acentuada no monocristal puro quando comparado ao monocristal dopado. De acordo com os autores, como as amostras apresentam estrutura de maclas equivalente, a justificativa para a observação dessa diferença volta-se ao fato de que os defeitos pontuais produzidos pela dopagem com Sr fornecem um melhor potencial de “flux pinning” do que as vacâncias de oxigênio nos monocristais de $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$.

Além do resultado anterior, os autores deste trabalho pesquisaram qual a relevância da estrutura de maclas para o PE nas proximidades da orientação $B // c$.

Eles fundamentaram suas conclusões baseados na análise dos comportamentos do campo de irreversibilidade magnética $B_{\text{irr}}(\phi)$, normalizado em termos de $B_{\text{irr}}(\phi = 0^\circ)$ e de $\Delta m(\phi)$, normalizado em termos de $\Delta m(\phi = 0^\circ)$ os quais encontram-se representados na Figura 2.6.

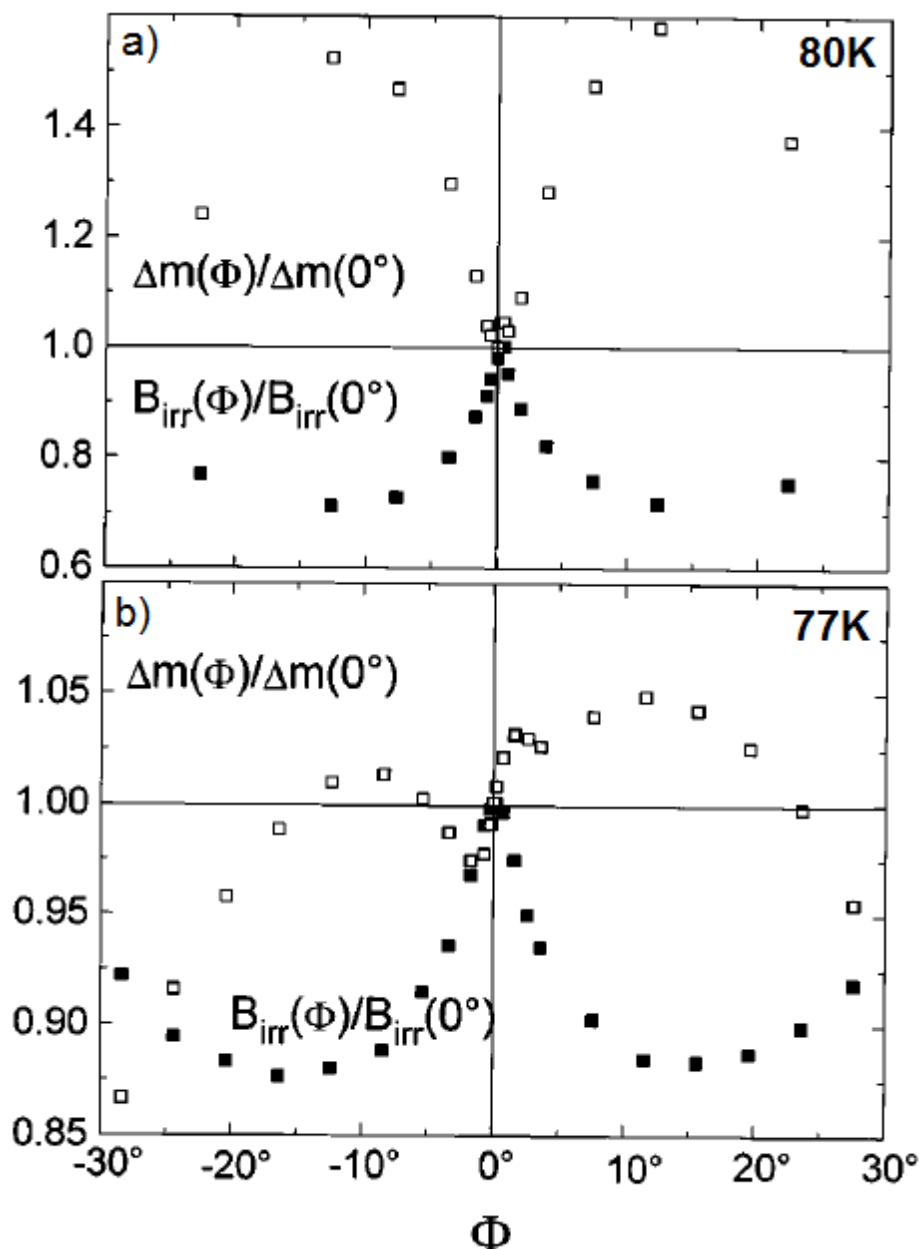


Figura 2.6 – Comportamento de $B_{\text{irr}}(\phi)/B_{\text{irr}}(0^\circ)$ e $\Delta m(\phi)/\Delta m(0^\circ)$ para a amostra de a) $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ e b) $\text{YBa}_{1.98}\text{Sr}_{0.02}\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. Adaptado.^[44]

As amostras estudadas apresentam um comportamento de $B_{\text{irr}}(\phi)/B_{\text{irr}}(0^\circ)$ do tipo “cusp” para $\phi \leq 15^\circ$ com valor máximo da razão em $B // c$ ($\phi = 0^\circ$). Este

comportamento de $B_{irr}(\phi)/B_{irr}(0^\circ)$ é a assinatura de uma transição do tipo Bose-glass.^[19,57]

Segundo esse formalismo, a predominância das maclas como centros de “flux pinning” é verificada quando atingido o ângulo de “trapping” a partir do qual, para valores inferiores a este, é observado um aumento substancial de $B_{irr}(\phi)$. Este ângulo é de aproximadamente 15° para as amostras da Figura 2.6.

Na figura 2.6 também se encontra destacado o comportamento de $\Delta m(\phi)/\Delta m(0^\circ)$ que ao contrário do observado para $B_{irr}(\phi)/B_{irr}(0^\circ)$ é caracterizado pela ocorrência de um mínimo em $\Delta m(0^\circ)$. Este comportamento sugere que as maclas não são o mecanismo responsável pela ocorrência do PE uma vez que o máximo de $\Delta m(\phi)/\Delta m(0^\circ)$ é verificado ocorrer para ângulos maiores que o de “trapping”.

Saito e colaboradores^[55] realizaram estudos específicos de microscopia eletrônica de transmissão de alta resolução (HRTEM) no monocristal dopado com Sr do parágrafo anterior. A análise das imagens de HRTEM revelaram que os planos de maclas deste monocristal estavam decorados por campos de tensão, “strain fields”, cujo indício de sua presença é a observação de distorções na estrutura cristalográfica da amostra. Os autores associam estes “strain fields” à distribuição isotrópica de átomos de Sr junto aos planos de maclas, sendo esta estrutura a responsável pela observação de um valor de $J_c(H, T)$ cerca de 80 vezes maior do que o registrado para um monocristal não dopado sem maclas. Na figura 2.7 é ilustrada esta diferença no comportamento de $J_c(H, T)$, em $T = 77K$, para os monocristais dopado (Cristal B) e puro (Cristal A).

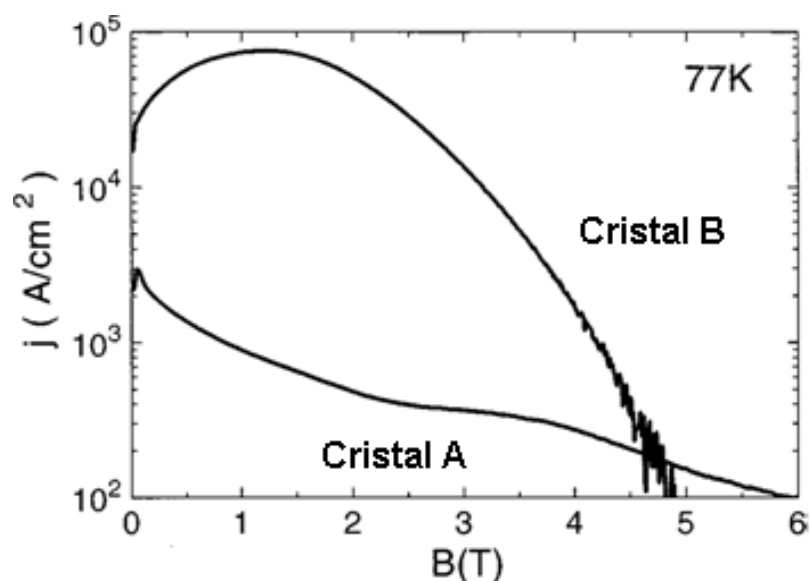


Figura 2.7 - Densidade de corrente crítica para uma amostra pura e outra dopada com 1% de Sr. Adaptado.^[55]

Neste mesmo trabalho os autores observarem que $B_{rr}(T = 77\text{K})$ do monocristal A (7 T) é maior do que o obtido para o monocristal B (5 T). Uma justificativa para esta diminuição de B_{rr} seria que a modificação dos planos de macla com a dopagem com Sr resultaria no enfraquecimento da eficiência dos mecanismos de “flux pinning” correlacionados como os devidos aos planos de maclas.^[44]

No trabalho de Shimoyama e colaboradores,^[54] o máximo valor de $J_c(H, T)$ foi observado para os monocristais de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ dopados com 2% de Sr para as temperaturas de 77,5K e 84K, conforme ilustra a Figura 2.8 a seguir.

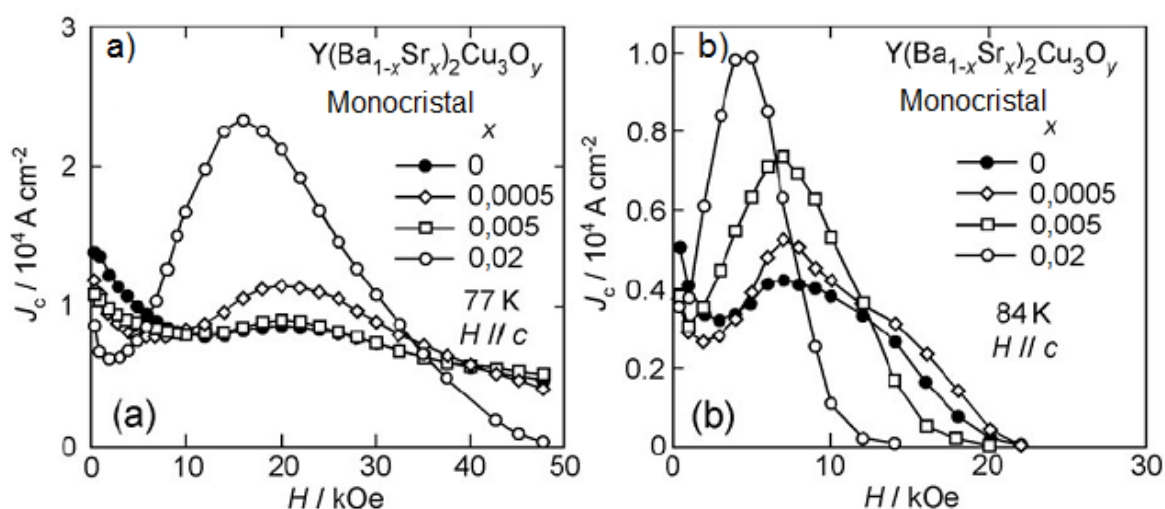


Figura 2.8 – Comportamento de $J_c(H, T)$ para as amostras monocristalinas de $\text{YBa}_{2-x}\text{Sr}_x\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ a temperatura de a) 77,5K e b) 84K. Adaptado.^[54]

Os autores^[54] sugerem que a observação do máximo nas curvas de $J_c(H, T)$ deve-se preferencialmente a distribuição inhomogênea de átomos de Sr na estrutura do $\text{YBa}_{2-x}\text{Sr}_x\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$.

Por fim, cabe ressaltar que os resultados encontrados na literatura^[44,54,55] para os efeitos do doping com Sr em $J_c(H, T)$ foram realizados para concentrações pequenas deste dopante ($\approx 2\%$) e não exploram a evolução da dinâmica dos mecanismos de “flux pinning” e conseqüentemente de $J_c(H, T)$ a medida em que proporção de Ba substituída por Sr é elevada, ou seja, uma das propostas de tema desse trabalho.

Capítulo 3 – Técnicas e Procedimentos Experimentais

Neste capítulo descreveremos os processos, equipamentos e procedimentos experimentais adotados na produção e na caracterização estrutural e magnética dos monocristais utilizados neste trabalho. Cabe ressaltar que será dada uma maior ênfase nos processos de caracterização magnética das amostras devido a estas serem tomadas como parâmetro principal na obtenção das curvas de $J_c(H,T)$ e $F_p(H,T)$.

3.1 – Produção dos Monocristais

Foram crescidos monocristais de $YBa_{2-x}Sr_xCu_3O_{7-\delta}$ com ($x = 0; 0,02; 0,1; 0,25$ e $0,37$) relativo as proporções nominais de 0%; 1%; 5%; 12,5% e 18,5%, respectivamente, no laboratório de materiais supercondutores (LMS) da UFPel.

Essas amostras foram crescidas por meio do emprego da técnica de auto-fluxo.^[58-60] Nesta foram utilizados como reagentes precursores o óxido de ítrio (Y_2O_3), o carbonato de bário ($BaCO_3$), o carbonato de estrôncio ($SrCO_3$) e o óxido de cobre (CuO) com as respectivas purezas 99,999%; 99,999%; 99,995% e 99,9999%.

A técnica de auto-fluxo prevê que alguns dos elementos sejam adicionados em excesso para que atuem como nutrientes para a fase supercondutora 123, desta forma a estequiometria inicial foi a YBa_4Cu_{10} onde os elementos adicionados em excesso para atuarem como fluxo foram: o carbonato de bário ($BaCO_3$) e o óxido de cobre (CuO) os quais apresentam ponto de fusão mais baixo que a fase 123. A proporção de Ba substituída por Sr se deu através do emprego da seguinte estequiometria: $YBa_{3,96}Sr_{0,04}Cu_{10}$ (1%); $YBa_{3,8}Sr_{0,2}Cu_{10}$ (5%); $YBa_{3,5}Sr_{0,5}Cu_{10}$ (12,5%) e $YBa_{3,26}Sr_{0,74}Cu_{10}$ (18,5%).

Após realizado o cálculo estequiométrico, os reagentes são colocados, por um determinado tempo, em uma estufa com o intuito de promover sua desumidificação. Concluído esse processo, os reagentes, seguindo as proporções desejadas, são pesados em uma balança de precisão para logo após serem misturados e macerados em um almofariz de ágata até que a mistura obtida apresente um aspecto homogêneo.

Terminada essa etapa, a mistura proveniente da etapa anterior é acondicionada em um dos lados de um cadinho de zircônia. O cadinho contendo a mistura é levado a um forno mufla e acomodado em uma base inclinada 20° em relação à horizontal do forno. Esse forno apresenta um controlador de temperatura com precisão de décimos de graus Celsius e é programado para realizar a rampa de tratamento térmico ilustrada pela Figura 3.1

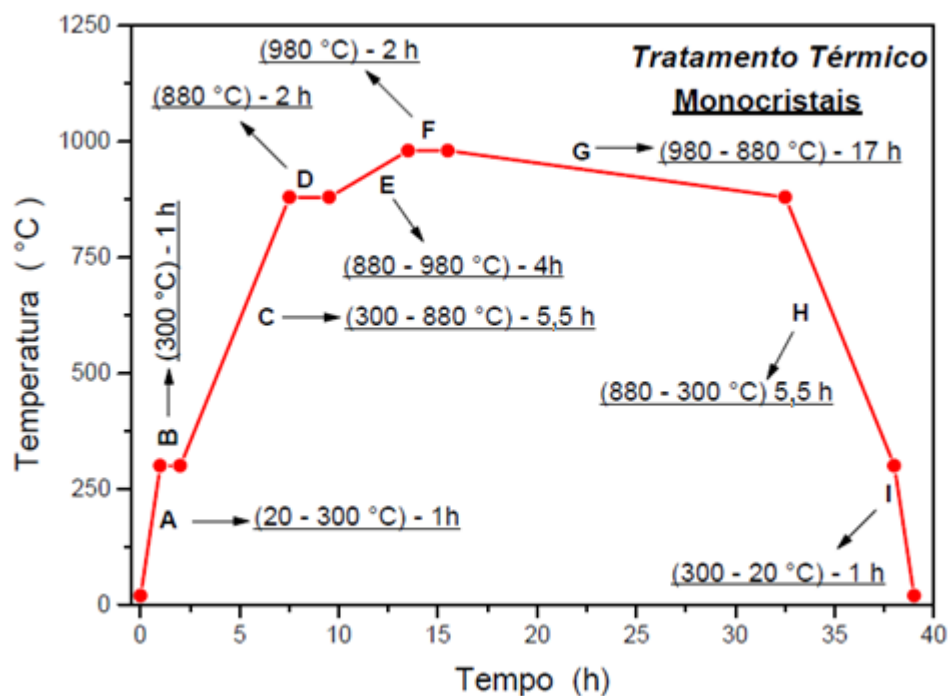


Figura 3.1 – Tratamento térmico utilizado no crescimento de monocristais.^[8]

O tratamento térmico representado na figura anterior apresenta as suas etapas discriminadas da seguinte forma:

Etapa A: Consiste na elevação da temperatura de 20°C até 300°C a uma taxa de 280°C/h .

Etapa B: A temperatura é mantida em 300°C por uma hora com o objetivo de eliminar qualquer eventual umidade decorrente dos processos de pesagem e maceração.

Etapa C: Nesta etapa a temperatura é elevada de 300°C para 880°C empregando uma taxa de $105,45^\circ\text{C/h}$. Espera-se que nessa etapa haja uma queima total dos carbonos da reação.

Etapa D: A temperatura é mantida em 880°C durante 2h.

Etapa E: Consiste na elevação da temperatura de 880°C para 980°C a uma taxa de 25°C/h. Nesta etapa ocorre a formação inicial do fluxo de BaO-CuO saturado de Y₂O₃ e SrO.

Etapa F: A temperatura é mantida em 980°C por um período de 2h. Nesta etapa ocorre a chamada dissolução iônica. As soluções saturadas formadas na Etapa E, onde o BaO e o CuO são os solventes e o Y₂O₃ e o SrO são os solutos, ocorrem na medida em que estas escorrem para o lado inferior do cadinho de Zircônia ao mesmo tempo que o fluxo de CuO-BaO começa a evaporar.

Etapa G: A temperatura é decrescida de 980°C para 880°C a uma taxa de -5.88°C, esta etapa marca a fase mais importante do processo. Durante este período ocorre a evaporação do fluxo e o surgimento de alguns centros de nucleação resultando no crescimento dos monocristais.

Etapa H: A temperatura é decrescida de 880°C para 300°C a uma taxa de -105.45°C/h. Esta etapa marca o fim do processo de crescimento dos monocristais e o início da transição estrutural tetragonal-ortorrômbica nestes cristais.

Etapa I: Marca o decréscimo da temperatura de 300°C para a temperatura ambiente a uma taxa de -280°C/h.

Durante o crescimento dos monocristais, alguns cuidados devem ser realizados, como evitar a incidência direta das resistências de aquecimento do forno sobre a mistura e ajustar o gradiente de temperatura produzido pelo forno na posição empregada durante o crescimento dos cristais.

Os monocristais provenientes da família YBa₂Cu₃O_{7-δ} obtidos após o crescimento são deficientes em oxigênio. Portanto os mesmos devem ser submetidos a um processo que busque a otimização do conteúdo de oxigênio.^[61-63]

Os monocristais selecionados para a oxigenação foram encapsulados entre duas pastilhas de YBa₂Cu₃O_{7-δ} onde este procedimento foi realizado com o intuito de fornecer uma atmosfera de oxigênio pura e mais homogênea em torno dos monocristais. Essa cápsula foi então ajustada em um cadinho de alumina que posteriormente foi introduzido no interior de um tubo de quartzo onde a atmosfera rica em oxigênio foi controlada. O tratamento transcorreu sobre fluxo de oxigênio de alta pureza a pressão de 1atm utilizando-se o tratamento térmico representado na Figura 3.2.

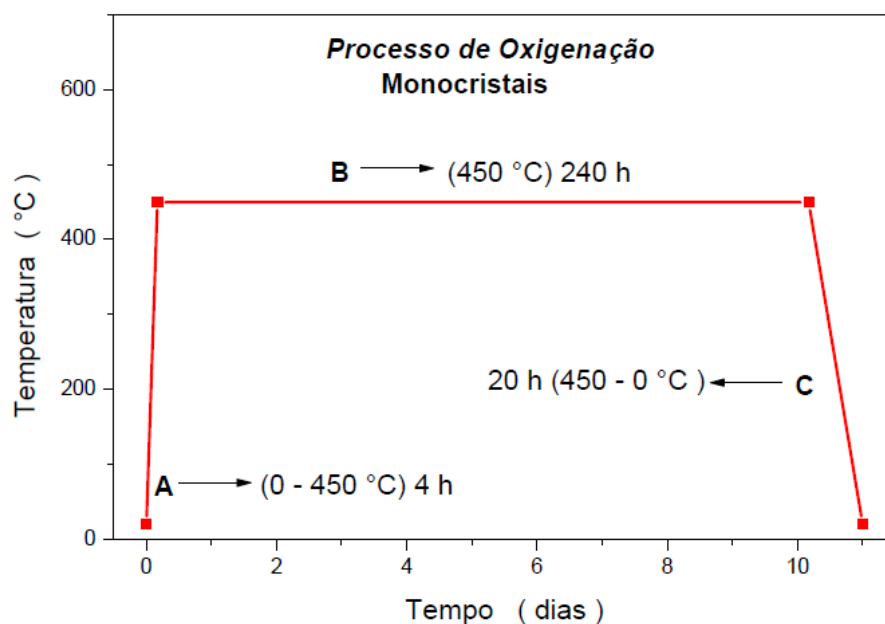


Figura 3.2 - Tratamento térmico empregado na etapa de oxigenação das amostras.^[8]

No processo de oxigenação, ilustrado na figura acima, são tomadas as seguintes etapas:

A etapa A consiste na elevação da temperatura ambiente até 450°C a uma taxa de 107,5°C/h. Nesta etapa deve-se monitorar o controle da pressão de O₂ no interior do tubo de quartzo, uma vez que o aumento em demasia da temperatura provoca uma elevação da pressão no tubo de quartzo podendo levar ao rompimento das vedações do mesmo.

Na etapa B a temperatura é mantida em 450°C por um período de 10 dias. Nesse período de tempo ocorre a oxigenação dos monocristais.

A etapa C consiste no decréscimo da temperatura de 450°C até a temperatura ambiente a uma taxa de -21,5 °C/h.

3.2 – Caracterização Estrutural e Superficial

Os monocristais de YBa_{2-x}Sr_xCu₃O_{7-δ} selecionados para as medidas de magnetização DC tiveram sua estrutura caracterizada por meio de difração de raio-x “x-ray diffraction” (XRD). A caracterização da superfície desses monocristais foi realizada com o emprego da técnica de microscopia de luz polarizada, “Polarized Light Microscopy” (PLM). A superfície da amostra monocristalina YBa_{1,75}Sr_{0,25}Cu₃O_{7-δ} foi também caracterizada por microscopia eletrônica de transmissão, “transmission

electron microscopy” (TEM). Adicionalmente, esses monocristais tiveram suas dimensões determinadas por meio da aplicação da técnica de microscopia eletrônica de feixes de íons focalizados, “focused ion beam” (FIB).

3.2.1 – Difração de Raio-x

As amostras de $\text{YBa}_{2-x}\text{Sr}_x\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ com ($x= 0; 0,1; 0,25$ e $0,37$) tiveram sua estrutura analisada através de medidas de difração de raio-x. Essas medidas foram realizadas utilizando-se a radiação $\text{CuK}\alpha$ ($\lambda_{\text{CuK}\alpha} = 1,54178\text{\AA}$) em um difratômetro D 5000 da marca Siemens localizado no IF da UFRGS. A Figura a seguir ilustra a representação básica para um difratômetro de raio-x.

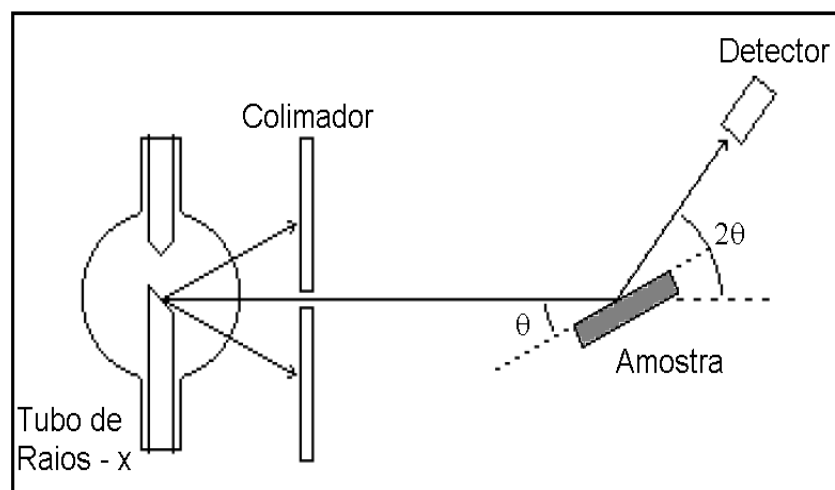


Figura 3.3 – Representação básica de um difratômetro de raio-x.

Na figura, θ é o ângulo entre o feixe incidente e o plano da amostra, os feixes de raio-x são emitidos pelo tubo, colimados após passarem por um colimador e então incididos em uma amostra onde são difratados e detectados no detector. Para que os feixes difratados que chegam ao detector estejam em fase, a diferença de caminho óptico percorrido por um feixe em relação a outro deve ser um múltiplo inteiro de comprimento de onda, essa condição é dada pela lei de Bragg.

$$n\lambda = 2d\text{sen}\theta \quad (3.1)$$

Onde n é um número inteiro, λ é o comprimento de onda da radiação incidente, θ é o ângulo de incidência e d é a distância entre os planos de difração. Esta última se relaciona com os parâmetros de rede através da equação:^[9]

$$\frac{1}{d^2} = \frac{h^2}{a^2} + \frac{k^2}{b^2} + \frac{l^2}{c^2} \quad (3.2)$$

Na equação anterior, h , k e l são os índices de Miller^[9] e a , b e c são os parâmetros de rede.

3.2.2 – Microscopias de Luz Polarizada (PLM), Eletrônica de Transmissão (TEM) e Feixe de Íons Focalizados (FIB)

As imagens de PML foram realizadas com o auxílio de um microscópio ótico de luz polarizada da marca Olympus BX53 localizado no Laboratório de Supercondutividade e Magnetismo do IF da UFRGS. Esse microscópio é basicamente constituído por um tubo ótico que possui um conjunto de lentes. Ao passar por esse conjunto de lentes, a luz polarizada pelo polarizador é incidida ao longo da superfície dos monocristais e refletida passando pelo analisador até chegar à lente ocular onde as imagens são formadas.

A amostra monocristalina de $\text{YBa}_{1,75}\text{Sr}_{0,25}\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ teve sua superfície analisada por meio da técnica TEM a qual emprega um microscópio eletrônico Philips CM30 localizado no CCIT da Universidade de Barcelona. Nesse tipo de microscópio, em uma coluna evacuada a uma pressão da ordem de 10^{-5} Pa, um feixe de elétrons é produzido e acelerado por uma diferença de potencial de 200 kV. Esse feixe passa por lentes magnéticas condensadoras e por uma abertura a qual é responsável pelo controle da coerência e da intensidade do feixe. Esse feixe é então espalhado ao atravessar a amostra e capturado por uma lente magnética objetiva que forma a primeira imagem da distribuição angular do feixe de elétrons, sendo que as demais lentes são utilizadas para aumentar o tamanho da imagem projetada. É importante salientar que antes das medidas serem efetuadas a amostra passou por um processo de polimento para que sua espessura fosse diminuída.

Com o intuito de aferir as dimensões das amostras foram extraídas imagens de Microscopia FIB, tanto da superfície quanto da espessura, através de um

microscópio FIB modelo JIB 4SOU da JEOL localizado no Laboratório de Conformação Nanométrica do IF da UFRGS. A operação básica desse equipamento consiste em um feixe de íons de Ga que varre a superfície da amostra. Esse feixe interage com a superfície do material produzindo partículas secundárias que são coletadas para a formação de imagens.

3.3 – Medidas de Magnetização

Neste item são descritas as técnicas experimentais e os equipamentos utilizados nas medidas de magnetização DC em função do campo magnético e da temperatura, $M(H, T)$ efetuadas para as amostras de $\text{YBa}_{2-x}\text{Sr}_x\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ com ($x = 0; 0,02; 0,1; 0,25$ e $0,37$).

3.3.1 – O Magnetômetro SQUID

As medidas de $M(H, T)$ foram realizadas com o auxílio de um magnetômetro SQUID (“Superconductor Quantum Interference Device”) ou MPMS (“Magnetic Properties Measurement System”) modelo 2000 desenvolvido pela Quantum Design, localizado no Laboratório de Supercondutividade e Magnetismo do IF da UFRGS. Com o auxílio deste magnetômetro é possível aplicar campos magnéticos de até 50 kOe com precisão de até $5,10^{-7}$ e.m.u na medida de susceptibilidade magnética. Esse sistema pode operar entre temperaturas de 1,9 K e 400 K a uma taxa de variação entre 0,01 K/min até 10 K/min com precisão de até 0,01 K.^[64] A Figura 3.4 a seguir ilustra a representação geral de um magnetômetro SQUID.

