UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
ESCOLA DE ENGENHARIA DE LORENA

MÁRIO SÉRGIO DA LUZ

Efeito Hall em supercondutores a campo magnético nulo

Lorena-SP
2008

MÁRIO SÉRGIO DA LUZ

Efeito Hall em supercondutores a campo magnético nulo

Tese apresentada à Escola de Engenharia de
Lorena para a obtenção do título de Doutor em
Engenharia de materiais.

Área de Concentração: Supercondutividade Aplicada

Orientador: Dr. Carlos Alberto Moreira dos Santos

Co-Orientador: Dr. Antonio Jefferson da Silva Machado

Lorena-SP

2008

AUTORIZO A REPRODUÇÃO E DIVULGAÇÃO TOTAL OU PARCIAL DESTE TRABALHO, POR QUALQUER MEIO CONVENCIONAL OU ELETRÔNICO, PARA FINS DE ESTUDO E PESQUISA, DESDE QUE CITADA A FONTE.

Ficha Catalográfica

Elaborada pela Biblioteca Especializada em Engenharia de Materiais
EEL/USP

da Luz, Mário Sérgio

Efeito Hall em supercondutores a campo magnético nulo./
Mário Sérgio da Luz ; orientador Carlos Alberto Moreira dos
Santos; Co-orientador Antonio Jefferson da Silva Machado. --
Lorena, 2008.

104f.: il.

Tese (Doutorado em Engenharia de Materiais) – Escola de
Engenharia de Lorena - Universidade de São Paulo.

1. Efeito Hall 2. Supercondutividade 3. Granularidade 4.
Materiais anisotrópicos I. Título.

CDU 538.945

Dedico este trabalho primeiramente a minha esposa Arianne a quem tanto amo e por estar comigo nas horas mais difíceis deste trabalho. Dedico também a meus pais João e Laís, aos meus queridos irmãos Daniel e Lucimara e à minha sobrinha Letícia.

Agradecimentos

Primeiramente gostaria de agradecer aos professores Carlos Alberto Moreira do Santos e Antonio Jefferson da Silva Machado pela orientação e amizade prestada no decorrer deste trabalho.

Agradeço também aos amigos Shigue, Hugo, Maria José, Gilberto, Carlos Angelo, Bento Ferreira, Gilbert Silva, Geovane Rodrigues, Ausdinir Danilo e Maria Alice pela amizade e incentivo nas horas difíceis.

Agradeço a Montana State University, em especial a John J. Neumeier por me receber em seu laboratório e de forma marcante contribuir para o término deste trabalho.

Por fim, quero agradecer a todo o pessoal do Departamento de Engenharia de Materiais e todas as outras pessoas que de uma forma ou de outra contribuíram para a realização deste trabalho.

Resumo

DA LUZ, M. S. *Efeito Hall em supercondutores a campo magnético nulo*. 2008. 104 f. Tese (Doutorado em Engenharia de Materiais) Escola de Engenharia de Lorena, Universidade de São Paulo, São Paulo, 2008.

Este trabalho reporta a influência da granularidade sobre a resistência transversal em função da temperatura, $R_{XY}(T)$, medidas em amostras policristalinas dos sistemas supercondutores $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_{1-x}\text{Pr}_x\text{Cu}_2\text{O}_{8+\delta}$ e $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, e em monocristais de composição $\text{Li}_{0.9}\text{Mo}_6\text{O}_{17}$. Foi observada tensão não nula na voltagem Hall, em campo magnético aplicado nulo, nas proximidades da temperatura de transição supercondutora (T_C), para os três sistemas em questão. A tensão Hall a campo zero se manifesta através de picos abaixo de T_C , que está relacionada com a componente longitudinal da resistência e, por consequência, com o caráter granular das amostras. É apresentada também a existência de uma assimetria no sinal Hall em campo magnético aplicado. Estes comportamentos são discutidos baseado no movimento de vórtices e anti-vórtices, de Josephson e Abrikosov no interior das amostras. Para monocristais de $\text{Li}_{0.9}\text{Mo}_6\text{O}_{17}$ também foi observado efeito Hall a campo magnético nulo. Além do mais, uma nova relação de anisotropia confirma o caráter quase-unidimensional deste composto, mas mostra uma anisotropia menor do que aquela reportada previamente. Foi observado também que este material apresenta transições do tipo supercondutor-isolante (SIT) e metal- isolante (MIT) em temperaturas próximas ao zero absoluto.

Palavras chave: Efeito Hall. Supercondutividade. Granularidade Materiais anisotrópicos.

Abstract

DA LUZ, M. S. *Hall Effect in Superconductors at Zero Magnetic Field*. 2008. 104 f. Thesis (Doctoral in Materials Engineering) – Escola de Engenharia de Lorena, Universidade de São Paulo, São Paulo, 2008.

This work reports the influence of the granularity on the transverse resistance as a function of temperature, $R_{XY}(T)$, in $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_{1-x}\text{Pr}_x\text{Cu}_2\text{O}_{8+\delta}$ and $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ polycrystalline samples, and $\text{Li}_{0.9}\text{Mo}_6\text{O}_{17}$ single crystals. The effects of warming rate, temperature, applied magnetic field, and electrical current on the Hall resistance are reported. At zero magnetic field two peaks are observed in $R_{XY}(T)$ curves for the three compounds. The peaks are related to the double superconducting transition in the longitudinal component $R_{XX}(T)$ curves. In the superconducting and normal states no transverse voltage has been detected at zero magnetic field, as expected. The results are discussed within the framework of the motion of Abrikosov and Josephson vortices and anti-vortices. A new scaling relation between transverse and longitudinal voltages given by $R_{XY} \sim dR_{XX}/dT$ has been confirmed. Regarding $\text{Li}_{0.9}\text{Mo}_6\text{O}_{17}$ single crystals, Hall resistance at zero applied magnetic field was also observed. Furthermore, the results confirm the quasi-unidimensionality but show smaller anisotropic ratio than previously reported. Simultaneously, the result reveals that the $\text{Li}_{0.9}\text{Mo}_6\text{O}_{17}$ is the first bulk superconducting compound exhibiting superconductor-insulator-transition (SIT) and metal-insulator-transition (MIT) behaviors.

Keywords: Hall Effect. Superconductivity. Granularity. Anisotropic Materials.

Lista de Figuras

Figura 1: Configuração experimental onde Hall observou pela primeira vez o aparecimento de uma voltagem transversal (V_H) entre as bordas de um condutor retangular submetido a um campo magnético (H) (HALL, 1879a, 1879b).....	15
Figura 2: Efeito Hall em condutores com portadores positivos (a) e portadores negativos (b).....	17
Figura 3: Diagrama esquemático mostrando que na presença de um campo magnético, o campo elétrico total na amostra ($\vec{E}_T$) não é colinear com o campo elétrico aplicado ($\vec{E}$).....	18
Figura 4: Representação esquemática de uma amostra supercondutora na presença de um campo magnético (H). Os círculos na superfície da amostra representam a penetração do campo na forma de vórtices.....	19
Figura 5: Diagrama esquemático das forças agindo sobre um vórtice na presença de uma corrente elétrica.....	20
Figura 6: Resistividade longitudinal (a) e Hall (b) para um filme fino de estequiometria $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, em diversos valores de campo aplicado (HAGEN et al., 1993).....	21
Figura 7: Resultado típico de uma dupla inversão do sinal Hall. A direita é mostrado uma ampliação da região onde ocorre o duplo sinal reverso (GÖB et al., 2000).....	22
Figura 8: A dependência da Constante de Hall (R_H) com a temperatura, no estado normal, para duas amostras supercondutoras de composição $HgBa_2CaCu_2O_{6+\delta}$. A linha sólida foi ajustada segundo a relação $R_H \sim 1/T$ (HARRIS et al., 1994).....	25
Figura 9: A cotangente do ângulo Hall para duas amostras de composição $HgBa_2CaCu_2O_{6+\delta}$ plotada contra T^2 , em campo aplicado de 14T (HARRIS et al., 1994).....	25
Figura 10: Pico na resistência Hall, próximo de T_C , em campo magnético zero, para um filme fino de MgB_2 , medido em diversos valores de corrente aplicada (VAŠEK; SHIMAKAGE; WANG, 2004).....	26
Figura 11: Figura esquemática ilustrando o modelo de vórtices ($\odot$) e anti-vórtices ($\otimes$) proposto por Francavilla et al., (1995). A linha tracejada demonstra o caminho percorrido pelos fluxóides até se atraírem e se anularem no centro da amostra.....	27
Figura 12: Figura esquemática ilustrando a igual probabilidade de um vórtice ($\odot$) ou anti-vórtice ($\otimes$) seguir tanto para a direita quanto para a esquerda (JANEČEK; VAŠEK, 2003).....	28

Figura 13: Figura esquemática lustrando o modelo de guias de vórtices. Os guias são simbolizados pelas linhas sólidas (JANEČEK; VAŠEK, 2003).....	29
Figura 14: Comparação entre a resistência transversal (●) e a derivada da resistência longitudinal (○), em função da temperatura para um filme fino de composição MgB_2 (VAŠEK; SHIMAKAGE; WANG, 2004). É fácil observar que a derivada da resistência longitudinal escalam com a resistência transversal.....	30
Figura 15: Representação esquemática de uma amostra supercondutora granular, onde os “clusters” (ilhas supercondutoras) estão distribuídos em uma matriz no estado normal (DOS SANTOS et al., 2003).....	31
Figura 16: Medidas de resistência elétrica em função da temperatura, para uma amostra de composição $\text{Y}_{0,65}\text{Pr}_{0,35}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, em diversos valores de corrente aplicada (DOS SANTOS et al., 2003).....	32
Figura 17: Curvas de histerese da magneto-resistência para os meios: a) Abrikosov em uma amostra de Nb e b) Josephson em uma amostra policristalina de estequiometria $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. Adaptado das referências [KOPELEVICH; LEMANOV; MAKAROV, 1990; JI et al., 1993].....	34
Figura 18: Resistividade em função da temperatura para o composto $\text{Li}_{0,9}\text{Mo}_6\text{O}_{17}$ para: (a) o eixo b (no plano) e (b) eixo a (fora do plano) (GREENBLATT, 1988).....	37
Figura 19: Célula unitária do composto $\text{Li}_{0,9}\text{Mo}_6\text{O}_{17}$ indicando os canais unidimensionais (cor mais clara) ao longo do eixo b (POPOVIĆ; SATPATHY, 2006).....	38
Figura 20: Geometrias de amostras comumente usadas no estudo do efeito Hall.....	39
Figura 21: Arranjo experimental para medir resistividade Hall pelo método de quatro pontas.....	40
Figura 22: Amostra de formato arbitrário utilizada em medidas de efeito Hall pelo método convencional de Van der Pauw.....	42
Figura 23: Função f usada para determinar a resistividade elétrica em função de $R_{AB,DC}/R_{BC,AD}$ (VAN DER PAUW, 1958)	43
Figura 24: Figura esquemática esboçando o princípio de simetria de Onsager. Observe que medir $R_{BD,AC}(-H)$ é equivalente a medir $R_{AC,BD}(H)$	44
Figura 25: Configuração necessária para a utilização do método de Montgomery no cálculo das resistividades de uma amostra anisotrópica (MONTGOMERY, 1971). Os índices l_1 , l_2 e l_3 são as distâncias entre os contatos elétricos.....	46

Figura 26: Diferentes configurações necessárias para se medir as resistências ao longo dos eixos de uma amostra anisotrópica. R_a é definido como a resistência ao longo do eixo a (fora do plano), R_b a resistência ao longo do eixo b e R_c a resistência medida ao longo do eixo c.....	46
Figura 27: Razão das resistências versus a razão entre as dimensões dos contatos elétricos para uma amostra isotrópica. Detalhes sobre esta figura vide (MONTGOMERY, 1971).....	47
Figura 28: Função H versus a razão entre as dimensões dos contatos elétricos. Detalhes sobre esta figura vide (MONTGOMERY, 1971).....	49
Figura 29: Espessura efetiva da amostra normalizada para várias razões de dimensões de amostras. Detalhes sobre esta figura vide (MONTGOMERY, 1971).....	49
Figura 30: Representação esquemática da confecção dos contatos elétricos em amostras para medidas do efeito Hall-utilizando o método de Van der Pauw.....	53
Figura 31: Fotografia ilustrando dois cristais lixados e com os contatos elétricos. À direita um monocristal na configuração utilizada por Van der Pauw e Montgomery e a esquerda na forma de paralelepípedo utilizado nas medidas por quatro pontas.....	55
Figura 32: Difratogramas de raios-x para: (a) amostra de composição $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_{0,8}\text{Pr}_{0,2}\text{Cu}_2\text{O}_{8+\delta}$ (amostra A), (b) amostra de composição $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ e (c) pó de cristais de composição $\text{Li}_{0,9}\text{Mo}_6\text{O}_{17}$	57
Figura 33: Imagem de um monocristal de estequiometria $\text{Li}_{0,9}\text{Mo}_6\text{O}_{17}$ mostrando as direções cristalográficas. Os eixos b e c estão no plano do cristal, enquanto o eixo a está localizado fora do plano.....	58
Figura 34: Curvas de resistência longitudinal (a) medidas em campo zero e diferentes valores de corrente plicada e (b) em diferentes valores de campo aplicado para uma corrente de 10 mA.....	59
Figura 35: Curvas de magneto-resistência em diversos valores de corrente aplicada medidas em 4,2 K.....	60
Figura 36: Comparação entre as componentes longitudinal e transversal para (a) campo magnético nulo e (b) para um campo magnético aplicado de 4,8 Oe.....	61
Figura 37: (a) Resistência longitudinal (R_{XX}) e (b) transversal (R_{XY}) em função da temperatura medidas em campo magnético nulo para uma corrente aplicada de 10 mA.....	63
Figura 38: (a) Resistência longitudinal (R_{XX}) e (b) transversal (R_{XY}) em função da temperatura medidas a campo magnético nulo para duas diferentes taxas de aquecimento 2 K/min e 0,2 K/min. T_{off} é a temperatura na qual a amostra apresenta o verdadeiro estado supercondutor, ou seja, resistência elétrica nula.....	65

Figura 39: Curvas da voltagem transversal em função da corrente aplicada medidas em diferentes temperaturas a campo magnético nulo.....	66
Figura 40: Comparação de valores retirados da figura 38 com os resultados obtidos de curvas IV para a componente transversal, a campo magnético nulo. Os pontos abertos foram retirados das curvas IV para o valor de corrente igual a 30 mA.....	67
Figura 41: Resistência longitudinal (curvas acima) e voltagem transversal (curvas abaixo) em função da temperatura a campo magnético nulo para diferentes valores de corrente aplicada. No inserto é mostrado uma ampliação dos picos próximos a T_{Ci}	68
Figura 42: Comparação entre a derivada da componente longitudinal e a componente transversal medidas a uma corrente aplicada de 30 mA. No inserto é mostrado um ampliação da região próxima da temperatura crítica de transição.....	69
Figura 43: Curvas I-V para a componente transversal no estado normal ($T = 107$ K) medidas em diferentes valores de campo magnético aplicado. No inserto é mostrado o comportamento linear de $V_{XY}(I)$ para diferentes campo magnético aplicado.....	70
Figura 44: Resistência Hall em função da temperatura para três valores de campo aplicado e corrente aplicada de 30 mA.....	71
Figura 45: Voltagem longitudinal em função da temperatura medida em diferentes campos magnéticos.....	72
Figura 46: Curvas de resistência transversal contra temperatura para uma corrente aplicada de 30 mA e campos magnéticos de zero a 9 T.....	73
Figura 47: Curvas de resistência transversal contra temperatura para corrente aplicada de 30 mA e campos magnéticos de 0,1 a 9 T. Para cada intensidade de campo magnético há uma réplica com campo aplicado em sentido oposto.....	74
Figura 48: Voltagem simétrica (V_{XY}^S) e voltagem assimétrica(V_{XY}^A) calculadas a partir dos resultados apresentados na figura 47. No inserto é mostrado o comportamento linear V_{XY}^S com o campo magnético aplicado.....	76
Figura 49: Curvas de resistência longitudinal (símbolos cheios) e transversal (símbolos vazios) em campos magnéticos de 0,0 e 0,2 T para diferentes valores de corrente aplicada ($\square$ - 30 mA, $\circ$ - 50 mA, Δ - 70 mA).....	77
Figura 50: Curva da magneto-resistência para a amostra B. Observe a histerese no sentido horário que é característica de sistemas supercondutores granulares.....	78
Figura 51: Comparação entre $V_{XY}(T)$ e $dR_{XX}(T)/dT$ para as amostras A em campo magnético nulo (a) e para a amostra B em campos magnéticos de 0,2 T (b) e 3 T (c).....	79