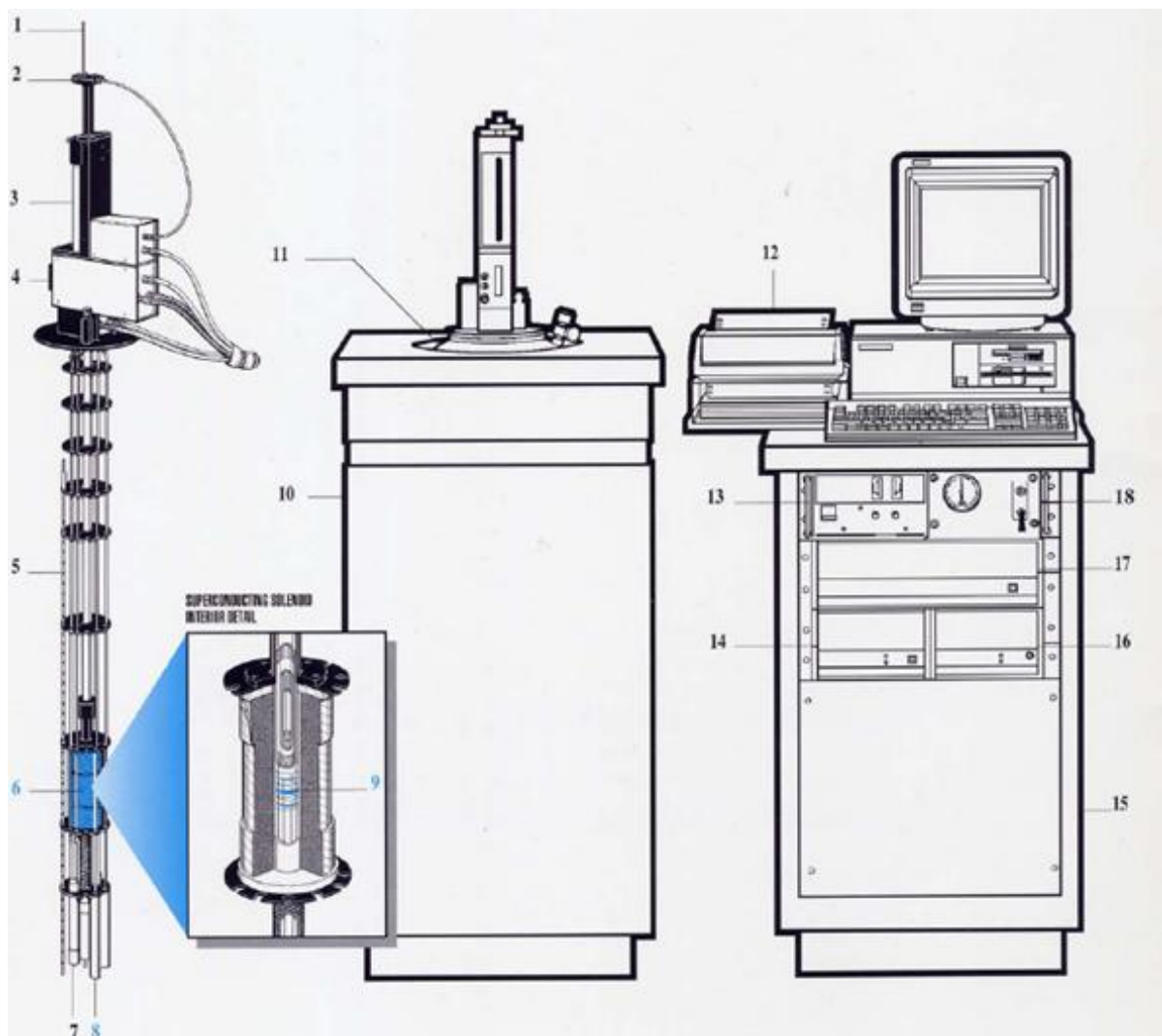


Figura 3.4 - 1) cana, 2) rotor, 3) transporte da amostra, 4) sonda, 5) sensor nível de He, 6) solenóide supercondutor, 7) impedância para fluxo de He, 8) cápsula do SQUID, 9) bobina supercondutora "pick up" 10) Dewar do gabinete de isolamento, 11) Dewar 12) Impressora, 13) fonte de alimentação do magneto 14) controlador de temperatura modelo 1802, 15) gabinete do console, 16) unidade de distribuição de força 17) controlador MPMS modelo 1822, 18) unidade de controle de gás.^[64]

O funcionamento básico deste magnetômetro consiste no fornecimento de corrente elétrica da fonte para as bobinas supercondutoras que geram um campo magnético na região onde se encontra localizada a amostra. Esta por sua vez é magnetizada produzindo um campo induzido cuja variação é lida pelo sensor de SQUID. Esse sensor é constituído por um anel supercondutor interrompido por uma (SQUID RF) ou duas (SQUID DC) junções Josephson que são capazes de transformar variações extremamente pequenas de fluxo em tensão elétrica.

O SQUID possui dois modos distintos de operação, o modo DC e o modo RSO. No sistema DC (“Direct Current”) a amostra excursiona para fora da região central da bobina a cada ponto medido, sendo novamente colocado no centro da bobina supercondutora para a medida da magnetização no ponto seguinte. O sistema RSO (“Reciprocating Sample Option”), no qual o SQUID opera no mesmo modo de um magnetômetro de amostra vibrante, com a amostra vibrando com uma frequência bem definida em torno de um ponto fixo centralizado em relação à bobina.

Nas medidas realizadas foram adotados tanto o método DC quanto o método RSO. Os resultados obtidos a partir da adoção de ambos os métodos não se mostraram discrepantes. No modo DC foi adotada uma amplitude de excursão da amostra de 1cm entre as bobinas do SQUID. Esse valor é insuficiente para produzir inhomogeneidades no valor de campo magnético aplicado e na temperatura da amostra.

3.3.2 – Montagem Experimental Para as Medidas de Magnetização DC

Os monocristais selecionados para as medidas de magnetização foram fixados, com a utilização de graxa de vácuo, a um disco de teflon que posteriormente foi inserido em um porta amostra de plástico, com o objetivo de evitar possíveis vibrações.

Antes de realizar as medidas de $M(H,T)$ as amostras foram submetidas a um processo de centragem em relação as bobinas de aplicação de campo. Este processo é realizado com o objetivo de o sinal magnético correspondente a amostra seja determinado pelo sensor SQUID com a máxima precisão possível.

O processo de centragem consiste em submeter o conjunto porta amostra e amostra inicialmente a um resfriamento até uma temperatura $T < T_C$, na ausência de campo aplicado, onde posteriormente, sobre a ação de um campo magnético, a posição da amostra é registrada de forma que o sinal por ela fornecido seja otimizado em relação a sua posição relativa ao sensor SQUID.

Os procedimentos utilizados nas medidas de $M(T)$ foram o ZFC e o FCC. O procedimento ZFC consiste no resfriamento da amostra, em campo magnético nulo, de uma temperatura $T > T_C$ para uma temperatura $T < T_C$, onde então é aplicado um

campo magnético constante enquanto a temperatura é elevada lentamente para $T > T_C$. Já no procedimento FCC a amostra, ainda em campo magnético aplicado, parte de uma temperatura $T > T_C$ e é resfriada até $T < T_C$.

É importante ressaltar que todas as medidas ocorreram para H aplicado paralelamente ao eixo cristalográfico c dos monocristais, ou seja, do ponto de vista operacional o campo aplicado foi direcionado perpendicularmente ao plano de maior dimensão dos monocristais.

A contribuição magnética do sistema, graxa de vácuo - disco de teflon - porta amostra de plástico, foi medida em função do campo e da temperatura. Esse sistema apresentou um comportamento diamagnético em função do campo, sendo esta contribuição descontada nas medidas de $M(H)$, apesar da não influência desse comportamento para as estimativas de densidade de corrente crítica. O sistema também apresentou um comportamento exponencial em função da temperatura, o qual ao ser descontado nas curvas de magnetização em função da temperatura, não apresentou mudança significativa nestas.

3.3.3 – Medidas de Magnetização em Função do Campo Magnético Aplicado

O processo experimental adotado para a realização das medidas de magnetização em função do campo magnético aplicado a temperatura fixa, $M(H)$, foi o seguinte: partindo de uma temperatura $T > T_C$ com a amostra já centrada, esta é submetida ao procedimento ZFC até que seja atingida uma temperatura $T < T_C$. A partir deste momento a magnetização $M(H)$ é registrada para cada valor de campo magnético aplicado entre 0 e 50 kOe previsto pela taxa de incremento empregada. Mantendo-se a mesma taxa empregada durante o incremento do campo magnético aplicado procede-se com o registro de $M(H)$ durante o decréscimo de campo de 50 até 0 kOe.

A Figura 3.5 ilustra os resultados obtidos, a partir dos procedimentos anteriores, para uma medida de $M(H)$ realizada para uma amostra de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ em $T = 77,5\text{K}$ empregada para a amostra de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ neste trabalho.

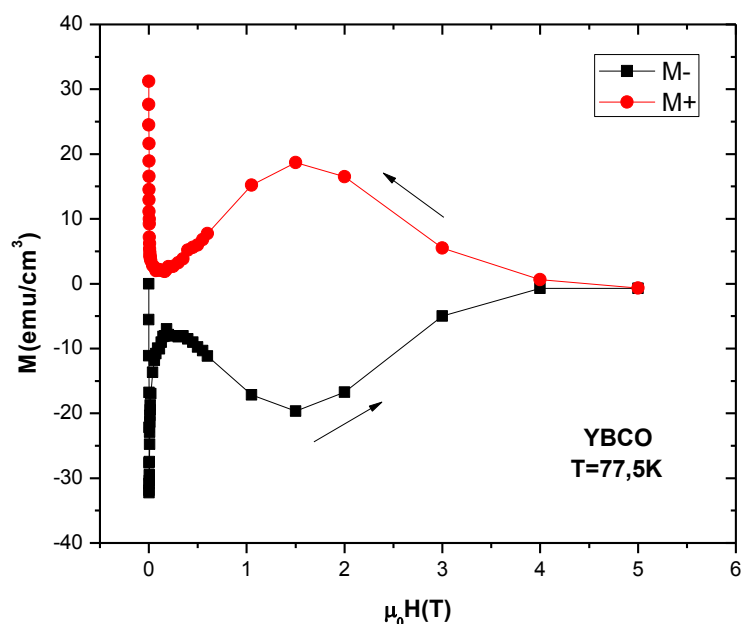


Figura 3.5 - Medida de magnetização para uma amostra de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ a $T=77,5\text{K}$.

Na Figura 3.5 a seta situada abaixo da curva representa o processo de incremento de campo ao passo de que a seta localizada acima representa a magnetização obtida no processo de decréscimo de campo. O comportamento de $M(H)$ representado na Figura 3.5 recebe a denominação de laço ou ciclo de histerese magnética.

3.3.4 – Medidas de Magnetização em Função da Temperatura

O procedimento experimental adotado na realização das medidas de magnetização em função da temperatura, $M(T)$ a campo magnético fixo, foi o seguinte: partindo de uma temperatura $T > T_C$ a amostra, já centrada, é submetida ao procedimento ZFC até que seja atingida uma temperatura $T < T_C$. Onde após $M(T)$ é registrada à medida que T é elevada até atingir um valor $T > T_C$. Atingida esta temperatura, mantendo o campo magnético fixo, procede-se com o registro de $M(T)$ durante o resfriamento da amostra, empregando-se a mesma taxa de temperaturas anterior, até que esta atinja uma temperatura $T < T_C$. Este procedimento é denominado FCC.

A Figura 3.6 destaca $M_{ZFC}(T)$ e $M_{FCC}(T)$ obtidos para o monocristal de $\text{YBa}_{1,63}\text{Sr}_{0,37}\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ quando $H = 10$ kOe foi empregado.

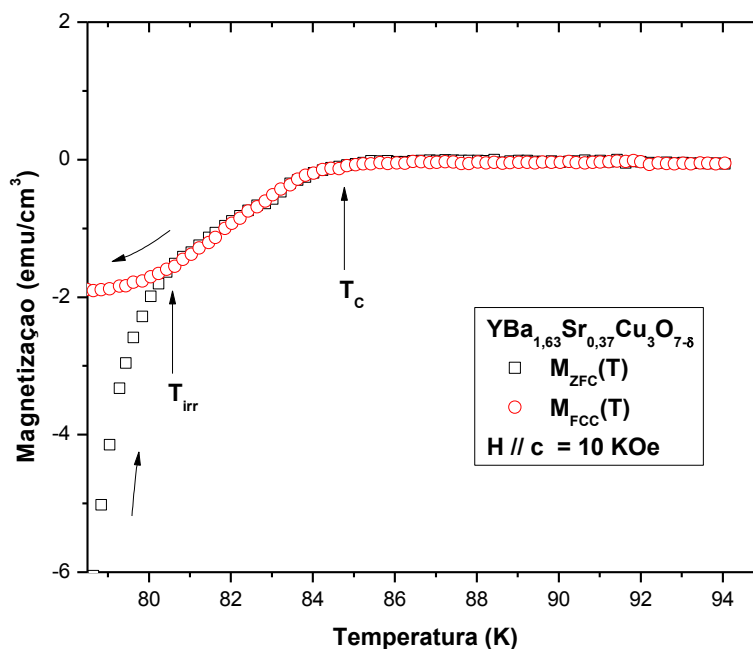


Figura 3.6 - Procedimento ZFC e FCC para uma amostra de $\text{YBa}_{1,63}\text{Sr}_{0,37}\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ com $H = 10$ kOe.

Na Figura acima também se encontra a obtenção da temperatura crítica de transição, T_c , e da temperatura de irreversibilidade magnética, T_{irr} .

3.3.5 – Detalhes Experimentais das Medidas de Magnetização

Durante a realização das medidas de magnetização a adoção de alguns procedimentos foi essencial para o bom desenvolvimento destas, como por exemplo:

- O acionamento do modo “auto-tracking”, o qual realiza a centragem da amostra em relação às bobinas do SQUID, após a medida de cada ponto experimental.
- A perfuração do tubo de plástico que contem a amostra, para promover a homogeneização da temperatura junto à amostra com o propósito de amenizar efeitos devido ao gradiente térmico.
- A adoção de pequenas taxas de variação de temperatura para amenizar possíveis efeitos de gradiente térmico junto as curvas $M_{ZFC}(T)$ e $M_{FCC}(T)$.

- O aumento do conteúdo de graxa de vácuo junto à amostra com o objetivo de tornar o sinal do conjunto porta-amostra e amostra diamagnético. Evitando assim a passagem pela inversão de sinal, paramagnético-diamagnético, em $T > T_C$ o que causaria imprecisões nas medidas de $M_{ZFC}(T)$ e $M_{FCC}(T)$.

Capítulo 4 – Resultados Experimentais e Discussão

Neste capítulo são apresentados os resultados provenientes das caracterizações estrutural e magnética realizadas nas amostras estudadas. Em particular será dada ênfase aos resultados obtidos dos comportamentos de $J_C(H, T)$ e $f(h)$, os quais estão diretamente associados a compreensão de como comportam-se os mecanismos de “flux-pinning” frente a dopagem química com átomos de Sr no supercondutor $YBa_{2-x}Sr_xCu_3O_{7-\delta}$. Posteriormente é apresentada uma discussão com as possíveis interpretações destes resultados.

4.1 – Caracterização Estrutural

Neste item são tratados os resultados obtidos a partir das técnicas de difração de raio-X (XRD), microscopia de luz polarizada (PLM), microscopia eletrônica de transmissão (TEM) e microscopia eletrônica de feixe de íons focalizados (FIB). As amostras de $YBa_{2-x}Sr_xCu_3O_{7-\delta}$ com $x = 0; 0,02; 0,1; 0,25$ e $0,37$ serão identificadas por McY, McSr002, McSr01, McSr025 e McSr037, respectivamente.

4.1.1 – Difração de Raio-x

A Figura 4.1 apresenta os difratogramas de XRD das amostras $YBa_{2-x}Sr_xCu_3O_{7-\delta}$ ($x=0; 0,02; 0,1; 0,25$ e $0,37$). Observa-se que para a incidência do feixe perpendicular ao plano ab dos monocristais é registrado nos difratogramas da figura 4.1 a ocorrência de picos para os índices de Miller^[10] $[0,0,l]$, onde $l = 1,2,3...$ o que evidencia a ótima orientação cristalográfica dos monocristais.

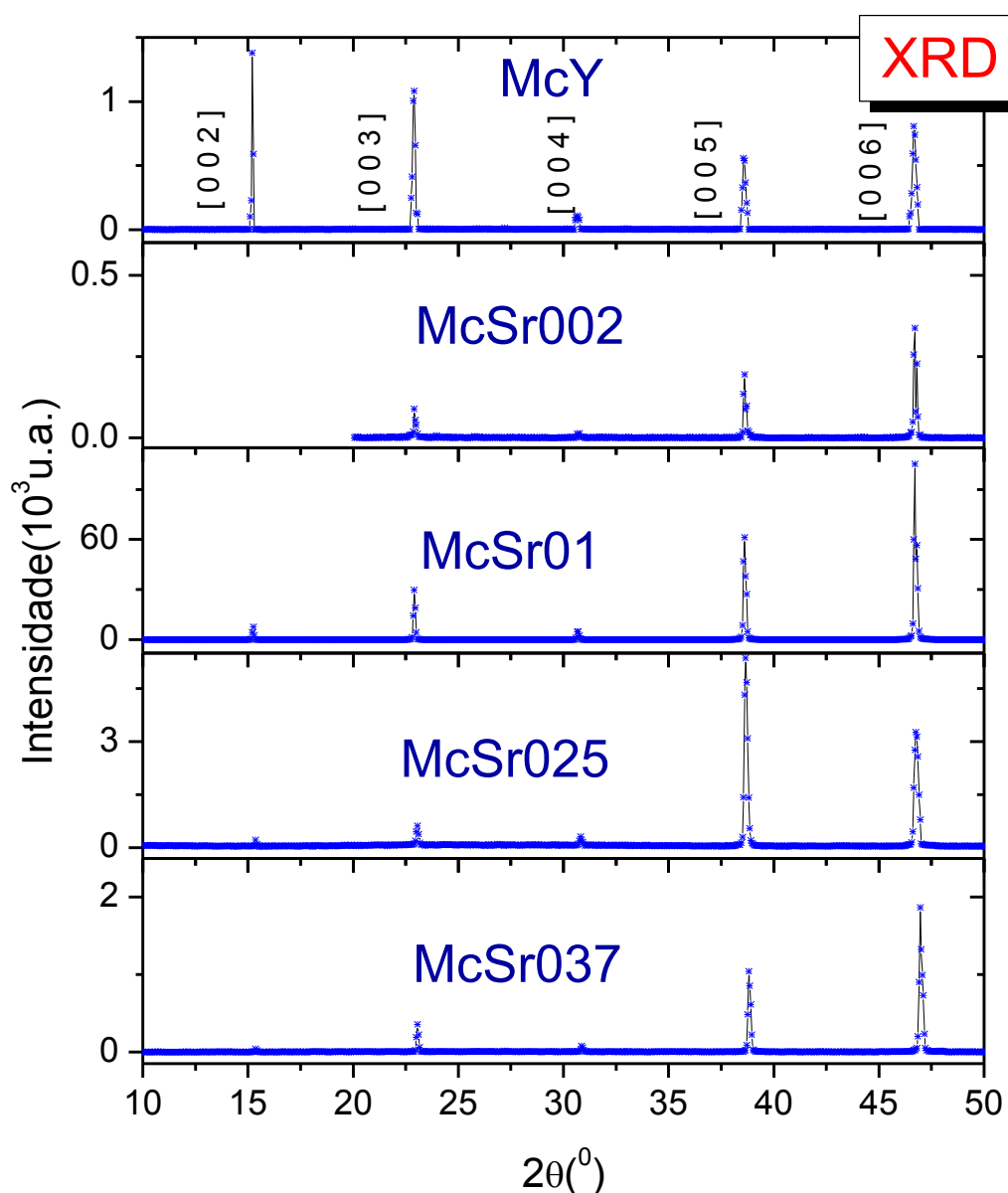


Figura 4.1 - Difratogramas de XRD para as amostras de $\text{YBa}_{2-x}\text{Sr}_x\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ para o feixe orientado perpendicular ao plano ab dos monocristais.

Comparando os difratogramas das amostras dopadas com Sr com a amostra pura pode-se observar que a substituição parcial de até 18,5% do Ba por Sr não proporcionou a formação de fases espúrias a fase 123. Este resultado encontra-se de acordo com o alto limite de solubilidade (aproximadamente 50%) apresentado pelo Sr, quando substituído no supercondutor $\text{YBa}_{2-x}\text{Sr}_x\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ relatado no item 2.2 deste trabalho.^[47-50]

A partir dos difratogramas acima expostos e da aplicação das Equações 3.1 e 3.2, descritas no capítulo anterior, foi possível proceder com o cálculo do parâmetro

de rede médio, \bar{c} para cada uma das amostras. A Tabela 4.1 a seguir ilustra os valores de \bar{c} obtidos.

Tabela 4.1 - Valores obtidos para \bar{c} para as amostras monocristalinas de $\text{YBa}_{2-x}\text{Sr}_x\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$.

Amostras	Parâmetro de rede \bar{c} (Å)
$\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ – McY	$11,68 \pm 0,01$
$\text{YBa}_{1,98}\text{Sr}_{0,02}\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ - McSr002	$11,67 \pm 0,01$
$\text{YBa}_{1,9}\text{Sr}_{0,1}\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ - McSr01	$11,65 \pm 0,01$
$\text{YBa}_{1,75}\text{Sr}_{0,25}\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ - McSr025	$11,61 \pm 0,03$
$\text{YBa}_{1,63}\text{Sr}_{0,37}\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ - McSr037	$11,59 \pm 0,02$

Cabe ressaltar que os valores encontrados para $\bar{c}(x)$ listados na tabela anterior estão de acordo com os valores de $\bar{c}(x)$ apresentados na literatura.^[8,47] O comportamento do parâmetro de rede c em função da concentração de Sr, $\bar{c}(x)$, é representado na Figura 4.2.

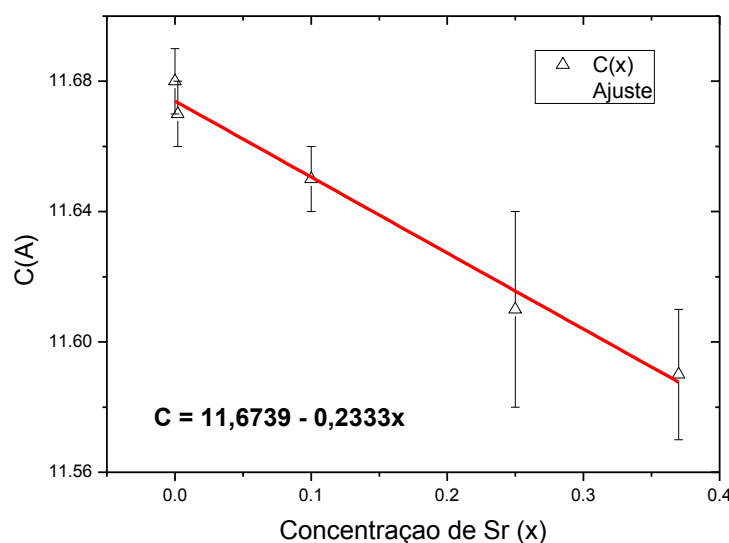


Figura 4.2 - Parâmetro de rede c em função da concentração de Sr.

Pode-se observar na Figura 4.2 acima que $\bar{c}(x)$ diminui linearmente com o aumento da concentração de Sr. A linha sólida, apresentada na figura, representa o ajuste linear dos parâmetros de rede calculados em função da concentração de Sr. A diminuição de $\bar{c}(x)$, o qual mostra a contração da cela unitária do $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ está associada ao fato de que o Sr apresenta raio iônico menor do que o Ba, conforme foi discutido na seção 2.2.^[8,47,50]

4.1.2 – Microscopia de Luz Polarizada (*PLM*)

Os monocristais empregados neste trabalho tiveram a sua superfície caracterizada por PLM. A Figura 4.3 ilustra uma imagem obtida para a amostra monocristalina McSr025.

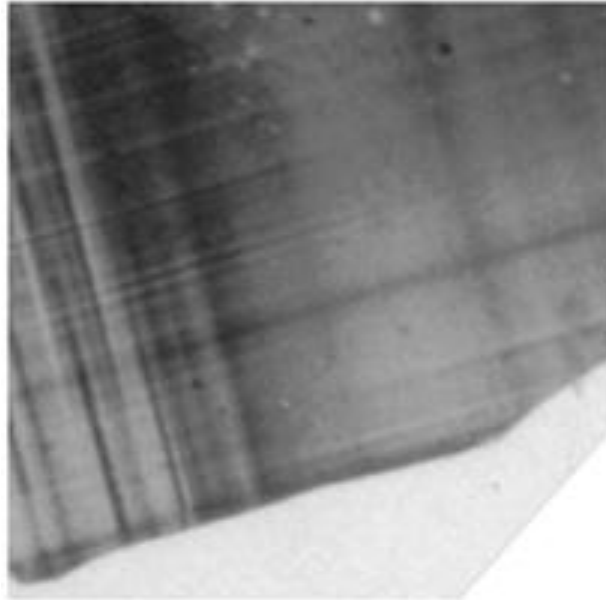


Figura 4.3 - MLP da amostra de McSr025.

Pode-se observar na Figura 4.3 uma grande densidade de mosaicos. Esses mosaicos caracterizam a presença de maclas ortogonais ao plano de incidência da luz polarizada. A ocorrência deste tipo de estrutura foi verificada para as demais amostras dopadas com Sr. Segundo estudos anteriores^[44,55] o doping com Sr favorece o aparecimento destas maclas no supercondutor $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$.

4.1.3 – Microscopia Eletrônica de Transmissão (*TEM*)

A figura a seguir ilustra as imagens obtidas através da técnica TEM para o monocristal McSr025 onde as escalas de ampliação encontram-se indicadas.

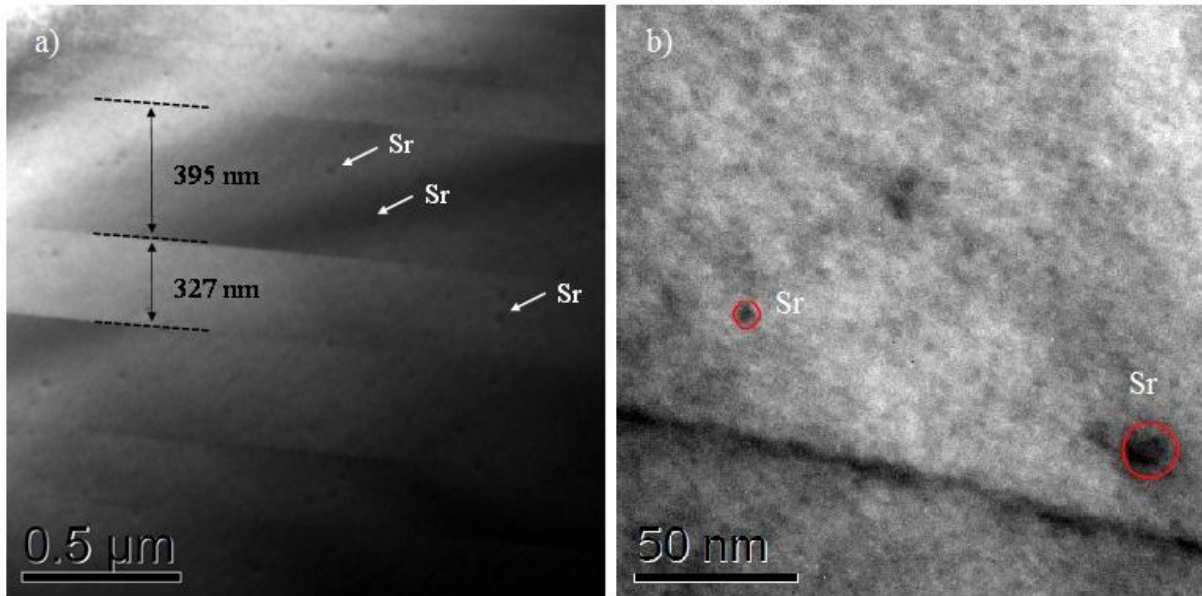


Figura 4.4 - Microscopia Eletrônica de Transmissão das amostras de $\text{YBa}_{2-x}\text{Sr}_x\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$.

Assim como na Figura 4.3, na Figura 4.4 é possível observar a presença de maclas de diferentes tamanhos, entre 190nm e 440nm, em conjunto com pequenas inclusões na morfologia do material, com dimensões entre 6nm e 12,5nm, aos quais aparecem circundados na figura. A dimensão destas inclusões, Figura 4.4 b, permite sugerir que estas possam ser oriundas de possíveis precipitados de átomos de Sr em analogia ao que foi relatado por Saito e colaboradores.^[55]

4.1.4 – Microscopia de Feixe de Íons focalizados (FIB)

A Figura 4.5 a seguir ilustra imagens obtidas através da Microscopia de Feixe de Íons Focalizados (FIB) para o monocristal McSr002.

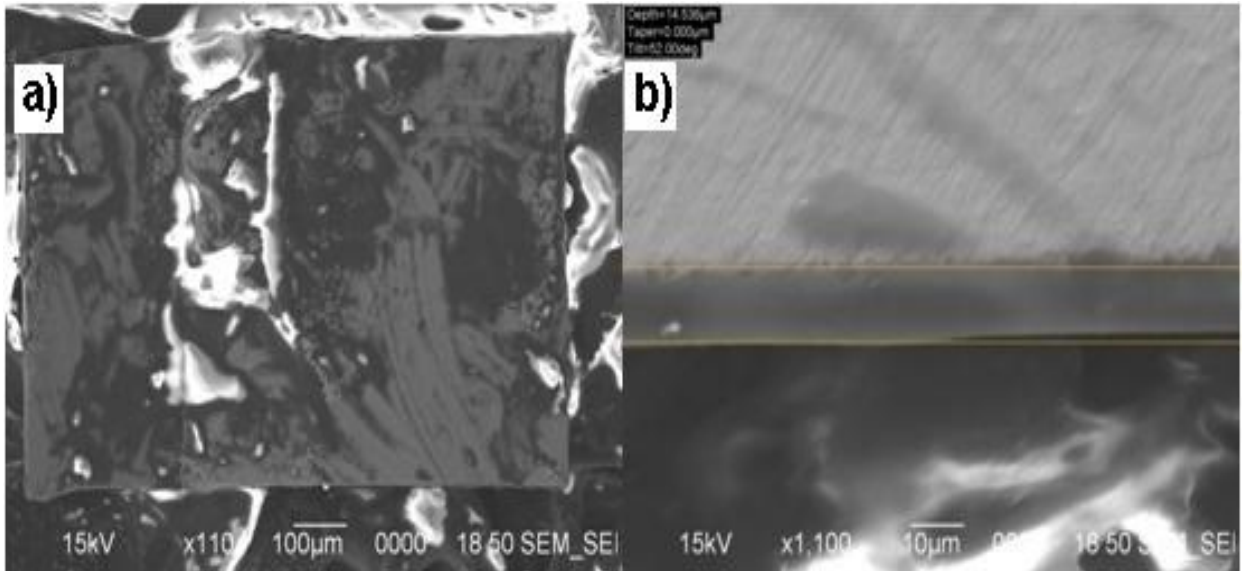


Figura 4.5 - Imagem de microscopia FIB da amostra McSr002 sendo: (a) superfície e (b) espessura.

A Figura 4.5 a) mostra o plano deste monocristal onde as incrustações brancas localizadas na superfície devem-se ao emprego da graxa de vácuo nas medidas de magnetização DC a qual não foi totalmente removida da superfície da amostra. Através das imagens de microscopia FIB e com o auxílio do programa Image J foi possível obter, com melhor precisão, as dimensões das amostras empregadas neste estudo. Estas dimensões encontram-se discriminadas na Tabela 4.2 abaixo.

Tabela 4.2 - Dimensões das amostras monocristalinas de $\text{YBa}_{2-x}\text{Sr}_x\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$.

Amostra	Superfície (cm^2)	Espessura (cm)	Volume (cm^3)
McY	0,0058	0,0024	$1,4 \times 10^{-5}$
McSr002	0,0074	0,0015	$1,1 \times 10^{-5}$
McSr01	0,0036	0,0072	$2,5 \times 10^{-5}$
McSr025	0,0123	0,0056	$6,4 \times 10^{-5}$
McSr037	0,0125	0,0032	$4,0 \times 10^{-5}$

A obtenção das dimensões das amostras a partir do uso das imagens de microscopia FIB permite obter uma maior precisão na determinação de $J_C(H, T)$ por meio da aplicação do modelo de Bean estendido, discutido na seção 1.2.

4.2 – Caracterização do Comportamento Magnético DC

Neste item são apresentados os resultados experimentais relativos ao comportamento da magnetização DC dos monocristais McY, McSr002, MCSr01, McSr025 e McSr037. Este comportamento foi observado através da ciclagem realizada em função do campo magnético e da temperatura.

4.2.1 – A Contribuição do Campo Desmagnetizante

O campo B empregado na apresentação dos resultados deste capítulo teve o seu valor avaliado em relação ao campo desmagnetizante.

No interior de um supercondutor, na sua fase mista, o vetor B pode ser escrito como:^[5]

$$B = \mu_0 H + \mu_0 (1 + \eta) M \quad (4.1)$$

Na equação, η é o fator geométrico das amostras associado ao campo dipolar produzido pela magnetização destas. O segundo termo da equação (4.1) é definido como o campo desmagnetizante, em analogia com materiais magnéticos.^[65]

A apuração da contribuição desse campo para as amostras empregadas nesse trabalho mostrou-se irrelevante frente a contribuição do campo H aplicado. Desta forma, podemos aproximar o valor do campo B na equação anterior como sendo: $B = \mu_0 H$.

4.2.2 – A Temperatura Crítica de Transição (T_c)

A Figura 4.6 a) apresenta as curvas de magnetização ZFC, $M_{ZFC}(T)$, normalizadas a $T = 80K$ empregadas para a determinação experimental da temperatura crítica de transição das amostras estudadas neste trabalho.

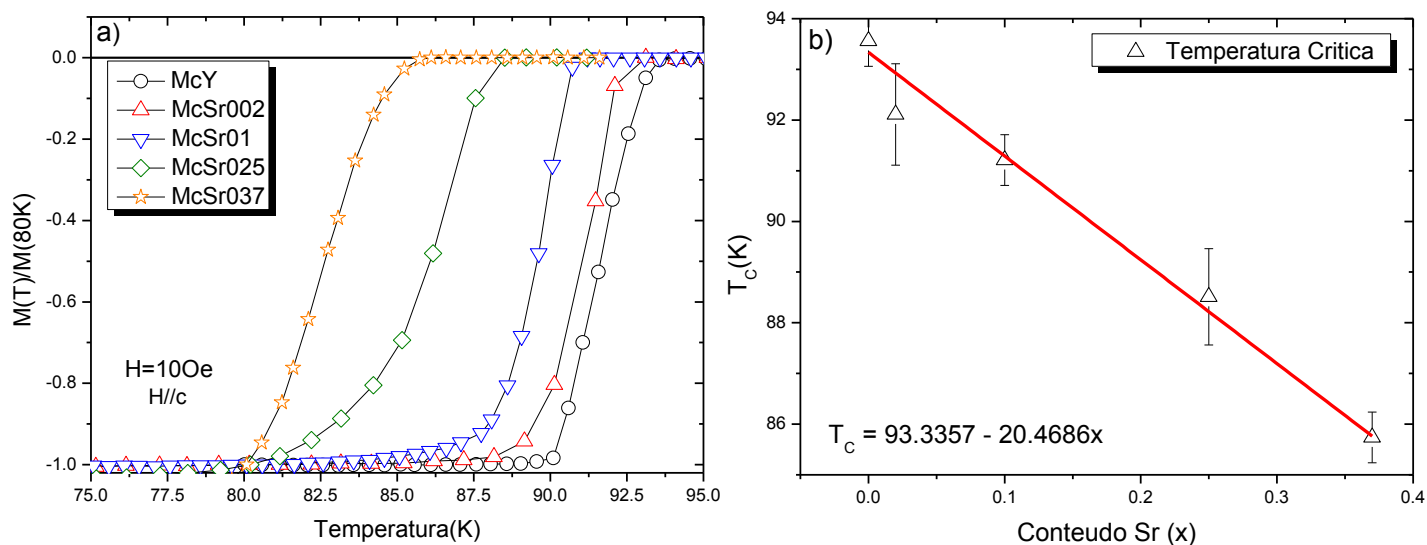


Figura 4.6 – a) Curvas de $M_{ZFC}(T)$ para as amostras de $YBa_{2-x}Sr_xCu_3O_{7-\delta}$ com $H = 10$ Oe b) dependência de T_C em função da concentração de Sr.

Como critério de escolha para o valor de T_C adota-se o valor de temperatura o qual correspondente ao ponto de inflexão da linha de base zero das curvas de magnetização $M_{ZFC}(T)$ da Figura 4.6 a). Na tabela a seguir são expostos os valores encontrados para as temperaturas críticas a partir de análises da Figura 4.6 a).

Tabela 4.3 – Temperatura crítica das amostras monocristalinas de $YBa_{2-x}Sr_xCu_3O_{7-\delta}$.

Amostra	Temperatura Crítica (T_C)
McY	$93,6 \pm 0,5$
McSr002	$92,1 \pm 1,0$
McSr01	$91,2 \pm 0,5$
McSr025	$88,5 \pm 1,0$
McSr037	$85,7 \pm 0,5$

Os valores obtidos na tabela anterior e o comportamento linearmente decrescente apresentado por $T_C(x)$ na figura 4.6b) estão de acordo com o que foi abordado em relação a estas particularidades na seção 2.3 deste trabalho.^[47,50]

É possível constatar, por meio da comparação das Figuras 4.2 e 4.6 b), que os efeitos provenientes da pressão química responsáveis pela contração da cela

unitária também colaboram da mesma forma para depreciação de $T_C(x)$ no composto $\text{YBa}_{2-x}\text{Sr}_x\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$.

4.2.3 – Linha de Irreversibilidade Magnética (*LIM*)

Medidas de magnetização DC em função da temperatura, onde foram empregados os procedimentos *ZFC* e *FCC*, foram realizadas para todas as amostras pesquisadas na orientação $H // c$. No item 3.3.4 encontram-se detalhados os procedimentos empregados para a realização destas medidas.

No “inset” da Figura 4.7 é ilustrado um exemplo do comportamento de $M_{ZFC}(T)$ e $M_{FCC}(T)$ para a amostra McSr01 com $\mu_0 H = 1 T$. Já o corpo principal da figura encontra-se ilustrado o procedimento adotado para a obtenção da temperatura de irreversibilidade magnética, $T_{irr}(H)$.

Tomando como o critério para a escolha do valor de $T_{irr}(H)$ como o valor de temperatura correspondente ao primeiro ponto o qual abandona a linha de base do eixo das temperaturas o qual corresponde a aproximadamente ao valor de $(85,6 \pm 0,5) K$ para McSr01 em $\mu_0 H = 1 T$.

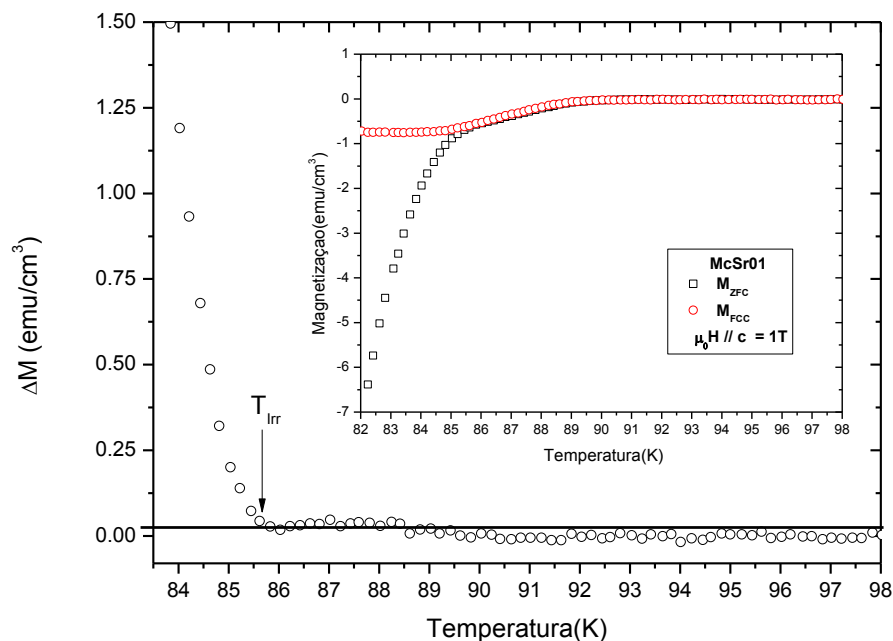


Figura 4.7 – Variação de $M(T)$ para a amostra de McSr01 com $\mu_0 H = 5 T$ e curva de $M(T)$ (inset da Figura).

Onde $\Delta M = M_{FCC} - M_{ZFC}$, representa a subtração da magnetização nos procedimentos ZFC e FCC. Em adição as medidas de magnetização em função da

temperatura, o limite de irreversibilidade magnética também foi obtido a partir da realização de medidas de $M(H)$. A Figura 4.8 ilustra no seu “inset” o comportamento de $M(H)$ obtido para a amostra McSr01 onde as setas indicam o sentido de incremento de campo magnético aplicado, começando pela seta tracejada.

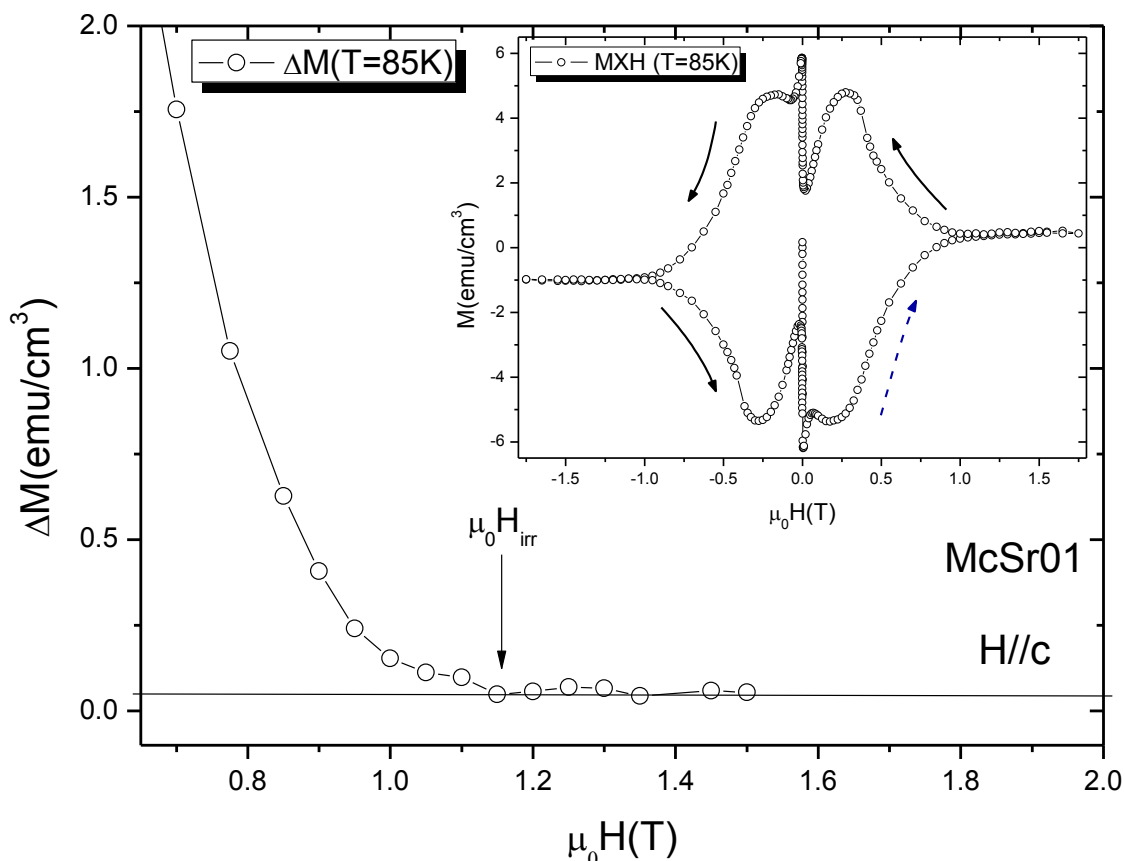


Figura 4.8 – Variação de $M(\mu_0H)$ para a amostra de McSr01 a temperatura $T=85K$ e curva de $M(\mu_0H)$ (inset da Figura).

Onde $\Delta M = M_+ - M_-$, representa a subtração da magnetização nos procedimentos de acréscimo e decréscimo de campo magnético. No “inset” da Figura 4.8 é ilustrado o comportamento da magnetização em função da ciclagem de campo $M(\mu_0H)$ para a amostra McSr01 com $T = 85K$. Já o corpo principal da Figura 4.8 ilustra o procedimento adotado para a obtenção de $\mu_0H_{irr}(T)$. O procedimento utilizado para a obtenção de $\mu_0H_{irr}(T)$ é semelhante ao adotado para a escolha de $T_{irr}(\mu_0H)$. A amostra McSr01 apresentou $\mu_0H_{irr}(T = 85K) = (1,15 \pm 0,05)T$ a qual aparece indicado na figura.

A disposição do conjunto dos dados de $T_{irr}(\mu_0H)$ e $\mu_0H_{irr}(T)$ no diagrama μ_0H - T permite a obtenção do comportamento da linha de irreversibilidade magnética (LIM).

A disposição destes dados para as amostras analisadas neste trabalho encontra-se ilustrada na Figura 4.9, a seguir:

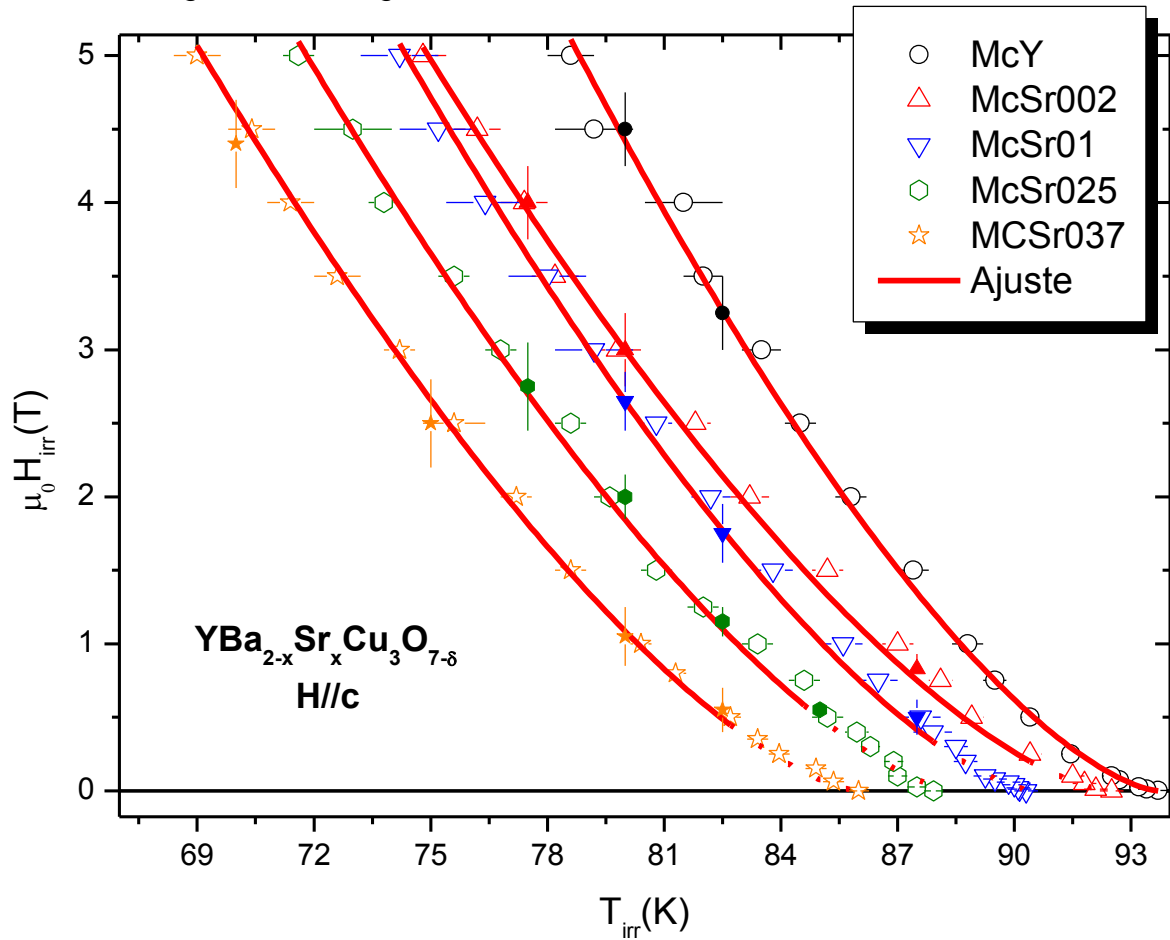


Figura 4.9 – Linha de irreversibilidade magnética para as amostras de $\text{YBa}_{2-x}\text{Sr}_x\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$.

Os pontos sólidos na figura representam os dados de $\mu_0 H_{irr}(T)$, obtidos das curvas de $M \times H$, ao passo que os símbolos abertos representam $T_{irr}(\mu_0 H)$, obtidos das curvas de $M \times T$. A linha sólida que ajusta o conjunto de dados de $T_{irr}(H)$, especialmente para os pontos onde $\mu_0 H \geq 0,5T$, foi obtida a partir da aplicação da Equação 1.6, proveniente do modelo de “flux creep” gigante (FCG) discutido na seção 1.1.8 a qual é reproduzida abaixo:

$$H = H_0(1 - t)^\alpha \quad (1.6)$$

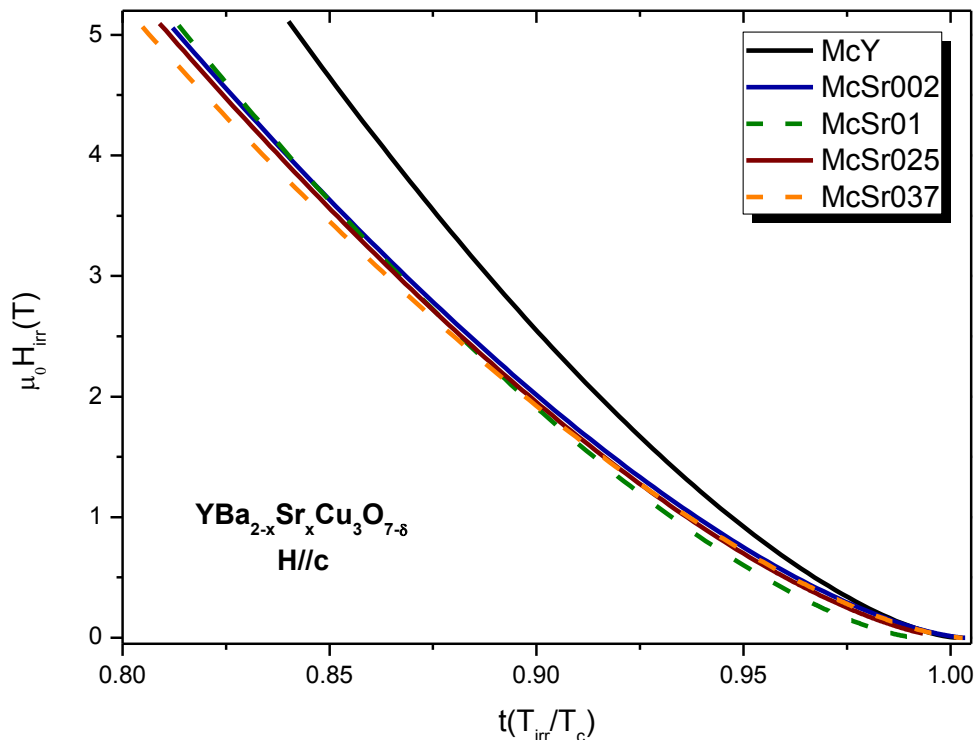
Os valores encontrados para os parâmetros de ajuste encontram-se registrados na Tabela 4.4 abaixo.

Tabela 4.4 – Temperatura crítica de transição para as amostras de $\text{YBa}_{2-x}\text{Sr}_x\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$.

Amostra	α	$\mu_0 H_0(T)$	$T_{\text{irr}}(0)$
McY	$1,50 \pm 0,10$	79,016	93,70
McSr002	$1,50 \pm 0,16$	60,633	92,45
McSr01	$1,48 \pm 0,17$	64,226	90,50
McSr025	$1,48 \pm 0,19$	59,071	88,50
McSr037	$1,48 \pm 0,08$	55,802	86,00

De acordo com o modelo de FCG, o comportamento da LIM dos monocristais para $\mu_0 H \geq 0,5T$ é dominado pela dinâmica de vórtices de Abrikosov tratando-se essencialmente de uma linha de “depinning” onde acima desta os vórtices encontram-se livres para movimentarem-se e abaixo desta estão aprisionados devido aos centros de “pinning”.

Na literatura também encontram-se reportados resultados para a LIM de amostras monocristalinas de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ^[22,34] e $\text{NdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ^[22], onde foram empregados campos até 10T, seguindo o comportamento descrito pela equação 1.6 com $\alpha \approx 1,5$. Na Figura 4.10 estão representadas as LIMs da figura anterior, escaladas em função da temperatura reduzida.

Figura 4.10 Linha de irreversibilidade magnética normalizada por T_c .

Verifica-se na Figura 4.10 que a dopagem com Sr produz uma redução no valor de $\mu_0 H_{irr}(t)$ quando comparado com o monocristal puro. Essa diferença no comportamento de $\mu_0 H_{irr}(t)$ observado nos monocristais dopados está em acordo com o que foi observado por Saito^[55] em monocristais de $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ puros e dopados com 1% de Sr, conforme relatado na seção 2.4 deste trabalho.

Saito e colaboradores^[55] constataram que a observação da redução de $B_{irr}(T)$ no monocristal dopado com Sr quando comparado ao monocristal puro está associado ao enfraquecimento dos mecanismos de “pinning” correlacionados provenientes nestas amostras, em sua maioria, devido aos planos de maclas. Os autores também relatam que este comportamento apresenta-se praticamente independente do conteúdo de Sr.

4.2.4 – A Magnetização em Função do Campo Magnético (Histerese Magnética)

Adotando os procedimentos abordados no capítulo anterior foi possível a obtenção das curvas de magnetização em função do campo magnético aplicado, $M(\mu_0 H)$, para uma faixa de temperaturas entre 60K e 87,5K para a maioria das amostras. Este intervalo de temperatura foi adotado mediante a perspectiva de obter-se campos de irreversibilidade dentro do limite de no máximo 10T. Nas figuras a seguir são mostradas as curvas de $M(\mu_0 H, T)$ das amostras estudadas neste trabalho.

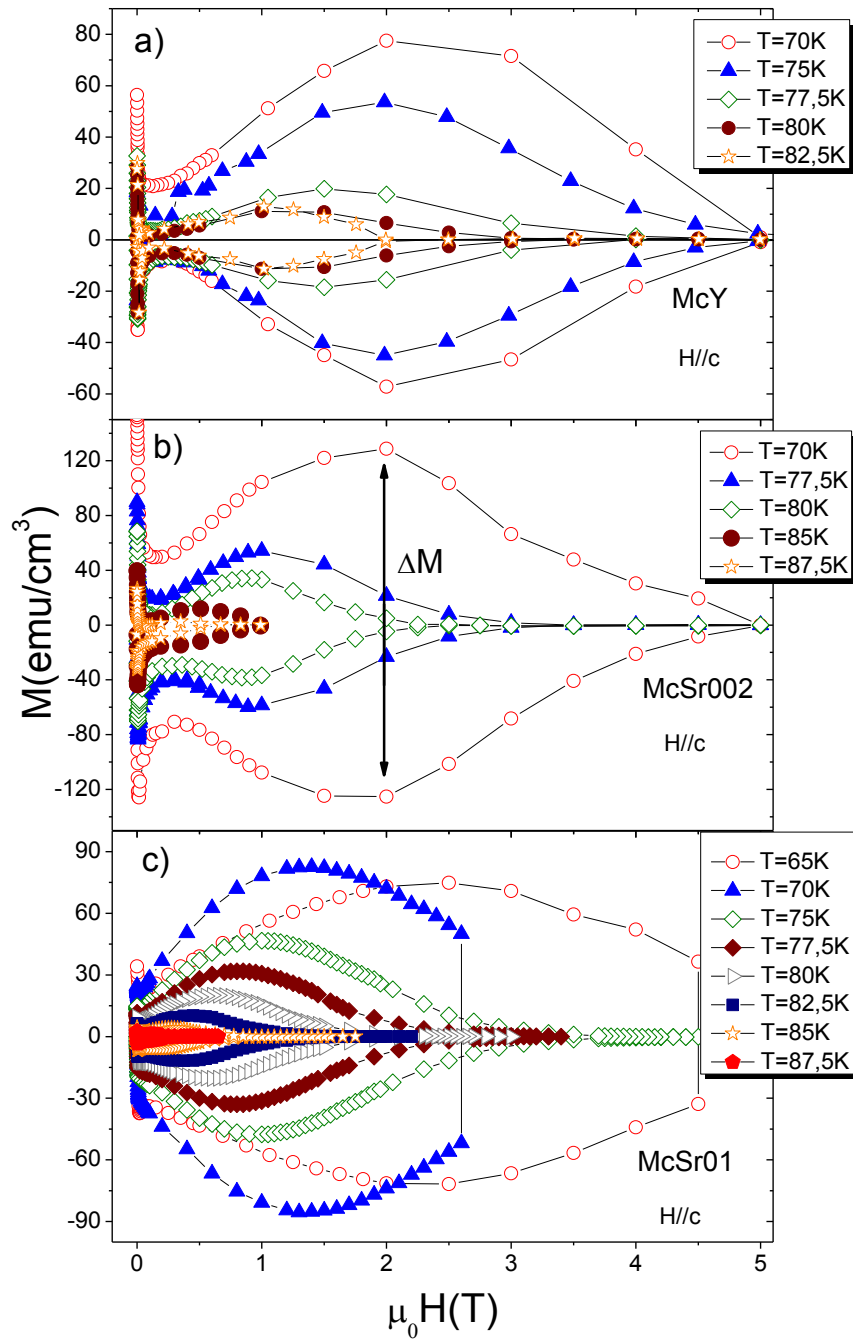


Figura 4.11 – Curvas de $M(\mu_0 H)$ para as amostras a) McY, b) McSr002 e c) McSr01.

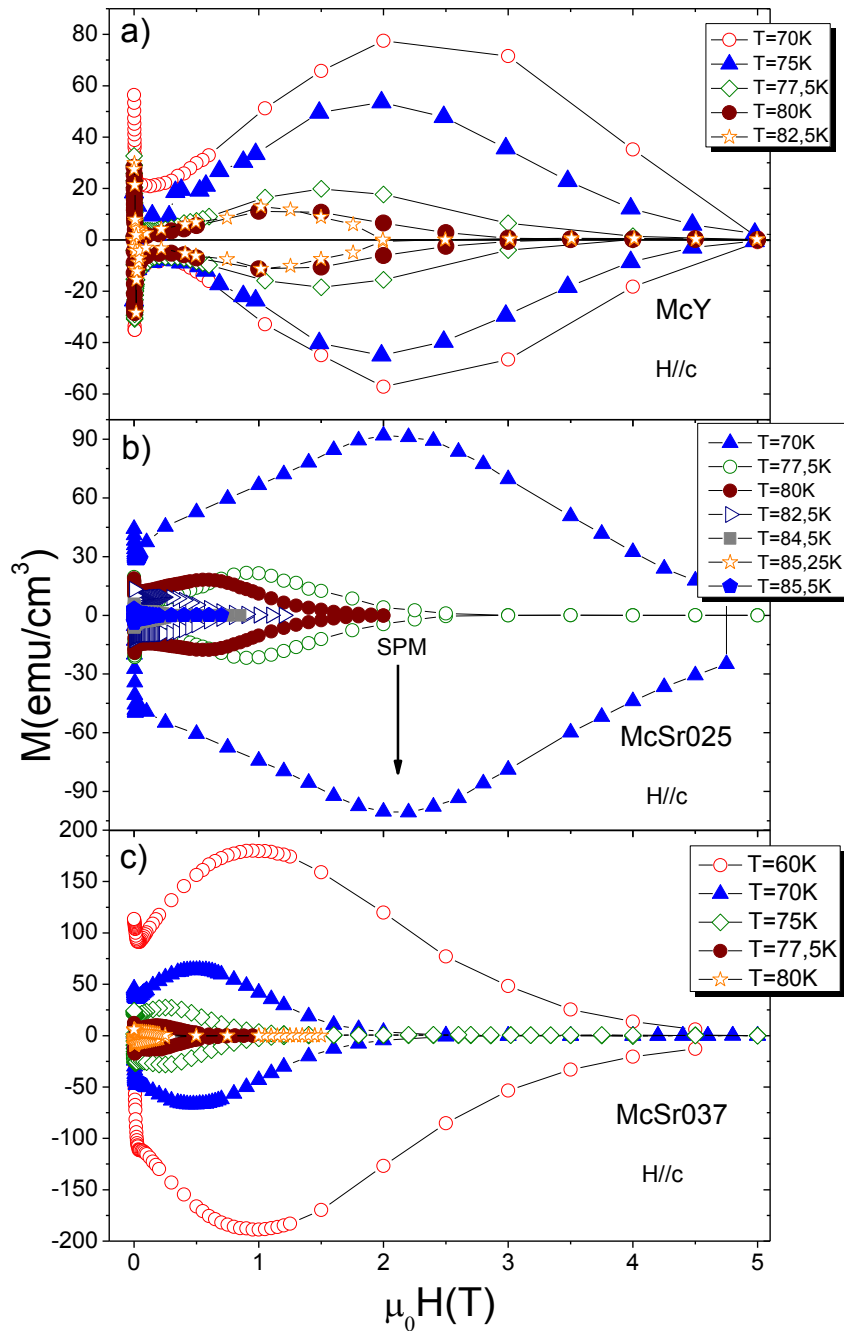


Figura 4.12 – Curvas de $M(H)$ para as amostras a) McY, b) McSr025 e c) McSr037.

Analisando as Figuras 4.11 e 4.12, de forma geral, pode-se observar que para as faixas de temperatura ($60\text{K} \leq T \leq 87,5\text{K}$) e campo magnético ($0 \leq \mu_0 H \leq 5\text{T}$) a largura dos ciclos de histerese magnética vai aumentando a medida em que a temperatura é reduzida. O aumento destes ciclos está associado à eficácia dos centros de “pinning” os quais possuem seu comportamento dependente dos valores de temperatura e campo empregados.