Figura 52: Resistência longitudinal em função da temperatura para um monocristal supercondutor de composição $\text{Li}_{0,9}\text{Mo}_6\text{O}_{17}$. No inserto é mostrado uma ampliação da região onde ocorre a transição supercondutora.....	81
Figura 53: Resistência Hall em função da temperatura medida em três valores de campo magnético aplicado para uma corrente aplicada e 200 μA	82
Figura 54: Comparação entre a derivada da resistência longitudinal e a resistência transversal para um monocristal de composição $\text{Li}_{0,9}\text{Mo}_6\text{O}_{17}$. Nos insetos são mostradas as configurações dos contatos de corrente (I) e tensão (V)–utilizados nas medidas de resistência transversal e longitudinal.....	83
Figura 55: Resistência longitudinal em função da temperatura para as três direções cristalográficas em dois monocristais de composição $\text{Li}_{0,9}\text{Mo}_6\text{O}_{17}$ medidos pelo–método de Montgomery (1971). Os valores (R_{300}) indicam o valor da resistência a 300K para cada eixo.....	85
Figura 56: Resistividade elétrica em função da temperatura para as três direções cristalográficas do $\text{Li}_{0,9}\text{Mo}_6\text{O}_{17}$ calculadas a partir dos resultados da figura 55 segundo o modelo de Montgomery (1971). Os valores (ρ_{300}) indicam o valor da resistividade a 300 K para cada eixo.....	86
Figura 57: Resistividade longitudinal em função da temperatura, medida em dois diferentes monocristais, ao longo dos eixos cristalográficos c e b utilizando o método das quatro pontas. Os valores (ρ_{300}) indicam o valor da resistência a 300K para cada eixo.....	87
Figura 58: Resistência elétrica em função da temperatura para quatro diferentes monocristais de composição $\text{Li}_{0,9}\text{Mo}_6\text{O}_{17}$ retirados de diferentes regiões do tubo reacional. No inserto é mostrado o comportamento isolante induzido por tratamento térmico em um cristal que apresentava características de supercondutor.....	89
Figura 59: Curvas de resistência longitudinal medidas em diversos valores de campo magnético. No inserto, observar- se o comportamento metálico em baixos valores de campo.....	90
Figura 60: Curvas da magneto-resistência medidas em diversos valores de temperatura mostrando um cruzamento em $H_C = 4600 \text{ Oe}$	91
Figura 61: Escalonamento mostrando o colapso de $R(H)$ nas proximidades de H_C para dois parâmetros de escalonamento ($z = 1$ e $\nu = 4/3$).....	92

Sumário

1 – Introdução:	13
2 – Revisão Bibliográfica:	15
2.1 – O Efeito Hall clássico:	15
2.1.1 – A constante e o ângulo Hall:	17
2.2 – O efeito Hall em supercondutores:	19
2.2.1 – Inversão do sinal Hall em supercondutores:	21
2.2.2 – Efeito Hall no estado normal de supercondutores de alta temperatura crítica:	24
2.2.3 – Efeito Hall em campo magnético nulo:	26
2.3 – Supercondutividade Granular:	31
2.4 – Condutores de baixa dimensionalidade:	36
2.5 – Métodos de medição:	39
2.5.1 – Métodos de medição das componentes longitudinal e transversal:	39
2.5.1.1 – Método das quatro pontas:	40
2.5.1.2 – Método de Van der Pauw:	41
2.5.1.3 – Método de Van der Pauw com ciclagem dos contatos:	44
2.5.2 – Método de medição da componente longitudinal em sistemas anisotrópicos (Método de Montgomery):	45
3 – Procedimento Experimental:	50
3.1 – Obtenção de amostras dos sistemas Bi2212+Pr e Y123+Pr:	50
3.2 – Obtenção de monocristais de composição $\text{Li}_{0,9}\text{Mo}_6\text{O}_{17}$:	51
3.3 – Caracterização das amostras:	52
3.3.1 – Medidas de transporte em amostras dos sistemas Y123+Pr e Bi2212+Pr:	52
3.3.2 – Medidas de transporte em monocristais de $\text{Li}_{0,9}\text{Mo}_6\text{O}_{17}$:	55
4 – Resultados e discussão:	56
4.1 – Caracterização estrutural:	56
4.2 – O efeito da granularidade em medidas do efeito Hall:	59
4.3 – Medidas das componentes longitudinal e transversal em monocristais de composição $\text{Li}_{0,9}\text{Mo}_6\text{O}_{17}$:	80
5 – Conclusões:	93
Referências:	95
Propostas de trabalhos futuros:	102
Artigos Publicados:	103
Artigos submetidos:	104

1 – Introdução

Nos últimos anos grande atenção tem sido dada ao estudo teórico e experimental de medidas do efeito Hall em materiais supercondutores. Com a descoberta dos supercondutores de alta temperatura crítica (HTSC) em 1987, medidas de efeito Hall têm mostrado vários comportamentos incomuns. No estado normal, o comportamento da condutividade Hall apresenta diferenças marcantes em relação ao comportamento dos supercondutores convencionais. Enquanto a condutividade Hall nos supercondutores de baixa temperatura crítica é basicamente constante e fornece informação sobre a densidade de portadores no estado normal, nos HTSC ela apresenta um comportamento anômalo, indicando uma variação da densidade de portadores com a temperatura que não pode ser descrita classicamente. O estudo deste comportamento anômalo da resistência Hall no estado normal é objeto de intensa discussão na literatura uma vez que ele pode fornecer aspectos fundamentais sobre a existência do estado supercondutor nos HTSC. Quanto ao efeito Hall no estado supercondutor, foi observada a existência de uma inversão do sinal Hall nas proximidades da temperatura de transição supercondutora (T_C). Esta inversão de sinal também é motivo de grande discussão, mas já se sabe que ela não é exclusivamente originária dos supercondutores de alta temperatura uma vez que também já foi observada em materiais supercondutores de baixa temperatura crítica. Aspectos como: *i*) dissipação devido a elétrons normais ou contribuição devido ao miolo dos vórtices; *ii*) dissipação devido a efeitos da dinâmica de vórtices; e *iii*) efeitos de aprisionamento de vórtices, têm sido considerados para descrever inversões de sinal na condutividade Hall do estado supercondutor. Para complicar as discussões, foi observada também uma dupla inversão do sinal Hall perto da T_C . Mais recentemente até uma tensão Hall, sem a aplicação de um campo magnético externo, foi reportado no estado supercondutor e atribuído ao movimento de vórtices e anti-vórtices induzidos espontaneamente na amostra. Este tema é de grande interesse deste trabalho.

Por fim, além de todos estes aspectos experimentais citados anteriormente, o efeito Josephson parece desempenhar um papel de destaque na explicação dos mecanismos que descrevem o comportamento do efeito Hall em materiais supercondutores. Amostras supercondutoras com características granulares têm mostrado resultados interessantes do ponto de vista da dinâmica de vórtices e conseqüentemente do comportamento da resistência Hall. Aliado a isso, o papel da anisotropia também apresenta certa importância.

Um ponto importante a ser mencionado é a dificuldade de se obter resultados de qualidade na componente transversal em materiais supercondutores. Apesar de parecer uma técnica simples, poucos grupos de pesquisa se aventuram a estudar experimentalmente o efeito Hall no estado supercondutor. Isto se deve a vários fatores que interferem no processo de medição, dificultando a obtenção de bons resultados. Diante disso, este trabalho tem como objetivo a elaboração de um método simples e confiável para se medir o efeito Hall em materiais supercondutores. Em especial, é reportado um estudo sistemático do comportamento da componente transversal em materiais supercondutores granulares e de baixa dimensionalidade no limite de baixos campos magnéticos aplicados. Serão apresentados resultados de efeito Hall e da resistência longitudinal para amostras supercondutoras dos sistemas $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_{1-x}\text{Pr}_x\text{Cu}_2\text{O}_{8+\delta}$ (Bi2212+Pr), $\text{Y}_{1-x}\text{Pr}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (Y123+Pr) e monocristais de $\text{Li}_{0.9}\text{Mo}_6\text{O}_{17}$. A maior parte dos resultados foi obtida no Departamento de Engenharia de Materiais da Escola de Engenharia de Lorena, sendo a preparação e o estudo das propriedades de transporte do $\text{Li}_{0.9}\text{Mo}_6\text{O}_{17}$ realizadas na Universidade Estadual de Montana (USA).

Este trabalho está organizado da seguinte forma: no capítulo 2, serão introduzidos os principais temas abordados neste trabalho, destacando-se o estado da arte sobre o efeito Hall clássico e em supercondutores, métodos de medição e uma pequena introdução à materiais supercondutores granulares e de baixa dimensionalidade. No capítulo 3 serão discutidos os procedimentos experimentais adotados. Serão discutidos no capítulo 4 os resultados obtidos para os sistemas mencionados anteriormente. Primeiramente serão apresentados os resultados da caracterização microestrutural para os três sistemas em questão e, a seguir, os resultados para a componente longitudinal e componente Hall.

Dentre os principais resultados reportados aqui, destacamos o aparecimento de uma voltagem Hall no estado supercondutor sem campo magnético aplicado. Esta voltagem aparece para os três sistemas estudados e em diferentes métodos e sistemas de medição. Esta tensão Hall a campo zero se manifesta através de picos nas proximidades da T_C , que estão intimamente relacionados com a componente longitudinal da resistência e por consequência com o caráter granular das amostras. É apresentada também a existência de uma assimetria no efeito Hall em campo magnético aplicado. Estes comportamentos são discutidos com base no movimento de vórtices e anti-vórtices de Josephson e Abrikosov. Em particular, para os cristais de $\text{Li}_{0.9}\text{Mo}_6\text{O}_{17}$, além da observação do efeito Hall a campo nulo, serão reportados e discutidos sua anisotropia na condutividade elétrica, bem como a verificação experimental de uma transição do tipo supercondutor isolante e metal. Por fim, serão apresentadas as conclusões oriundas deste trabalho e sugestões para trabalhos futuros.

2 – Revisão Bibliográfica

Neste capítulo serão introduzidos os principais temas abordados neste trabalho. O estado da arte sobre o efeito Hall clássico e em supercondutores, métodos de medição e uma pequena introdução a materiais supercondutores granulares e de baixa dimensionalidade serão apresentados.

2.1 - O Efeito Hall clássico:

Em 1879, Edwin H. Hall descobriu que quando um condutor conduzindo uma corrente elétrica é colocado sob a ação de um campo magnético perpendicular, há o aparecimento de uma voltagem numa direção perpendicular ao plano que contém a corrente e o campo magnético aplicado. Utilizando um aparato experimental, como o esquematizado na **figura 1**, Hall (1879a, 1879b) observou o aparecimento de uma diferença de potencial (V_H) entre as bordas de um condutor retangular, praticamente bidimensional, submetido a um campo magnético (H). A partir de então, V_H passou a ser chamada de voltagem Hall ou voltagem transversal e a sua observação conhecida como efeito Hall.

Figura 1: Configuração experimental onde Hall observou pela primeira vez o aparecimento de uma voltagem transversal (V_H) entre as bordas de um condutor retangular, submetido a um campo magnético (H) (HALL, 1879a, 1879b).

A voltagem Hall é consequência do desvio de portadores de carga provocado pela força magnética atuante. Essa força, conhecida como força de Lorentz ($\vec{F}_L$), é proporcional ao módulo da carga (q), ao vetor velocidade do portador de carga ($\vec{v}$) e ao vetor campo magnético ($\vec{H}$). Assim, podemos escrever esta força da seguinte forma:

$$\vec{F}_L = q\vec{v} \times \vec{H}. \quad (1)$$

No equilíbrio, a força de Lorentz é contrabalanceada pela força eletrostática resultante do desvio de cargas,

$$q\vec{v} \times \vec{H} = q\vec{E}_H, \quad (2)$$

onde $\vec{E}_H$ é o campo elétrico provocado pela separação de cargas, chamado de campo elétrico Hall e dado por:

$$\vec{E}_H = \vec{v} \times \vec{H}. \quad (3)$$

Conhecendo o valor de E_H e sendo w a largura da placa condutora, o módulo de V_H será dado por:

$$V_H = E_H w = vHw. \quad (4)$$

Assumindo um campo elétrico Hall uniforme, o número de portadores (n) presentes no condutor pode ser obtido conhecendo-se a corrente (I) que passa pelo condutor, uma vez que:

$$I = nqAv \quad \text{ou}$$

$$n = \frac{I}{qAv}, \quad (5)$$

onde A é seção reta do condutor. Rearranjando a equação (5) e substituindo em (4), temos que:

$$V_H = \frac{IHw}{nqA}. \quad (6)$$

Uma vez que $A = w.d$, onde d é a espessura da amostra, a equação para a tensão Hall pode, agora, ser dada em termos do campo magnético aplicado e do número de portadores presentes no condutor:

$$V_H = \frac{IH}{nqd}. \quad (7)$$

Diante desta análise, podemos concluir que medir a tensão Hall é uma técnica apropriada para o cálculo do número de portadores presentes em um determinado condutor. Conhecendo-se o valor da tensão Hall é possível também determinar qual o tipo de portador, elétron (negativo) ou buraco (positivo), é o responsável pela condução elétrica no material.

Quando I estiver na direção do eixo x positivo e H na direção de z , os portadores de carga serão desviados para a esquerda, devido à força de Lorentz. Se os portadores possuírem carga positiva, a borda esquerda da amostra ficará carregada positivamente e o ponto “N” num

potencial mais elevado do que “M” (veja **figura 2**). Quando os portadores forem negativos, a borda esquerda ficará negativa e o ponto “N” em um potencial mais baixo do que “M”. Estes comportamentos determinarão o sinal da tensão Hall.

Figura 2: Efeito Hall em condutores com portadores positivos (a) e portadores negativos (b).

2.1.1 - A constante e o ângulo Hall:

O efeito Hall proporciona ainda uma técnica conveniente para a medição de campos magnéticos, pois pela equação (7) é fácil concluir que V_H é diretamente proporcional ao campo magnético aplicado,

$$V_H = \frac{C_H I H}{d},$$

onde a grandeza C_H denominada coeficiente ou constante de Hall, é um parâmetro que mede a intensidade da componente transversal em um determinado material ($C_H = \frac{1}{nq}$). Este parâmetro nos dá a eficiência da geração do campo elétrico Hall.

Finalmente, a geração do campo elétrico Hall juntamente com a voltagem Hall não são os únicos parâmetros fundamentais no efeito Hall. Na presença de um campo magnético, o campo elétrico total na amostra

$$\vec{E}_T = \vec{E} + \vec{E}_H$$

é não colinear com o campo elétrico aplicado $\vec{E}$.

O efeito Hall mostra que existe uma diferença na direção entre $\vec{E}_T$ e $\vec{E}$ dado pelo ângulo Hall (θ_H). Na figura 3 é apresentada de forma esquemática a componente transversal e a componente longitudinal do campo elétrico.

Figura 3: Diagrama esquemático mostrando que na presença de um campo magnético, o campo elétrico total na amostra ($\vec{E}_T$) não é colinear com o campo elétrico aplicado ($\vec{E}$).

Da **figura 3**, podemos concluir que:

$$\tan \theta_H = \frac{E_H}{E}$$

e

$$E_H = \mu_H EH,$$

onde μ_H é a mobilidade Hall dos portadores de carga. Então,

$$\tan \theta_H = \mu_H H. \quad (8)$$

Assim, o valor do ângulo Hall depende somente do campo magnético aplicado e da mobilidade Hall, uma propriedade intrínseca de cada material.

Para uma revisão com mais detalhes sobre o efeito Hall clássico, veja a referência de Hurd (1972).

2.2 - O efeito Hall em supercondutores:

Com a descoberta da supercondutividade em 1911 por Onnes (1911), surgiu o interesse em se medir o efeito Hall no estado supercondutor. As primeiras tentativas de se observar este efeito em supercondutores não obtiveram sucesso. O próprio Onnes (SHOENBERG, 1957) tentaram, sem sucesso, encontrar este efeito em Sn e Pb. Outra tentativa foi feita por Lewis (1953) em Vanádio, mas o resultado foi novamente negativo. Assim, esta questão caiu no esquecimento, sendo somente reativada em 1964 quando os trabalhos teóricos de De Gennes e Matricon (1964) e de Bardeen e Stephen (1965) previam a existência do efeito Hall devido ao movimento de vórtices de Abrikosov em um supercondutor do tipo II. Assim, no ano de 1965 foi reportada a primeira observação do efeito Hall em amostras impuras de Nióbio e Índio supercondutor (REED; FAWCETT; KIM, 1965). Desde então, um considerável número de trabalhos têm relatado a ocorrência do efeito Hall no estado supercondutor, no entanto, muitas questões a esse respeito ainda precisam ser respondidas.

Quando um supercondutor do tipo II é resfriado na presença de um campo magnético, este penetra no material como vórtices ou fluxos magnéticos quantizados que tem a forma de cilindros orientados na direção do campo aplicado, como o esquematizado na **figura 4**

Figura 4: Representação esquemática de uma amostra supercondutora na presença de um campo magnético (H). Os círculos na superfície da amostra representam a penetração do campo na forma de vórtices.

Os vórtices podem ser considerados como tendo no seu interior (*core*) material no estado normal circundado por material no estado supercondutor. Assim, tem-se a coexistência de regiões normais com regiões supercondutoras, o chamado estado misto. Dentre as primeiras teorias sobre o movimento de vórtices em supercondutores no estado misto, destaca-se o trabalho de Bardeen e Stephen (1965) e Nozieres e Vinen (1966), que descreveram as forças agindo sobre os vórtices da seguinte forma: na ausência de uma corrente aplicada, não existe forças atuando sobre o vórtice, assim o mesmo permanece parado. No entanto, quando se aplica uma corrente de transporte (I) no material, surge uma força do tipo Lorentz (F_L). Se esta força é superior à força de aprisionamento (*pinning force*), ela faz com que os vórtices se movam numa direção perpendicular ao sentido da corrente aplicada com uma velocidade (V_L), que possui uma componente longitudinal e uma componente transversal como mostra a **figura 5**. Como o núcleo do vórtice é composto por material no estado normal, há o aparecimento de uma dissipação na amostra. Consideramos aqui que a densidade de vórtices é suficientemente grande para que a corrente elétrica realmente atravessasse pelo centro do vórtice.

Figura 5: Diagrama esquemático das forças agindo sobre um vórtice na presença de uma corrente elétrica.

De acordo com as teorias clássicas, o movimento dos vórtices devido à força de Lorentz deve gerar uma voltagem Hall com o mesmo sinal observado no estado normal [BARDEEN; STEPHEN, 1965; NOZIERES; VINEN, 1966]. Isto é esperado pois a voltagem Hall é originada devido ao movimento dos portadores no estado normal presentes no núcleo dos vórtices.

2.2.1 – Inversão do sinal Hall em supercondutores:

Nos últimos anos vários trabalhos têm mostrado a existência de dois tipos de anomalias no efeito Hall nas proximidades da temperatura crítica de transição supercondutora (COLINO et al., 1994; GALFFY; ZIRGIEBL, 1988; GÖB et al., 2000; HAGEN; LOBB; GREENE, 1990, 1991; HAGEN et al., 1993; JIA et al., 1993; KANG et al., 1997; KHOSROABADI; DAADMEHR; AKHAVAN, 2003; LANG et al., 2000, 2001; MANSON et al., 1996; MATSUDA et al., 1995; MATSUYAMA et al., 1996; NAKAO et al., 1998; SAMOILOV et al., 1995; WANG et al. 2005; YAMAMOTO; OGAWA, 2002;). O primeiro deles, chamado de sinal reverso, foi reportado pela primeira vez no composto $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ por Galffy e Zirgiebl (1988) que observaram uma mudança no sinal Hall de positivo para negativo em temperaturas um pouco abaixo de T_C . Um exemplo desta “anomalia” é apresentado na **figura 6**.

Figura 6: Resistividade longitudinal (a) e Hall (b) para um filme fino de estequiometria $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, submetido a diversos valores de campo magnético aplicado (HAGEN et al., 1993).

Na figura anterior, podemos observar uma inversão de sinal quando um filme fino de estequiometria $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ é resfriado a partir de T_C (HAGEN et al., 1993). Acima de T_C a resistividade Hall (ρ_{xy}) é positiva e linear com o campo magnético aplicado, como o esperado para um supercondutor tipo p (cujos portadores são buracos). Abaixo de T_C , o sinal de ρ_{xy} muda abruptamente de positivo para negativo (anomalia Hall), indo depois para zero em temperaturas mais baixas. Na figura 6 também é apresentado o comportamento da componente longitudinal da resistividade para comparação com o comportamento de ρ_{xy} . Um segundo tipo de anomalia, chamado de duplo sinal reverso da resistência Hall, foi observado por Göb et al. (2000). Foi observado um sinal positivo no estado supercondutor em filmes finos de estequiometria $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ em baixos campos magnéticos. A **figura 7**, adaptada do artigo publicado por Göb, ilustra esta discussão (GÖB et al., 2000). A figura à direita é uma ampliação da região onde ocorrem as inversões do sinal Hall no estado supercondutor. Podemos observar que o aumento do campo magnético suprime a dupla transição.

Figura 7: Resultado típico de uma dupla inversão do sinal Hall. A direita é mostrado uma ampliação da região onde ocorre o duplo sinal reverso (GÖB et al., 2000).

Vários mecanismos têm sido propostos na literatura a fim de explicar a origem do sinal reverso no efeito Hall, mas as razões para a observação experimental desta anomalia ainda permanecem controversas (FEIGEL'MAN et al., 1995; FERRELL, 1992; FREIMUTH; HOHN; GALLFY, 1991; GÖB et al., 2000; HARRIS; ONG; YAN; 1993; KOPNIN, 1996; LIU et al., 1997; MANSON et al., 1996; NAGAOKA et al., 1998; PUICA et al., 2004; WANG; DONG; TING, 1994; WANG; TING, 1991).

No estado misto, o sinal reverso tem sido atribuído a movimentos anômalos de vórtices e flutuações supercondutoras (LIU et al., 1997; WANG; DONG; TING, 1994), forças de aprisionamento (WANG; TING, 1991) e a diferenças na densidade de cargas no interior dos vórtices (FEIGEL'MAN et al., 1995). No entanto, GÖB et al. (2000) propôs que a componente Hall (σ_{xy}) é consequência da soma destes três fatores, representada por:

$$\sigma_{xy} = \sigma_{xy}^N + \sigma_{xy}^V + \sigma_{xy}^P, \quad (9)$$

onde, σ_{xy}^N representa os portadores do estado normal, σ_{xy}^V é a contribuição supercondutora, resultante da dinâmica de vórtices e flutuações supercondutoras e σ_{xy}^P é devido às forças de aprisionamento. O primeiro termo (σ_{xy}^N) tem o mesmo sinal do efeito Hall no estado normal e por consequência é proporcional ao campo magnético aplicado (H), o segundo termo (σ_{xy}^V) é inversamente proporcional a H, podendo assumir valores de sinal contrário ao de σ_{xy}^N . Assim, o sinal reverso aparece quando a soma $\sigma_{xy}^V + \sigma_{xy}^P$ é maior e possui sinal contrário a σ_{xy}^N . Pode-se dizer que em campos magnéticos moderados o sinal Hall será ditado pela parcela σ_{xy}^V , ou seja, devido ao movimento de vórtices, e que a anomalia no sinal Hall pode ser intrinsecamente dependente de detalhes da estrutura física e eletrônica dos materiais. T. Nagaoka et al. (1998) atribuem o aparecimento ou não do sinal reverso ao nível de dopagem a qual o material está submetido. Eles sugerem que a estrutura dos vórtices e a estrutura eletrônica mudam com o nível de dopagem causando ou não o aparecimento do sinal reverso.

Recentemente, até um terceiro sinal reverso foi reportado para o composto $\text{HgBa}_2\text{Ca}_{n-1}\text{Cu}_n\text{O}_{2n+2+\delta}$, com defeitos colunares (KANG et al., 2000). Esta observação é bastante significativa, pois ela havia sido prevista por Kopnin (1996), que reportou a possibilidade de um terceiro sinal reverso na componente Hall em sistemas relativamente limpos em $H \sim H_{C2}$. Outro importante aspecto do efeito Hall no estado misto é o comportamento de escalonamento (*scaling*) entre a resistividade Hall (ρ_{xy}) e a resistividade longitudinal (ρ_{xx}). Luo et al. (1992) uma notável lei de potência entre seus resultados para o sinal Hall e a resistividade longitudinal em filmes finos de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (LUO et al., 1992). A um dado campo magnético fixo, eles encontraram que $\rho_{xy} = A\rho_{xx}^\beta$, com $\beta = 1,7$. A mesma relação de escalonamento foi também observada em monocristais de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (RICE et al., 1992), em $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ (SAMOILOV, 1993), filmes finos de $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ (SAMOILOV; IVANOV; JOHANSSON, 1994; BUDHANI; LIOU; CAI, 1993) e em $\text{HgBa}_2\text{CaCu}_2\text{O}_6$ (KANG et al., 1997), para diferentes valores de β .

2.2.2 – Efeito Hall no estado normal de supercondutores de alta temperatura crítica.

O efeito Hall no estado normal de supercondutores de alta temperatura crítica tem atraído bastante interesse da comunidade científica, pois além de dar informações a respeito dos portadores de carga, tem sido observada uma dependência com a temperatura que segue uma lei de potências do tipo $1/T$ (CHIEN; WANG; ONG, 1991; HARRIS et al., 1994). Esta dependência, diferente da observada em supercondutores convencionais, está ilustrada na **figura 8** (HARRIS et al., 1994).

Foi observada ainda uma dependência universal da cotangente do ângulo Hall com a temperatura (CHIEN; WANG; ONG, 1991), dada da seguinte forma,

$$\cot \theta_H \sim T^2, \quad (10)$$

que está ilustrada na **figura 9** para duas amostras de composição $\text{HgBa}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{6+\delta}$ (HARRIS et al., 1994).

Alguns modelos têm sido propostos para explicar estas relações, dentre eles a teoria de Anderson aplicando o modelo de Luttinger liquid é o mais popular (ANDERSON, 1991). Neste modelo, Anderson (1991) propôs uma teoria *non-Fermi liquid* (*Luttinger liquid*) para descrever as propriedades eletrônicas e os comportamentos anômalos dos HTSC no estado normal. De acordo com este modelo ocorre uma separação spin-carga nos planos de Cu-O resultando no aparecimento de duas contribuições para o tempo de relaxação, uma longitudinal (τ_{tr}) e outra transversal (τ_H). Assim, o transporte no estado normal em supercondutores exibe as seguintes propriedades: a resistividade no estado normal é linearmente dependente da temperatura ($\tau_{tr}^{-1} \sim T$) e o efeito Hall envolve uma segunda razão de espalhamento o qual leva a dependência T^2 do ângulo Hall ($\tau_H^{-1} \sim T^2$), resultando numa relação do ângulo Hall idêntica àquela apresentada na equação 11.

Figura 8: A dependência da Constante de Hall (R_H) com a temperatura, no estado normal, para duas amostras supercondutoras de composição $\text{HgBa}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{6+\delta}$. A linha sólida foi ajustada usando-se a relação $R_H \sim 1/T$ (HARRIS et al., 1994).

Figura 9: A cotangente do ângulo Hall para duas amostras de composição $\text{HgBa}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{6+\delta}$ plotada contra T^2 , em campo aplicado de 14 T (HARRIS et al., 1994).

2.2.3 - Efeito Hall em campo magnético nulo:

Outra verificação interessante, no que diz respeito ao efeito Hall em supercondutores, é a observação de uma voltagem transversal em campo magnético nulo a temperaturas próximas da temperatura crítica de transição supercondutora (DA LUZ et al., 2005; FRANCAVILLA et al., 1995; FRANCAVILLA; HEIN, 1991; JANEČEK; VAŠEK, 2003; VAD; MÉSZÁROS; SAS, 2005; VAŠEK, 2001, 2007; VAŠEK; SHIMAKAGE; WANG, 2004; WÖRDENWEBER et al.; 2006). Este fenômeno é um tanto intrigante, pois classicamente a origem do efeito Hall em supercondutores deveria ser relacionada ao movimento de vórtices na amostra. Uma vez que não há campo magnético aplicado não se esperaria a existência de vórtices e, por conseqüência, nenhuma voltagem transversal finita. No entanto, Francavilla e Hein (1991) reportaram o aparecimento de um pico na voltagem transversal nas proximidades de T_C em filmes finos de Nb a campo magnético nulo. Mais recentemente, este efeito também foi observado em materiais supercondutores de alta temperatura crítica (DA LUZ et al., 2005; FRANCAVILLA et al., 1995; JANEČEK; VAŠEK, 2003; VAD; MÉSZÁROS; SAS, 2005; VAŠEK, 2001, 2007; VAŠEK; SHIMAKAGE; WANG, 2004; WÖRDENWEBER et al.; 2006). Um exemplo deste efeito está apresentado na **figura 10**. Nela são apresentadas curvas de resistência transversal em função da temperatura para filmes finos de MgB_2 em campo magnético nulo para diversos valores de corrente aplicada (VAŠEK; SHIMAKAGE; WANG, 2004).

Figura 10: Pico na resistência Hall, próximo de T_C , em campo magnético zero, para um filme fino de MgB_2 , medido em diversos valores de corrente aplicada (VAŠEK; SHIMAKAGE; WANG, 2004).

É possível observar o aparecimento de uma tensão transversal que assume um valor máximo nas proximidades de T_C . No estado normal e quando a amostra atinge o verdadeiro estado supercondutor (resistência zero), o valor da componente transversal é zero.

As primeiras explicações para este fenômeno basearam-se na existência de pares de vórtices e anti-vórtices presentes na amostra a campo magnético nulo (FRANCAVILLA; HEIN, 1991; GLAZMAN, 1986; JENSEN et al., 1992; KOSTERLITZ; THOULESS, 1973). De fato, estes pares podem ser induzidos, sem a aplicação de um campo magnético externo, devido à corrente de transporte fluindo na amostra (GLAZMAN, 1986), ou devido às flutuações térmicas próximas da temperatura crítica (JENSEN et al., 1992, KOSTERLITZ; THOULESS, 1973). Estes fluxóides podem se movimentar sobre a influência de um campo elétrico externo, gerando dissipação e, em princípio, levando ao aparecimento de uma voltagem transversal. Para tanto, deverá existir uma força adicional, que movimentará o vórtice na direção a contribuir com a componente transversal. Francavilla et al. (1995) baseou-se nos trabalhos propostos por Glazman (1986) na tentativa de explicar seus resultados. Francavilla et al. (1995) propôs que em campo magnético nulo, vórtices e anti-vórtices podem ser induzidos em lados opostos da amostra pela corrente de transporte. Esses vórtices e anti-vórtices irão se movimentar em direção ao centro da amostra, onde aparecerá uma força de atração entre eles. Essa força de atração irá causar uma mudança no sentido do movimento dos vórtices e anti-vórtices. Assim, o vetor velocidade terá um sentido paralelo ao da aplicação da corrente, que de acordo com a relação de Josephson ($\vec{E} = \vec{v}_L \times \vec{H}$) produz uma voltagem transversal ou voltagem Hall (JOSEPHSON, 1965). Ao final do processo esses vórtices e anti-vórtices se aniquilam no centro da amostra. Essa idéia está esquematicamente ilustrada na **figura 11**.

Figura 11: Figura esquemática ilustrando o modelo de vórtices (⊙) e anti-vórtices (⊗) proposto por Francavilla et al., (1995). A linha tracejada demonstra o caminho percorrido pelos fluxóides até se atraírem e se anularem no centro da amostra

No entanto, Janeček e Vašek (2003) têm mostrado que este modelo não é suficientemente adequado para explicar a voltagem transversal a campo magnético nulo. Devido à simetria do sistema, no modelo proposto por Francavilla et al. (1995), a probabilidade de um vórtice ou anti-vórtice mover em um sentido, é a mesma de ele se mover em sentido oposto. Assim, macroscopicamente a tensão transversal na amostra deveria ser nula. Por simplificação, vamos considerar que um único vórtice com velocidade (v_L) encontre um anti-vórtice com velocidade ($-v_L$) e vire a direita (veja a **figura 12**). A probabilidade de isso acontecer será P_D . Após a interação, irá aparecer um campo elétrico transversal (E) que será a soma do campo elétrico devido ao vórtice (E^V) e o campo elétrico devido ao movimento do anti-vórtice (E^A). Como $E^V = E^A$, o campo elétrico transversal será $E = 2E^V$. No entanto, esse único vórtice pode também virar a esquerda, sendo que a probabilidade de isso acontecer será P_E . A interação entre o par fará com que o vórtice e o anti-vórtice se movam em sentidos opostos ao anterior induzindo um campo elétrico com sentido contrário, dado por $E = -2E^V$. Como a probabilidade de ambos os processos ocorrerem é a mesma ($P_D = P_E = 1/2$), o campo elétrico transversal na amostra deverá ser zero.