Nas curvas de $M(\mu_0H)$ das Figuras 4.11 e 4.12 é possível verificar a ocorrência do “second peak magnetization” (SPM) o qual foi discutido na seção 1.4 deste trabalho. Na Figura 4.11 b) encontra-se definida a grandeza $\Delta M(\mu_0H)$ que é empregada na determinação de $J_C(H, T)$ a partir da aplicação da Equação 1.12, seção 1.2.

Na Figura 4.13 encontra-se ressaltado o efeito da dopagem com Sr nas curvas de histerese magnética das amostras estudadas para as temperaturas de 70K, 77,5K e 80K.

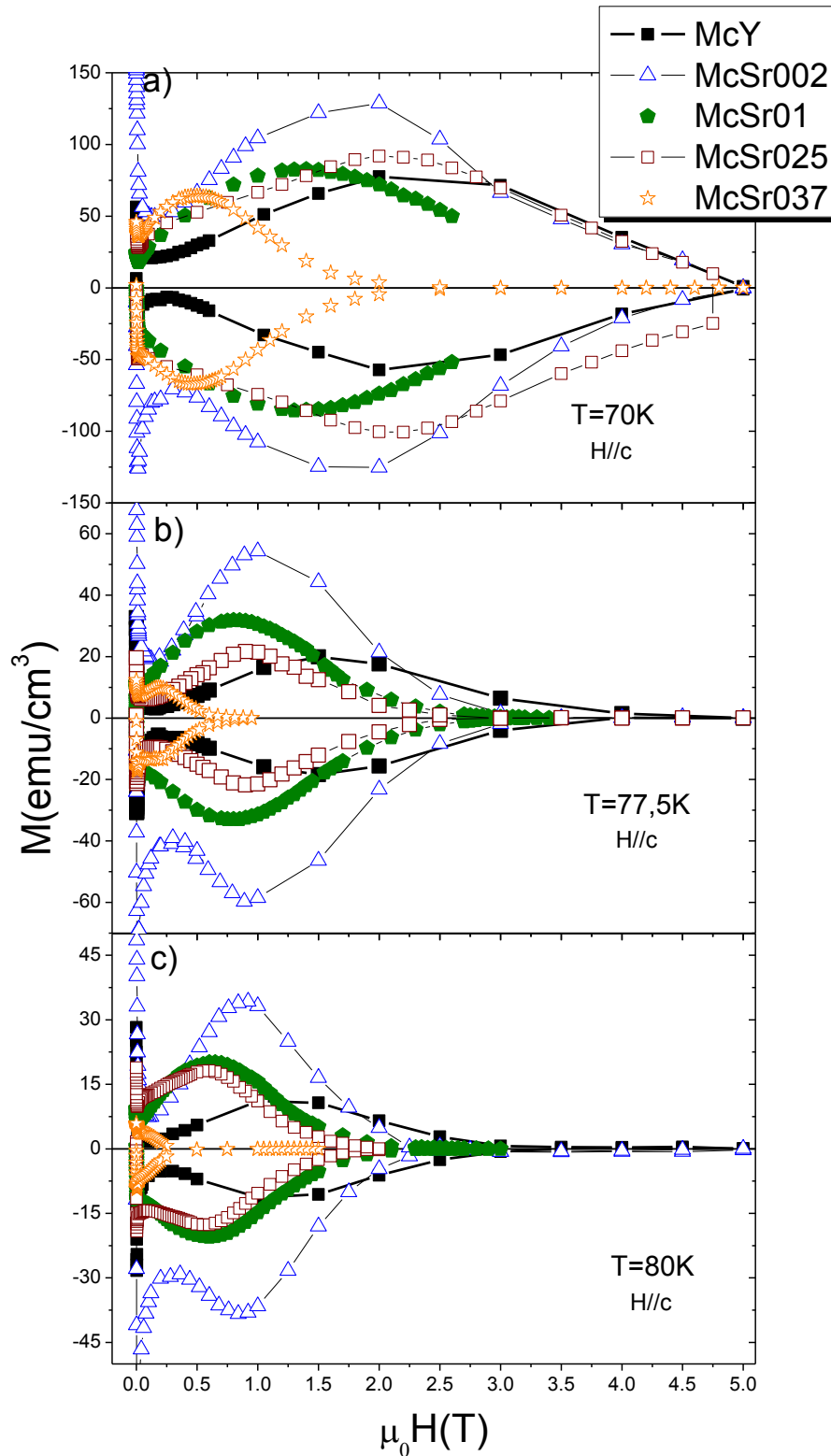


Figura 4.13 – Efeito do doping com Sr nas curvas de $M(\mu_0 H)$ em a) $T=70\text{K}$, b) $T=77,5\text{K}$ e c) $T=80\text{K}$.

É possível verificar da Figura 4.13 que o doping com Sr provoca um alargamento do máximo das curvas de histerese magnética quando comparadas a curva da amostra pura, McY. Este alargamento está diretamente associado aos valores máximos de $J_C(\mu_0 H, T)$ apresentados na próxima seção. Particularmente, as

dopagens com Sr para as concentrações de 1% e 5% produzem uma grande variação de ΔM quando comparados com a amostra pura.

4.3 – A Densidade de Corrente Crítica, $J_C(\mu_0 H, T)$

Aplicando o modelo de Bean estendido,^[23] Equação 1.11, e utilizando as curvas de $M(\mu_0 H)$ das Figuras 4.11 e 4.12, foi possível obter uma estimativa para a densidade de corrente crítica, $J_C(\mu_0 H, T)$, para as amostras nas temperaturas entre 60K e 87,5K. Os resultados obtidos para $J_C(\mu_0 H, T)$ estão ilustrados nas Figuras 4.14 e 4.15 a seguir.

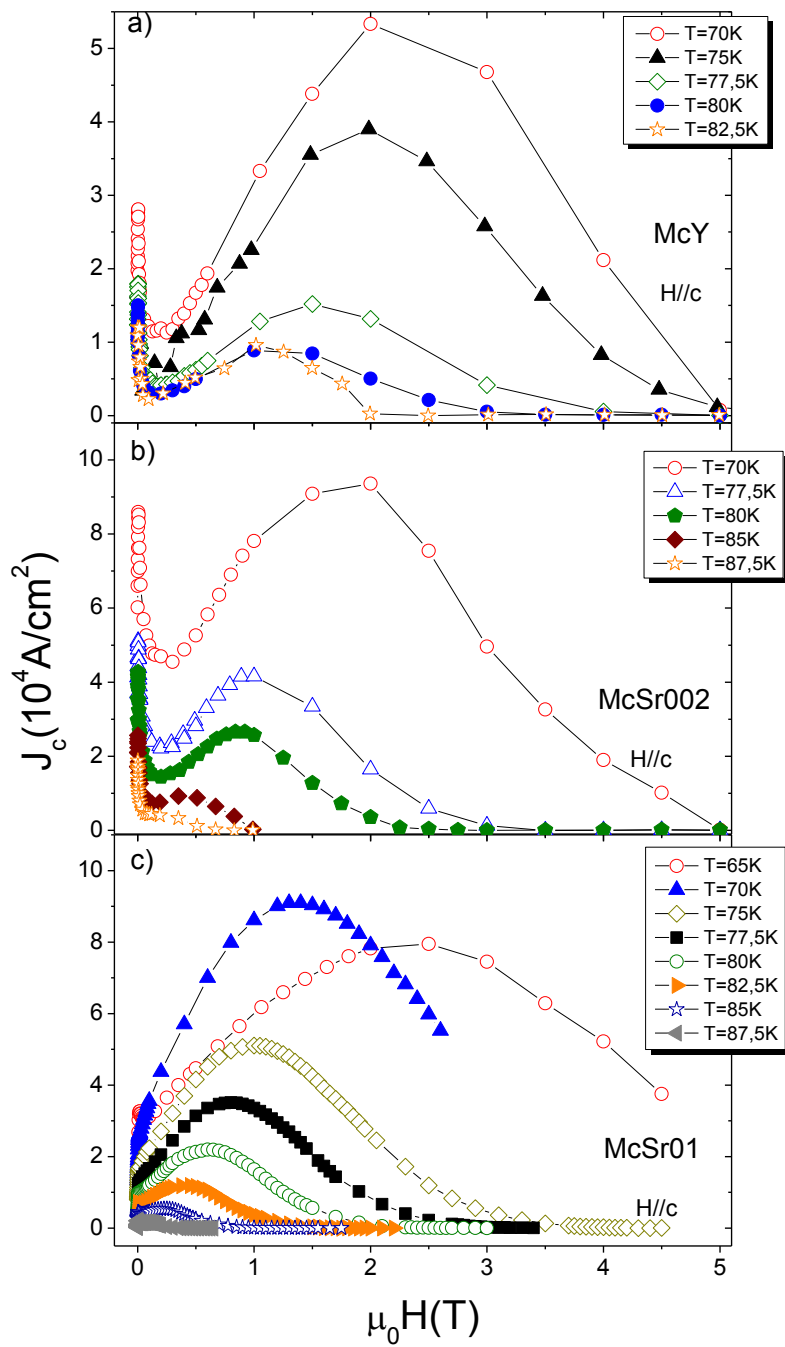


Figura 4.14 – Curvas de $J_c(\mu_0 H, T)$ para as amostras a) McY, b) McSr01 e c) McSr002.

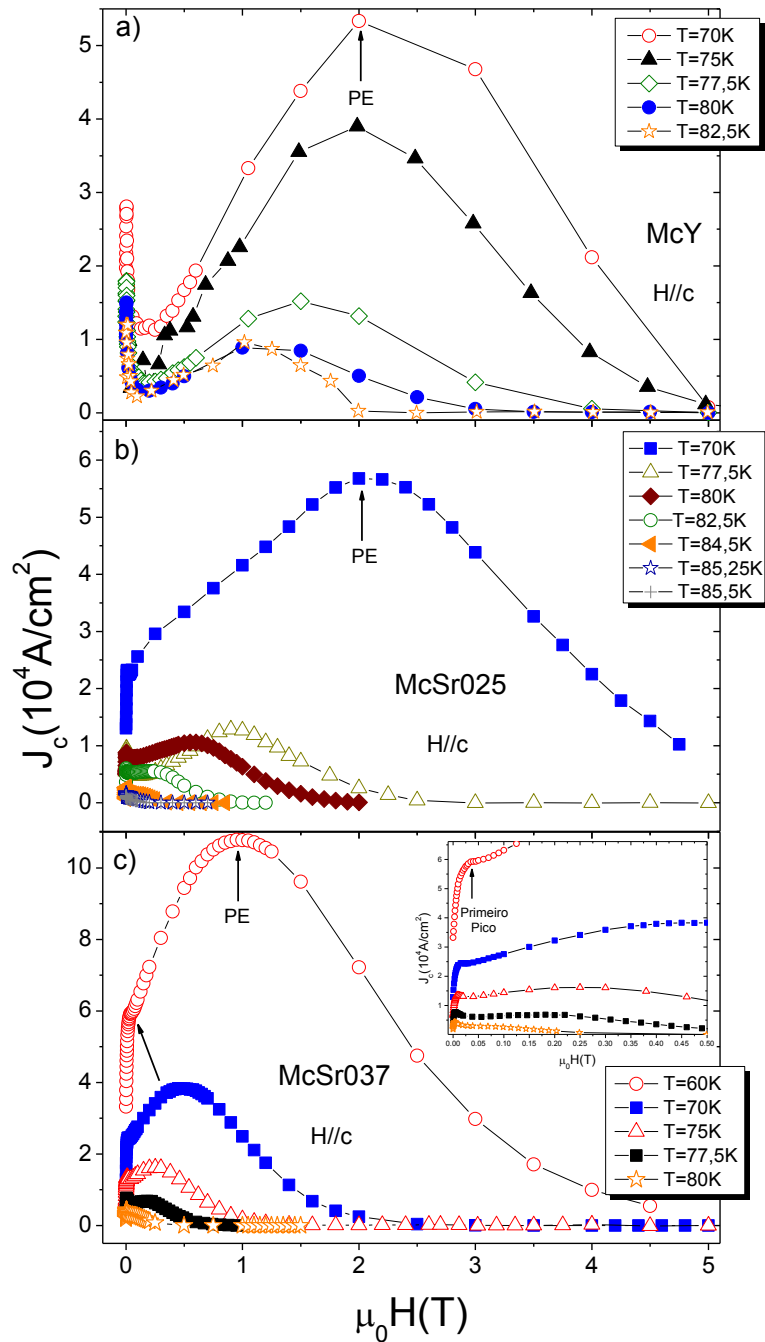


Figura 4.15 – Curvas de $J_c(\mu_0 H, T)$ para as amostras a) McY, b) McSr025, c) McSr037 e indicativo do primeiro pico de $J_c(\mu_0 H, T)$ para esta amostra, (inset da Figura).

Analisando as Figuras 4.14 e 4.15 pode-se observar, de forma geral, que todas as amostras apresentam uma diminuição no valor de $J_c(\mu_0 H, T)$ a medida em que a temperatura vai sendo elevada na direção do T_C .

O perfil do comportamento de $J_c(\mu_0 H, T)$ mostra-se semelhante para as amostras estudadas. Na maioria das temperaturas pesquisadas este perfil é

caracterizado pela observação de dois máximos, assinalados na Figura 4.15 c), onde em particular o máximo localizado a mais alto campo, segundo máximo, se mostra fortemente dependente dos valores de campo e temperatura empregados.

Assim como nas curvas de $M(\mu_0H)$, este segundo máximo está relacionado ao efeito de pico “peak effect”, identificado como PE na Figura 4.15, o qual teve seu comportamento abordado na seção 1.4 deste trabalho.

É importante verificar que o perfil de $J_C(\mu_0H, T)$ da amostra McY é semelhante ao observado para um monocristal de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6,98}$ ^[34] incluindo o valor de $J_C(\mu_0H, 70K) \approx 5,10^4 \text{Acm}^{-2}$ para o PE deste monocristal. Por outro lado, o perfil de $J_C(\mu_0H, T)$ para as amostras dopadas com Sr corresponde ao observado em monocristais dopados com Zn^[66] e Na.^[28] Particularmente, o valor obtido para o PE na amostra McSr002 $J_C(1,2T; 70K) \approx 4,2.10^4 \text{Acm}^{-2}$ se aproxima do observado por Saito em um monocristal de $\text{YBa}_{2-x}\text{Sr}_x\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ com $x = 0,02$ em $T = 77K$, $J_C(1,3T ; 77K) \approx 6.10^4 \text{Acm}^{-2}$, mostrado na Figura 2.7 deste trabalho.

Para tornar visível o efeito da substituição de Sr, os dados das Figuras 4.14 e 4.15 foram agrupados nas temperaturas de 70K, 77,5K, 80K e mostrados na Figura 4.16.

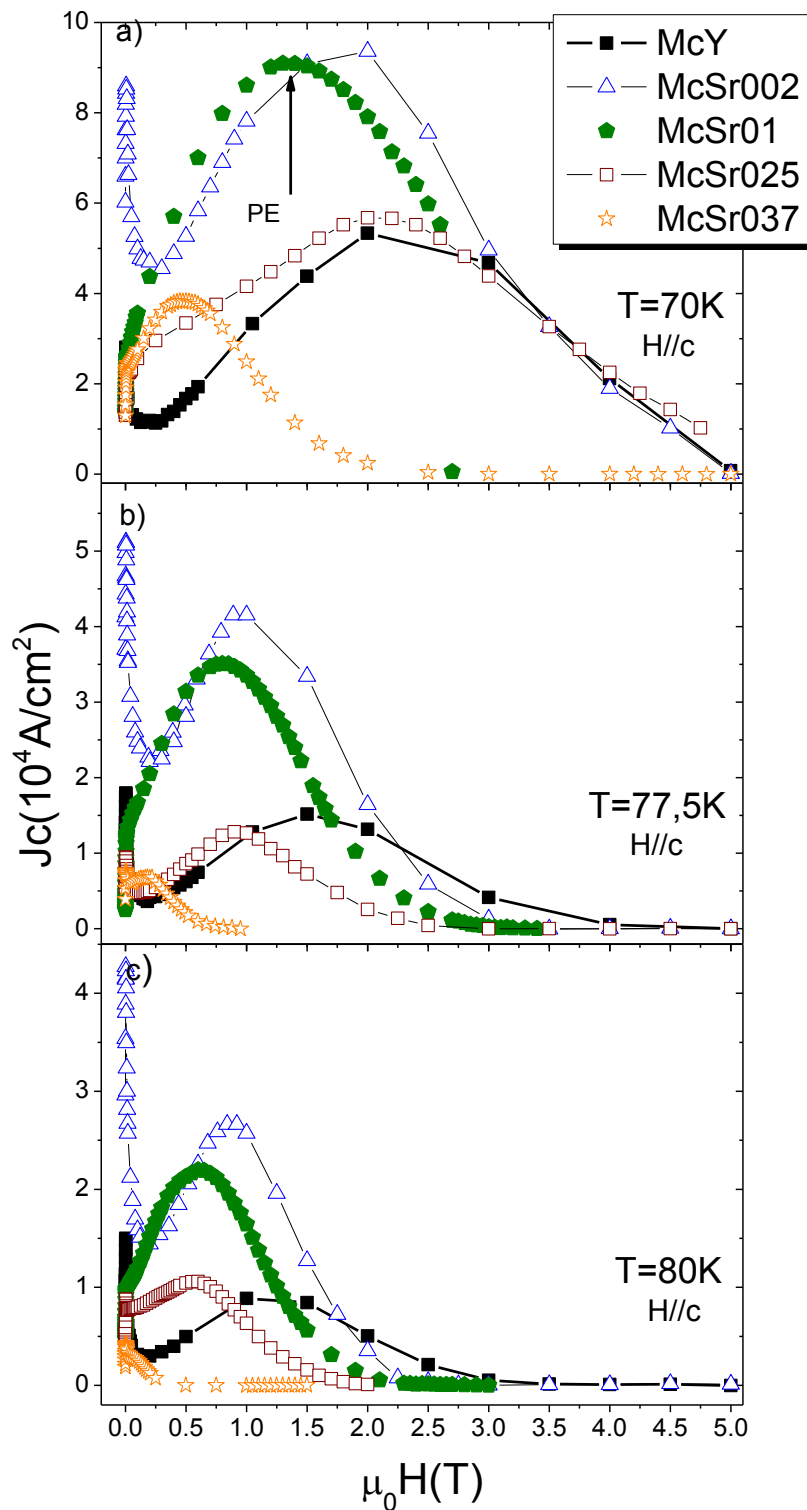


Figura 4.16 – Comportamento de $J_c(\mu_0 H, T)$ em a) 70K b) 77,5K e c) 80K.

Na faixa de temperaturas empregada na Figura 4.16, de forma geral, é possível observar que J_c aumenta significativamente para as amostras McSr002 e McSr01, entre aproximadamente 1,9 a 2,7 vezes, quando comparadas com a

amostra pura, McY. O aumento em J_C atinge o seu máximo para as amostras dopadas quando $\mu_0 H \approx 2T$ para a $T = 70K$ e $\mu_0 H \approx 1T$ para as temperaturas de 77,5K e 80K. A amostra McSr025 não apresenta um aumento significativo de $J_C(\mu_0 H, T)$, quando comparada com a amostra pura, já a amostra McSr037 apresenta os menores valores de $J_C(\mu_0 H, T)$ para estas temperaturas. Observar-se também na Figura 4.14 que as amostras McSr002 e McSr01 apresentam um comportamento similar em função do campo e da temperatura. Já a amostra McSr025 apresenta um comportamento distinto, principalmente para a faixa de temperaturas entre 60 e 80K, exibindo uma queda mais suave de $J_C(\mu_0 H, T)$ com o aumento de campo magnético. Entretanto, para a amostra McSr037, o oposto é observado, ou seja, $J_C(\mu_0 H, T)$ diminui mais rapidamente com o aumento de campo magnético. Estes comportamentos distintos podem estar associados a diferentes mecanismos de “flux pinning” atuantes nas amostras. Nesta figura observa-se a presença do PE para todas as temperaturas e campos aplicados com exceção da amostra McSr037 para $T = 80K$.

Os valores de J_C máximo em função da temperatura para cada amostra são ilustrados na Figura 4.17:

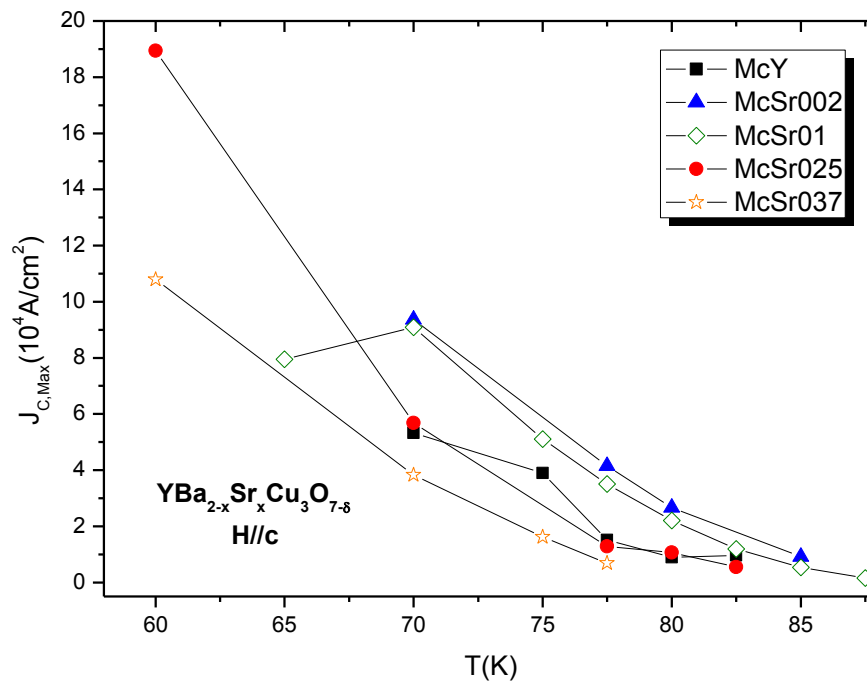


Figura 4.17 – Comportamento de $J_{C,Max}(T)$.

Pode-se observar da Figura 4.17 que a substituição de 12,5% de Ba por Sr reproduz um comportamento semelhante ao da amostra McY em termos de $J_{C,Max}(T)$. Este montante substituído apresenta ser o limite de solubilidade do Sr para os valores de $J_{C,Max}(T)$ neste composto. Pode-se observar também na figura um desvio de $J_{C,Max}(T)$, para a amostra McSr01 em $T=65K$, podendo este estar associado a tendência de uma modificação nos mecanismos de “pinning” desta amostra em baixas temperaturas.

4.4 – Densidade Volumétrica de Força de “Pinning”, F_P

Utilizando a definição de densidade volumétrica de força de “pinning”, apresentada na seção 1.2 deste trabalho, que no estado crítico é definida por $(\vec{F}_P = \vec{J}X\vec{B})$, e aplicando estas definições aos dados de $J_C(\mu_0H, T)$ anteriores, obtém-se o comportamento de $F_P(\mu_0H, T)$, que é apresentado nas Figuras 4.18 e 4.19 a seguir.

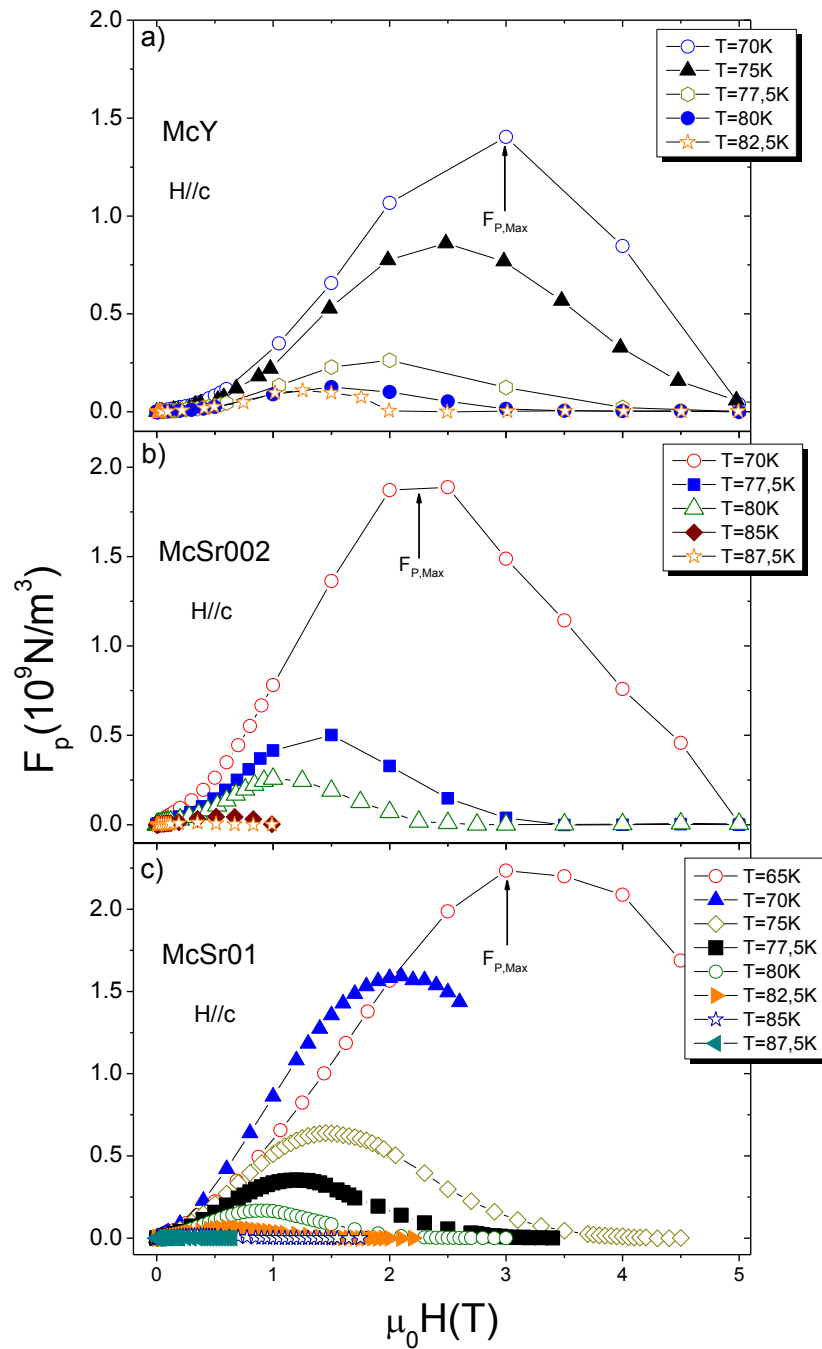


Figura 4.18 – O comportamento de $F_p(\mu_0 H, T)$ para as amostras a) McY, b) McSr002 e c) McSr01.

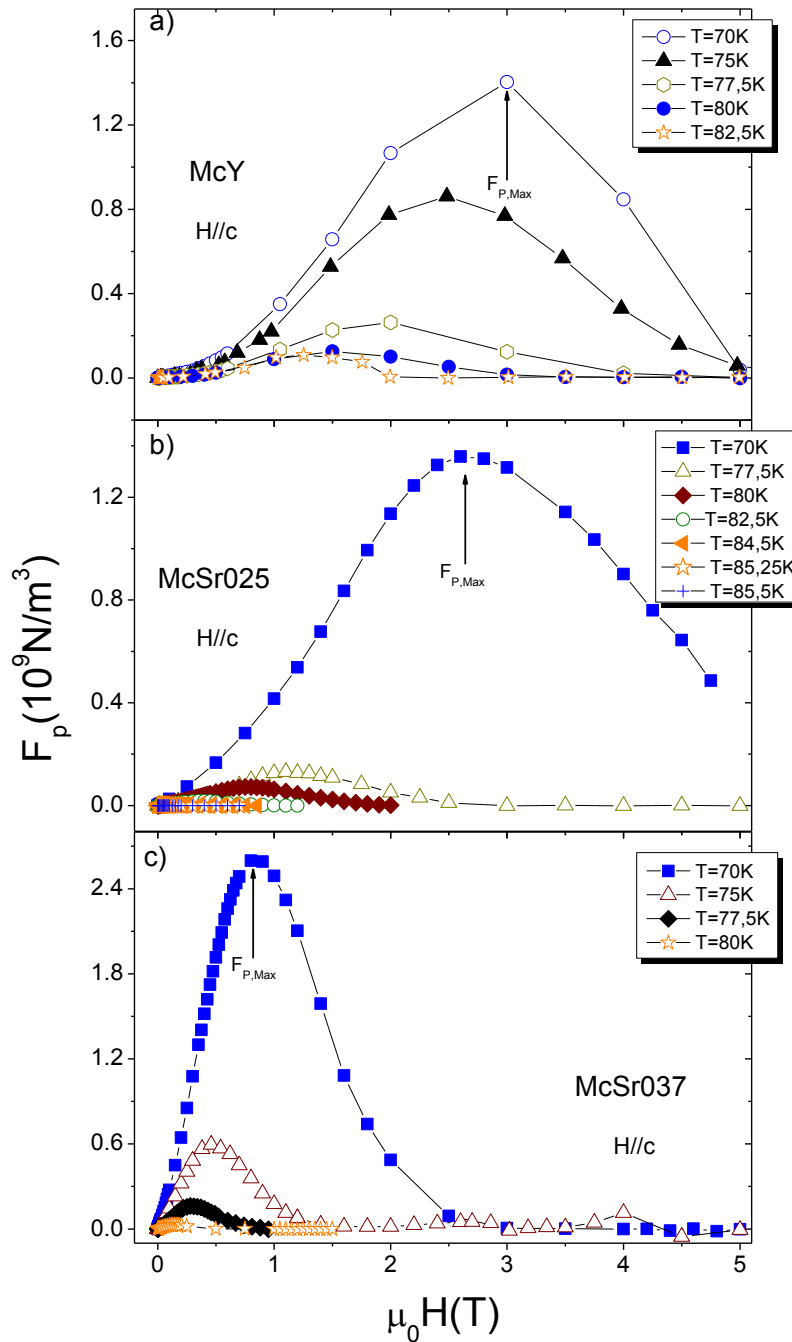


Figura 4.19 – O comportamento de $F_p(\mu_0 H, T)$ para as amostras McY, b) McSr025 e c) McSr037.

O comportamento de $F_p(\mu_0 H, T)$ ilustrado nas figuras 4.18 e 4.19 é semelhante ao observado para $J_c(\mu_0 H, T)$, ou seja, ele apresenta um máximo, representado por $F_{p,Max}$ nas figuras, o qual se mostra fortemente dependente dos valores de campo e temperatura. Monocristais de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ puro,^[38,67] e dopados com K,^[27] Co e Ga^[67] apresentam o perfil e valores de $F_p(\mu_0 H, T)$ semelhantes aos obtidos para as amostras desse trabalho. Os valores de $F_{p,Max}$, sinalizados na figura, são

empregados como parâmetros para a normalização da densidade de força de “pinning” a qual é discutida na próxima seção.