Figura 12: Figura esquemática ilustrando a igual probabilidade de um vórtice ($\odot$) ou anti-vórtice ($\otimes$) seguir tanto para a direita quanto para a esquerda (JANEČEK; VAŠEK, 2003).

Diante disso, Janeček e Vašek (2003) propuseram um modelo alternativo no qual guias de força deveriam ditar o movimento dos vórtices e anti-vórtices. Este modelo propõe a existência de uma nova força agindo sobre o vórtice (KOPELEVICH et al., 1989; NIESSEN et al., 1965; STAAS et al., 1964). Assim, o vórtice e por consequência o anti-vórtice são forçados a se moverem somente em uma determinada direção dada pelo guia de força (veja a **figura**

13). Neste caso os vórtices e os anti-vórtices sempre irão se movimentar seguindo uma única direção, produzindo assim uma componente paralela a corrente aplicada. Então, deverá aparecer uma tensão transversal macroscópica não nula quando da movimentação destes fluxóides.

Figura 13: Figura esquemática lustrando o modelo de guias de vórtices. Os guias são simbolizados pelas linhas sólidas (JANEČEK; VAŠEK, 2003).

Janeček (2003) propõe que o ângulo entre a direção do guia e a componente perpendicular à corrente de transporte é dada por α . Sobre a influência do guia, o vórtice passa a se mover com uma nova velocidade (v'_L) cujo módulo é $v'_L = v_L \cos \alpha$. O anti-vórtice tem a mesma velocidade, mas em sentido contrário. Somente a componente paralela à corrente de transporte é capaz de induzir um campo elétrico transversal na amostra ($E^V = 1/2 E \sin 2\alpha$). Se o vórtice move-se para a direita, o anti-vórtice iria para a esquerda e assim $E^V = E^A$. Neste caso o campo elétrico transversal total é diferente de zero e dado por

$$E = E^V + E^A = E \sin 2\alpha. \quad (11)$$

Esses guias de força podem ser entendidos como um tipo especial de centros de aprisionamento. No entanto, tem sido sugerido que a origem dos guias de força pode ser devido ao caráter lamelar dos HTSC (VAŠEK; JANEČEK; PLECHAČEK, 1995). Outros autores os atribuem a mecanismos como a presença de contornos de grão em amostras policristalinas.

Em adição ao efeito Hall em campo magnético nulo, Vařek, Shimakage e Wang, (2004) reportaram uma nova relação de escalonamento entre a resistividade transversal (ρ_{xy}) e longitudinal (ρ_{xx}) que segue a forma:

$$\rho_{xy} \sim A \frac{d\rho_{xx}}{dT} \quad (12)$$

onde A  constante. Um exemplo dessa relação de escalonamento é apresentado na **figura14**, onde podemos observar que o pico na resistência Hall a magnético nulo tem a mesma forma apresentada pela derivada da resistência longitudinal.

Figura 14: Comparação entre a resistência transversal (●) e a derivada da resistência longitudinal (○), em função da temperatura para um filme fino de composição MgB_2 (VAřEK; SHIMAKAGE; WANG, 2004).  fácil observar que a derivada da resistência longitudinal escala com a resistência transversal.

2.3 - Supercondutividade Granular:

Após a descoberta dos HTSC, vários grupos de pesquisa têm se dedicado ao estudo da influência da granularidade e da desordem sobre o estado supercondutor (DOS SANTOS; MACHADO, 2001; DOS SANTOS et al., 2003; GERBER et al., 1990, 1991; JARDIM et al., 1994; PRESTER et al., 1994; SANDIM; JARDIM, 1999). O termo supercondutividade granular tem sido usado quando um sistema supercondutor pode ser entendido como sendo uma coleção de regiões supercondutoras (regiões estas que não são necessariamente os grãos físicos do material) distribuídas numa matriz normal. Uma representação esquemática de uma amostra supercondutora granular é apresentada na **figura 15** (DOS SANTOS et al., 2003).

Figura 15: Representação esquemática de uma amostra supercondutora granular, onde os “clusters” (ilhas supercondutoras) estão distribuídos em uma matriz no estado normal (DOS SANTOS et al., 2003).

Os supercondutores granulares apresentam propriedades de transporte e magnéticas com algumas características específicas, as quais se manifestam através de duas temperaturas distintas, denominadas T_{Ci} e T_{Cj} . A primeira, T_{Ci} , é observada a temperaturas mais altas e é

atribuída ao aparecimento de supercondutividade em regiões isoladas do material (*clusters* supercondutores), conduzindo a uma redução da resistência elétrica global das amostras, mas não atingindo o estado de resistência elétrica nula. A segunda temperatura, T_{Cj} , é caracterizada por um regime não ôhmico, onde os *clusters* supercondutores encontram caminhos de percolação, mediados por acoplamento Josephson, levando a amostra para um estado de resistência elétrica nula (verdadeiro estado supercondutor). Este comportamento geralmente é relacionado ao acoplamento fraco (*weak links*) entre as regiões supercondutoras. Devido a essas razões, podemos dizer que a temperatura característica T_{Ci} representa a resposta intragranular, a qual é uma propriedade intrínseca do material. Já T_{Cj} está relacionado à resposta intergranular, que é uma propriedade extrínseca do material supercondutor.

Para amostras policristalinas, geralmente uma dupla transição tem sido observada em curvas de resistência em função da temperatura, $R(T)$, quando se aplica diferentes intensidades de correntes (DOS SANTOS; MACHADO, 2001; DOS SANTOS et al., 2003; GERBER et al., 1990, 1991; JARDIM et al., 1994; PRESTER et al., 1994; SANDIM; JARDIM, 1999). Esta dupla transição é identificada pelas duas temperaturas características T_{Ci} e T_{Cj} . A **figura 16** apresenta um exemplo de dupla transição supercondutora para uma amostra policristalina de estequiometria $Y_{0,65}Pr_{0,35}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ medida sob diferentes valores de corrente aplicada (DOS SANTOS et al., 2003).

Figura 16: Medidas de resistência elétrica em função da temperatura, para uma amostra de composição $Y_{0,65}Pr_{0,35}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$, em diversos valores de corrente aplicada (DOS SANTOS et al., 2003).

Entre T_{Ci} e T_{Cj} , o sistema é ôhmico e é constituído por uma coleção de *clusters* supercondutores imersos em uma matriz normal ou isolante. O estado de resistência elétrica nula não é atingido, pois a fração volumétrica desses *clusters* é menor que a necessária para que haja percolação em três dimensões. Abaixo de T_{Cj} , os *clusters* supercondutores começam a se comunicar, via acoplamento Josephson, levando a amostra a um verdadeiro estado supercondutor em baixos valores de corrente aplicada. Enfim, pode-se dizer que esse tipo de comportamento resistivo, onde o aparecimento da dupla transição supercondutora é observado, tem sido utilizado por vários autores para demonstrar que suas amostras exibem características granulares ou de acoplamento fraco (DOS SANTOS; MACHADO, 2001; DOS SANTOS et al., 2003; JARDIM et al., 1994; PRESTER et al., 1994 SANDIM; JARDIM, 1999).

Outro ponto importante a ser levantado é de que forma uma amostra supercondutora granular se comporta quando ela é submetida a um campo magnético. Sonin e Tagantsev (1989) e Ji *et al.* (1993) sugeriram que quando pequenos campos magnéticos são aplicados sobre uma amostra supercondutora granular, o campo penetra sob a forma vórtices inicialmente nas regiões intergranulares. Sonin e Tagantsev (1989) denominaram estas estruturas de vórtices Josephson. Com um contínuo acréscimo do campo aplicado, após os vórtices entrarem nas regiões intergranulares, ocorre a formação de vórtices nas regiões intragranulares, produzindo uma rede convencional de vórtices de Abrikosov (KOPELEVICH; LEMANOV; MAKAROV, 1990; KOSHELEV, 1992; KOSHELEV; VINOKUR, 1994; JI et al. 1993). Para um campo aplicado no intervalo $0 \leq H < H_{C1J}$, onde H_{C1J} é o campo crítico inferior das regiões intergranulares, não existe fluxo magnético dentro da amostra e a mesma está realmente em um estado Meissner. Se a fração volumétrica supercondutora é maior que o limite de percolação, então a aplicação de uma pequena corrente através da amostra resultará em uma cadeia de *clusters* supercondutores acoplados, mediados por acoplamento Josephson, que produzirá um verdadeiro estado supercondutor. Quando o campo magnético é aumentado e H_{C1J} é excedido, vórtices Josephson entram na região intergranular até o limite de $H = H_{C2J}$ ser alcançado (H_{C2J} = campo crítico superior da região granular), sendo que neste intervalo de campo magnético a magneto-resistência cresce rapidamente. Por fim, se o campo é agora aumentado no intervalo $H_{C1A} < H < H_{C2A}$, (onde H_{C1A} e H_{C2A} são os campos críticos superior e inferior dos *clusters* supercondutores, respectivamente), os vórtices de Abrikosov entram na amostra e a resistência elétrica é aumentada segundo um modelo similar ao de Bardeen-Stephen para a dinâmica de vórtices intragranulares, isto é $R \propto H$ (BARDEEN; STEPHEN, 1965; HUEBENER, 1979; LEGGET, 1983). Para uma descrição mais detalhada sobre este comportamento consulte a referência de DOS SANTOS et al. (2003).

Uma vez que estes materiais granulares apresentam dois meios, isto é, dois tipos de vórtices, é interessante saber como distinguir que tipo de vórtice é dominante nos processos dissipativos. Para distinguir se a dissipação é devida ao movimento dos vórtices Josephson ou Abrikosov, é comum se usar o sentido da histerese das medidas de magneto-resistência. A **figura 17** mostra alguns exemplos da literatura a respeito da histerese na magneto-resistência devido aos vórtices de Josephson e Abrikosov (KOPELEVICH; LEMANOV; MAKAROV, 1990; JI et al. 1993).

Figura 17: Curvas de histerese da magneto-resistência para os meios: a) Abrikosov em uma amostra de Nb e b) Josephson em uma amostra policristalina de estequiometria $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. Adaptado das referências [KOPELEVICH; LEMANOV; MAKAROV, 1990; JI et al., 1993].

Pode-se observar que a dinâmica de vórtices de Abrikosov segue uma pequena histerese no sentido anti-horário (**figura 17a**), enquanto a dissipação no meio Josephson segue o sentido oposto (**figura. 17b**) (KOPELEVICH; LEMANOV; MAKAROV, 1990; JI et al., 1993).

No meio Abrikosov, a dissipação torna-se maior quando o campo magnético é invertido porque existe uma forte interação dos vórtices com os centros de aprisionamento, aumentando o fluxo magnético aprisionado no interior da amostra (KOSHELEV, 1992; KOSHELEV; VINOKUR, 1994). Já para os vórtices Josephson, tem sido argumentado que os vórtices podem movimentar-se mais facilmente na região intergranular por existir somente centros muito fracos de aprisionamento. Assim, o número de vórtices que entra na região intergranular na unidade de tempo com a elevação do campo magnético é menor que a taxa de saída dos vórtices com o decréscimo do campo aplicado, uma vez que eles estão praticamente livres, produzindo uma curva de histerese no sentido horário [KOPELEVICH; LEMANOV; MAKAROV, 1990; JI et al., 1993]. Em resumo, medidas de magneto-resistência podem indicar qual meio é dominante na dinâmica de vórtices. Assim, podemos dizer que a dupla transição supercondutora presente em curvas $R(T)$, e medidas da histerese da magneto-resistência com sentido horário são indicações de que a amostra exibe características de um supercondutor granular.

Por fim, dependendo do tipo de regime dissipativo dominante no material é de se esperar que a componente Hall possua comportamentos diferentes em cada caso. Em outras palavras, a presença ou não do fraco acoplamento supercondutor pode influenciar no comportamento da componente transversal. Este é o principal objeto de estudo deste trabalho.

2.4 - Condutores de baixa dimensionalidade:

Outro fator que também pode interferir na componente Hall é a presença de uma forte anisotropia dos materiais, em especial nos chamados condutores quase-unidimensionais. Condutores elétricos de baixa dimensionalidade ou quase-unidimensionais oferecem um cenário bastante promissor para o estudo de sistemas fortemente correlacionados, dentre os quais podemos mencionar flutuações de densidade de spin e carga, relacionadas ao modelo de Luttinger (LUTTINGER, 1963). Como exemplos de materiais de baixa dimensionalidade, destacam-se os condutores orgânicos e os nano-tubos de carbono (EBBESSEN, 1997), onde comportamentos do tipo líquido de Luttinger têm sido reportados (AUSLAENDER et al.,

2000; ISHII et al., 2003). Podemos também mencionar, como exemplos os óxidos de molibdênio (GREENBLATT, 1988). Neste caso, esses materiais recebem a denominação de materiais de baixa dimensionalidade, pois, apesar de apresentarem estrutura tridimensional, a resistividade elétrica é fortemente dependente da orientação cristalográfica. Dentre estes, podemos destacar o composto $\text{Li}_{0,9}\text{Mo}_6\text{O}_{17}$, também conhecido como “Purple Bronze” (GREENBLATT, 1988). Como pode ser visto na **figura 18** este material possui alta anisotropia quando se comparam as resistividades, em 300 K, para os eixos b (**figura 18 a**) e a (**figura 18 b**). Greenblatt (1988) tem reportado uma relação de resistividades para este composto da ordem de $\rho_b : \rho_c : \rho_a \sim 1 : 10 : 250$, onde os eixos b e c estão no plano e o eixo a está fora do plano do cristal. Diante disso, o “Purple Bronze” se tornou objeto atual de pesquisa no meio acadêmico, por ser considerado o melhor exemplo de um líquido de Luttinger (DOS SANTOS et al., 2007; WANG et al., 2006). Pode-se observar também um caráter metálico em altas temperaturas, mas quando a temperatura é reduzida o $\text{Li}_{0,9}\text{Mo}_6\text{O}_{17}$ passa do estado metálico para um estado isolante em aproximadamente 24 K. Medidas de expansão térmica têm sugerido uma mudança na dimensionalidade deste composto nesta temperatura (DOS SANTOS et al., 2007). Outro fato bastante interessante é que este material também exibe supercondutividade abaixo de 1,9 K.

Figura 18: Resistividade em função da temperatura para o composto $\text{Li}_{0.9}\text{Mo}_6\text{O}_{17}$ para: (a) o eixo b (no plano) e (b) eixo a (fora do plano) (GREENBLATT, 1988).

O $\text{Li}_{0.9}\text{Mo}_6\text{O}_{17}$ possui uma estrutura monoclínica, com grupo espacial $P2_1/m$ e parâmetros de redes $a = 12,762\text{Å}$, $b = 5,523\text{Å}$, $c = 9,499\text{Å}$ e $\beta = 90,61^\circ$ (ONODA et al., 1987). A célula unitária contém seis diferentes sítios ocupados por átomos de Mo (POPOVIĆ; SATPATHY, 2006). Popović e Satpathy (2006) atribuem a baixa resistividade ao longo do eixo b a existência de canais, em zig-zag, com estrutura $\text{Mo}(1)\text{-O}(11)\text{-Mo}(4)$. Estes canais estão representados na **figura 19** com uma cor mais clara (POPOVIĆ; SATPATHY, 2006).

Figura 19: *Célula unitária do composto $\text{Li}_{0.9}\text{Mo}_6\text{O}_{17}$ indicando os canais unidimensionais (cor mais clara) ao longo do eixo b (POPOVIĆ; SATPATHY, 2006).*

O fato que mais nos surpreende é que passados mais de vinte anos após a obtenção dos primeiros monocristais de $\text{Li}_{0.9}\text{Mo}_6\text{O}_{17}$, várias propriedades físicas deste composto permanecem incertas. Um exemplo simples está relacionado à resistividade em função da temperatura, $\rho(T)$, ao longo do eixo c , que jamais foi reportado na literatura. Outro exemplo é o comportamento da componente Hall que também foi reportado uma única vez (DUMAS; SCHLENKER, 1993). Isto se deve ao fato da dificuldade em se crescer cristais de boa qualidade e com tamanhos suficientes para a realização dos experimentos. Outro fato que também merece a atenção é a origem da supercondutividade a 1,9 K neste material, que contrasta com o caráter unidimensional observado no estado normal.

2.5 - Métodos de medição:

Como as medidas de efeito Hall em supercondutores e medidas de transporte em materiais anisotrópicos envolvem técnicas conhecidas, mas não costumeiramente utilizadas, decidimos apresentar uma breve revisão dos métodos utilizados neste trabalho. Vamos começar pelo mais conhecido, o método de quatro pontas, passando pelo método de Van der Pauw (1958) e por fim o conhecido método de Montgomery (1971), uma técnica para se obter a resistividade de materiais anisotrópicos.

2.5.1 – Métodos de medição das componentes longitudinal e transversal:

No que diz respeito ao efeito Hall, as tensões geradas pelo desvio da corrente, devido ao campo magnético aplicado (H), são demasiadamente pequenas e conseqüentemente difíceis de serem medidas sem que sejam tomadas precauções especiais. Contatos elétricos inadequados são fontes de dois tipos de erros, um devido aos contatos de corrente e outro devido aos contatos de tensão. Esses erros são provocados por distribuições não uniformes da corrente elétrica na amostra, prejudicando o paralelismo das linhas de campo elétrico e dificultando assim a observação da tensão Hall. A melhor solução para minimizar essas perturbações é estabelecer uma relação entre o comprimento e a largura da amostra maior que cinco, garantindo o citado paralelismo. Por outro lado, o erro introduzido pelos contatos pode também ser minimizado se os terminais forem feitos com fios muito finos.

A **figura 20** traz as geometrias de amostra mais comumente utilizadas cujo objetivo é diminuir efeitos indesejados em medidas do efeito Hall.

Figura 20: Geometrias de amostras comumente usadas no estudo do efeito Hall.

As mais utilizadas são as amostras *a* e *b*, pois são de simples de construção. Uma diferença marcante entre elas é que na geometria *b* os contatos de corrente e de tensão podem ser ciclados, minimizando ainda mais os erros introduzidos (veja seção 2.5.3). As formas *c* e *d* seriam quase ideais, pois os contatos estendidos e grandes fazem com que os erros sejam praticamente eliminados. No entanto, elas são de difícil construção, especialmente no caso de amostras pequenas.

Mesmo utilizando as geometrias apresentadas acima, medir o sinal Hall ainda é muito difícil. Assim diversos métodos foram propostos a fim de simplificar o estudo e o entendimento do efeito Hall. Alguns destes métodos estão expostos a seguir:

2.5.1.1 - Método das quatro pontas:

Neste método usam-se amostras retangulares onde a tensão Hall é medida segundo o esquema mostrado na **figura 21**. Faz-se passar corrente por 1 e 3 e mede-se a tensão entre os contatos 2 e 4.

Figura 21: Arranjo experimental para medir a resistividade Hall pelo método de quatro pontas.

A reta que une os pontos 2 e 4 deve ser ortogonal a reta que une os pontos 1 e 3. Como é muito difícil garantir experimentalmente que os contatos obedeçam este arranjo, é necessário fazer duas medidas invertendo o sentido de aplicação do campo magnético, mantendo-se a corrente no mesmo sentido. Assim a voltagem Hall é obtida da diferença das duas medidas, ou seja,

$$V_H(H) = \frac{V_{24}(H) - V_{24}(-H)}{2}. \quad (13)$$

Na prática, o método das quatro pontas é muito útil quando podemos preparar amostras extremamente grandes, ou seja, o caso ideal de amostra onde comprimento seja o maior possível para que quando aplicarmos o campo elétrico entre as suas extremidades, a queda de potencial medida no centro da amostra seja a mais homogênea e uniforme possível. No entanto, quando só dispomos de amostras pequenas este método é de difícil utilização.

2.5.1.2 - Método de Van der Pauw:

O método de Van der Pauw (1958) é uma técnica experimental para se medir a tensão longitudinal e a tensão Hall de amostras planas cuja geometria não é bem definida. Assim, ele se mostra como uma solução para o problema de amostras pequenas, pois neste método os contatos podem ser colocados em qualquer lugar da borda da amostra, na superfície da mesma, sem guardar arranjo geométrico especial (**veja figura 22**).

No entanto, algumas considerações devem ser levadas em conta ao se utilizar este método, são elas:

- a) Os contatos elétricos devem estar na borda da amostra.
- b) As dimensões dos contatos devem ser pequenas comparadas com as dimensões da amostra.
- c) A amostra deve ter espessura homogênea.
- d) A superfície da amostra não deve possuir irregularidades.

Figura 22: Amostra de formato arbitrário utilizada em medidas de efeito Hall pelo método convencional de Van der Pauw.

Após preparada a amostra, definimos a resistência $R_{AB,CD}$ como a diferença de potencial $V_A - V_B$ entre os contatos A e B por unidade de corrente que flui entre os contatos C e D, ou seja:

$$R_{AB,CD} = \frac{(V_A - V_B)}{I_{CD}}. \quad (14)$$

Analogamente,

$$R_{BC,AD} = \frac{(V_B - V_C)}{I_{AD}}. \quad (15)$$

Para medir a resistividade pelo método de Van der Pauw convencional, é necessário encontrar os valores de $R_{AB,CD}$ e $R_{BC,AD}$. Realizando essas duas medições é possível encontrar a resistividade (ρ) usando a equação reportada por Van der Pauw (1958):

$$\exp \left[-\pi R_{AB,CD} \left(\frac{d}{\rho} \right) \right] + \exp \left[-\pi R_{BC,AD} \left(\frac{d}{\rho} \right) \right] = 1. \quad (16)$$

Esta equação relaciona o valor de ρ como função das resistências $R_{AB,CD}$ e $R_{BC,AD}$ e a espessura da amostra d . Para facilitar o cálculo de ρ podemos reescrever a equação anterior, segundo Van der Pauw (1958), da seguinte forma:

$$\rho = \frac{\pi}{d \cdot \ln 2} \left[\frac{R_{AB,CD} + R_{BC,AD}}{2} \right] \cdot f \left(\frac{R_{AB,CD}}{R_{BC,AD}} \right), \quad (17)$$

onde f é uma função da razão $R_{AB,DC}/R_{BC,AD}$, ilustrada na **figura 23**:

Figura 23: Função “ f ” usada para determinar a resistividade elétrica em função de $R_{AB,DC}/R_{BC,AD}$ (VAN DER PAUW, 1958).

Do método de Van der Pauw podemos também calcular a constante de Hall pela relação:

$$C_H = \frac{d}{2H} [R_{BD,AC}(H) - R_{BD,AC}(-H)], \quad (18)$$

ou seja, invertendo o campo magnético aplicado. Como vimos, conhecendo a constante de Hall e a resistividade Hall, podemos encontrar a mobilidade Hall dos portadores de carga e sua natureza, pois:

$$\mu_H = C_H \rho^{-1}. \quad (19)$$

Segundo H. B. G. Casimir, quando diretor do laboratório de pesquisas da Philips, “o modelo de Van der Pauw é um exemplo de como uma técnica pouco sofisticada de matemática pode fornecer um resultado extremamente prático”.

2.5.1.3 - Método de Van der Pauw com ciclagem dos contatos:

Como vimos até agora, para se medir o sinal Hall são necessários dois conjuntos de medidas e a inversão do sentido de aplicação do campo magnético. No entanto, foi desenvolvido um novo procedimento onde se efetuando ciclagem dos contatos, evita-se a inversão do campo aplicado (KOPELEVICH; LEMANOV; MAKAROV, 1990). Este método consiste basicamente em utilizar o método de Van der Pauw convencional fazendo-se uma ciclagem entre os pares de contatos de corrente e tensão.

O fato de inverter o campo magnético ser equivalente a ciclar os contatos está baseado no princípio de simetria dos coeficientes de transporte, ou princípio de simetria de Onsager (1931), onde

$$R_{BD,AC}(-H) = R_{AC,BD}(H). \quad (20)$$

Para medir o efeito Hall, aplica-se um campo magnético H e faz-se passar uma corrente I entre dois contatos opostos quaisquer, por exemplo, A e C, e medindo-se a tensão nos outros dois (V_{BD}), assim se obtém $R_{BD,AC}$. Pelo método convencional teríamos agora que inverter o campo para encontrar $R_{BD,AC}(-H)$ e poder calcular a constante de Hall, mas pelo princípio de simetria de Onsager medir $R_{BD,AC}(-H)$ é equivalente a medir $R_{AC,BD}(H)$ (ONSAGER, 1931). Esta relação é válida para qualquer geometria de amostra e está ilustrada na **figura 24**.

Figura 24: Figura esquemática esboçando o princípio de simetria de Onsager. Observe que medir $R_{BD,AC}(-H)$ é equivalente a medir $R_{AC,BD}(H)$.

Para obter a relação de Onsager, ou seja, seu equivalente para nossa configuração de contatos, $R_{BD,AC}(-H) = R_{AC,BD}(H)$, devemos primeiramente inverter a posição dos contatos de corrente obtendo-se $R_{CA,DB}(H) = -R_{AC,DB}(H)$, o que é equivalente a inverter a polaridade da corrente aplicada. Com isso inverte-se a polaridade na tensão, o que é equivalente a multiplicar por -1 o lado direito desta expressão.

Assim, para encontrar a resistência transversal R_{xy} basta utilizar a relação dada por:

$$R_{xy} = \frac{1}{2} [R_{BD,AC}(H) - R_{AC,BD}(H)]. \quad (21)$$

2.5.2 – Método de medição da componente longitudinal em sistemas anisotrópicos (Método de Montgomery):

Medir a resistividade de materiais anisotrópicos não é uma tarefa muito simples. Isso se deve ao fato de que o cálculo do tensor de resistividade envolve o conhecimento de diversos parâmetros que muitas das vezes não são tão simples de se obter. No entanto, o método de Montgomery (1971) têm se mostrado uma técnica bastante simples na obtenção destes resultados. Este método, baseado nos trabalhos de Logan Rice e Wick (1971) e de Van der Pauw (1958), utiliza amostras cortadas na forma de prismas retangulares, sendo que as faces dos prismas ao longo dos eixos cristalográficos, cujas resistências devem ser medidas. Os contatos elétricos são colocados nas extremidades da amostra como o esquematizado na **figura 25**. Nesta figura é apresentado um exemplo de amostra, supostamente anisotrópica, cortada na forma de um paralelepípedo, seguindo os sentidos de seus eixos cristalográficos (eixos anisotrópicos). No plano maior da amostra estão os eixos b e c , enquanto o eixo a está orientado fora do plano.

Figura 25: Configuração necessária para a utilização do método de Montgomery no cálculo das resistividades de uma amostra anisotrópica (MONTGOMERY, 1971). Os índices l_1 , l_2 e l_3 são as distâncias entre os contatos elétricos.

Passando-se corrente elétrica em um par de contatos e medindo-se a tensão nos outros dois, podemos estimar o valor das resistências nos três eixos como o esquematizado na **figura 26**. Nesta figura são apresentadas as diferentes configurações de contatos elétricos necessárias para a obtenção das resistências ao longo dos eixos da amostra. Entende-se por R_a , R_b e R_c como as resistências ao longo dos eixos a (fora do plano), b e c , respectivamente.

Figura 26: Diferentes configurações necessárias para se medir as resistências ao longo dos eixos de uma amostra anisotrópica. R_a é definido como a resistência ao longo do eixo a (fora do plano), R_b a resistência ao longo do eixo b e R_c a resistência medida ao longo do eixo c .

Para se calcular as resistividades em cada uma das direções, devemos proceder da seguinte maneira:

Considere uma amostra anisotrópica que pode ser descrita por três componentes de um tensor resistividade, ρ_1 , ρ_2 e ρ_3 . Montgomery (1971) propôs uma transformação de coordenadas baseada na análise de Van der Pauw (1958), no qual este sólido anisotrópico pode ser entendido como um sólido isotrópico equivalente. Na verdade, Montgomery (1971) propôs

caminhos equivalentes, entre amostras isotrópicas e anisotrópicas, que quando correntes idênticas fluindo através dos mesmos produzem a mesma diferença de potencial.

Supondo uma amostra anisotrópica retangular com dimensões l_1 , l_2 e l_3 , nas direções de ρ_1 , ρ_2 e ρ_3 , respectivamente, esta pode ser entendida como uma amostra isotrópica com dimensões equivalentes l_1 , l_2 e l_3 e resistividade ρ , sendo

$$l_i = l_i \left(\frac{\rho_i}{\rho} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (22)$$

e

$$\rho^3 = \rho_1 \rho_2 \rho_3. \quad (23)$$

Conhecendo as razões entre as resistências R_a/R_b e a razão entre as distâncias dos contatos, $\left(\frac{l_1}{l_2}\right)$, podemos então achar os correspondentes $\left(\frac{l_2}{l_1}\right)$ para uma amostra isotrópica, utilizando o gráfico mostrado na **figura 27**.

Figura 27: Razão das resistências, de uma amostra anisotrópica, versus a razão entre as dimensões dos contatos elétricos para uma amostra isotrópica. Detalhes sobre esta figura vide (MONTGOMERY, 1971).

Das equações 22 e 23, temos que:

$$\left(\frac{\rho_2}{\rho_1}\right)^{\frac{1}{2}} = \left(\frac{l_2}{l_1}\right) \times \left(\frac{l_1}{l_2}\right). \quad (24)$$

Assim, a resistividade de uma amostra anisotrópica é uma função dos parametros isotropicos $\left(\frac{l_2}{l_1}\right)$, dado pela relação

$$\rho = H E R_1, \quad (25)$$

onde H é adimensional e pode ser obtido da **figura 28**, e E é a espessura da amostra.

Para o caso de $l_3 \ll (l_1 l_2)^{\frac{1}{2}}$, $E = l_3$. Assim, substituindo 25 em 23, temos que:

$$(\rho_1 \rho_2)^{\frac{1}{2}} = H l_3 R_1 \quad (26)$$

Para o caso genérico, da **figura 29** obtemos o valor da relação $\frac{E}{(l_1 l_2)^{\frac{1}{2}}}$. Então, utilizando as equações 27 e 28 podemos encontrar as resistividades ρ_1 , ρ_2 e ρ_3 , de acordo com as equações a seguir:

$$\frac{l_3}{(l_1 l_2)^{\frac{1}{2}}} = \frac{\rho_3^{\frac{1}{2}}}{(\rho_1 \rho_2)^{\frac{1}{4}}} \frac{l_3}{(l_1 l_2)^{\frac{1}{2}}} \quad (27)$$

e

$$\frac{E'}{(l_1 l_2)^{\frac{1}{2}}} = \frac{\rho_3^{\frac{1}{4}}}{(\rho_3)^{\frac{1}{4}} (l_1 l_2)^{\frac{1}{2}}} \frac{E}{(l_1 l_2)^{\frac{1}{2}}}. \quad (28)$$

Figura 28: Função H versus a razão entre as dimensões dos contatos elétricos. Detalhes sobre esta figura vide (MONTGOMERY, 1971).

Figura 29: Espessura efetiva da amostra normalizada para várias razões de dimensões de amostras. Detalhes sobre esta figura vide (MONTGOMERY, 1971).

3 – Procedimento Experimental

3.1 - Obtenção de amostras dos sistemas Bi2212+Pr e Y123+Pr:

Para se estudar a influência do fraco acoplamento supercondutor em medidas de efeito Hall, foram escolhidas amostras que apresentaram características de supercondutores granulares, ou seja, amostras com dupla transição supercondutora e conseqüentemente o aparecimento das duas temperaturas características T_{Ci} e T_{Cj} . Foram escolhidas amostras do sistema $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, com $x = 0,0$ e $0,45$ e duas amostras do sistema Bi2212+Pr com estequiometria $Bi_2Sr_2Ca_{0,8}Pr_{0,2}Cu_2O_{8+\delta}$. Essas amostras foram preparadas pelo método de reação no estado sólido seguindo os seguintes procedimentos abaixo:

- Para as amostras de composição $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ e $Y_{0.55}Pr_{0.45}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ foram utilizados os seguintes reagentes de alta pureza: Y_2O_3 , $BaCO_3$, Pr_6O_{11} e CuO . Esses reagentes foram pesados em proporções adequadas, calcinados entre 750 e $800^\circ C$, moídos, prensados a aproximadamente 400 MPa em matriz de aço e sinterizados a $900^\circ C$ por $48h$. As amostras foram resfriadas a uma taxa de aproximadamente $50^\circ C/h$ ao ar para promover a formação da fase ortorrômbica.
- As duas amostras de composição $Bi_2Sr_2Ca_{0,8}Pr_{0,2}Cu_2O_{8+\delta}$, que denominaremos de amostras A e B, foram preparadas usando-se pós comerciais de Bi_2O_3 , $SrCO_3$, $CaCO_3$, Pr_6O_{11} e CuO de alta pureza. As amostras foram tratadas a $820^\circ C$ por $48h$ (amostra A) e $96h$ (amostra B).

Para maiores detalhes quanto à preparação de amostras destes sistemas supercondutores consulte as referências de Dos Santos et al. (2000, 2001).