4.5 – A Densidade de Força de “Pinning” Normalizada

A normalização da densidade de força de “pinning” desempenha um papel relevante para o estudo do comportamento dos mecanismos de “pinning” dos HTSC,^[14,68,69] conforme discutido no item 1.3 deste trabalho. As Figuras 4.20 e 4.21 a seguir apresentam as curvas de força de “pinning” reduzida, f ($f = F_p/F_{p,max}$) contra o campo magnético reduzido ($h=H/H_{irr}$), com valores de $\mu_0 H_{irr}$, até o limite de 10T, que são obtidos a partir da equação 1.6 juntamente com os parâmetros da Tabela 4.3 encontrados para cada uma das amostras.

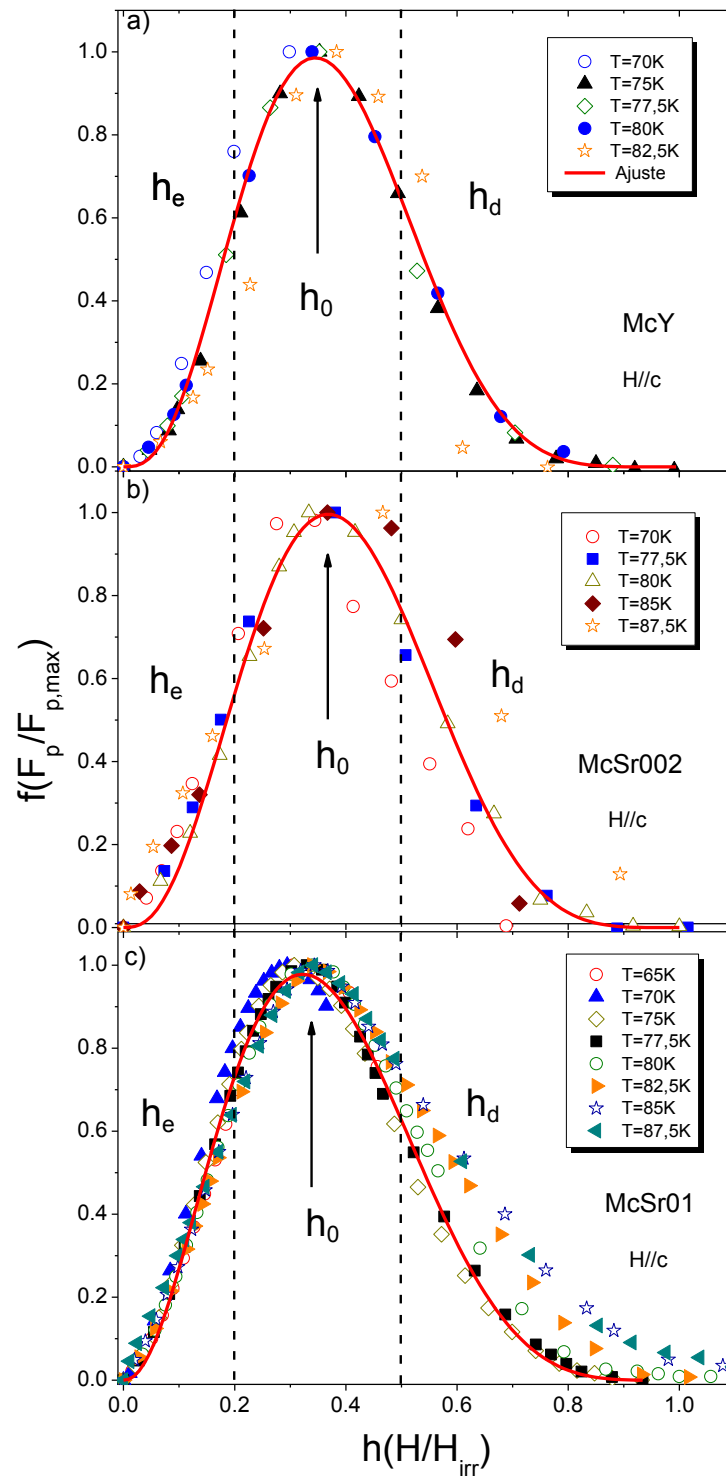


Figura 4.20 – O comportamento de $f(h)$ para as amostras a) McY, b) McSr002 e c) McSr01.

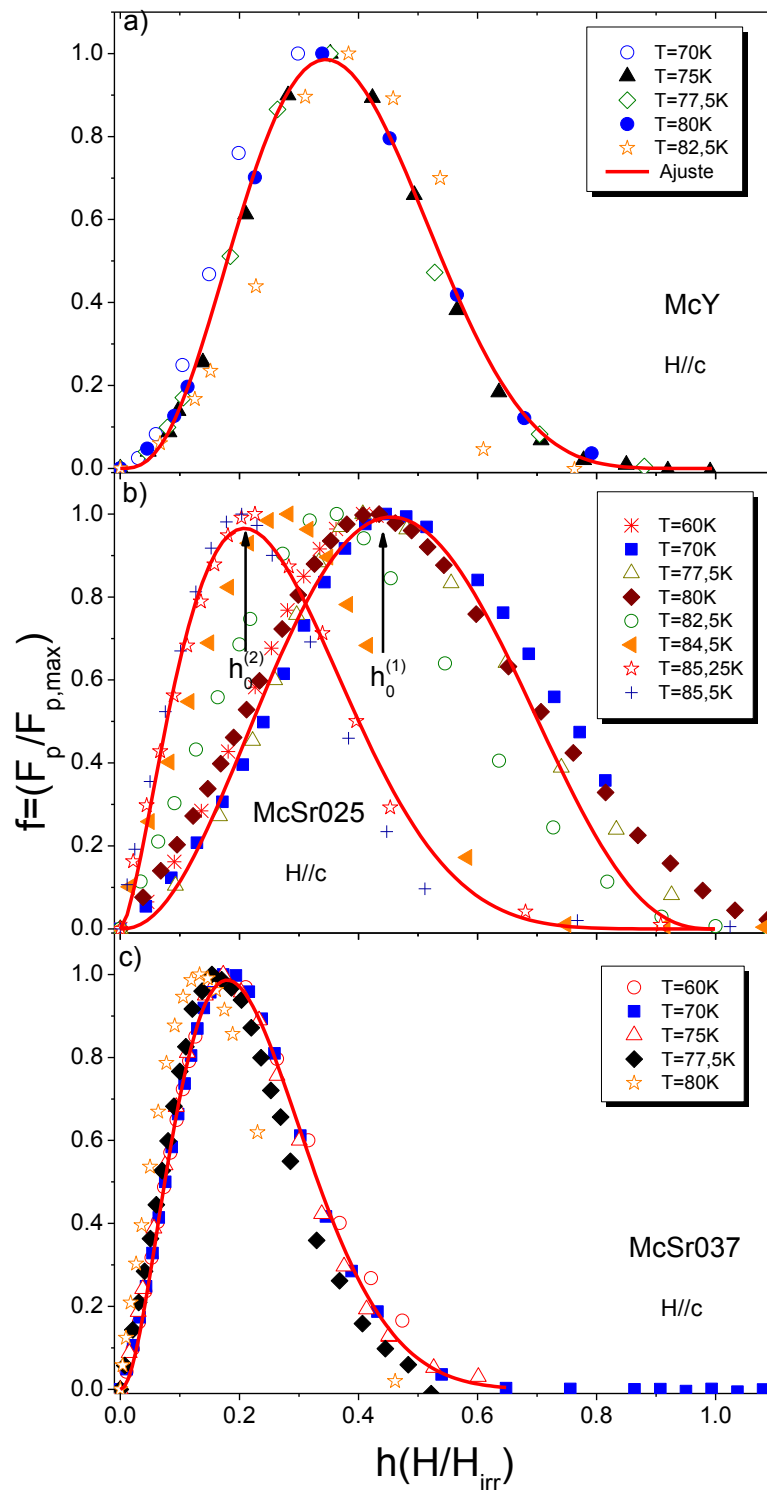


Figura 4.21 – O Comportamento de $f(h)$ para as amostras a) McY, b) McSr025 e c) McSr037.

As Figuras 4.20 e 4.21 ilustram os comportamentos obtidos para as curvas de $f(h)$ das amostras compreendidos entre a faixa de temperatura de $60K \leq T \leq 87,5K$. Analisando o comportamento de $f(h)$ para as amostras pesquisadas é possível verificar, de acordo com a precisão experimental adotada, que para a grande parte

dos resultados, exceto para a amostra McSr025, os dados de $f(h)$ obtidos individualmente colapsam em um comportamento único centrado em torno de um campo reduzido máximo. Este máximo recebe a denominação de h_0 e a partir deste pode-se definir duas regiões de campo magnético reduzido distintas. A região localizada abaixo de h_0 , região de baixos campos, será definida como h_e . Já a região localizada acima de h_0 , região de altos campos, será rotulada como h_d . Pode-se observar das Figuras 4.20 e 4.21 que na região h_e o comportamento de $f(h)$ é melhor ajustado, para o intervalo de temperaturas estudado, do que o da região h_d . Este tipo de comportamento também foi observado em outras amostras supercondutoras monocristalinas.^[24,28,38,66]

Em particular, o comportamento de $f(h)$ da amostra McSr025, ilustrado na Figura 4.21 b), não apresenta o mesmo padrão para as demais amostras, apresentando uma diminuição de h_0 com o aumento da temperatura. É possível identificar a distinção de dois valores de h_0 , um localizado para $T \leq 80K$, denominado de $h_0^{(1)}$ e outro para $T \geq 84,5K$ denominado de $h_0^{(2)}$.

Buscando uma melhor compreensão sobre o comportamento dos mecanismos de “pinning” atuantes nas amostras, os dados de $f(h)$ foram submetidos a um ajuste proposto pela Equação 1.25 definida pelo modelo de Dew-Hughes (D-H) expressa por:

$$F_p/F_{p,max} \propto h^p(1-h)^q \quad (1.25)$$

A linha sólida vermelha nas Figuras 4.20 e 4.21 representa o ajuste de $f(h)$ utilizando a Equação 1.15. Os valores encontrados são apresentados na tabela abaixo.

Tabela 4.5 – Valores encontrados para os parâmetros p e q das amostras de $YBa_{2-x}Sr_xCu_3O_{7-\delta}$.

Amostra	p	q	h_0
McY	$3,00 \pm 0,09$	$5,70 \pm 0,17$	0,34
McSr002	$2,77 \pm 0,11$	$4,75 \pm 0,18$	0,37
McSr01	$2,13 \pm 0,04$	$4,16 \pm 0,08$	0,34
McSr025	$2,37 \pm 0,16$	$2,83 \pm 0,20$	$0,46[h_0^{(1)}]$
McSr025	$1,63 \pm 0,08$	$6,20 \pm 0,32$	$0,21[h_0^{(2)}]$
McSr037	$2,08 \pm 0,05$	$9,52 \pm 0,22$	0,18

Os resultados apresentados para p , q e h_0 para as amostras McY, McSr002 e McSr01 encontram-se próximos dos valores de $p = 4$, $q = 2$ e $h_0 \approx 0,33$ descritos na literatura para os monocristais de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$.^[38,70,71] Os desvios significativos em relação a estes, apresentados pelas amostras McY e McSr002, podem estar associados à baixa densidade de dados experimentais obtidos, o que implica em uma incerteza maior em torno dos resultados quando comparados, por exemplo, com aqueles encontrados para a amostra McSr01.

Os valores encontrados para p , q e h_0 para $T \leq 80\text{K}$ encontram-se próximos dos valores obtidos para estas mesmas grandezas em um monocristal de $\text{NdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$.^[24] Por outro lado a característica comum apresentada para as amostras McSr025, em $T \geq 84,5\text{K}$, e McSr037 são apresentadas também por monocristais dopados com até 4,3% de Zn.^[66]

Comparando os resultados obtidos para os parâmetros p e q expressos na Tabela 4.4 com os descritos pelo modelo de Dew-Hughes, apresentados na Tabela 1.1 da seção 1.3.1.5 deste trabalho, percebe-se que estes não são compatíveis.

Outra forma empregada na classificação dos mecanismos de “pinning”, a partir das previsões de Dew-Hughes, consiste em comparar a disposição dos dados de $f(h)$ com a representação gráfica das funções de “pinning” normalizadas previstas por este modelo para a interação do tipo núcleo. Estas, por sua vez, encontram-se representadas na Figura 1.13.

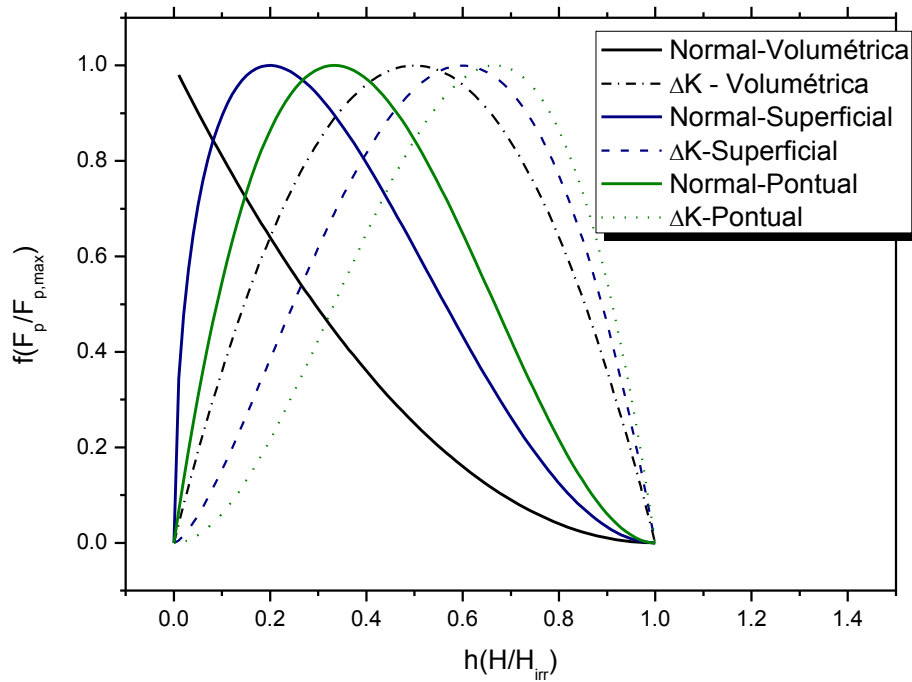


Figura 1.13 - Representação das funções de "pinning" normalizadas para a interação do tipo núcleo.

Nas Figuras 4.22 e 4.23 encontram-se representados o comportamento de $f(h)$ para as amostras estudadas neste trabalho juntamente com as funções descritas na Figura 1.13 reproduzida acima. Cabe ressaltar que devido ao alto valor do comprimento de Ginzburg-Landau, k nos HTSC a interação do tipo magnética pode ser desprezada.^[14,37,68,69]

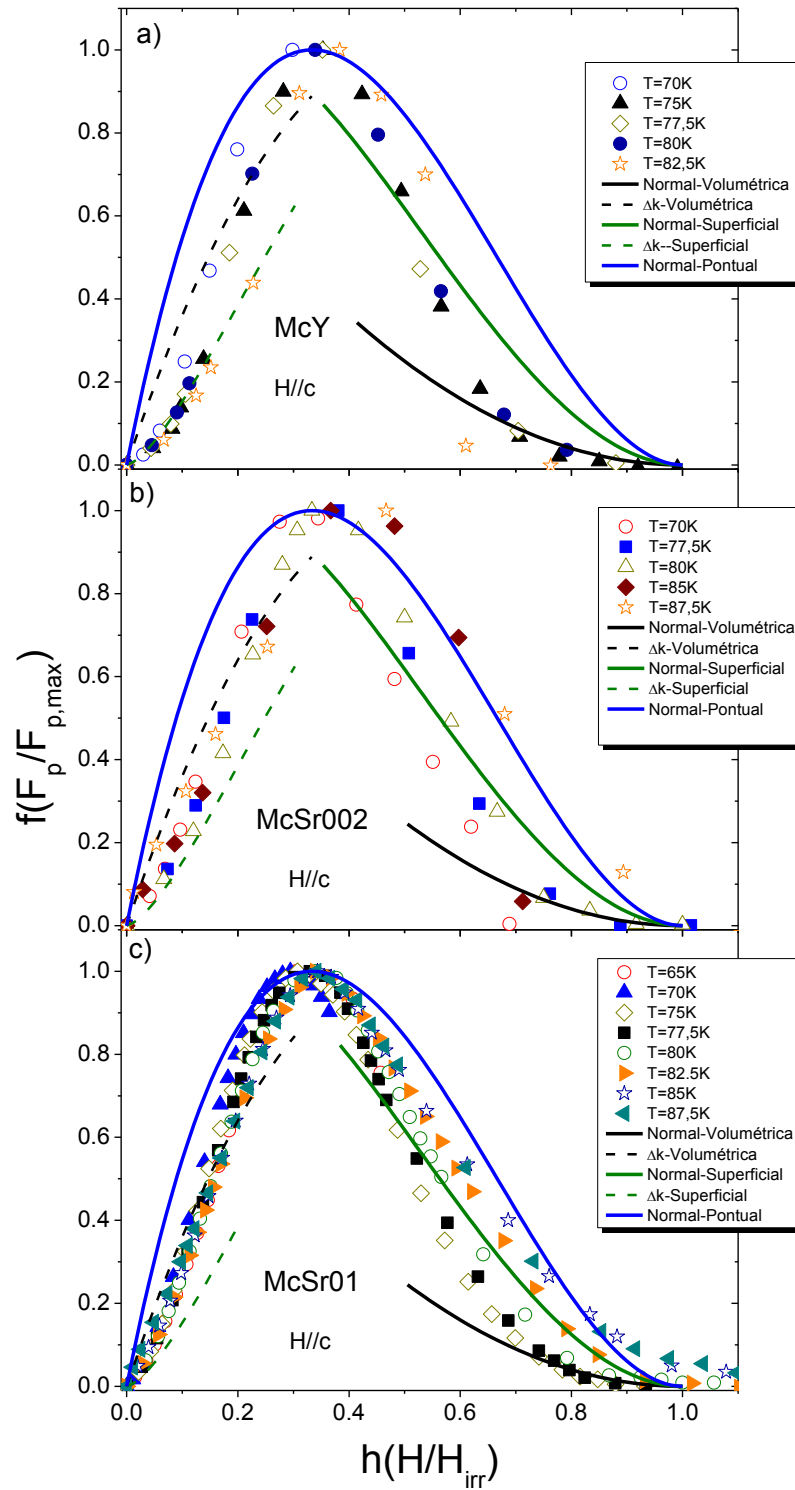


Figura 4.22 – Comportamento de $f(h, T)$ para as amostras a) McY, b) McSr002 e c) McSr01.

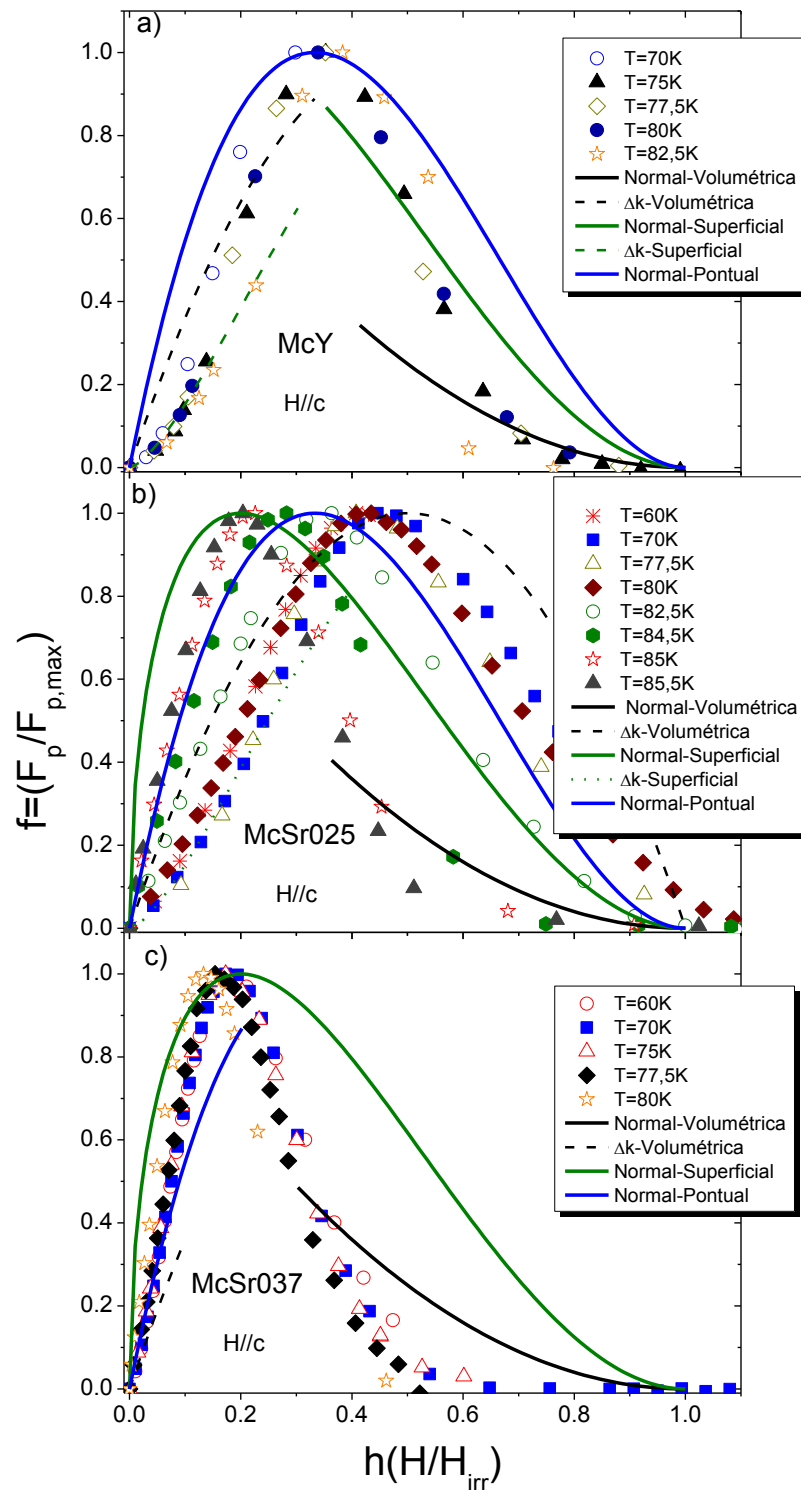


Figura 4.23 – Comportamento de $f(H, T)$ para as amostras de a) McY, b) McSr025 e c) McSr037.

De acordo com o comportamento de $f(h)$ apresentado nas Figuras 4.22 e 4.23 percebe-se a diversidade dos mecanismos de “pinning” que atuam ao longo da disposição experimental dos dados de $f(h)$ das amostras empregadas neste

trabalho. Em virtude desta peculiaridade optou-se por identificar a atuação destes mecanismos separando-os pelas regiões h_o , h_e e h_d , onde h_o representa a região de campo reduzido onde se dá a melhor eficiência dos mecanismos de “pinning”, já h_e e h_d representam as regiões de menor e maior campo reduzido em torno de h_o , respectivamente.

De acordo com os resultados apresentados na Figura 4.22, o mecanismo responsável pela máxima eficiência das propriedades de “flux pinning” nas amostras McY, McSr002 e McSr01, representado por h_o , dentro da precisão experimental obtida, é o normal pontual. A Figura 4.23 ilustra a evolução do mecanismo anterior na medida em que a quantidade de Sr é elevada de 5% para 18,5% no sistema $\text{YBa}_{2-x}\text{Sr}_x\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. Esta evolução nas curvas de $f(h)$ ocorre principalmente em função da temperatura na amostra McSr025 e é caracterizada pelo desdobramento do mecanismo de “pinning” em Δk volumétrico, curvas de $f(h)$ que colapsam em torno de $h_o^{(1)}$, e normal superficial, para as curvas de $f(h)$ que colapsam em torno de $h_o^{(2)}$. Por outro lado, o mecanismo normal superficial é identificado para o comportamento do “pinning” na amostra McSr037.

O comportamento dos mecanismos de “pinning” das amostras McY, McSr002 e McSr01 no regime de baixos campos reduzidos ($h_e < h_o$), Figura 4.22, é caracterizado pela composição dos mecanismos de “pinning” Δk superficial e Δk volumétrico cuja dinâmica mostra-se dependente de h . Assim como ocorreu na descrição do comportamento de h_o na amostra McSr025, Figura 4.23 b), o comportamento dos mecanismos de “pinning” na região h_e mostraram-se dependentes da temperatura. Neste cenário, os mecanismos de “pinning” apresentam-se como uma composição do “pinning” Δk superficial e Δk volumétrico na região de $h_e^{(1)}$ evoluindo em função do acréscimo da temperatura para um mecanismo composto pelo “pinning” do tipo normal pontual e normal superficial para a região $h_e^{(2)}$. Para a amostra McSr037 constata-se da Figura 4.23 c), que o mecanismo de “pinning” na região h_e é caracterizado pela coexistência de “pinning” normal pontual e normal superficial.

A análise do comportamento dos mecanismos de “pinning” para a região de altos campos reduzidos ($h_d > h_o$) mostra que a disposição dos dados de $f(h)$ é dependente do campo reduzido, especialmente para as amostras McY, McSr002, McSr01 e McSr025, e amplamente regido pelas três modalidades do “pinning”

normal. De maneira geral pode-se sugerir que os mecanismos responsáveis pelo “pinning” na região h_d destas amostras exibem uma transição suave entre composições das modalidades pontual, superficial e volumétrica do “pinning” normal a medida em que a quantidade de Ba substituída por Sr vai sendo elevada até atingir 12,5% com exceção da amostra McSr037 cujo comportamento dos mecanismos de “pinning” para a região h_d não se enquadraram em nenhuma das propostas oferecidas pelo modelo D-H.

Em virtude da grande variedade de mecanismos de “pinning” que se encontram ativos e inter relacionados nas propriedades de “pinning” das amostras estudadas é necessário priorizar a compreensão do(s) mecanismo(s) responsáveis pela maximização destas propriedades. Uma maneira de realizar esta premissa consiste em estudar o comportamento de $h_0(t)$, onde t representa a temperatura reduzida. [14,24,66,68,69] A Figura 4.24 apresenta o comportamento de $h_0(t)$ para as amostras McY, McSr002, McSr01, McSr025 e McSr037 onde um contraste entre os valores obtidos para $h_0(t)$ e os sugeridos pelo modelo D-H encontra-se em destaque.

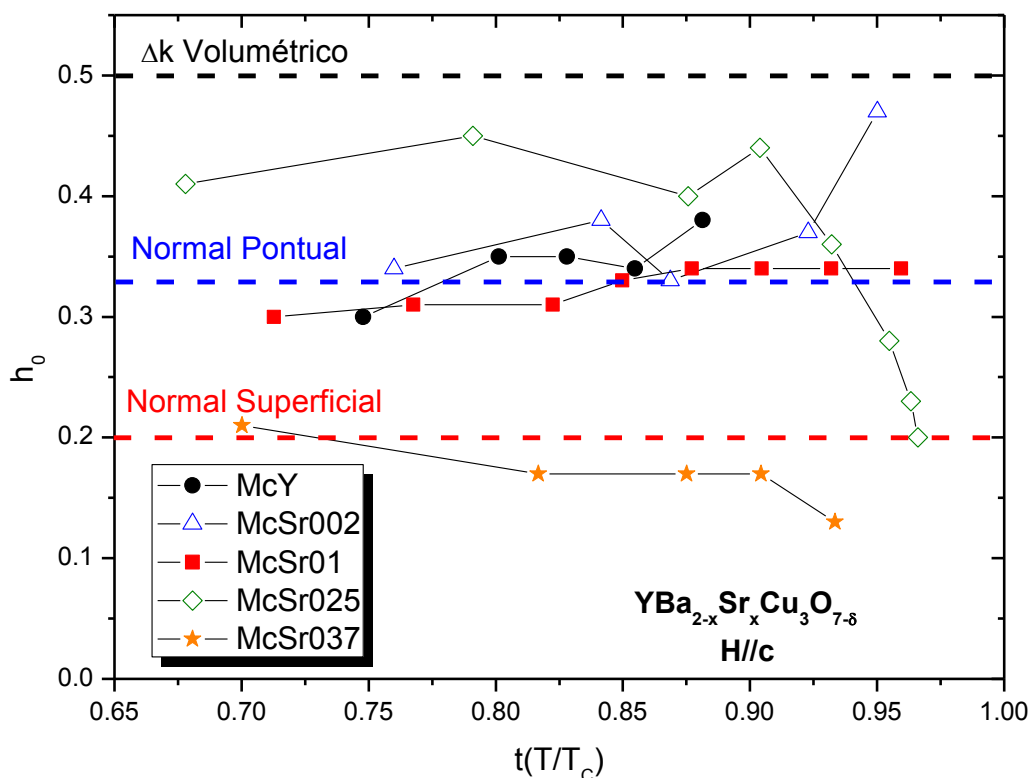


Figura 4.24 – Evolução de h_0 em função da temperatura reduzida, t , e do conteúdo de Sr.

De acordo com a Figura 4.24, o comportamento de $h_0(t)$ para as amostras McY, McSr002, McSr01 e McSr037 praticamente não se altera para a faixa de

temperaturas selecionada. A oscilação observada para a amostra McSr002 em $t \geq 0,92$ é creditada a baixa densidade de pontos experimentais para a determinação de h_0 nessas temperaturas. Por outro lado, a amostra McSr025 apresenta um forte desvio do comportamento de $h_0(t)$ em baixas temperaturas na medida em que se aproxima da temperatura crítica de transição, T_c .

4.6 – Discussão dos Resultados

Nesta sessão é realizada a discussão dos principais resultados obtidos e formulada, quando possível, a justificativa dos comportamentos observados.