3.2 - Obtenção de monocristais de composição $\text{Li}_{0,9}\text{Mo}_6\text{O}_{17}$:

Com o objetivo de se estudar o comportamento da componente Hall em materiais altamente anisotrópicos, foram preparados monocristais de composição $\text{Li}_{0,9}\text{Mo}_6\text{O}_{17}$ que foram obtidos pelo método de fluxo. Este é um método de crescimento de cristais onde os componentes da substância desejada são dissolvidos em um solvente (fluxo), reagem e crescem a temperaturas relativamente baixas em relação ao ponto de fusão do material. Após a reação e formação dos primeiros cristalitos, um gradiente de temperatura promove o crescimento dos monocristais. O método de preparação dos monocristais está resumido no fluxograma a seguir:

Fluxograma 1: Esquema simplificado para a obtenção de monocristais de composição $\text{Li}_{0,9}\text{Mo}_6\text{O}_{17}$. Para maiores detalhes consultar (GREENBLATT et al., 1984).

3.3 – Caracterização das amostras:

Depois de sintetizadas, as amostras foram caracterizadas por difratometria de raios-x usando-se o método de $\theta - 2\theta$. O procedimento foi baseado na retirada de uma porção das amostras que foi moída e pulverizada sobre uma placa amorfa e finalmente acoplada a um difratômetro com tubo de radiação CuK_α e filtro de níquel. Os difratogramas de raios-x foram indexados de modo a se verificar a presença das fases de interesse e possíveis fases adicionais (DOS SANTOS, 2000, 2001; Onoda et al., 1987). As direções cristalográficas nos cristais de $\text{Li}_{0,9}\text{Mo}_6\text{O}_{17}$ foram obtidas através de figuras de difração de Laue utilizando-se o método de transmissão.

A microscopia óptica e eletrônica de varredura foram também utilizadas como técnicas adicionais às caracterizações feitas por difratometria de raios-x.

Finalmente, passou-se ao estudo das propriedades de transporte das várias amostras. A seguir, iremos detalhar os métodos utilizados neste trabalho.

3.3.1 – Medidas de transporte em amostras dos sistemas Y123+Pr e Bi2212+Pr:

Para a obtenção das resistências longitudinal e transversal nas amostras dos sistemas Y123+Pr e Bi2212+Pr foi utilizado um equipamento comercial da marca MagLabExa da *Oxford Instruments*, que realiza medidas de transporte em temperaturas no intervalo de 1,4 a 420 K, em campos magnéticos aplicados de 0 até 9T. Este equipamento foi utilizado somente para a obtenção dos campos magnéticos e controle da temperatura, sendo que fontes de corrente da marca Keithley, modelos 220 e 228A, foram utilizadas para excitar a amostra e a leitura da tensão foi obtida por multímetros Keithley, modelos 181 e 196.

No estudo das propriedades de transporte em supercondutores existe a necessidade da obtenção de contatos elétricos de boa qualidade, ou seja, baixa resistência elétrica e boa resistência mecânica. Com esse objetivo, todas as amostras foram cortadas na forma de placas quadradas finas. Para melhorar o contato elétrico entre cada uma das amostras e os terminais

de corrente e tensão, depositou-se um filme fino de ouro ($\sim 3000 \text{ \AA}$) em quatro regiões distintas, como mostra o esquema da **figura 30**. Para isso, foram colocadas máscaras de papel alumínio nas amostras, sendo o ouro depositado por *sputtering* nas regiões livres das mesmas.

Figura 30: Representação esquemática da confecção dos contatos elétricos em amostras para medidas do efeito Hall utilizando o método de Van der Pauw.

Foi realizado um tratamento térmico em 300°C por 15 minutos, para que ocorresse uma difusão parcial do ouro na amostra. Em seguida, fios finos de cobre foram conectados na região coberta com ouro utilizando-se tinta prata, a qual se deixou secar ao ar. Seguindo estes procedimentos foram obtidos contatos elétricos ôhmicos, com baixa resistência de contato ($< 1\Omega$) e com excelente resistência mecânica.

Para se obter a tensão longitudinal (V_{xx}) e a tensão transversal (V_{xy}) utilizou-se o método de Van der Pauw, adaptado por nós. Nesta adaptação, o gerenciamento do processo de ciclagem, juntamente com a aquisição de dados, ficou a cargo de um software, desenvolvido por nosso grupo, utilizando o sistema direcionado à instrumentação e automação *LabVIEW* da *National Instruments*. Este software envia comandos a um comutador, que nada mais é do que um dispositivo que realiza a ciclagem dos contatos, utilizando relês de alta qualidade. Este comutador também foi confeccionado por nosso grupo. A grande vantagem desse sistema está no fato de se poderem realizar medidas de tensão transversal simultaneamente às medidas de

tensão longitudinal, o que proporciona maior praticidade e grande economia de tempo. Para encontrar a resistência transversal R_{xy} basta utilizar a relação dada pela equação 21 :

$$R_{xy} = \frac{1}{2} [R_{BD,AC} - R_{AC,BD}] .$$

Analogamente, para se encontrar o valor da resistência longitudinal (R_{xx}) é necessário calcular a média das tensões longitudinais. Assim, mede-se V_{AB} aplicando a corrente através de C e D e, posteriormente, mede-se V_{BC} aplicado corrente em A e D. Assim teremos que:

$$R_{xx} = \frac{1}{2} [R_{AB,CD} + R_{BC,DA}] .$$

É importante enfatizar que apesar de simples, a ciclagem dos contatos depara-se com alguns problemas que devem ser levados em consideração. Estes são:

- Efeito da tensão gerada pela força eletromotriz nos contatos;
- A necessidade de se efetuar a ciclagem em tempo hábil para realizar as várias medições.

O primeiro problema é resolvido invertendo-se a polaridade da corrente aplicada. Já o segundo demanda a utilização de dispositivos confiáveis na ciclagem dos contatos e baixas taxas de aquecimento durante as medições. Com a inversão da polaridade da corrente aplicada é necessário a aquisição de oito valores de tensão (V_{AC}^+ , V_{AC}^- , V_{BD}^+ , V_{BD}^- , V_{AB}^+ , V_{AB}^- , V_{BC}^+ e V_{BC}^-), onde o índice (-) significa que a corrente está invertida em relação ao índice (+) (DA LUZ et al., 2007). As equações para as componentes da resistência elétrica podem ser agora reescritas como:

$$R_{XX} = \frac{1}{4} \{ [R_{AB,CD}^+ - R_{AB,CD}^-] + [R_{CD,AB}^+ - R_{CD,AB}^-] \}$$

e

$$R_{XY} = \frac{1}{4} \{ [R_{BD,AC}^+ - R_{BD,AC}^-] - [R_{AC,BD}^+ - R_{AC,BD}^-] \}$$

ou simplesmente:

$$R_{XX} = \frac{1}{4} \{ [R_{AB,CD} - R_{AB,DC}] + [R_{BC,AD} - R_{BC,DA}] \} \quad (29)$$

e

$$R_{XY} = \frac{1}{4} \{ [R_{AC,BD} - R_{AC,DB}] - [R_{BD,CA} - R_{BD,AC}] \} \quad (30)$$

3.3.2 – Medidas de transporte em monocristais de $\text{Li}_{0,9}\text{Mo}_6\text{O}_{17}$:

Devido a alta anisotropia encontrada nos cristais de $\text{Li}_{0,9}\text{Mo}_6\text{O}_{17}$, o modelo proposto por Van der Pauw (1958) não produziu resultados satisfatórios para a componente Hall da resistividade. Assim, diferentes métodos foram utilizados dependendo da propriedade elétrica a ser medida neste composto. Para se medir efeito Hall foi utilizado o método das quatro pontas. Para isso os cristais foram lixados até assumirem a forma de paralelepípedos, onde as faces desse paralelepípedo eram paralelas aos eixos cristalográficos do cristal. Os contatos elétricos foram feitos com fios de platina e tinta prata, obedecendo ao arranjo da **figura 21**. Como visto anteriormente, é necessário se fazer as medidas invertendo o sentido de aplicação do campo magnético, mantendo-se a corrente no mesmo sentido. Assim a voltagem Hall é obtida da diferença entre as duas medidas (equação 13).

Além disso, o método de Montgomery (1971) foi usado para se estimar o valor da componente longitudinal da resistividade ao longo dos três eixos cristalográficos. Neste caso, os cristais também foram lixados na forma de placas quadradas finas com as faces paralelas aos eixos. Os contatos elétricos foram colocados como o auxílio de tinta prata de acordo com a **figura 25**. Vale ressaltar que as medidas para este composto foram realizadas em um equipamento PPMS da *Quantum Design*, equipado com sistema de He-3, que realiza medidas de 0,4K a 300K, em campos magnéticos de 0 até 9T, instalado na Universidade Estadual de Montana – Bozeman - EUA. A **figura 31** mostra uma fotografia de dois cristais já com os contatos elétricos.

Figura 31: Fotografia ilustrando dois cristais lixados e com os contatos elétricos. À direita um monocristal na configuração utilizada por Van der Pauw e Montgomery e a esquerda na forma de paralelepípedo utilizado nas medidas por quatro pontas.

4 – Resultados e discussão

Neste capítulo iremos apresentar os resultados mais relevantes para os três sistemas supercondutores, discutidos anteriormente. Primeiramente serão apresentados os resultados da caracterização microestrutural para os sistemas em questão. A seguir, abordaremos os resultados sobre a influencia da granularidade nas componentes da resistividade para os sistemas Y123+Pr e Bi2212+Pr. Finalmente, serão apresentados os resultados para as componentes Longitudinal e transversal em monocristais de composição $\text{Li}_{0,9}\text{Mo}_6\text{O}_{17}$.

4.1 – Caracterização estrutural:

Com o objetivo de se confirmar a presença das fases supercondutoras, são apresentados na **figura 32** os difratogramas de raios-x para os pós de composição (a) $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_{0,8}\text{Pr}_{0,2}\text{Cu}_2\text{O}_{8+\delta}$, (b) $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ e (c) $\text{Li}_{0,9}\text{Mo}_6\text{O}_{17}$, representando os sistemas estudados neste trabalho. As composições não apresentadas aqui são monofásicas e possuem difratogramas idênticos aos dos pós do mesmo sistema.

Para o caso das duas amostras de composição $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_{0,8}\text{Pr}_{0,2}\text{Cu}_2\text{O}_{8+\delta}$, microscopia eletrônica de varredura revelou que ambas possuem estrutura lamelar com grãos da ordem de 10 μm de comprimento e 1 μm de espessura, similar aos encontrados em amostras de composição $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$. Apesar de ambas apresentarem a formação da fase de interesse e possuírem uma microestrutura semelhante, elas são bem diferentes no que diz respeito à densificação. Foram encontradas densidades iguais a 3,27g/cm³ para a amostra A e 2,19 g/cm³ para amostra B. Vale ressaltar ainda que essa diferença no grau de densificação deve-se a diferentes tempos de tratamento térmico, o que deve levar a diferentes comportamentos elétricos.

Figura 32: Difrátogramas de raios-x para: (a) amostra de composição $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_{0,8}\text{Pr}_{0,2}\text{Cu}_2\text{O}_{8+\delta}$ (amostra A), (b) amostra de composição $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ e (c) pó de cristais de composição $\text{Li}_{0,9}\text{Mo}_6\text{O}_{17}$.

Como mencionado na seção 2.4, o composto $\text{Li}_{0.9}\text{Mo}_6\text{O}_{17}$ também conhecido como “Purple bronze”, é um material bastante interessante do ponto de vista físico pois, apesar de ser um material tridimensional (*Bulk*), ele apresenta alta anisotropia na sua condutividade elétrica, além de também exibir supercondutividade (GREENBLATT, 1988). A **figura 33** mostra a imagem de um cristal, obtido pelo método de fluxo, onde os eixos cristalográficos, determinados através de difração de Laue, estão distribuídos da seguinte forma: os eixos *b* e *c* estão no plano da amostra enquanto o eixo *a* está localizado fora do plano. Outra característica bastante interessante destes cristais está no fato de que no plano eles apresentam uma anisotropia também em suas propriedades ópticas, no que se diz respeito a sua cor. O nome “purple bronze” deve-se ao fato de que no plano os monocristais apresentam cor roxa e ao longo do eixo *a* cor semelhante a do bronze.

Figura 33: Imagem de um monocristal de estequiometria $\text{Li}_{0.9}\text{Mo}_6\text{O}_{17}$ mostrando as direções cristalográficas. Os eixos *b* e *c* estão no plano do cristal, enquanto o eixo *a* está localizado fora do plano.

4.2 – O efeito da granularidade em medidas do efeito Hall:

O interesse em se realizar este trabalho surgiu alguns anos atrás ao medir o efeito Hall em amostras supercondutoras policristalinas. Foi observada uma série de resultados um tanto interessantes que apontavam para uma possível influência da supercondutividade granular no comportamento de medidas do efeito Hall (DOS SANTOS, C. A. M.; DA LUZ, M. S.; MACHADO, A. J. S, 2004). Na época, optou-se por uma amostra de composição $Y_{0,55}Pr_{0,45}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$, pois sabíamos de ante mão que amostras com este nível de substituição (de Y por Pr) exibem fortes características de fraco acoplamento supercondutor (DOS SANTOS, 2000). Como essa amostra é fortemente susceptível ao campo magnético aplicado, ou seja, o campo magnético destrói facilmente a supercondutividade neste sistema, foram utilizados campos magnéticos pequenos, de 0 à 100 Oe. Na **figura 34** são apresentados curvas de resistência longitudinal em campo nulo e em campo magnético aplicado.

Figura 34: Curvas de resistência longitudinal (a) medidas em campo zero e diferentes valores de corrente aplicada e (b) em diferentes valores de campo aplicado para uma corrente de 10 mA.

Na figura anterior o caráter granular da amostra é evidenciado pelo alargamento da transição supercondutora na presença de campo magnético e corrente aplicada, e conseqüentemente o aparecimento das temperaturas características T_{Ci} e T_{Cj} . Para se confirmar que, em temperaturas abaixo de T_{Cj} e em baixos valores de campo magnético aplicado, a dissipação no sistema é dominada pelo movimento de vórtices Josephson, na **figura 35** são apresentadas curvas da magneto-resistência para três valores de corrente aplicada. Nela podemos observar o sentido anti-horário da histerese da magneto-resistência característico de sistemas de fraco acoplamento.

Figura 35: Curvas de magneto-resistência em diversos valores de corrente aplicada medidas em 4,2 K.

Como o método utilizado foi o de Van der Pauw com ciclagem dos contatos, simultaneamente às medidas de resistência longitudinal (R_{XX}), foi obtida também a componente transversal da resistência elétrica (R_{XY}). Alguns destes resultados são apresentados na **figura 36**, para campo magnético nulo e de 4,8 Oe. No que se diz respeito à resistência Hall, na componente transversal observou-se o aparecimento de uma tensão, mesmo em campo magnético zero, no intervalo onde ocorre a transição supercondutora

(figura 36a). O sinal é positivo em baixas temperaturas e passa para negativo nas proximidades de T_C . No estado normal, ou seja, acima de T_C , o valor da componente Hall é zero, para campo magnético igual a zero.

Figura 36: Comparação entre as componentes longitudinal e transversal para (a) campo magnético nulo e (b) para um campo magnético aplicado de 4,8 Oe.

Este resultado é inesperado, pois classicamente a origem do efeito Hall em supercondutores é atribuída ao movimento de vórtices no material (BARDEEN; STEPHEN, 1965; NOZIERES; VINEN, 1966). Uma vez que, não há campo magnético aplicado não se esperaria a existência de vórtices e, por consequência, nenhuma tensão finita na componente

Hall. Quando se aplica um campo de 4,8 Oe, há o aparecimento de uma tensão positiva no estado normal, o que é esperado para este tipo de material. Abaixo de T_C , a componente Hall apresenta um comportamento parecido com o observado a campo magnético nulo (**figura 36b**). Outro ponto importante, observado nestes resultados, é que as mudanças de sinal abaixo de T_C , na componente Hall, parecem estar diretamente ligadas com as temperaturas de transição supercondutora, T_{Ci} e T_{Cj} , na componente longitudinal. Assim, de alguma forma as medidas de efeito Hall parecem estar relacionadas às características de fraco acoplamento supercondutor exibido por esta amostra.