4.6.1 - A Caracterização Estrutural e Superficial das amostras

A análise de raio-x das amostras monocristalinas dopadas com Sr revelou que não há presença de fases espúrias a do YBCO 123, o que está de acordo com o limite de solubilidade do Sr neste sistema.^[8,47-50] O parâmetro de rede c , calculado a partir dos difratogramas de raio-x, apresentou um decréscimo linear em função da concentração de Sr, apresentando valores próximos aos encontrados na literatura.^[8,47]

As imagens de microscopia de luz polarizada apresentaram uma estrutura de maclas ao longo do eixo cristalino c para as amostras submetidas a essa técnica. Esta estrutura também foi verificada através das imagens de TEM, para a amostra McSr025, onde se identificam pequenas inclusões, próximas aos planos de maclas, sendo estas possivelmente precipitados de Sr em analogia ao observado por Saito e colaboradores.^[44,55]

4.6.2 - A Temperatura Crítica de Transição e a Linha de Irreversibilidade Magnética

A partir do comportamento das curvas de magnetização em função do campo e da temperatura foi possível a obtenção da linha de irreversibilidade magnética (LIM). Esta, por sua vez, apresentou um comportamento em altos campos, $\mu_0 H \geq 0,5T$, ajustado segundo o modelo de “flux creep” gigante. As amostras dopadas com

Sr apresentaram uma diminuição na região irreversível das LIMs. Quando normalizada em função da temperatura crítica, as LIMs das amostras dopadas apresentaram um comportamento similar, porém distinto da amostra pura. Este comportamento pode estar associado a uma menor eficiência dos mecanismos de aprisionamento correlacionados, conforme relatam Küpfer e colaboradores.^[44,55]

Seguindo as medidas de $M(T)$ no campo de 10Oe, pode-se estipular o comportamento da temperatura crítica de transição, que apresentou uma diminuição linear em função do doping com Sr em acordo com os relatos da literatura.^[8,47,50]

4.6.3 - A Densidade de Corrente Crítica e o “Peak Effect”

As curvas de densidade de corrente crítica, bem como as de densidade de força de “pinning”, apresentaram um aumento significativo para as amostras dopadas com até 5% de Sr para temperaturas entre 60K e 87,5K. Já para as demais concentrações $J_C(T)$ não possui a mesma efetividade. Este resultado encontra-se de acordo com o fato de que para se obter bons centros aprisionadores é necessário ter, além de pequenos centros normais, uma matriz supercondutora exibindo um parâmetro de ordem homogêneo e com alto valor de T_C . Este conjunto garante as seguintes peculiaridades: (i) que o vórtice seja submetido a uma grande variação de energia e (ii) uma boa matriz supercondutora, condições ideais para altos valores de $J_C(\mu_0 H, T)$ no material.^[41]

Pode-se então conceber que, conforme relatado por Küpfer e colaboradores,^[44] os defeitos pontuais adicionais introduzidos pelo Sr produzem um potencial de “pinning” maior do que somente as vacâncias de oxigênio existentes na amostra pura. Podendo este aumento no potencial de “pinning” estar associado a uma maior densidade de defeitos pontuais introduzidos pela substituição de Sr. Esta conclusão também está de acordo com o comportamento de $J_{C,Max}(T)$ descrito na Figura 4.17.

Entretanto, conforme apresentado na seção 4.2.1, a adição de Sr diminui a temperatura crítica de transição tornando a região onde a corrente deveria fluir na amostra fora da proposta anterior, ou seja, na medida em que aumentamos os centros aprisionadores a supercondutividade é diminuída, podendo ser este o motivo para um menor $J_C(T)$ para as amostras com maior concentração de Sr. Pode-se

então atribuir, para as amostras estudadas nas faixas de temperatura empregadas, que a melhor relação estado supercondutor/centros de “pinning” é o oferecido pela amostra McSr002 onde apenas 1% de Sr foi adicionado, conforme também é observado na Figura 4.15 a).

Pode-se também observar que o comportamento de $J_c(\mu_0 H, T)$ é similar entre as amostras McSr01 e McSr002 e distinto entre as amostras McSr025 e McSr037 o que indica a presença de diferentes mecanismos operantes, fato este que é posto em evidência ao analisar-se as curvas de $f(h)$.

O PE na densidade de corrente é observado para todas amostras na maioria das temperaturas utilizadas. A presença deste na amostra McY, pode estar relacionado com possíveis inhomogeneidades na distribuição do oxigênio, logo, quando estas regiões fracamente supercondutoras se tornam normais o aprisionamento do fluxo é melhorado acarretando em um pico na densidade de corrente crítica conforme relatam Daeumling e colaboradores.^[43] Enquanto que para as amostras dopadas o PE pode estar relacionado com defeitos pontuais adicionais introduzidos pelo doping com Sr, conforme relata Küpfer e colaboradores,^[44] seguindo as mesmas considerações acima relatadas.^[43]

4.6.4 - A Força de “Pinning” Normalizada e os Mecanismos de “Flux Pinning”

Conforme discutido ao longo desta seção, a substituição parcial de até 18% do Ba por Sr no $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ monocristalino provoca a diminuição gradativa do valor de T_c . A dopagem com Sr além de colaborar para o aumento da densidade de maclas ainda provoca a decoração destas com precipitados originados, provavelmente, pelos próprios átomos de Sr. As linhas de irreversibilidade magnética das amostras dopadas com Sr mostraram-se dominadas pelos efeitos de “flux creep” gigante onde a dopagem com Sr, quando comparada à amostra pura, colaborou para o enfraquecimento dos mecanismos de “pinning” oriundos de defeitos correlacionados. Medidas de histerese magnética realizadas nas amostras pura e dopadas revelaram a identificação do “second peak magnetization” para a maioria das temperaturas empregadas nestas medidas.

A partir da descrição realizada no parágrafo anterior, pode-se eleger as prováveis flutuações na temperatura crítica de transição, as vacâncias de oxigênio, a

segregação dos átomos de Sr e a estrutura de maclas como agentes responsáveis pelo desempenho do papel de centros de “pinning” na estrutura das amostras desse trabalho.

A análise do comportamento dos mecanismos de “pinning” representados pelas curvas de $f(h)$, Figuras 4.22 e 4.23, ocorre por meio da sobreposição gráfica da disposição dos dados de $f(h)$ com as funções de “pinning” previstas pelo modelo de D-H, representadas na Tabela 1.1.^[24,28,38] Neste cenário, procura-se obter algumas sugestões de interpretação para os resultados apresentados, sempre levando em consideração que estas restringem-se especificamente à faixa de temperaturas e campos magnéticos aplicados.

O comportamento apresentado pelas amostras McY, McSr002 e McSr01 para $f(h)$ mostrou-se semelhante, conforme mostra a Figura 4.21. De forma geral, a dinâmica seguida pelos mecanismos de “pinning” nestas amostras pode ser caracterizada da seguinte maneira: na região h_e predomina o mecanismo do tipo Δk ao passo que na região h_0 prevalece o normal-pontual e para a região h_d destaca-se o mecanismo do tipo normal.

A predominância do “pinning” Δk na região de baixos campos das amostras McY, McSr002 e McSr01 está associada à existência de inhomogeneidades na distribuição espacial da temperatura crítica de transição da matriz supercondutora dessas amostras.^[24,66,72] Estas inhomogeneidades podem se originar a partir da ocorrência de uma distribuição não-homogênea do conteúdo de oxigênio na matriz supercondutora da amostra McY.^[34,44,43] Além do efeito anterior, a distorção da cela unitária e a redução de T_c devido a substituição do Ba por Sr, seção 2.1 e 2.2, também podem colaborar para a observação de inhomogeneidades na distribuição de T_c na matriz supercondutora das amostras dopadas. Desta maneira, a estrutura de defeitos anterior proporciona a produção de regiões na estrutura dos monocristais onde o parâmetro de ordem supercondutor é suprimido, o que penaliza a supercondutividade nestas regiões.^[24,66,72]

Analisando a Figura 4.22, pode-se observar que a contribuição do “pinning” Δk nas amostras McY, McSr002 e McSr01 apresenta uma evolução da dimensão superficial para a volumétrica na região h_e na medida em que o conteúdo de Ba é elevado até 5% de Sr.

A medida em que h se aproxima de h_0 , deixando a região h_e , ocorre a identificação do mecanismo de “pinning” normal pontual como sendo o responsável pela maximização do potencial de “pinning” nas amostras McY, McSr002 e McSr01, ou seja, este mecanismo oferece a melhor resposta em termos da potencialidade de “flux pinning” frente a aplicação de campo magnético. Conforme discutido na seção 1.3.1.4 desta dissertação, para estes patamares de campo magnético reduzido o potencial interativo entre os vórtices da rede passa a ser menor que o potencial estabelecido entre estes vórtices e os centros aprisionadores o que pode levar a minimização dos efeitos de elasticidade entre vórtices.

A justificativa para a observação do “pinning” normal pontual em h_0 na amostra McY é naturalmente atribuída a um possível arranjo das vacâncias de oxigênio com a estrutura supercondutora desta amostra^[34] uma vez que a existência do PE nas curvas de $J_c(\mu_0 H, T)$, Figura 4.15, está vinculado a distribuição das vacâncias de oxigênio nesta amostra, conforme discutido nas seções 1.4 e 2.4.

As amostras dopadas também apresentam o seu comportamento de $J_c(\mu_0 H, T)$ caracterizado pela predominância do PE, entretanto, verifica-se, ao consultar as Figuras 4.14 à 4.16, que a performance de $J_c(\mu_0 H, T)$, especialmente em função da temperatura, apresentada pelas amostras McSr002 e McSr01 é superior a da amostra McY. Saito e colaboradores,^[55] seção 2.4, responsabilizam a formação de “strain fields” devido a distribuição isotrópica de átomos de Sr junto aos planos de maclas de um monocristal de $\text{YBa}_{1.98}\text{Sr}_{0.02}\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ como a estrutura responsável pela origem do PE nas curvas de $J_c(\mu_0 H, T)$ desta amostra. Ainda de acordo com Saito, a formação dessa estrutura não se repetiu para monocristais com maiores concentrações de Sr, o que segundo ele, não permitiu a observação do PE nas curvas de $J_c(\mu_0 H, T)$ de monocristais dopados com mais de 1% de Sr.^[55]

Apesar de não ter sido possível a análise de TEM para todas as amostras empregadas neste trabalho, apenas a amostra McSr025, foi possível a identificação da formação de uma estrutura composta por planos de maclas e precipitados, possivelmente associados a “clusters” de átomos de Sr, na amostra McSr025. Este resultado pode servir como indicativo de que a dopagem com elevadas concentrações deste dopante, nas amostras estudadas, colabora para a formação de uma estrutura de “flux pinning” que desempenha um papel semelhante aquela descrita por Saito^[55] no início deste parágrafo. A esta estrutura é atribuída a origem

do PE observado nas curvas de $J_c(\mu_0 H, T)$ das amostras dopadas estudadas neste trabalho.

Comparando os resultados obtidos por Saito^[55] para $J_c(\mu_0 H, T)$ em um monocristal de $\text{YBa}_{1.98}\text{Sr}_{0.02}\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ com os apresentados nesse trabalho é possível verificar que o valor máximo de $J_c(\mu_0 H, T)$, em $T = 77$ K, por eles relatado é comparável ao reportado nesta dissertação para a amostra McSr002 nesta mesma temperatura. Além disso, foi possível observar que o emprego de uma dopagem de até 5% de Sr possibilita a obtenção de um valor de $J_c(\mu_0 H, T)$ superior ao observado no sistema $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. Este resultado, por sua vez, encontra-se na contra-mão do que foi observado por Saito e colaboradores^[55] em monocristais de $\text{YBa}_{2-x}\text{Sr}_x\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ onde o limite de solubilidade apontado para este efeito é de 1%.

Ao se analisar a região h_d ($h_d > h_0$) da Figura 4.22 observa-se que o comportamento de $f(h)$ para as amostras McY, McSr002 e McSr01 continua sendo dominado pelo “pinning” normal, onde a evolução desse comportamento para as amostras pesquisadas mostra-se levemente dependente da temperatura. A medida em que h é incrementado na direção de seu valor máximo o “pinning” normal vai sendo composto dinamicamente da combinação das modalidades volumétrica, superficial e pontual. A observação deste tipo de comportamento por parte das curvas de $f(h)$ nas amostras McY, McSr002 e McSr01 encontra justificativa devido a aplicação das seguintes premissas: (i) a dimensão dos mecanismos de “pinning”, no modelo de D-H, é tomada com base na distância d entre os vórtices. Porém esta grandeza diminui seu valor com o aumento de campo, logo regiões que em baixos campos aplicados eram caracterizadas por apresentarem uma dimensão maior que d , com o aumento de campo podem passar a apresentar duas ou mais dimensões ainda maiores que este parâmetro, conforme discutido no item 1.3.1.5 deste trabalho. (ii) com a aproximação de $B_{irr}(T)$, os efeitos provenientes da ativação dos mecanismos de “flux creep” tornam-se significativos.^[34,44] Logo, a interação dos vórtices com os mecanismos de “pinning” correlacionados, como os planos de maclas, também se torna relevante em virtude destes oferecerem uma barreira de potencial maior frente a ação das ativações térmicas do “flux creep”.^[34,44]

Dando continuidade à análise do comportamento dos mecanismos de “pinning” no composto $\text{YBa}_{2-x}\text{Sr}_x\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, passamos agora a análise do

comportamento gráfico de $f(h)$ obtido para as amostras McSr025 e McSr037 o qual encontra-se destacado na Figura 4.23.

O comportamento de $f(h)$ apresentado na Figura 4.23 b) para a amostra McSr025 é caracterizado pela forte dependência da temperatura, fato que torna a análise da dinâmica dos mecanismos de “pinning” nessa amostra não trivial em virtude da diversidade de interpretações que podem ser configuradas para a justificativa deste fenômeno.

Uma destas interpretações, seguindo a dinâmica observada para as amostras McY, McSr002 e McSr01, propõe que o aumento do nível de dopagem com Sr de 5% para 12,5% no $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ colaborou para a efetivação do “pinning” Δk superficial tornando-o aproximadamente preponderante para as regiões h_e e h_0 da figura 4.23 b) quando $T \leq 80\text{K}$. Por outro lado, para $T \geq 84,5\text{K}$ o “pinning” para a região h_0 passa a ser da modalidade normal, mas agora superficial ao invés de pontual como observado para as amostras McSr002 e McSr01.

Uma possível justificativa para a observação do “crossover” em função da temperatura entre o “pinning” Δk volumétrico e normal superficial se basearia no fato de que na medida em que $T \rightarrow T_c$ os agentes responsáveis pelo “pinning” Δk tornar-se-iam mais fracamente supercondutores. Combinando este efeito com a ação da aplicação de campo magnético, tem-se a destruição do estado supercondutor destes agentes, culminando com a preponderância do “pinning” normal, o que estaria de acordo com a redução quase que completa do “pinning” Δk na curvas de $f(h)$ para $T \geq 84,5\text{K}$. Na literatura, um comportamento semelhante ao observado para os mecanismos de “pinning” da amostra McSr025 foi relatado por Matsushita^[12] para a comportamento de $J_c(\mu_0 H, T)$ de uma amostra supercondutora de Nd123 com inclusões da fase Nd422.

A elevação do nível de dopagem com Sr de 12,5% para 18% culminou com a identificação de um mecanismo de “pinning” único e que se mostra independente da temperatura no comportamento de $f(h)$, ilustrado na Figura 4.23 c), para a amostra McSr037. Este mecanismo, preponderante nas regiões h_e e h_0 da Figura 4.23 c), é o normal superficial.

Quando compara-se o comportamento de $f(h)$ obtido para as amostras MSr025 e McSr037 constata-se que a efetivação do “pinning” normal superficial na amostra McSr025 para $T \geq 84,5\text{K}$ praticamente tornou irrelevante a contribuição do

“pinning” Δk . Da mesma forma ocorre para a amostra McSr037, mas agora para todo o intervalo de temperaturas empregado.

Destaca-se desta análise o fato de que o mecanismo de “pinning” normal superficial mostra-se fortemente enfraquecido com a aplicação do campo magnético característica que torna-se mais evidente ao analisar-se o comportamento da região h_d da Figura 4.23 c) onde as funções de “pinning” previstas pelo modelo D-H não se aplicam. Este comportamento pode estar associado à possível formação de grandes quantidades de clusters de Sr em virtude da alta concentração deste dopante na amostra. Essas regiões seriam caracterizadas por apresentarem um baixo valor de T_c comparado ao observado para a matriz supercondutora da amostra. Essa característica acarretaria em um baixo potencial de aprisionamento entre os centros de “pinning” e a rede de vórtices o que proporcionaria o enfraquecimento do potencial de “pinning” em relação ao campo reduzido. Por outro lado, nestes patamares de campo reduzido provavelmente a interação entre vórtices passe a ser relevante. Portanto, o estabelecimento desse cenário seria o provável responsável pela observação da depreciação dos valores de J_c nesta amostra quando comparada com as demais.

De forma geral, utilizando como referência o comportamento de $h_0(t)$ representado na Figura 4.24 e as discussões anteriores realizadas sobre o comportamento de $f(h)$ com a aplicação das funções de “pinning” previstas pelo modelo D-H, pode-se sugerir, a partir da evolução do comportamento apresentado pelos mecanismos de “flux pinning” (MFP) das amostras empregadas neste trabalho, que a dopagem com Sr em até 5% não altera significativamente o MFP das amostras McSr002 e McSr01 quando comparado com a amostra pura. Entretanto, para esta faixa de dopagem é observado que $J_c(T)$ é superior ao obtido para a amostra McY. Esta peculiaridade encontra-se creditada à melhor propriedade de “pinning” apresentado pelos defeitos pontuais adicionais provenientes, possivelmente, da segregação de átomos de Sr na estrutura destas amostras. Quando a quantidade de Ba substituída por Sr é elevada de 5% para 12,5% o MFP se desdobra de normal pontual em Δk volumétrico e normal superficial, sendo este “crossover” dependente da temperatura. A intensidade de $J_c(T)$ nesta amostra diminui sensivelmente em relação ao apresentado pelas amostras McSr002 e McSr01 e se aproxima do observado para a amostra McY, no limite de temperaturas

menores que 80K. Entretanto quando o Ba passa a ser substituído por 18% de Sr o MFP passa a ser representado pelo “pinning” normal superficial e os valores de $J_c(T)$ são menores do que os observado para a amostra pura.

De acordo com esta conjectura, pode se considerar que o comportamento do MFP da amostra McSr025 representaria um papel de “crossover” entre os mecanismos normal-pontual e normal-superficial. Desta maneira, os resultados obtidos para o comportamento dos mecanismos de “pinning” das amostras pesquisadas neste trabalho sugerem que a substituição parcial em torno de 12,5% do Ba por Sr representaria uma situação limítrofe entre o MFP normal pontual e o normal superficial, os quais constituem-se nos mecanismos preponderantes para a configuração do comportamento de $J_c(T)$ nessas amostras.

A confirmação da hipótese descrita no parágrafo anterior ainda necessita ser comprovada de maneira mais contundente, ou seja, através da ampliação dos estudos descritos neste trabalho para monocristais de $YBa_{2-x}Sr_xCu_3O_{7-\delta}$ onde x esteja contido entre os limites $10\% \leq x \leq 15\%$ e que as medidas de magnetização nas amostras McSr002 e McSr01 sejam realizadas novamente, com uma maior precisão experimental.

Conclusões

Realizou-se um estudo experimental, empregando as técnicas usuais de magnetometria DC e microscopias de PLM, TEM e FIB, com o objetivo de pesquisar o efeito da substituição parcial de Ba por até 18,5% de Sr no sistema $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ sobre a densidade de corrente crítica, $J_C(\mu_0 H, T)$, e os mecanismos de “flux pinning” (MFP) nestas amostras. A seguir são apresentadas, de maneira sumarizada, as principais conclusões obtidas deste estudo.

1 - Caracterização Estrutural

A análise de XRD das amostras monocristalinas dopadas com Sr revelou que a dopagem de até 18,5% de Sr comprime a cela unitária do $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ principalmente ao longo do eixo cristalográfico c , entretanto sem causar fases espúrias a do Y123.

As imagens de PLM e TEM mostraram a existência de planos de maclas e, em particular, a TEM realizada na amostra McSr025 revelou, além das maclas, a formação de pequenas inclusões junto à estrutura de planos de maclas.

2 – A Temperatura crítica de Transição e a Linha de Irreversibilidade Magnética

O comportamento de $T_C(x)$ apresentou um decréscimo linear em função da concentração de Sr. Este comportamento se mostrou próximo ao observado para a contração do eixo c com o aumento de Sr. Este resultado aponta que a diminuição de T_C nessas amostras esta associada a distorção da rede cristalina, proporcionada pela adição de Sr, conforme relatos da literatura.^[8,47,50]

As LIMs das amostras pura e dopadas apresentaram um comportamento em altos campos, maiores que 5kOe, ajustado segundo o modelo de “flux creep” gigante. Apresentaram também uma diminuição na região irreversível com o aumento do dopante, indicando uma diminuição na eficiência dos centros de “pinning” correlacionados, proporcionada provavelmente pela adição de impurezas

devido a substituição por Sr. O comportamento da LIM normalizada em função da temperatura crítica apresentou um comportamento similar para as amostras dopadas e distinto da amostra pura. Estando este comportamento associado também a uma menor eficiência dos mecanismos de aprisionamento correlacionados no limite de altos campos e temperaturas.

3 – A Densidade de corrente Crítica

As curvas de densidade de corrente crítica, bem como as de densidade de força de “pinning”, apresentaram um aumento significativo para as amostras dopadas com até 5% de Sr para temperaturas entre 60K e 87,5K. Já para as demais concentrações J_C não possui a mesma efetividade. Este resultado encontra-se de acordo com o fato de que para se obter bons centros aprisionadores é necessário ter, além de pequenos centros normais, uma matriz supercondutora homogênea, com um alto valor de T_C .

Pode-se então conceber que, conforme relatado por Saito e colaboradores,^[44,55] os defeitos pontuais adicionais introduzidos pelo Sr produzem um potencial de “pinning” maior do que somente as vacâncias de oxigênio existentes na amostra pura.

Os comportamentos distintos de $J_C(\mu_0 H, T)$ observados para as amostras McSr025 e McSr037 estão associados aos diferentes mecanismos de “flux pinning” majoritários atuantes nessas amostras. Bem como a efetividade de J_C está associada a estes mecanismos. Esta premissa é comprovada ao se analisar os MFP atuantes nestas amostras.

4 - Força de “Pinning” Normalizada e Mecanismos de “Flux Pinning”

A partir da sobreposição gráfica dos dados de $f(h)$ obtidos com aqueles previstos pelo modelo de Dew-Hughes (D-H), pode-se observar os seguintes comportamentos:

As curvas de força de “pinning” normalizadas apresentaram um comportamento, em baixo campo reduzido, h_e , do tipo Δk superficial com Δk volumétrico para a amostra pura, McY, evoluindo para um mecanismo do tipo Δk

volumétrico com o aumento do doping em até 5%, McSr01. Em campo médio reduzido as amostras McY, McSr002 e McSr01 passaram a apresentar um comportamento único do tipo normal pontual. Ao se aumentar ainda mais o campo magnético ocorreu uma evolução deste mecanismo para o normal superficial e normal volumétrico.

Estes mecanismos do tipo Δk apresentados em baixo campo reduzido para as amostras indicam a presença de inhomogeneidades na distribuição espacial da temperatura crítica na matriz supercondutora. Esta pode estar associada a vacâncias de oxigênio na amostra pura e a distorção da cela unitária causada pela substituição de Sr nas amostras dopadas.^[44,55,67] Já a mudança desses mecanismos para o tipo normal, próximos de h_0 , indicam uma melhor eficiência dos centros normais em relação aos centros Δk e/ou a presença de um mecanismo de “pinning” induzido por campo, onde a eficiência de J_c é aprimorada, acarretando no PE.^[43]

Entretanto, o comportamento dos mecanismos na região h_d , altos campos reduzidos, está de acordo com as previsões de Dew-Hughes onde um mecanismo pode modificar suas dimensões, de pontual para superficial para volumétrico, devido a diminuição da distância entre os vórtices.^[14] Estes mecanismos também podem estar associados ao fato de que com o aumento de campo magnético os vórtices tendem a se acomodar em maiores regiões, como por exemplo, as maclas ou precipitados maiores.

Já a amostra McSr025 apresentou uma dependência dos MFP em função da temperatura, tendo sua análise não trivial. Uma possível explicação para este comportamento é proposta com base em uma melhor efetivação do aprisionamento do tipo Δk , predominante até médios campos nas temperaturas até 80K. Ao se aumentar a temperatura, até 85,5K, este mecanismo se torna desprezível devido à baixa, ou nula, supercondutividade destas regiões, apresentado um comportamento do tipo “crossover” entre os mecanismos normal pontual e normal superficial no limite de altas temperaturas.

Já a amostra McSr037 apresentou um comportamento único, em campo médio reduzido, do tipo normal superficial. Este tipo de comportamento pode estar associado a grandes regiões distorcidas e grandes precipitados introduzidos pela adição de Sr. Em contrapartida, na região de altos campos, o comportamento de $f(h)$

não se ajusta às curvas previstas pelo modelo de D-H, o que pode estar associado à predominância da interação entre vórtices existente para aprisionamentos fracos.

Cabe resaltar que para aprimorar a J_C nas amostras dopadas não foi necessário modificar o tipo dos mecanismos de aprisionamento majoritários e sim aprimorá-los. Este aprimoramento deve ser realizado de tal forma a introduzir defeitos que apresentem fortes regiões de aprisionamento sem depreciar fortemente a supercondutividade, como aqueles introduzidos nas dopagens de até 5% de Sr.

Por fim, cabe salientar que como continuidade a este trabalho seria necessário realizar este estudo para monocristais com outras concentrações, nos limites entre 10% e 15%, isto garantiria um melhor quadro experimental na determinação do MFP principalmente da amostra McSr025. Cabe ressaltar também que os modelos aqui apresentados para a descrição de J_C e dos MFP possuem suas limitações, não permitindo conclusões mais aprofundadas sobre os efeitos abordados.

Apêndice A – Densidade de Corrente Crítica

Neste apêndice irão ser realizados alguns cálculos e aproximações utilizadas para a obtenção das densidades de corrente crítica para uma placa infinita e para uma amostra retangular através do modelo de Bean.

A.1 – Cálculo de J_C para uma placa infinita

A partir da lei de Ampère, temos:

$$\vec{J}_C = \nabla X \vec{h} \quad (\text{A.1})$$

Onde

$$\nabla X \vec{h} = \left(\frac{\partial h_z}{\partial y} - \frac{\partial h_y}{\partial z} \right) \hat{i} + \left(\frac{\partial h_x}{\partial z} - \frac{\partial h_z}{\partial x} \right) \hat{j} + \left(\frac{\partial h_y}{\partial x} - \frac{\partial h_x}{\partial y} \right) \hat{k} \quad (\text{A.2})$$

Onde \vec{h} é o campo microscópico.

Para uma placa infinita de espessura D conforme ilustra a Figura A.1 Abaixo, temos:

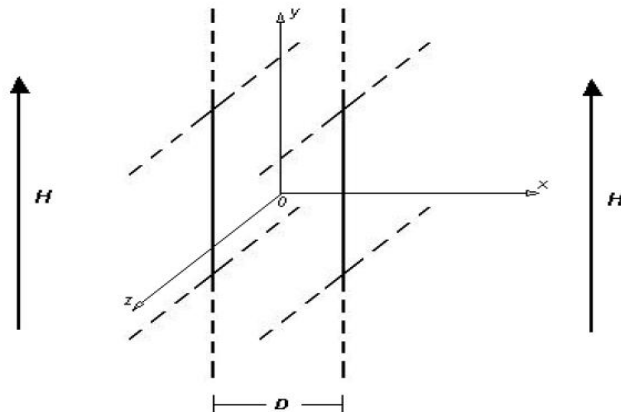


Figura A.1 – Placa supercondutora infinita de espessura D .

$$J_C = \left(\frac{dh_y}{dx} \right) \quad (\text{A.3})$$

Pelo modelo de estado crítico de Bean J_C só assume valores $+J_C$, $-J_C$ e 0, logo:

$$\frac{dh_y}{dx} = \text{constante} \quad (\text{A.4})$$

A partir desse modelo o perfil de campo magnético no interior da amostra assume a seguinte forma:

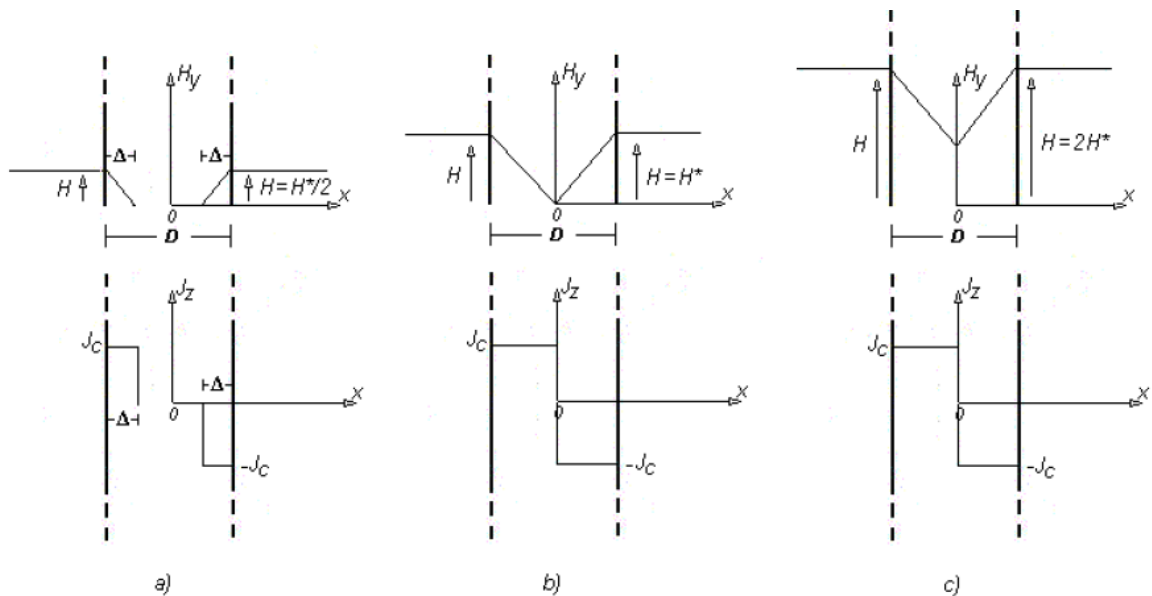


Figura A.2 – Representação da distribuição do fluxo magnético e de J_c no interior de uma placa infinita de espessura D para a) $H < H^*$, b) $H = H^*$ e c) $H > H^*$. Adaptado.^[13]

Onde Δ é a profundidade de penetração

A partir da Figura acima, para $H \geq H^*$ pode-se obter:

$$\tan\theta = \frac{H^*}{D/2} = J_c \quad (\text{A.5})$$

Ou também

$$H^* = \frac{1}{2} J_c D \quad (\text{A.6})$$

Para estabelecer uma relação entre J_c e a magnetização M , será utilizada a expressão para indução magnética média dada por:

$$\vec{B} = \frac{\mu_0 \int \vec{h}(\vec{r}) d^3r}{\int d^3r} \quad (\text{A.7})$$