Após medir outras amostras de diferentes composições, observou-se que o aparecimento da tensão Hall em campo magnético nulo era um efeito comum e influenciava fortemente as medidas de efeito Hall em baixos valores de campo aplicado. Isto nos deixou um tanto intrigados, sendo que várias questões surgiram a cerca destes resultados: Será esta tensão Hall a campo magnético nulo verdadeira? Será que ela não pode ser devido a problemas do método de medição? Se ela é um efeito real, como demonstrar sua existência experimentalmente? O campo magnético da terra pode estar influenciando nas medições? No entanto, ao se consultar a literatura deparou-se com outros resultados reportando a observação do efeito Hall em campo magnético nulo (FRANCAVILLA et al., 1995; FRANCAVILLA; HEIN, 1991; JANEČEK; VAŠEK, 2003; VAŠEK, 2001; VAŠEK; SHIMAKAGE; WANG, 2004), como já reportado na seção 2. As primeiras explicações para este fenômeno basearam-se na existência de pares de vórtices e anti-vórtices, induzidos pela corrente na amostra, mesmo a campo magnético nulo (FRANCAVILLA; HEIN, 1991; GLAZMAN, 1986; JENSEN et al., 1992; KOSTERLITZ; THOULESS, 1973). Estes fluxóides podem se movimentar sobre a influência de um campo elétrico externo, gerando dissipação no meio e podendo, em princípio, levar ao aparecimento de uma voltagem transversal. Dentro deste contexto, o modelo de guias de vórtices tem sido usado na tentativa de se explicar o aparecimento dessa componente transversal em campo magnético nulo (JANEČEK; VAŠEK, 2003; VAŠEK, 2001; VAŠEK; SHIMAKAGE; WANG, 2004). Entretanto, ainda não há um consenso na literatura a respeito da origem do efeito Hall a campo zero.

Diante do exposto acima, decidiu-se dar uma atenção especial ao aparecimento da tensão Hall em campo magnético nulo, estudando sua possível origem e uma possível relação com o fraco acoplamento supercondutor, exibido por amostras com características granulares. Dando início, primeiramente vamos discutir o que de mais relevante se obteve na caracterização elétrica da amostra de composição $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$. O método utilizado foi o de Van der Pauw adaptado com ciclagem dos contatos. Na **figura 37** são mostrados as

componentes R_{XX} (**figura 37a**) e R_{XY} (**figura 37b**), medidas em função da temperatura em campo magnético nulo e corrente aplicada de 10 mA.

Na componente longitudinal podemos observar que a transição supercondutora não ocorre de forma abrupta, com um intervalo de aproximadamente 20 K entre a temperatura de início de transição e a temperatura onde a amostra apresenta resistência elétrica nula, ou seja, o verdadeiro estado supercondutor. Diante disso, podemos dizer que esta amostra apresenta características de fraco acoplamento e assim se torna bastante interessante para o estudo da influência da granularidade em medidas de efeito Hall, objeto principal deste trabalho.

Figura 37: (a) Resistência longitudinal (R_{XX}) e (b) transversal (R_{XY}) em função da temperatura medidas a campo magnético nulo para uma corrente aplicada de 10 mA.

Na componente transversal observou-se o aparecimento da tensão Hall no intervalo onde ocorre a transição supercondutora. O sinal é negativo em baixas temperaturas e passa para positivo nas proximidades de T_C . Acima (estado normal) e abaixo (verdadeiro estado supercondutor) deste intervalo de temperatura o sinal transversal é zero. A grande curiosidade é a troca de sinais entre os picos na componente Hall para estas duas primeiras amostras. Enquanto para a amostra sem Pr o pico próximo de T_C é positivo, para a amostra com Pr é negativo. Há também uma inversão de sinais no segundo pico apresentado a mais baixa temperatura. Isto pode ser explicado pela diferença na direção dos guias de forças agindo sobre os vórtices em ambas as amostras (JANEČEK; VAŠEK, 2003; VAŠEK, 2001; VAŠEK; SHIMAKAGE; WANG, 2004).

Uma grande diferença entre as medidas realizadas nestas duas amostras foi a taxa de aquecimento utilizada. Enquanto as medidas para a amostra de composição $Y_{0,55}Pr_{0,45}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ foram feitas em um criostato simples (Jannes), para a amostra sem Pr foram realizadas segundo uma taxa de aquecimento de 2 K/min. Assim, surgiu uma outra questão: Seria possível a taxa de aquecimento influenciar no aparecimento da tensão Hall em supercondutores a campo magnético nulo? Para responder essa pergunta, são apresentadas na **figura 38** curvas da resistência longitudinal (**figura 38a**) e resistência transversal (**figura 38b**) em função da temperatura, para a amostra de composição $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$, medidas em duas diferentes taxas de aquecimento, 2 K/min e 0,2 K/min. Nas curvas de $R_{XX}(T)$ podemos observar o aparecimento da dupla transição supercondutora, caracterizada pelas temperaturas de transição intragranular (T_{Ci}) e intergranular (T_{Cj}). De fato, a taxa de aquecimento aparentemente desloca a temperatura de transição supercondutora. Em curvas realizadas na taxa de 2K/min a temperatura de transição supercondutora fica bem distante da reportada na literatura para este composto ($\sim 90K$). No entanto, a 0,2 K/min, T_{Ci} está próxima de 89K, o que sugere que esta medida foi realizada praticamente em equilíbrio térmico. Na componente transversal, há o aparecimento dos picos na tensão Hall em campo magnético nulo para as duas taxas de aquecimento utilizadas. Pode-se observar também que a taxa de aquecimento influencia não somente nas intensidades desses picos, como também nas temperaturas onde eles ocorrem, porem não interferindo no seu aparecimento.

Figura 38: (a) Resistência longitudinal (R_{XX}) e (b) transversal (R_{XY}) em função da temperatura, medidas a campo magnético nulo para duas diferentes taxas de aquecimento 2 K/min e 0,2 K/min. T_{off} é a temperatura na qual a amostra apresenta o verdadeiro estado supercondutor, ou seja, resistência elétrica nula.

Os resultados apresentados na **figura 38** podem ser entendidos da seguinte forma:

- Acima de T_{Ci} , ou seja, no estado normal, a tensão Hall é zero pois de acordo com o modelo clássico para o efeito Hall, em campo magnético nulo não existe a componente transversal na dissipação (veja seção 2.1).
- Na região onde ocorre a transição supercondutora, ($T_{Ci} > T > T_{off}$), o comportamento da resistência Hall pode ser entendido baseado no movimento de vórtices e anti-vórtices de Josephson e Abrikosov os quais estão diretamente relacionados com as temperaturas de transição intragranular (T_{Ci}) e intergranular (T_{Cj}), respectivamente.

- Abaixo de T_{off} , também não deve existir a componente Hall, pois as forças de aprisionamento são agora suficientemente grandes para impedir o movimento dos vórtices e anti-vórtices no interior da amostra.

Continuando com o estudo da influência da estabilidade térmica nas medidas de tensão Hall, na **figura 39** são mostradas curvas de V_{XY} em função da corrente aplicada (curvas I-V) em diversos valores de temperatura, em campo magnético nulo. Vale ressaltar que as temperaturas foram escolhidas com base nas curvas de $R_{XY}(T)$ a 0,2K/mim e estabilizadas com uma variação de aproximadamente 2 mK. O objetivo foi o de mapear o comportamento da componente Hall em função da temperatura em condições reais de equilíbrio térmico.

Figura 39: Curvas da voltagem transversal em função da corrente aplicada medidas em diferentes temperaturas e-campo magnético nulo.

Em temperaturas acima e abaixo de T_{off} o valor da tensão transversal é zero, o que está de acordo com as curvas $R_{XY}(T)$. Observando em mais detalhes os valores da tensão Hall para corrente aplicada de 30 mA, podemos dizer que o sinal Hall em campo magnético nulo não é induzido por efeitos térmicos, uma vez que estas medições foram realizadas à temperatura constante. Esta conclusão vem do fato de que a tensão Hall encontrada em curvas I-V, para

$I=30$ mA, está em perfeito acordo com os valores encontrados nas curvas de $R_{XY}(T)$, obtida a 0,2 K/min.)

Isto fica claro quando valores de tensão, retirados da **figura 39**, são plotados juntamente com a componente transversal em função da temperatura, como pode ser observado na **figura 40**. Este resultado não só confirma que estas medidas foram realizadas em equilíbrio térmico, como também prova que a tensão Hall, observada em campo magnético nulo, é um efeito real que merece atenção teórica.

Figura 40: Comparação de valores retirados da **figura 38** com os resultados obtidos de curvas IV para a componente transversal, a campo magnético zero. Os pontos abertos foram retirados das curvas IV para o valor de corrente igual a 30 mA.

Passemos agora a analisar os nossos resultados do ponto de vista do caráter granular apresentado por esta amostra. Na **figura 41** é mostrada a dependência das duas componentes em função da temperatura, para três valores de corrente aplicada em campo magnético nulo. A característica de fraco acoplamento, abaixo de T_{Cj} , é confirmada pelo alargamento da transição supercondutora em curvas $R_{XX}(T)$. Nas curvas de $V_{XY}(T)$ podemos observar uma íntima relação entre o comportamento da componente Hall e as temperaturas de transição observadas na componente longitudinal.

Figura 41: Resistência longitudinal (curvas acima) e voltagem transversal (curvas abaixo) em função da temperatura, em campo magnético nulo para diferentes valores de corrente aplicada. No inserto é mostrado uma ampliação dos picos próximos a T_{Ci} .

O pico positivo na componente Hall acontece na região onde os grãos supercondutores estão desacoplados ($T_{Cj} < T < T_{Ci}$). No entanto, notamos que a inversão de sinal coincide com a temperatura T_{Cj} , onde observamos o início do acoplamento Josephson entre *clusters* supercondutores. Isto pode significar que quando as ilhas supercondutoras encontram caminhos de percolação, os vórtices Josephson começam a desempenhar um papel significativo na componente Hall, além dos vórtices de Abrikosov presentes dentro dos clusters supercondutores. Não está clara a razão porque o movimento de vórtices Josephson e os novos guias de força participam da inversão de sinal Hall. Como já foi mencionado, existem vários tipos de guias de vórtices que podem ser classificados de acordo com sua natureza em guias artificiais ou guias naturais. O tipo de guia de vórtices, aqui atuante, deve possuir uma componente dependente da temperatura, intrinsecamente ligada às características microscópicas da amostra. Assim para se compreender melhor os mecanismos que atuam no movimento guiado de vórtices e mesmo no efeito Hall, no estado misto de supercondutores, é necessário um estudo aprofundado de sistemas controlados assim como uma maior fundamentação teórica sobre o tema. Acima de tudo, nossos resultados mostram que o

comportamento observado em curvas R_{XY} a campo magnético nulo, é influenciado pelo caráter de fraco acoplamento da amostra e pode ser entendido baseado no movimento de vórtices e anti-vórtices de Josephson e Abrikosov (DA LUZ et al., 2007). Outro ponto importante a ser observado na **figura 41** é a dependência da componente Hall com a corrente aplicada. Observa-se que o sinal da componente transversal aumenta com a corrente aplicada (veja inserto da **figura 41**). O que deve estar relacionado à destruição do acoplamento Josephson.

Com o objetivo de se estabelecer uma melhor relação entre as componentes longitudinal e transversal são apresentadas, na **figura 42**, curvas de $R_{XY}(T)$ e $dR_{XX}(T)/dT$. Observando-se melhor as curvas desta figura, pode-se notar que o primeiro pico em V_{XY} , nas proximidades de T_{Ci} , tem praticamente o mesmo comportamento da derivada $dR_{XX}(T)/dT$. Já o segundo pico, a mais baixa temperatura, inicia e finaliza nas mesmas temperaturas mas não segue o comportamento coincidente como o primeiro. Esta relação entre a derivada da resistência longitudinal e o comportamento da componente Hall para a transição intragranular foi também recentemente reportada na literatura pra filmes finos de MgB_2 (VAŠEK; SHIMAKAGE; WANG, 2004; VAŠEK, 2007). Vašek (2007) têm atribuído este comportamento ao movimento guiado de vórtices e anti-vórtices de Abrikosov em campo magnético nulo.

Figura 42: Comparação entre a derivada da componente longitudinal e a componente transversal medidas a uma corrente aplicada de 30 mA. No inserto é mostrado um ampliação da região próxima da temperatura crítica de transição.

Para verificar se o método utilizado está realmente medindo a componente Hall, foram também realizadas medidas em diversos valores de campo magnético aplicado, para a mesma amostra de composição $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, em temperaturas nas quais a amostra se encontra no estado normal. Na **figura 43**, são apresentadas curvas de voltagem Hall (V_{XY}) em função da corrente aplicada na temperatura de 107K. Em campo magnético nulo a voltagem transversal não apresenta valores acima do limite de detecção do multímetro utilizado ($\sim 10^{-8}\text{V}$). No entanto, com o aumento do campo aplicado é observado um comportamento proporcional entre V_{XY} e a corrente aplicada bem como com o campo aplicado, o que está de acordo com os comportamentos esperados para a componente Hall no estado normal, isto é, $V_{XY} \propto HI$ (veja também o inserto da **figura 43**).

Figura 43: Curvas I - V para a componente transversal no estado normal ($T = 107\text{ K}$) medidas em diferentes valores de campo magnético aplicado. No inserto é mostrado o comportamento linear de $V_{XY}(I)$ para diferentes campo magnético aplicado.

Em adição, foram feitas também medidas de V_{XY} em função da temperatura em campo magnético aplicado, o que está mostrado na **figura 44**. Observa-se que no estado normal ($T > T_C$) o sinal da voltagem é positivo e segue a relação do tipo $R_{XY} \propto 1/T$, como o reportado para outros supercondutores de alta temperatura crítica (CHIEN; WANG; ONG, 1991;

HARRIS et al., 1994). No inserto podemos observar que V_{XY} aumenta linearmente com o campo magnético aplicado, o que está de acordo com as medidas anteriormente apresentadas e também com o esperado para os supercondutores chamados de *hole-doped*, cujos portadores são possuem carga positiva. Assim, podemos dizer que estes resultados são uma confirmação adicional de que o sinal medido na componente transversal é realmente uma tensão Hall. Uma mudança de sinal, de positivo para negativo, é observada abaixo de T_C para campos de 3T e 5T. Campo magnético de 9T suprime este sinal reverso, sendo que abaixo de T_C o sinal Hall é zero. É observado também um pico em T_C , já bastante reportado na literatura para este tipo de material supercondutor (SOLOVJOV, 1998, WÖRDENWEBER et al., 2006).

Figura 44: Resistência Hall em função da temperatura para três valores de campo aplicado e corrente aplicada de 30 mA.

A partir de agora serão apresentadas medidas de $R_{XX}(T)$ e $R_{XY}(T)$ para as amostras do sistema Bi2212+Pr medidas pelo método de ciclagem dos contatos, adaptado por nós. Como dito anteriormente, foram preparadas duas amostras de composição $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_{0,8}\text{Pr}_{0,2}\text{Cu}_2\text{O}_{8+\delta}$, as quais foram denominadas de A e B. Vale a pena relembrar que devido à diferentes tempos de tratamento térmico estas amostras apresentaram diferentes níveis de densificação. Sendo assim, é de se esperar que essas elas apresentem diferentes comportamentos no que diz

respeito às propriedades supercondutoras intergranulares. Isto se torna evidente quando observamos curvas de resistência longitudinal em função da temperatura $R_{XX}(T)$, em campo magnético aplicado, onde podemos notar o aparecimento das duas temperaturas características, T_{Ci} e T_{Cj} .

Nas **figuras 45 e 46** são apresentados resultados da voltagem longitudinal (V_{XX}) e transversal (V_{XY}), em função da temperatura para diversos valores de campo magnético aplicado, para a amostra A.

Figura 45: Voltagem longitudinal em função da temperatura medida em diferentes campos magnéticos.

A taxa de aquecimento utilizada foi de 0,2 K/min. Na componente longitudinal é possível observar que a transição supercondutora sofre um alargamento abaixo de T_{Ci} a medida que o campo magnético é aumentado, o que é característico de sistemas supercondutores de fraco acoplamento ou sistemas granulares. Como as medidas de $R_{XX}(T)$ e $R_{XY}(T)$ são feitas simultaneamente, para cada valor de campo magnético apresentado na **figura 45** existe também um resultado para a componente transversal, que está mostrado na **figura 46**.

Figura 46: Curvas de resistência transversal contra temperatura para uma corrente aplicada de 30 mA e campos magnéticos de zero a 9 T.

Pode-se observar que no estado supercondutor (estado de resistência elétrica nula) a tensão Hall é igual a zero para todos os valores de campo aplicado. Há também o aparecimento do sinal reverso (veja a figura para $H = 3\text{ T}$). Em altos valores de campo magnético a componente Hall no estado normal assume valor positivo, como o esperado para este sistema supercondutor, onde os portadores de carga são positivos (buracos). Esse sinal é suprimido com a diminuição do campo magnético, sendo que juntamente a essa diminuição há o aparecimento de um pico positivo nas proximidades de T_C . O fato mais interessante a ser observado é que esse pico permanece presente mesmo em campo magnético nulo, ou seja, temos aqui também a observação de uma voltagem Hall sem a aplicação de campo magnético.