Antes de proceder com os cálculos de B médio deve-se estabelecer uma relação entre h e J_C . Analisando a Figura A.1 pode-se notar que h é uma função linear em função da posição da amostra, podendo ser escrita da seguinte forma:

$$h = Ax + B \quad (\text{A.8})$$

No centro da amostra ($x=0$) temos $h=H-H^*$ e como A é a inclinação da reta $A=J_C$, logo a equação (A.8) fica:

$$h = -J_C x + H - H^* \quad \left(-\frac{D}{2} \leq x \leq \frac{D}{2} + \Delta\right) \quad (\text{A.9a})$$

$$h = 0 \quad \left(-\frac{D}{2} + \Delta \leq x \leq \frac{D}{2} - \Delta\right) \quad (\text{A.9b})$$

$$h = J_C x + H - H^* \quad \left(\frac{D}{2} - \Delta \leq x \leq \frac{D}{2}\right) \quad (\text{A.9c})$$

Para simplificar as expressões obtidas será utilizado o limite de $H \geq H^*$, onde o perfil de J_C não se altera e $\Delta = \frac{D}{2}$. Reescrevendo a equação (A.7), temos:

$$B = \frac{\mu_0 \int_{-D/2}^{D/2} h(x) dx \int_{-L}^L dy \int_{-L}^L dz}{\int_{-D/2}^{D/2} dx \int_{-L}^L dy \int_{-L}^L dz} \quad (\text{A.10})$$

Substituindo as relações (A.9) em (A.10), temos:

$$B = \frac{\mu_0 \left(\int_{-D/2}^0 (-J_c x + H - H^*) dx + \int_0^{D/2} (J_c x + H - H^*) dx \right) \int_{-L}^L dy \int_{-L}^L dz}{\int_{-D/2}^{D/2} dx \int_{-L}^L dy \int_{-L}^L dz} \quad (\text{A.11})$$

Resolvendo as integrais triviais, temos:

$$B = \frac{\mu_0 L^2 \left(\int_{-D/2}^0 (-J_c x + H - H^*) dx + \int_0^{D/2} (J_c x + H - H^*) dx \right)}{DL^2} \quad (\text{A.12})$$

Resolvendo as integrais restantes temos:

$$B = \frac{\mu_0 J_c D^2}{8D} + \mu_0 \left(\frac{(H-H^*)D}{2D} \right) + \frac{\mu_0 J_c D^2}{8D} + \mu_0 \left(\frac{(H-H^*)D}{2D} \right) \quad (\text{A.13})$$

Reagrupando os termos, (A.13) fica:

$$B = \frac{\mu_0 J_c D}{4} + \mu_0 (H - H^*) \quad (\text{A.14})$$

Usando a expressão:

$$B = \mu_0 (H + M) \quad (\text{A.15})$$

em (A.14) e considerando ($H \geq H^*$)

$$\mu_0 (H^* + M) = \frac{\mu_0 J_c D}{4} \quad (\text{A.16})$$

Aplicando o resultado (A.6) em (A.16), temos:

$$\mu_0 \left(\frac{J_c D}{2} + M \right) = \frac{\mu_0 J_c D}{4} \quad (\text{A.17})$$

Logo

$$M = -\frac{J_c D}{4} \quad (\text{Processo de magnetização}) \quad (\text{A.18})$$

Ou também:

$$M = -\frac{H^*}{2} \quad (\text{A.19})$$

Cabe ressaltar que a magnetização descrita por (A.18) é devido ao processo de magnetização, para o processo de desmagnetização os mesmos passos podem ser realizados e devido a simetria de J_c , para o processo de desmagnetização temos:

$$M = \frac{J_c D}{4} \quad (\text{Processo de desmagnetização}) \quad (\text{A.20})$$

De (A.18) e (A.20) temos:

$$\Delta M = \frac{J_c D}{2} \quad (\text{A.21})$$

ou

$$J_c = \frac{2\Delta M}{D} \quad (\text{A.22})$$

Cabe salientar que a equação (A.22) está em unidades do sistema internacional, como em geral as unidades de magnetização estão no sistema Gaussiano é conveniente escrever J_c neste sistema, logo:

$$J_c = \frac{2\Delta M}{D} \left[\frac{A}{mm} \right] \quad (\text{A.22})$$

Como, $\frac{A}{m} = 10^{-3} \text{emu/cm}^3$

$$J_c \left[\frac{A}{m^2} \right] = \frac{2\Delta M}{D} \left[10^{-3} \frac{\text{emu}}{\text{cm}^3 \text{m}} \right] \quad (\text{A.23})$$

$$J_c \left[\frac{A}{m^2} \right] = \frac{2\Delta M}{D} \left[10^{-5} \frac{\text{emu}}{\text{cm}^3 \text{cm}} \right] \quad (\text{A.24})$$

Contudo, em geral, J_c é expresso em A/cm^2 , logo:

$$J_c \left[\frac{A}{10^4 \text{cm}^2} \right] = \frac{2\Delta M}{D} \left[10^{-5} \frac{\text{emu}}{\text{cm}^3 \text{cm}} \right] \quad (\text{A.25})$$

$$10J_c \left[\frac{A}{\text{cm}^2} \right] = \frac{2\Delta M}{D} \left[\frac{\text{emu}}{\text{cm}^3 \text{cm}} \right] \quad (\text{A.26})$$

Ou seja, para encontrarmos J_c em A/cm^2 utilizando ΔM em emu/cm^3 e D em cm devemos multiplica-lo por um fator de 10, logo:

$$J_c \left[\frac{A}{\text{cm}^2} \right] = \frac{20\Delta M}{D} \left[\frac{\text{emu}}{\text{cm}^3 \text{cm}} \right] \quad (\text{A.27})$$

Onde (A.27) é a clássica expressão obtida através do modelo de Bean para uma placa supercondutora infinita.

A.2 – Cálculo de J_C para uma amostra retangular finita

Para uma amostra de forma retangular a distribuição de fluxo magnético se dá conforme ilustra a figura a seguir:

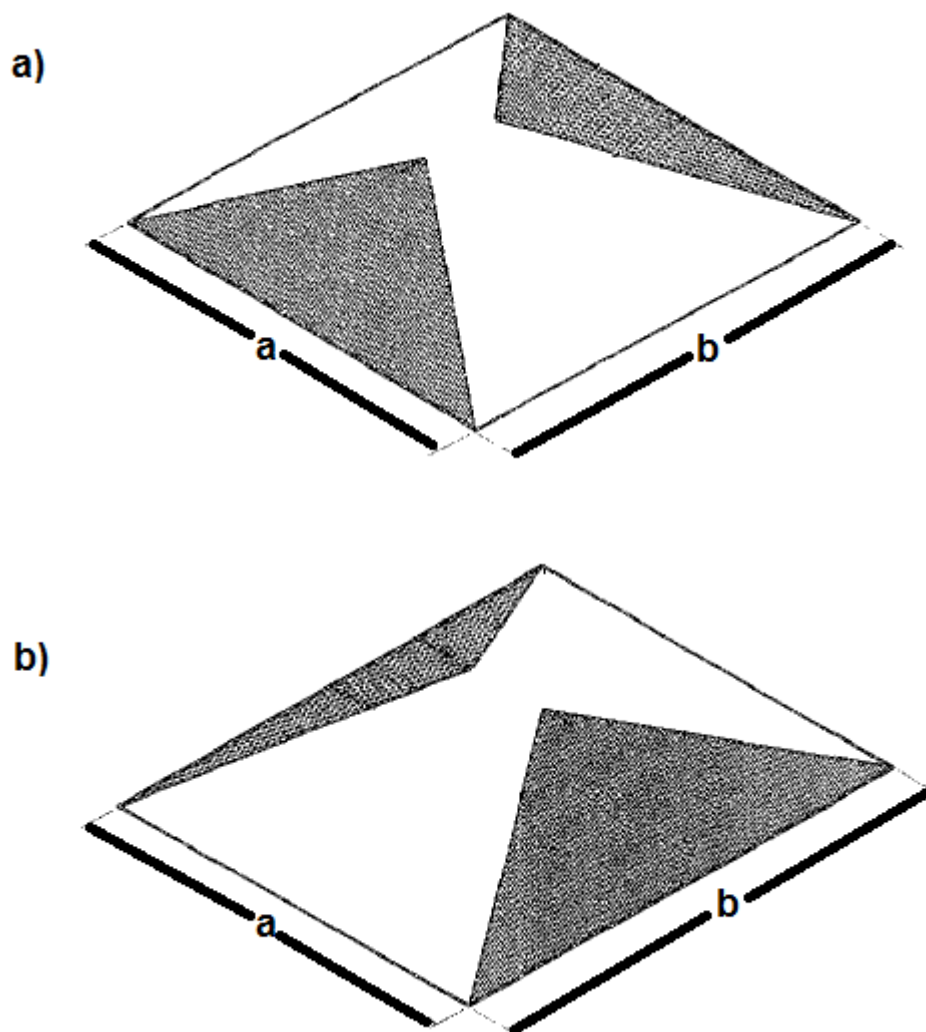


Figura A.3 – Distribuição de fluxo magnético no interior de uma amostra retangular no a) eixo a e b) eixo b . Adaptado.^[23]

Pode-se observar da Figura A.3 a distribuição de fluxo magnético de dimensões $axbxc$, onde o campo magnético foi aplicado paralelamente ao eixo c ,

logo, a e b são, respectivamente a maior e a menor dimensão perpendicular ao campo.

Para que seja estabelecida uma relação entre J_C e ΔM deve ser utilizada novamente a expressão de campo médio,

$$B = \frac{\int_{-c/2}^{c/2} dz \int \mu_0 h(x,y) da}{\int_{-a/2}^{a/2} dx \int_{-b/2}^{b/2} dy \int_{-c/2}^{c/2} dz} \quad (\text{A.28})$$

Porém, o integrando da integral em área no denominador pode ser identificado como uma variação infinitesimal no fluxo magnético, $d\varphi$, logo:

$$B = \frac{\mu_0 c \int d\varphi}{abc} \quad (\text{A.29})$$

Analisando a Figura A.3 pode-se conceber que haverá a contribuição dos dois eixos para J_C , porém será considerado que $J_C = J_{C1} = J_{C2}$, o que é válido quando os eixos a e b possuem baixa anisotropia. Para esta configuração Campbell e Evetts^[30] proporam que $d\varphi$ é descrito por:

$$d\varphi = \mu_0 (2x(a+b) - 4x^2) dH \quad (\text{A.30})$$

Como

$$dH = J_C dx \quad (\text{A.31})$$

Substituindo (A.30) e (A.31) em (A.29), temos:

$$B = \frac{\mu_0 \int_0^{H/J_C} J_C (2x(a+b) - 4x^2) dx}{ab} \quad (\text{A.32})$$

Onde H/J_C é a distância onde há fluxo magnético

$$B = \frac{\mu_0 J_C (2H^2(a+b))}{2J_C^2 ab} - \frac{4\mu_0 J_C H^3}{3J_C^3 ab} \quad (\text{A.33})$$

Em analogia ao realizado para a placa infinita, a magnetização atingirá a saturação quando $H = H^*$ onde $H^* = \frac{J_C a}{2}$, neste limite, (A.33) fica:

$$B = \frac{\mu_0 \left(2 \left(\frac{J_C a}{2} \right)^2 (a+b) \right)}{2J_C ab} - \frac{4\mu_0 \left(\frac{J_C a}{2} \right)^3}{3J_C^2 ab} \quad (\text{A.34})$$

Usando a relação (A.15) e o limite de $H = H^*$ em (A.34)

$$H^* + M = \frac{(J_C a)^2 (a+b)}{4J_C ab} - \frac{(J_C a)^3}{6J_C^2 ab} \quad (\text{A.35})$$

$$M = \frac{J_C a (a+b)}{4ab} - \frac{J_C a^2}{6b} - \frac{J_C a}{2} \quad (\text{A.36})$$

Como $\frac{(a+b)}{ab} = \frac{1}{a} + \frac{1}{b}$, (A.36) fica:

$$M = -\frac{J_C a}{2} \left(1 - \frac{1}{2} - \frac{a}{2b} + \frac{a}{3b} \right) \quad (\text{A.37})$$

$$M = -\frac{J_C a}{2} \left(\frac{1}{2} - \frac{a}{6b} \right) \quad (\text{Processo de magnetização}) \quad (\text{A.38})$$

Para o processo de desmagnetização, devido à simetria de J_C , tem-se

$$M = \frac{J_C a}{2} \left(\frac{1}{2} - \frac{a}{6b} \right) \quad (\text{A.39})$$

De (A.38) e (A.39) tem-se:

$$\Delta M = J_C a \left(\frac{1}{2} - \frac{a}{6b} \right) \quad (\text{A.40})$$

Ou

$$2\Delta M = J_C a \left(1 - \frac{a}{3b} \right) \quad (\text{A.41})$$

Ou também

$$J_C \left[\frac{A}{cm^2} \right] = \frac{20\Delta M}{a \left(1 - \frac{a}{3b} \right)} \left[\frac{emu}{cm^3 cm} \right] \quad (\text{A.42})$$

Onde (A.42) é a densidade de corrente crítica para uma amostra retangular calculada a partir do modelo de Bean estendido.

Apêndice B – Densidade de Força de “Pinning”: Modelo de Dew-Hughes

No modelo de Dew-Hughes^[14] a rede de vórtices é considerada como flexível e a densidade de força de “pinning” é escrita como:

$$F_p = -L \frac{\Delta W}{x} \quad (\text{B.1})$$

Estas três grandezas serão apresentadas nas seções seguintes onde serão também apresentados alguns cálculos e aproximações utilizadas para a obtenção das funções de “pinning” específicas reduzidas segundo este modelo.

B.1 – Cálculo da Função Trabalho, ΔW

A função trabalho, ΔW , é dependente do tipo de interação existente, se esta é do tipo magnética ou núcleo. Para a interação magnética o trabalho realizado para mover um vórtice, quantidade ϕ_0 , em uma interface entre duas regiões de magnetizações diferentes, é dado por

$$\Delta W(\text{magnética}) = \phi_0 \Delta M = \phi_0 (M^{(1)}(B) - M^{(2)}(B)) \quad (\text{B.2})$$

Se a região (2) é uma região normal, não supercondutora, $M^{(2)}(B) \approx 0$, logo:

$$\Delta W(\text{magnética, normal}) = \phi_0 (M^{(S)}(B)) \quad (\text{B.3})$$

Onde $M^{(S)}(B)$ é a magnetização na região supercondutora. Como na interação do tipo magnética os centros aprisionadores possuem grandes dimensões e espaçamentos, as dimensões dos centros de “pinning” são volumétricas, e os vórtices podem manter-se em uma rede. A magnetização pode ser descrita através da teoria de Abrikosov^[5], onde:

$$B = \mu_0 H - \frac{\mu_0 (H_{c2} - H)}{1,16(2k^2 - 1)} \quad (\text{B.4})$$

Sendo

$$B = \mu_0(H + M) \quad (\text{B.5})$$

$$M = - \frac{(H_{c2} - H)}{1,16(2k^2 - 1)} \quad (\text{B.6})$$

Logo, (B.3) fica:

$$\Delta W(\text{magnética, volumétrico, normal}) = - \frac{\phi_0(H_{c2} - H)}{1,16(2k^2 - 1)} \quad (\text{B.7})$$

Para centros de “pinning” devido a regiões com diferentes parâmetros de Ginzburg-Landau, k , a diferença na magnetização é dada por:

$$\Delta M = \frac{dM}{dk} \Delta k \quad (\text{B.8})$$

Lembrando que H_{c2} depende de k pela seguinte relação:^[5]

$$H_{c2} = \sqrt{2}kH_C \quad (\text{B.9})$$

Onde H_C é o campo crítico termodinâmico. Utilizando (B.8) e (B.9) em (B.6), tem-se:

$$\Delta M = \frac{1}{1,16} \left[\frac{d}{dk} \left(\frac{(\sqrt{2}kH_C - H)}{(2k^2 - 1)} \right) \right] \Delta k \quad (\text{B.10})$$

$$\Delta M = \frac{\Delta k}{1,16} \left[\left(\frac{\sqrt{2}H_C}{(2k^2 - 1)} \right) - \frac{(\sqrt{2}kH_C - H)4k}{(2k^2 - 1)^2} \right] \quad (\text{B.11})$$

$$\Delta M = \frac{\Delta k}{1,16} \left[\frac{\sqrt{2}H_C(2k^2 - 1) - (\sqrt{2}kH_C - H)4k}{(2k^2 - 1)^2} \right] \quad (\text{B.12})$$

Utilizando a relação (B.8), tem-se:

$$\Delta M = \frac{\Delta k}{1,16} \left[\frac{2H_{c2}k - \frac{\sqrt{2}H_{c2}k}{k} - 4H_{c2}k + 4kH}{(2k^2 - 1)^2} \right] \quad (\text{B.13})$$

Usando o limite em que $k \gg 1$, tem-se

$$\Delta M = \frac{\Delta k}{1,16} \left[\frac{-2H_{c2}k + 4kH}{4k^4} \right] \quad (\text{B.14})$$

Substituindo (B.14) em (B.2) tem-se:

$$\Delta W(\text{magnética, volumétrica}, \Delta k) = -\phi_0 \frac{(H_{c2} - 2H)}{2,32k^3} \Delta k \quad (\text{B.15})$$

Na interação do tipo núcleo, a função trabalho está associada a diferença de energia livre sentida pelo vórtice ao passar de uma região onde está livre para outra onde está aprisionado. Utilizando a seguinte relação termodinâmica, tem-se:^[5]

$$\left(\frac{\partial G}{\partial H} \right)_T = -B \quad (\text{B.16})$$

Onde G é a energia livre de Gibbs. A diferença de energia no estado supercondutor é:

$$\int_H^{H_{c2}} dG = - \int_H^{H_{c2}} B dH \quad (\text{B.17})$$

Usando (B.4) tem-se:

$$G_s(H_{c2}, T) - G_s(H, T) = -\mu_0 \int_H^{H_{c2}} \left(H - \frac{(H_{c2} - H)}{1,16(2k^2 - 1)} \right) dH \quad (\text{B.18})$$

$$G_s(H_{c2}, T) - G_s(H, T) = -\mu_0 \left(\frac{(H_{c2}^2 - H^2)}{2} - \frac{2H_{c2}(H_{c2} - H)}{2,32(2k^2 - 1)} + \frac{(H_{c2}^2 - H^2)}{2,32(2k^2 - 1)} \right) \quad (\text{B.19})$$

$$G_s(H_{c2}, T) = G_s(H, T) - \mu_0 \left(\frac{(H_{c2}^2 - H^2)}{2} + \frac{H_{c2}^2 - H^2 + 2H_{c2}H - 2H_{c2}^2}{2,32(2k^2 - 1)} \right) \quad (\text{B.20})$$

$$G_s(H_{c2}, T) = G_s(H, T) - \mu_0 \left(\frac{(H_{c2}^2 - H^2)}{2} - \frac{(H_{c2} - H)^2}{2,32(2k^2 - 1)} \right) \quad (\text{B.21})$$

Para o estado normal $M \approx 0$ e (B.17) pode ser escrita como:

$$G_N(H_{c2}, T) - G_N(H, T) = -\mu_0 \int_H^{H_{c2}} H dH \quad (\text{B.22})$$

$$G_N(H_{c2}, T) = G_N(H, T) - \mu_0 \left(\frac{H_{c2}^2 - H^2}{2} \right) \quad (\text{B.23})$$

Em $H=H_{c2}$ o sistema estará em equilíbrio termodinâmico, logo:

$$G_s(H_{c2}, T) = G_N(H_{c2}, T) \quad (\text{B.24})$$

Logo (B.21) = (B.23), então:

$$G_s(H, T) - \mu_0 \left(\frac{(H_{c2}^2 - H^2)}{2} - \frac{(H_{c2} - H)^2}{2,32(2k^2 - 1)} \right) = G_N(H, T) - \mu_0 \left(\frac{H_{c2}^2 - H^2}{2} \right) \quad (\text{B.25})$$

$$\Delta G = G_s(H, T) - G_N(H, T) = -\mu_0 \left(\frac{(H_{c2} - H)^2}{2,32(2k^2 - 1)} \right) \quad (\text{B.26})$$

A energia livre por unidade de comprimento de linha de fluxo é:

$$\Delta g = \frac{\Delta G}{B/\phi_0} = -\mu_0 \left(\frac{\phi_0 (H_{c2} - H)^2}{2,32B(2k^2 - 1)} \right) \quad (\text{B.27})$$

Onde $\frac{B}{\phi_0}$ é o comprimento total de uma linha de fluxo por unidade de volume.

Para grandes centros aprisionadores (tipo volume) a expressão (B.27) é válida e temos:

$$\Delta g = \Delta W \quad (\text{B.28})$$

No limite em que $k \gg 1$, tem-se:

$$\Delta W(\text{núcleo, volumétrico, normal}) = -\phi_0 \left(\frac{\mu_0 (H_{c2} - H)^2}{4,64 k^2 B} \right) \quad (\text{B.29})$$

Quando o mecanismo é do tipo Δk , utiliza-se (B.8) no termo entre parênteses de (B.29)

$$\Delta W = -\phi_0 \frac{d}{dk} \left(\frac{\mu_0 (H_{c2} - H)^2}{4,64 k^2 B} \right) \Delta k \quad (\text{B.30})$$

Usando novamente a relação (B.9)

$$\Delta W = -\frac{\mu_0 \phi_0}{4,64 \mu_0 H} \left(\frac{-2(\sqrt{2} H_c k - H)^2}{k^3} + \frac{2(\sqrt{2} H_c k - H) \sqrt{2} H_c}{k^2} \right) \Delta k \quad (\text{B.31})$$

$$\Delta W = -\frac{\phi_0}{4,64 H} \left(\frac{-2(H_{c2} - H)^2}{k^3} + \frac{2(H_{c2} - H) H_{c2}}{k^3} \right) \Delta k \quad (\text{B.32})$$

$$\Delta W = -\frac{\phi_0}{4,64 H} \left(\frac{-2H_{c2}^2 + 4HH_{c2} - 2H^2 + 2H_{c2}^2 - 2HH_{c2}}{k^3} \right) \Delta k \quad (\text{B.33})$$

$$\Delta W = -\frac{\phi_0}{4,64 H} \left(\frac{2HH_{c2} - 2H^2}{k^3} \right) \Delta k \quad (\text{B.34})$$

$$\Delta W(\text{núcleo, volumétrico, } \Delta k) = -\frac{\phi_0 (H_{c2} - H)}{2,32 k^3} \Delta k \quad (\text{B.35})$$

Para pequenos centros de aprisionamento $a < d$ (pontual e superficial). Não há uma variação significativa de B , logo a expressão (B.26) é dividida pelo comprimento de um vórtice unitário pelo volume do núcleo do vórtice, logo:

$$\Delta W = \frac{\Delta G}{1/\pi \xi^2} = -\frac{\mu_0 \pi \xi^2 (H_{c2} - H)^2}{2,32 (2k^2 - 1)} \quad (\text{B.36})$$

Para $k \gg 1$, tem-se:

$$\Delta W(\text{núcleo, superficial} - \text{pontual, normal}) = -\frac{\mu_0 \pi \xi^2 (H_{c2} - H)^2}{4,64 k^2} \quad (\text{B.37})$$

Para regiões Δk , tem-se:

$$\Delta W = -\frac{\mu_0 \pi \xi^2}{4,64} \frac{d}{dk} \left(\frac{(H_{c2} - H)^2}{k^2} \right) \Delta k \quad (\text{B.38})$$

$$\Delta W = -\frac{\mu_0 \pi \xi^2}{4,64} \left(\frac{-2(H_{c2} - H)^2}{k^3} + \frac{2(\sqrt{2}H_c k - H)\sqrt{2}H_c}{k^2} \right) \Delta k \quad (\text{B.39})$$

$$\Delta W = -\frac{\mu_0 \pi \xi^2}{4,64} \left(\frac{-2H_{c2}^2 + 4HH_{c2} - 2H^2 + 2H_{c2}^2 - 2HH_{c2}}{k^3} \right) \Delta k \quad (\text{B.40})$$

$$\Delta W(\text{núcleo, superficial} - \text{pontual, } \Delta k) = -\frac{\mu_0 \pi \xi^2 H (H_{c2} - H)}{2,32 k^3} \Delta k \quad (\text{B.41})$$

B.2 – Distância de interação, x

A distância de interação depende do tipo de interação, magnética ou núcleo, e das dimensões dos centros de “pinning”, pontual, superficial ou volumétrico. Nas interações do tipo magnética, a distância de interação é a distância no qual a indução magnética, B , varia, logo:

$$x(\text{magnética, volumétrico, normal} - \Delta k) = \lambda \quad (\text{B.42})$$

Nas interações do tipo núcleo e volume $a > d$ e a distância de interação pode ser escrita como:

$$x(\text{núcleo, volumétrico, normal} - \Delta k) = d \quad (\text{B.43})$$

Para a interação núcleo-superficial tem-se a condição $a < d$ e a distância de interação será o raio do núcleo,

$$x(\text{núcleo, superficial, normal} - \Delta k) = \xi \quad (\text{B.44})$$

Nas Interações do tipo núcleo e ponto, Campbell e Evetts proporam que a distância de interação será dada pela distância no qual uma linha de fluxo se move variando sua energia, logo:

$$x(\text{núcleo, pontual, normal} - \Delta k) = a/2 \quad (\text{B.45})$$

Onde a é o diâmetro de um centro de “pinning” esférico do tipo ponto.

B.3 – Comprimento de interação do vórtice, L

O comprimento de interação por unidade de volume, L , é o comprimento total das linhas de fluxo envolvidas na interação vórtice-centro de “pinning” por unidade de volume. Esta grandeza depende essencialmente das dimensões do defeito, ponto, superfície ou volume. Em um centro de “pinning” pontual, uma linha de fluxo deverá ter uma fração de seu volume, V_f , dentro do centro de “pinning”. Esta fração terá seu valor máximo para uma linha de fluxo perfeitamente rígida, e mínimo para uma linha perfeitamente flexível. Valores reais devem se encontrar entre estes dois limites. O comprimento total de linhas de fluxo por unidade de volume é $\frac{B}{\phi_0}$ logo, o comprimento total de linhas de fluxo por unidade de volume será:

$$L(\text{núcleo, pontual, normal} - \Delta k) = V_f \frac{B}{\phi_0} \quad (\text{B.46})$$

Para o caso de centros de “pinning” de superficiais e volumétricos deve-se considerar a superfície por unidade de volume projetada na direção da força de Lorentz, S_v , ou seja, para estes tipos de aprisionamento L é dado por:

$$L(\text{magnética} - \text{núcleo, superficial} - \text{volumétrico, normal} - \Delta k) = \frac{S_v}{d} \quad (\text{B.47})$$

B.4 – Funções de “Pinning” Específicas, F_p

Nas próximas subseções serão realizados os cálculos das funções de aprisionamento específicas substituindo os resultados encontrados na equação B.1.

B.4.1 – Aprisionamento do tipo Magnético

Substituindo as equações (B.7),(B.42) e (B.47) em (B.1), tem-se, para o limite de $k \gg 1$:

$$F_p(\text{magnética, volumétrica, normal}) = \frac{S_v \phi_0 (H_{c2} - H)}{2,32 k^2 d \lambda} \quad (\text{B.48})$$

Substituindo as equações (B.15), (B.42) e (B.47), tem-se:

$$F_p(\text{magnética, volumétrica, } \Delta k) = \frac{S_v \phi_0 (H_{c2} - 2H)}{2,32 k^3 d \lambda} \Delta k \quad (\text{B.49})$$

B.4.2 – Aprisionamento do Tipo Núcleo

Este item será subdividido de acordo com as dimensões dos centros aprisionadores:

B.4.2.1 – Aprisionamento do Tipo Núcleo-Volumétrico

Substituindo as equações (B.29), (B.43) e (B.47) em (B.1), tem-se:

$$F_p(\text{núcleo, volumétrico, normal}) = \frac{S_v \mu_0 \phi_0 (H_{c2} - H)^2}{4,64 k^2 B d^2} \quad (\text{B.50})$$

Substituindo as equações (B.35), (B.43) e (B.47) em (B.1), tem-se

$$F_p(\text{núcleo, volumétrico, } \Delta k) = \frac{S_v \phi_0 (H_{c2} - H)}{2,32 k^3 d^2} \Delta k \quad (\text{B.51})$$

B.4.2.2 – Aprisionamento do Tipo Núcleo-Superficial

Substituindo (B.37), (B.44) e (B.47) em (B.1)

$$F_p(\text{núcleo}, \text{superficial}, \text{normal}) = \frac{S_v \mu_0 \pi \xi^2 (H_{c2} - H)^2}{4,64 k^2 d \xi} \quad (\text{B.52})$$

Substituindo (B.41), (B.44) e (B.47) em (B.1)

$$F_p(\text{núcleo}, \text{Superficial}, \Delta k) = \frac{S_v \mu_0 \pi \xi^2 H (H_{c2} - H)}{2,32 k^3 d \xi} \Delta k \quad (\text{B.53})$$

B.4.2.3 – Aprisionamento do Tipo Núcleo-Pontual

Substituindo (B.37), (B.45) e (B.46) em (B.1)

$$F_p(\text{núcleo}, \text{pontual}, \text{normal}) = \frac{2V_f B \mu_0 \pi \xi^2 (H_{c2} - H)^2}{4,64 k^2 \phi_0 a} \quad (\text{B.54})$$

Substituindo (B.37), (B.45) e (B.46) em (B.1)

$$F_p(\text{núcleo}, \text{pontual}, \Delta k) = \frac{2V_f B \mu_0 \pi \xi^2 H (H_{c2} - H)}{2,32 k^3 \phi_0 a} \Delta k \quad (\text{B.55})$$

B.5 – Funções de “Pinning” Reduzidas, f

Para escrever as funções de “pinning” em função do campo reduzido ($h=H/H_{c2}$) serão utilizadas as seguintes relações:

$$d = 1,07 \left(\frac{\phi_0}{B} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{B.56})$$

$$\lambda = k \xi \quad (\text{B.57})$$

$$\xi = \left(\frac{\phi_0}{2\pi \mu_0 H_{c2}} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{B.58})$$

B.5.1 - Função de “Pinning” Reduzida – Aprisionamento Magnético

Substituindo (B.56), (B.57) e (B.58) em (B.48), tem-se:

$$F_p(\text{magnética, volumétrica, normal}) = \frac{S_v \phi_0 (H_{c2} - H)}{2,32k^3 \left(\frac{\phi_0}{2\pi\mu_0 H_{c2}}\right)^{\frac{1}{2}} 1,07 \left(\frac{\phi_0}{\mu_0 H}\right)^{\frac{1}{2}}} \quad (\text{B.59})$$

$$F_p(\text{magnética, volumétrica, normal}) = \frac{S_v (2\pi)^{\frac{1}{2}} H_{c2} (1 - H/H_{c2}) (\mu_0 \mu_0 H_{c2} H)^{\frac{1}{2}}}{2,48k^3} \left(\frac{H_{c2}}{H}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{B.60})$$

$$F_p(\text{magnética, volumétrica, normal}) = \frac{S_v (2\pi)^{\frac{1}{2}} \mu_0 H_{c2} (1 - H/H_{c2}) H_{c2} (H/H_{c2})^{\frac{1}{2}}}{2,48k^3} \quad (\text{B.61})$$

Como $h = H/H_{c2}$

$$F_p(\text{magnética, volumétrica, normal}) = \left(\frac{1,01 S_v \mu_0 H_{c2}^2}{k^3}\right) h^{\frac{1}{2}} (1 - h) \quad (\text{B.62})$$

O primeiro termo entre parênteses é uma constante, logo:

$$\boxed{\frac{F_p}{F_{p,max}} = f(\text{magnética, volumétrica, normal}) = A h^{\frac{1}{2}} (1 - h)} \quad (\text{B.63})$$

Onde A é uma constante. O máximo desta função é encontrado quando sua deriva em relação à h é nula, logo:

$$\frac{d}{dh} (h^{\frac{1}{2}} (1 - h)) = 0 \quad (\text{B.64})$$

$$\frac{1}{2} h^{-\frac{1}{2}} = \frac{3}{2} h^{\frac{1}{2}} \quad (\text{B.65})$$

$$\boxed{h_0(\text{magnética, volumétrica, normal}) = \frac{1}{3} \approx 0,33} \quad (\text{B.66})$$

Onde h_0 é o campo reduzido onde f atinge seu máximo.

Substituindo agora, (B.56), (B.57) e (B.58) em (B.49), tem-se:

$$F_p(\text{magnética, volumétrica, } \Delta k) = \frac{S_v \phi_0 H_{c2} (1 - 2h)}{2,32k^4 \left(\frac{\phi_0}{2\pi\mu_0 H_{c2}}\right)^{\frac{1}{2}} 1,07 \left(\frac{\phi_0}{\mu_0 H}\right)^{\frac{1}{2}}} \Delta k \quad (\text{B.67})$$

$$F_P(\text{magnética, volumétrica}, \Delta k) = \frac{(2\pi)^{\frac{1}{2}} S_v H_{c2} (1-2h) \mu_0 (H H_{c2})^{\frac{1}{2}}}{2,48 k^4} \left(\frac{H_{c2}}{H} \right)^{\frac{1}{2}} \Delta k \quad (\text{B.68})$$

$$F_P(\text{magnética, volumétrica}, \Delta k) = \left(\frac{1,01 \mu_0 S_v H_{c2}^2}{k^4} \Delta k \right) h^{\frac{1}{2}} (1 - 2h) \quad (\text{B.69})$$

Novamente, o primeiro termo entre parênteses é uma constante, logo:

$$\boxed{\frac{F_P}{F_{P,max}} = f(\text{magnética, volumétrica}, \Delta k) = A h^{\frac{1}{2}} (1 - 2h)} \quad (\text{B.70})$$

O Valor de h_0 é dado por:

$$\frac{d}{dh} (h^{\frac{1}{2}} (1 - 2h)) = 0 \quad (\text{B.71})$$

$$\frac{1}{2} h^{-\frac{1}{2}} = 3h^{\frac{1}{2}} \quad (\text{B.72})$$

$$\boxed{h_0(\text{magnética, volumétrica}, \Delta k) = \frac{1}{6} \approx 0,17} \quad (\text{B.73})$$

B.5.2 - Função de “Pinning” Reduzida – Aprisionamento Núcleo

Esta seção será subdividida em outras três, volumétrica, superficial e pontual.

B.5.2.1 - Função de “Pinning” Reduzida – Aprisionamento Núcleo-Volumétrico

Substituindo (B.56) em (B.50), tem-se:

$$F_P(\text{núcleo, volumétrico, normal}) = \frac{S_v \mu_0 \Phi_0 B (H_{c2} - H)^2}{4,64 k^2 B (1,07)^2 \Phi_0} \quad (\text{B.74})$$

$$F_P(\text{núcleo, volumétrico, normal}) = \left(\frac{\mu_0 S_v H_{c2}^2}{5,31 k^2} \right) (1 - h)^2 \quad (\text{B.75})$$

Ou também:

$$\boxed{\frac{F_P}{F_{P,max}} = f(\text{núcleo, volumétrico, normal}) = A (1 - h)^2} \quad (\text{B.76})$$

Esta função decresce com o campo reduzido, logo h_0 não existe para esta função. Substituindo (B.56) em (B.51), tem-se:

$$F_p(\text{núcleo, volumétrico}, \Delta k) = \frac{S_v \phi_0 B (H_{c2} - H)}{2,32 k^3 (1,07)^2 \phi_0} \Delta k \quad (\text{B.77})$$

$$F_p(\text{núcleo, volumétrico}, \Delta k) = \frac{S_v \mu_0 H H_{c2} (1-h)}{2,66 k^3} \left(\frac{H_{c2}}{H} \right) \Delta k \quad (\text{B.78})$$

$$F_p(\text{núcleo, volumétrico}, \Delta k) = \left(\frac{S_v \mu_0 H_{c2}^2}{2,66 k^3} \Delta k \right) h(1-h) \quad (\text{B.79})$$

Ou também:

$$\boxed{\frac{F_p}{F_{p,max}} = f(\text{núcleo, volumétrico}, \Delta k) = Ah(1-h)} \quad (\text{B.80})$$

O valor de h_0 é dado por:

$$\frac{d}{dh}(h(1-h)) = 0 \quad (\text{B.81})$$

$$1 = 2h \quad (\text{B.82})$$

$$\boxed{h_0(\text{núcleo, volumétrico}, \Delta k) = \frac{1}{2} = 0,5} \quad (\text{B.83})$$

B.5.2.2 - Função de “Pinning” Reduzida – Aprisionamento Núcleo-Superficial

Substituindo (B.56) e (B.58) em (B.52)

$$F_p(\text{núcleo, superficial, normal}) = \frac{S_v \mu_0 \pi \left(\frac{\phi_0}{2\pi \mu_0 H_{c2}} \right)^{\frac{1}{2}} (H_{c2} - H)^2}{4,64 k^2 1,07 \left(\frac{\phi_0}{\mu_0 H} \right)^{\frac{1}{2}}} \quad (\text{B.84})$$

$$F_p(\text{núcleo, superficial, normal}) = \frac{\pi S_v \mu_0 H_{c2}^2 (1-h)^2 H^{\frac{1}{2}}}{((1,07)(4,64)(2\pi)^{\frac{1}{2}}) k^2 H_{c2}^{\frac{1}{2}}} \quad (\text{B.85})$$

$$F_p(\text{núcleo, superficial, normal}) = \left(\frac{\mu_0 S_v H_{c2}^2}{3,96 k^2} \right) h^{\frac{1}{2}} (1-h)^2 \quad (\text{B.86})$$

Ou também:

$$\boxed{\frac{F_p}{F_{p,max}} = f(\text{núcleo, superficial, normal}) = Ah^{\frac{1}{2}}(1-h)^2} \quad (\text{B.87})$$

O valor de h_0 é dado por:

$$\frac{d}{dh} h^{\frac{1}{2}}(1-h)^2 = 0 \quad (\text{B.88})$$

$$\frac{1}{2} h^{-\frac{1}{2}}(1-h)^2 = 2(1-h)h^{\frac{1}{2}} \quad (\text{B.89})$$

$$\frac{1}{4}(1-h) = h \quad (\text{B.90})$$

Logo:

$$\boxed{h_0(\text{núcleo, superficial, normal}) = \frac{1}{5} = 0,2} \quad (\text{B.91})$$

Substituindo agora (B.56) e (B.58) em (B.53)

$$F_p(\text{núcleo, Superficial}, \Delta k) = \frac{S_v \mu_0 \pi \left(\frac{\phi_0}{2\pi \mu_0 H c_2} \right)^{\frac{1}{2}} H (H c_2 - H)}{2,32 k^3 (1,07) \left(\frac{\phi_0}{\mu_0 H} \right)^{\frac{1}{2}}} \Delta k \quad (\text{B.92})$$

$$F_p(\text{núcleo, Superficial}, \Delta k) = \frac{S_v \mu_0 \pi H^{\frac{1}{2}} H c_2 (1-h)}{2,32 k^3 (1,07) (2\pi)^{\frac{1}{2}} H c_2^{\frac{1}{2}}} \left(\frac{H c_2}{H} \right) \Delta k \quad (\text{B.93})$$

$$F_p(\text{núcleo, Superficial}, \Delta k) = \left(\frac{S_v \mu_0 H c_2^2}{1,98 k^3} \Delta k \right) h^{\frac{3}{2}} (1-h) \quad (\text{B.94})$$

Ou também:

$$\boxed{\frac{F_p}{F_{p,max}} = f(\text{núcleo, superficial}, \Delta k) = A h^{\frac{3}{2}} (1-h)} \quad (\text{B.95})$$

O valor de h_0 é dado por:

$$\frac{d}{dh} \left(h^{\frac{3}{2}} (1-h) \right) = 0 \quad (\text{B.96})$$

$$\left(\frac{3}{2} h^{\frac{1}{2}} \right) = \frac{5}{2} h^{\frac{3}{2}} \quad (\text{B.97})$$

$$\boxed{h_0(\text{núcleo, superficial}, \Delta k) = \frac{3}{5} = 0,6} \quad (\text{B.98})$$

B.5.2.3 - Função de “Pinning” Reduzida – Aprisionamento Núcleo-Pontual

Substituindo (B.58) em (B.54):

$$F_P(\text{núcleo, pontual, normal}) = \frac{V_f(\mu_0 H)\mu_0\pi\left(\frac{\phi_0}{2\pi\mu_0 H c_2}\right)(H_{c2}-H)^2}{2,32k^2\phi_0 a} \quad (\text{B.99})$$

$$F_P(\text{núcleo, pontual, normal}) = \frac{\mu_0 V_f H_{c2}^2 H(1-h)^2}{4,64k^2 a H_{c2}} \quad (\text{B.100})$$

$$F_P(\text{núcleo, pontual, normal}) = \left(\frac{\mu_0 V_f H_{c2}^2}{4,64k^2 a}\right) h(1-h)^2 \quad (\text{B.101})$$

Ou também:

$$\boxed{\frac{F_P}{F_{P,max}} = f(\text{núcleo, pontual, normal}) = Ah(1-h)^2} \quad (\text{B.102})$$

Logo, h_0 é:

$$\frac{d}{dh}(h(1-h)^2) = 0 \quad (\text{B.103})$$

$$(1-h)^2 = 2(1-h)h \quad (\text{B.104})$$

$$(1-h) = 2h \quad (\text{B.105})$$

$$\boxed{h_0(\text{núcleo, pontual, normal}) = \frac{1}{3} = 0,33} \quad (\text{B.106})$$

Substituindo agora (B.58) em (B.55)

$$F_P(\text{núcleo, pontual, } \Delta k) = \frac{2V_f B \mu_0 \pi \left(\frac{\phi_0}{2\pi\mu_0 H c_2}\right) H(H_{c2}-H)}{2,32k^3 \phi_0 a} \Delta k \quad (\text{B.107})$$

$$F_P(\text{núcleo, pontual, } \Delta k) = \frac{V_f \mu_0 H^2 H_{c2} (1-h)}{2,32k^3 a H_{c2}} \left(\frac{H_{c2}}{H_{c2}}\right) \Delta k \quad (\text{B.108})$$

$$F_P(\text{núcleo, pontual, } \Delta k) = \left(\frac{\mu_0 H_{c2}^2 V_f}{2,32k^3 a} \Delta k\right) h^2(1-h) \quad (\text{B.109})$$

Ou seja:

$$\frac{F_P}{F_{P,max}} = f(\text{núcleo}, \text{pontual}, \Delta k) = Ah^2(1-h) \quad (\text{B.110})$$

E h_0 é então:

$$\frac{d}{dh}h^2(1-h) = 0 \quad (\text{B.111})$$

$$2h(1-h) = h^2 \quad (\text{B.112})$$

$$h_0(\text{núcleo}, \text{pontual}, \Delta k) = \frac{2}{3} = 0,67 \quad (\text{B.113})$$

Os resultados obtidos encontram-se nas Tabelas B.1 e B.2 seguintes:

Tabela B.1 – x , L e ΔW para cada tipo de interação geometria e centro de “pinning”.

Tipo de Interação	Geometria Do “Pinning”	X	L	Tipo de Centro	ΔW
Magnética	Volumétrico	$\frac{S_V}{d}$	λ	Normal	$-\frac{\Phi_0(H_{c2} - H)}{1,16(2k^2 - 1)}$
				Δk	$-\Phi_0 \frac{(H_{c2} - 2H)}{2,32k^3} \Delta k$
Núcleo	Volumétrico	$\frac{S_V}{d}$	D	Normal	$-\frac{\Phi_0 \mu_0 (H_{c2} - H)^2}{4,64k^2 B}$
				Δk	$-\frac{\Phi_0 (H_{c2} - H)}{2,32k^3} \Delta k$
	Superficial	$\frac{S_V}{d}$	ξ	Normal	$-\frac{\mu_0 \pi \xi^2 (H_{c2} - H)^2}{4,64k^2}$
				Δk	$-\frac{\mu_0 \pi \xi^2 H (H_{c2} - H)}{2,32k^3} \Delta k$
	Pontual	$\frac{BV_f}{\Phi_0}$	$\frac{a}{2}$	Normal	$-\frac{\mu_0 \pi \xi^2 (H_{c2} - H)^2}{4,64k^2}$
				Δk	$-\frac{\mu_0 \pi \xi^2 H (H_{c2} - H)}{2,32k^3} \Delta k$

Tabela B.2 – Densidade de força de “pinning”, força de “pinning” reduzida e h_0 para diferentes centros de “pinning”.

Tipo de Interação	Geometria Do “Pinning”	Tipo de Centro	F_P	$f = \left(\frac{F_P}{F_{P,max}}\right)$	h_0
Magnética	Volumétrico	Normal	$\frac{S_v \Phi_0 (H_{c2} - H)}{2,32k^2 d \lambda}$	$\frac{1}{h^2(1-h)}$	0,33
		Δk	$\frac{S_v \Phi_0 (H_{c2} - 2H)}{2,32k^3 d \lambda} \Delta k$	$\frac{1}{h^2(1-2h)}$	0,17
Núcleo	Volumétrico	Normal	$\frac{S_v \mu_0 \Phi_0 (H_{c2} - H)^2}{4,64k^2 B d^2}$	$(1-h)^2$	--
		Δk	$\frac{S_v \Phi_0 (H_{c2} - H)}{2,32k^3 d^2} \Delta k$	$h(1-h)$	0,5
	Superficial	Normal	$\frac{S_v \mu_0 \pi \xi^2 (H_{c2} - H)^2}{4,64k^2 d \xi}$	$\frac{1}{h^2(1-h)^2}$	0,2
		Δk	$\frac{S_v \mu_0 \pi \xi^2 H (H_{c2} - H)}{2,32k^3 d \xi} \Delta k$	$\frac{3}{h^2(1-h)}$	0,6
	Pontual	Normal	$\frac{V_f B \mu_0 \pi \xi^2 (H_{c2} - H)^2}{2,32k^2 \Phi_0 a}$	$h(1-h)^2$	0,33
		Δk	$\frac{V_f B \mu_0 \pi \xi^2 H (H_{c2} - H)}{1,16k^3 \Phi_0 a} \Delta k$	$h^2(1-h)$	0,67

Referências

- [1] FORREST, A. M. Meissner and Ochsenfeld Revisited. *European Journal of Physics*, v. 4, n. 2, p. 117-120, July 1983.
- [2] LONDON, F.; LONDON, H. The Electromagnetic Equations of the Supraconductor. *Proceedings of the Royal Society A, London*, v. 149, n. 7, p. 71-88, Oct. 1935.
- [3] GINZBURG, V. L.; LANDAU, L. D. On the theory of superconductivity. *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* v. 20, p. 1064-1082. 1950.
- [4] ABRIKOSOV, A. A. On the Magnetic Properties of Superconductors of the Second Group, *Soviet Physics JETP*. v. 5, n. 6, p. 1174-1182, Dec. 1957.
- [5] PUREUR, P. *Supercondutividade e Materiais Supercondutores*, UFRGS. 2004.
- [6] CYROT, M.; PAVUNA, D. *Introduction to superconductivity and high-Tc materials*. Singapore: World Scientific. 1992.
- [7] YESHURUN, Y.; MALOZEMOFF, A. P.; SHAULOV, A.. Magnetic relaxation in high-temperature superconductors. *Review of Modern Physics*. v. 68, n. 3, p. 911-949, July 1996.
- [8] VIEIRA, V. N. *Efeitos das Substituições Químicas na Irreversibilidade Magnética e Magnetocondutividade do Supercondutor $YBa_2Cu_3O_{7-δ}$* . 2004. 230f. Tese (Doutorado em Ciências)-Instituto de Física, Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Porto Alegre, 2004.
- [9] KITTEL, C. *Introduction to Solid State Physics*, Editora John Wiley, 8ª ed., 2004.

- [10] SARRAO J. et al. *Basic Research Needs For Superconductivity*. Arlington, 2006.
- [11] BLATTER, G. et al. Vortices in high-temperature superconductors. *Review of Modern Physics*, Woodbury, v. 66, n. 4, p. 1125-1388, Oct. 1994.
- [12] MATSUSHITA, T. *Flux pinning in superconductors*. Berlin: Springer, 2007.
- [13] BEAN, C. P. Magnetization of high-field superconductors. *Review of Modern Physics*, New York, v. 36, n. 1, p. 31-39, Jan. 1964.
- [14] DEW-HUGHES, D. Flux pinning mechanisms in type II superconductors. *Philosophical Magazine*, v. 30, n. 2, p. 293-305, Mar. 1974.
- [15] GAMMEL, P. L. et al. Evidence From Mechanical Measurements for Flux-Lattice Melting in Single-Crystal $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ and $\text{Bi}_{2.2}\text{Sr}_2\text{Ca}_{0.8}\text{Cu}_2\text{O}_8$. *Physical Review Letters*, Woodbury, v. 61, n. 14, p. 1666-1669, Oct. 1988.
- [16] FISHER, M. P. A. Vortex-glass superconductivity: a possible new phase in bulk high- T_c oxides. *Physical Review Letters*, Woodbury, v. 62, n. 12, p. 1415-1419, Mar. 1989.
- [17] MÜLLER, K. A.; TAKASHIGE, M. Flux trapping and superconductive glass state in $\text{La}_2\text{CuO}_{4-y}\text{Ba}$. *Physical Review Letters*, Woodbury, v. 58, n. 11, p. 1143-1146, Mar. 1987.
- [18] YESHURUN, Y.; MALOZEMOFF, A. P. Giant Flux Creep and Irreversibility in an Y-Ba-Cu-O Crystal: An Alternative to the Superconducting-Glass Model. *Physical Review Letters*, Woodbury, v. 60, n. 21, p. 2202-2205, May 1988.
- [19] NELSON, D. R.; VINOKUR, V. M. Boson localization and pinning by correlated disorder in high-temperature superconductors. *Physical Review Letters*, Woodbury, v. 68, n. 15, p.2398-2401, Apr. 1992.

- [20] ANDERSON, P. W. Theory of flux-creep in hard superconductors. *Physical Review Letters*, Woodbury, v. 9, n.7, p. 309-311, Oct. 1962
- [21] ANDERSON, P. W.; KIM, Y. B. Hard superconductivity: theory of the motion of Abrikosov flux lines. *Review of Modern Physics*, New York, v. 36, n. 1, p. 39-43, Jan. 1964.
- [22] KÜPFER, H. *et al.* Influence of disorder on the irreversibility line and vortex transition in twin free and twinned R₂Ba₂Cu₃O_{7-d} (R= Y, Sm, Nd) single crystals. *Physical Review B*, Woodbury, v. 60, n. 5, p. 7631-7639, Sep. 1999.
- [23] GYORGY, E. M. Anisotropic critical currents in Ba₂YCu₃O₇, analyzed using an extended Bean model. *Applied Physics Letters*, Woodbury, v. 56, n. 3, p. 283-285, Nov. 1989.
- [24] KOBLISCHKA, R. *et al.* Analysis of pinning in NdBa₂Cu₃O_{7-δ} superconductors. *Physical Review B*, Woodbury, v. 58, n. 5, p. 2863–2867, Aug. 1998.
- [25] LEI, H.; PETROVIC, C. Giant increase in critical current density of K_xFe_{2-y}Se₂ single crystals. *Physical Review B*, Woodbury, v. 84, n. 21, p. 212502–212506, Dec. 2011.
- [26] KHENE, S. Pinning effects and critical currents in YBa₂Cu₃O_{7-δ} single crystals. *Physica B: Condensed Matter*, v. 321, n. 1/4, p. 308-312, Aug. 2002.
- [27] WANG, Z. H. *et al.* K-doping induced peak effect in melt-textured grown YBa_{2-x}K_xCu₃O_y crystals. *Superconductor Science and Technology*, Bristol, v. 15, n. 12, p.1766 –1770, Nov. 2002.
- [28] YANG, T. *et al.* Peak effect in the MTG-YBa_{2-x}NaxCu₃O_y single crystals. *Physica C*, Amsterdam, v. 386, n. 15, p. 69-72, Apr. 2003.

- [29] GHORBANI, S. R. et al. Flux-pinning mechanism in silicone-oil-doped MgB₂: Evidence for charge-carrier mean free path fluctuation pinning. *Physical Review B*, Woodbury, v. 78, n. 18, p.184502 –184507, Nov. 2008.
- [30] CAMPBELL, A. M.; EVETTS, J. E. Flux vortices and transport currents in type II superconductors. *Advances in Physics*, v. 21, n. 90, p. 199-428. 1972.
- [31] FIETZ, W. A.; WEBB, W. W. Hysteresis in superconducting alloys temperature and field dependence of dislocation pinning in niobium alloys. *Physical Review*, Woodbury, v. 178, n. 2, p. 657-667, Feb. 1969.
- [32] LABUSH, R. Elastic constants of the fluxoid lattice near the upper critical field, *Physica Status Solidi B*, v. 32, n.1, p. 439-442, Mar. 1969.
- [33] KRAMER, E. J. Scaling laws for flux pinning in hard superconductors. *Journal of Applied Physics*, New York, v. 44, n. 3, p. 1360-1370, Oct. 1973.
- [34] KÜPFER, H. et al. Peak effect and its evolution from oxygen deficiency in YBa₂Cu₃O_{7-δ} single crystals, *Physical Review B*, Woodbury, v. 58, n. 5, p. 2886 – 2894, Aug. 1998.
- [35] YAMASAKI, H. et al. Scaling of the Flux Pinning Force in Epitaxial Bi₂Sr₂Ca₂Cu₃O₁₀ Thin Films. *Physical Review Letters*, Woodbury, v. 70, n. 21, p. 3331-3334, May 1993.
- [36] FABRICATORE, P. et al. Flux pinning in Bi-2212/Ag-based wires and coils. *Physical Review B*, Woodbury, v. 54, n. 17, p. 12543-12550, Nov. 1996.
- [37] KECHIK, M. M. A. *Improvement of Critical Current Density in YBa₂Cu₃O_{7-δ} Films With Nano-Inclusions*. Thesis (Doctor Degree in Philosophy)-College of Engineering and Physical Sciences, University of Birmingham, Birmingham, 2010 Thesis.

- [38] LI, J. N. et al. High-field magnetization of single crystalline $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. *Physica C*, Amsterdam, v. 169, n. 1/2, p.81-86, July 1990.
- [39] ZHUKOV, A. et al. Influence of twins on the peak effect and vortex pinning in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. *Physical Review B*, Woodbury, v. 52, n. 14, p. R9871–R9874, Oct. 1995.
- [40] KLEIN, L. et al. Peak effect and scaling of irreversible properties in untwinned Y-Ba-Cu-O crystals. *Physical Review B*, Woodbury, v. 49, n. 6, p. 4403–4406, Feb. 1994.
- [41] PANETTA, P. D. et al. Pinning mechanisms in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ single crystals. *Physical Review B*, Woodbury, v. 52, n. 21, p. 15570–15574, Dec. 1995.
- [42] KOKKALIARIS, S. et al. Peak effect and oxygen ordering in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ single crystals. *Physica C*, Amsterdam, v. 320, n. 3/4, p. 161-166. July 1999.
- [43] DAEUMLING, J. M.; SEUTIENS, J. M.; LARBALESTIER, D. C. Oxygen-defect flux pinning, anomalous magnetization and intra-grain granularity in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. *Nature*, London, v. 346, p. 332-335, July 1990.
- [44] KÜPFER, H. et al. Anisotropy in the irreversible behavior of pointlike defects and twins in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ single crystals with a peak effect. *Physical Review B*, Woodbury, v. 54, n. 1, p. 644-655, July 1996.
- [45] BEYERS, R. et al. Crystallography and microstructure of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{9-\delta}$ a perovskite-based superconducting oxide. *Applied Physics Letters*, Woodbury, v. 50, n. 26, p. 1918-1920, May 1987.
- [46] JORGENSEN, J. D. Defects and superconductivity in the copper oxides. *Physics Today*, Woodbury, v. 44, n. 6, p. 34-40, June 1991.

- [47] LICCI, F. *et al.*, Structural and electronic effects of Sr substitution for Ba in $Y_{1-x}Ba_xCu_3O_{7-w}$ at varying w . *Phys. Rev. B*, Woodbury, v. 58, n. 22, p. 15208-15217, Dec. 1998.
- [48] VEAL, B. W.; KWOK, W. K.; UMEZAWA, A. Superconductivity in $YBa_2xSrxCu_3O_{7-y}$. *Applied Physics Letters*, Woodbury, v. 51, n. 4, p. 279-281, May 1987.
- [49] CAO, Y. *et al.* High-temperature superconducting $YSr_2Cu_3O_{7.5}$ under pressure. *Physical Review B*, Woodbury, v. 58, n. 17, p. 11201-1203, Nov. 1998.
- [50] KAKIHANA, M. *et al.* Charge-transfer and compression effects of isomorphous substitutions in $YBa_2Cu_3O_7$. *Physical Review B*, Woodbury, v. 47, n. 9, p. 5359-5366, Mar. 1993.
- [51] JORGENSEN, J. D. *et al.* Structural properties of oxygen-deficient $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$. *Physical Review B*, Woodbury, v. 41, n. 4, p. 1863-1877, Feb. 1990.
- [52] CAVA, R. J. *et al.* Structural anomalies oxygen ordering and superconductivity in oxygen deficient $Ba_2YCu_3O_x$. *Physica C*, Amsterdam, v. 165, n. 5/6, p. 419-433, Feb. 1990.
- [53] GALLO, C. F. *et al.* Local structure distortion in a $YBa_{2-0,52}Sr_{0,52}Cu_3O_7$ superconductor. *Physical Review B*, Woodbury, v. 39, n. 4, p. 2788-2791, Feb. 1989.
- [54] SHIMOYAMA, Jun-Ichi *et al.* Improvement of Flux Pinning Properties of RE123 Materials by Chemical Doping. *Journal of Physics, Conference Series*, Bristol, v. 43, n. 1 p. 235-238, July 2006.
- [55] SAITO, K. *et al.* Influence of Sr doping on twin-wall structure and flux pinning of $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ single crystals. *Physical Review B*, Woodbury, v. 58, n. 10, p. 6645-6649, Sep. 1998.

- [56] KES, P. H.; AARTS, J.; VINOKUR, V. M.; BECK, V. C. J. Dissipation in Highly Anisotropic Superconductors. *Physical Review Letters*, Woodbury, v. 64, n. 9, p. 1063 – 1066, Feb. 1990.
- [57] NELSON, R. D.; VINOKUR, V. M. Boson localization and correlated pinning of superconducting vortex arrays. *Physical Review B*, Woodbury, v. 48, n. 17, p. 13060–13097, Nov. 1993.
- [58] KAISER, D. L. et al. Growth and microstructure of superconducting YBa₂Cu₃O_x single crystals. *Journal of Crystal Growth*, Amsterdam, v. 85, n. 4, p. 593-598, Dec. 1987.
- [59] KEESTER, K. L.; HOUSLEY, R. M.; MARSHALL, D. B. Growth and characterization of large YBa₂Cu₃O_{7-x} single crystals. *Journal of Crystal Growth*, Amsterdam, v. 91, n. 3, p. 295-301, Aug. 1988.
- [60] LIN, C. T. et al. Growth of large and untwinned single crystal of YBCO. *Physica C*, Amsterdam, v. 195, n. 3/4, p. 291-300, June 1992.
- [61] ROUTBORT, J. L.; ROTHMAN, S. J. Oxygen diffusion in cuprate superconductors. *Journal of Applied Physics*, Bristol, v. 76, n. 10, p. 5615-5628, July, 1994.
- [62] CONDER, K.; KRUGER, C. Low temperature (< 325 °C) chemical diffusion of oxygen in the orthorhombic YBa₂Cu₃O_x. *Physica C*, Amsterdam, v. 269, n. 1/2, p. 92-98, Sep. 1996.
- [63] GANGNOM, R.; OUSSENA, M.; AUBIN, M. Growth of large YBa₂Cu₃O_{7-x} crystals in the presence of a temperature gradient. *Journal of Crystal Growth*, v. 114, n. 1/2, p. 186-190. 1991.

- [64] McELFRESH, Mike. *Fundamentals of magnetism and magnetic measurements featuring quantum design's magnetic property measurement system*. Quantum Design, 1994.
- [65] OSBORN, J. A. Demagnetizing factors of the general ellipsoid. *Physical Review, Woodbury*, v. 67, n. 11/12, p. 351-357, July 1945.
- [66] HUSSAIN, M. *et al.*, Peak effect observed in Zn doped YBCO single crystals. *Physica C, Amsterdam*, v. 297, n. 3/4, p. 176-184, Nov. 1998.
- [67] ISHII, Y. *et al.* Enhanced flux pinning properties of RE123 crystals by dilute impurity doping for Cu-O chain. *Physica C, Amsterdam*, v. 460-462, n. 2, p. 1345-1346, April 2007.
- [68] KOBLISCHKA, M. R.; MURAKAMI, M. Pinning mechanisms in bulk high-Tc superconductors. *Superconductor Science and Technology*. Bristol, v. 13, n. 6, p. 738-734, Jan. 2000.
- [69] MAHMOUD, A. S. *et al.* Characterization of pinning in (Y,Nd)Ba₂Cu₃O_{7-d} melt-textured superconductors. *Physica C, Amsterdam*, v. 415, n. 1/2, p. 40-50, Oct. 2004.
- [70] CIVALE, L. *et al.* Scaling of the hysteretic magnetic behavior in YBa₂Cu₃O_{7-d} single crystals. *Physical Review B, Woodbury*, v. 43, n. 16, p. 13732-13735, June 1991.
- [71] JUANG, J. Y. *et al.* Low-field scaling behaviors of global flux pinning in Tl-Ba-Ca-Cu-O thin films. *Physical Review B, Woodbury*, v. 46, n. 2, p. 1188-1192, July 1992.
- [72] ANGST, M. *et al.* Critical currents and order-disorder phase transition in the vortex states of YBa₂Cu₄O₈ with chemically introduced disorder. *Physical Review B, Woodbury*, v. 65, n. 2, p. 094518-094529, Feb. 2002.