Assim, com o objetivo de melhor entender este comportamento da tensão transversal em campo magnético nulo, resolveu-se realizar as mesmas medidas, anteriormente em condições idênticas de taxas de aquecimento e de corrente aplicada, porém com o sentido de aplicação do campo magnético contrário. Os resultados são mostrados na **figura 47**, em conjunto com os resultados apresentados na figura anterior.

Figura 47: Curvas de resistência transversal contra temperatura para corrente aplicada de 30 mA e campos magnéticos de 0,1 a 9 T. Para cada intensidade de campo magnético há uma réplica com campo aplicado em sentido oposto.

Essa inversão no sentido de aplicação do campo magnético é baseada no fato de que o efeito Hall é dependente do sentido de aplicação do campo magnético. Isto quer dizer que, se for aplicado um campo magnético positivo e o sinal Hall for positivo, invertendo o sentido de

do campo magnético, o sinal Hall passaria a ser negativo, ou seja, $R_{XY}(H) = -R_{XY}(-H)$ o caso clássico. Em outras palavras, a inversão do campo magnético deveria causar a inversão do vetor força de Lorentz, que por sua vez inverteria o sinal de V_{XY} , criando assim tensões transversais de sinais opostos, mas com o mesmo módulo, que vamos denominar aqui de tensão Hall simétrica (V_{XY}^S).

Como pode ser observado, em campos magnéticos moderados as curvas apresentam o mesmo sinal, independente do sentido de aplicação do campo magnético (veja por exemplo as curvas medidas a 0,3 e - 0,3T). O que se esperava era que uma fosse a imagem especular da outra, isto é perfeita simetria. Este comportamento não esperado foi denominado de assimetria no sinal Hall (DA LUZ et al., 2005), ou tensão assimétrica da componente Hall (V_{XY}^A). Essa assimetria ocorre mais intensamente em baixos campos magnéticos, sendo que para altos valores de campo o sinal de tensão tende a recuperar a forma simétrica esperada. Observa-se também que com a diminuição do campo magnético o sinal da tensão Hall tende a assumir o mesmo valor encontrado em campo magnético nulo, veja, por exemplo, as curvas para os campos de 0,1 e -0,1T que são quase assimétricas. Assim podemos concluir que a assimetria encontrada é devido à tensão Hall em campo magnético nulo, ou seja, a voltagem transversal.

Realizando a soma e a subtração da componente Hall, para ambos os sentidos do campo magnético, foi possível separar as componentes simétrica e assimétrica da voltagem Hall (V_{XY}^S e V_{XY}^A). Esse processo é um tanto complicado, pois devido a variações de temperatura, mesmo que as medidas sejam realizadas em condições idênticas, é impossível comparar tabelas de valores que correspondem às curvas $R(T)$. Para tentar resolver esse problema, desenvolveu-se um programa, através do sistema direcionado *LABVIEW*, que faz uma comparação entre os valores de temperatura e cria um novo arquivo para temperaturas correspondentes e seus respectivos valores de tensão, possibilitando assim se efetuar os cálculos das duas componentes. Os resultados são apresentados na **figura 48** onde se observa que a componente V_{XY}^S apresenta comportamento semelhante ao reportado na literatura para os supercondutores de alta temperatura crítica (GÖB et al., 2000, HAGEN; LOBB; GREENE, 1991; HAGEN et al., 1993; KANG et al., 1997; LANG et al., 2000; NAKAO et al., 1998; WANG et al., 2005). Há a observação do sinal reverso, em campos magnéticos moderados. No estado normal, o sinal de V_{XY}^S é positivo e cresce linearmente com o campo magnético, o que é esperado para os supercondutores cujos portadores são buracos (veja **figura 6** novamente). Nas medidas de V_{XY}^A observa-se a existência de um pico, nas proximidades de T_C , bastante evidente em baixos campos e que é subseqüentemente suprimido com o aumento do campo magnético aplicado. No inserto é mostrado o comportamento linear da componente Hall

simétrica com o campo magnético aplicado, no estado normal ($T \sim 100$ K). Destes resultados podemos concluir que em altos campos magnéticos a tensão Hall devido ao movimento guiado de vórtices e ante-vórtices, tensão Hall a campo magnético nulo, é suprimida e a componente transversal assume a forma simétrica convencional.

Figura 48: *Voltagem simétrica (V_{XY}^S) e voltagem assimétrica (V_{XY}^A) calculadas a partir dos resultados apresentados na **figura 47**. No inserto é mostrado o comportamento linear V_{XY}^S com o campo magnético aplicado.*

Um comportamento semelhante, no que diz respeito ao aparecimento da tensão Hall em campo magnético nulo, foi também observado para a amostra B que possui maior densificação. Na **figura 49** são apresentados dois conjuntos de medidas de resistência longitudinal e da tensão transversal em campos de 0,0 e 0,2 T para diferentes valores de

corrente. Podemos observar o alargamento da transição supercondutora com o aumento da corrente aplicada e o conseqüente aparecimento da temperatura características T_{Cj} . Novamente, no verdadeiro estado supercondutor e no estado normal, a tensão Hall é nula. Há a existência de dois picos distintos na componente transversal, um pico próximo da transição intragranular, similar ao observado para a amostra A, e outro relacionado à transição intergranular em mais baixas temperaturas. Com o aumento da corrente aplicada a tensão Hall se torna mais intensa, sendo que com o aumento do campo magnético aplicado (veja a curva para 0,2 T) observa-se uma tensão ainda maior em temperaturas abaixo de T_{Cj} .

Figura 49: Curvas de resistência longitudinal (símbolos cheios) e transversal (símbolos vazios) em campos magnéticos de 0,0 e 0,2 T para diferentes valores de corrente aplicada ($\square$ - 30 mA, $\circ$ - 50 mA, Δ - 70 mA).

Assim, estes resultados reforçam que a tensão observada em curvas de resistência longitudinal, a campos magnéticos moderados, é composta também pela dinâmica de vórtices Josephson e não apenas por vórtices de Abrikosov. Para corroborar com essa discussão é mostrado na **figura 50** uma curva da magneto-resistência para esta amostra, onde fica nítido que em temperaturas abaixo de T_{Cj} tem-se um regime dominado pelo movimento de vórtices Josephson, que é caracterizado pela histerese no sentido anti-horário da magneto-resistência (DOS SANTOS et al., 2003; JI et al. 1993 KOPELEVICH; LEMANOV; MAKAROV, 1990).

Figura 50: Curva da magneto-resistência para a amostra B. Observe a histerese no sentido horário que é característica de sistemas supercondutores granulares.

Na **figura 51** é apresentado a relação entre a componente $R_{XY}(T)$ e $dR_{XX}(T)/dT$, para as duas amostras do sistema Bi2212+Pr. Pode-se notar que o primeiro pico em R_{XY} , nas proximidades de T_{Ci} , tem praticamente o mesmo comportamento da derivada $dR_{XX}(T)/dT$. Esta relação é válida também em campo magnético aplicado e tem sido atribuída ao movimento guiado de vórtices de Abrikosov nas amostras (DA LUZ et al., 2005; VAŠEK, 2007). No pico referente ao fraco acoplamento supercondutor os resultados demonstram uma

relação entre ambas as componentes, como já observado para o sistema Y123+Pr (veja **figura 42**). Contudo, esta relação parece ser mais complexa do que para o pico intragranular.

Figura 51: Comparação entre $V_{XY}(T)$ e $dR_{XX}(T)/dT$ para as amostras A em campo magnético nulo (a) e para a amostra B em campos magnéticos de 0,2 T (b) e 3 T (c).

4.3 – Medidas das componentes longitudinal e transversal em monocristais de composição $\text{Li}_{0,9}\text{Mo}_6\text{O}_{17}$:

Em adição ao estudo da influência da granularidade nas medidas de tensão Hall vamos agora estudar o comportamento da resistência Hall em um condutor quase unidimensional. O composto escolhido foi o $\text{Li}_{0,9}\text{Mo}_6\text{O}_{17}$.

Esta parte do trabalho foi realizada na Universidade Estadual de Montana (Montana State University- MT – EUA) com o apoio do professor Dr. John J. Neumeier. Foram produzidos milhares de monocristais onde os maiores, com aproximadamente $2 \times 2 \times 0,5 \text{ mm}^3$, foram escolhidos para o estudo do comportamento da componente Hall e longitudinal da resistividade. Os eixos cristalográficos nos cristais foram determinados através da difração de Laue, pelo método de transmissão, e em seguida estes cristais foram preparados para a caracterização elétrica. Decidiu-se utilizar os métodos das quatro pontas e de Montgomery a fim de se conhecer o comportamento da componente Hall e da componente longitudinal ao longo dos eixos cristalográficos. Na **figura 52** é apresentada uma curva de resistência longitudinal em função da temperatura medida pelo método de quatro pontas ao longo do eixo *b*. Pode-se observar um caráter metálico em altas temperaturas, mas quando a temperatura é reduzida, o $\text{Li}_{0,9}\text{Mo}_6\text{O}_{17}$ passa do estado metálico para um estado isolante em aproximadamente 28 K. Abaixo de 1,9 K o material passa a ser supercondutor (veja o inserto da **figura 52**). Este resultado está de acordo com a literatura (GREENBLATT, 1988), o que garante a qualidade dos monocristais obtidos.

Figura 52: Resistência longitudinal em função da temperatura para um monocristal supercondutor de composição $Li_{0.9}Mo_6O_{17}$. No inserto é mostrado uma ampliação da região onde ocorre a transição supercondutora.

Após certificado a qualidade dos monocristais, passou-se ao estudo do efeito Hall. Na **figura 53** são apresentados resultados da resistência transversal para um monocristal supercondutor em campo magnético nulo e em dois valores de campo magnético aplicado para uma corrente elétrica de 200 μA . As direções cristalográficas neste cristal foram determinadas e após o mesmo foi lixado de modo a se obter um paralelepípedo onde seu maior comprimento estava ao longo da direção do eixo de maior condutividade elétrica, ou seja, o eixo b . Foram realizadas medidas com o campo magnético aplicado nos dois sentidos, sendo R_{XY} calculada segundo a equação 13.

Figura 53: Resistência Hall em função da temperatura medida em três valores de campo magnético aplicado para o valor de corrente aplicada de $200 \mu\text{A}$.

Em campo magnético aplicado a voltagem Hall é positiva e apresenta um forte acréscimo nas proximidades da temperatura crítica, o que está de acordo com o reportado na literatura (DUMAS, SCHLENKER, 1993). Isto confirma que o a componente medida é realmente uma tensão Hall. Em campo magnético nulo há também o aparecimento de um pico na resistência transversal, nas proximidades de T_C . Acima e abaixo desta temperatura o valor medido vai a zero. Este resultado se torna bastante interessante pois até então o efeito Hall a campo zero só havia sido apresentado, neste trabalho, em medidas realizadas pelo método de Van der Pauw. Assim, temos um forte indício de que o método utilizado nas medidas da componente Hall não interfere no aparecimento da tensão transversal a campo magnético nulo.

Uma comparação entre a derivada da resistência longitudinal e a resistência transversal, medidas em campo magnético nulo, é apresentada na **figura 54**.

Figura 54: Comparação entre a derivada da resistência longitudinal e a resistência transversal para um monocristal de composição $Li_{0,9}Mo_6O_{17}$. Nos insetos são mostradas as configurações dos contatos de corrente (I) e tensão (V) utilizados nas medidas de resistência transversal e longitudinal.

Para se obter o comportamento da resistência Hall nos demais eixos cristalográficos deparou-se com a necessidade de se utilizar outro método de medição. Isto devido a alta anisotropia apresentada pelo composto $Li_{0,9}Mo_6O_{17}$. Assim, decidiu-se utilizar o método de Montgomery (1971) (veja secção 2.5.4), um método para se medir propriedades de transporte de sistemas de alta anisotropia, devido às dimensões extremamente pequenas dos cristais isso

foi impossível. Para a realização destas medições, dois cristais com dimensões de $0,410 \times 0,387 \times 0,405 \text{ mm}^3$ e $0,184 \times 0,455 \times 0,673 \text{ mm}^3$ foram preparados segundo a configuração de Montgomery (veja **figura 31**). Esses cristais foram chamados de cristal A e cristal B. Após várias tentativas chegamos a conclusão de que este método não é o adequado para se medir a tensão Hall, pois os resultados para a componente transversal mostraram uma forte dependência com a componente longitudinal, sendo praticamente impossível separá-las. No entanto, o Método de Montgomery (1971) mostrou-se eficiente na medição das componentes longitudinal ao longo dos três eixos. De fato, os resultados obtidos se mostraram bastante interessantes merecendo, portanto serem apresentados neste trabalho.

Os resultados para as resistências em função da temperatura ao longo dos três eixos são mostradas na **figura 55**. Essas medidas foram realizadas no intervalo de temperatura entre 2 e 300K, pois no estado supercondutor o sistema deixa de ser anisotrópico e passa a apresentar estado de resistência nula para os três eixos. Nesta figura podemos observar que a dependência da resistência com a temperatura é praticamente independente da orientação cristalográfica, ou seja, a curva de resistência longitudinal em função da temperatura apresenta o mesmo formato para os três eixos cristalográficos. Os valores (R_{300}) nas proximidades de cada curva indicam o valor da resistência a 300 K para cada eixo. A relação encontrada, entre as resistências foi de $R_b: R_c: R_a = 1: 40: 133$ (cristal A) e $R_b: R_c: R_a = 1: 50: 100$ (cristal B). Depois de obtidos os valores de resistência para todos os eixos cristalográficos, foi possível calcular os valores de resistividade para o composto $\text{Li}_{0,9}\text{Mo}_6\text{O}_{17}$. Os resultados são apresentados na **figura 56**.

Figura 55: Resistência longitudinal em função da temperatura para as três direções cristalográficas em dois monocristais de composição $\text{Li}_{0.9}\text{Mo}_6\text{O}_{17}$ medidas pelo método de Montgomery (1971). Os valores (R_{300}) indicam o valor da resistência a 300K para cada eixo.

As médias das resistividades a 300 K (ρ_{300}) para os três eixos são; $\rho_a = 107$ (40) mΩ cm, $\rho_b = 19$ (1) mΩ cm e $\rho_c = 47$ (5) mΩ cm. Os valores para os eixos b e c diferem de um fator de ~ 2 e $0,5$, respectivamente, dos valores reportados por Greenblatt et al. (1988) ($\rho_b = 9,5$ mΩ cm e $\rho_c = 100$ mΩ cm). Por outro lado, a resistividade encontrada para o eixo a está extremamente em desacordo com o reportado anteriormente (GREENBLATT et al. 1988) ($\rho_a = 2470$ mΩ cm), apresentando um valor ~ 20 vezes menor.

Figura 56: Resistividade elétrica em função da temperatura para as três direções cristalográficas do $\text{Li}_{0,9}\text{Mo}_6\text{O}_{17}$ calculadas a partir dos resultados da **figura 55** segundo o modelo de Montgomery (1971). Os valores (ρ_{300}) indicam o valor da resistividade a 300K para cada eixo.

Usando os valores de resistividade a 300 K, podemos estimar uma nova relação de anisotropia para o composto $\text{Li}_{0,9}\text{Mo}_6\text{O}_{17}$ como $\rho_b : \rho_c : \rho_a \sim 1 : 2,5 (0,4) ; 6 (2)$. Este resultado difere significativamente do obtido por Greenblatt (1988), ou seja, o composto $\text{Li}_{0,9}\text{Mo}_6\text{O}_{17}$ não seria tão anisotrópico como o reportado na literatura. Uma razão possível para esta diferença seria devido aos métodos utilizados para a determinação dos valores das resistividades. O método usado por Greenblatt (1988) para determinar a resistividade no eixo a

é não convencional (veja inserto da **figura 18b**). Assim, com o objetivo de se comprovar os resultados obtidos pelo método de Montgomery (1971), foi medida a dependência da resistividade com a temperatura ao longo do eixo b e c usando o método padrão das quatro pontas. Para isso, vários cristais foram lixados em forma de paralelepípedos ao longo dos eixos mencionados. Os resultados são apresentados na **figura 57**.

Figura 57: Resistividade longitudinal em função da temperatura, medida em dois diferentes monocristais, ao longo dos eixos cristalográficos c e b utilizando o método das quatro pontas. Os valores (ρ_{300}) indicam o valor da resistência a 300K para cada eixo.

Os resultados mostraram que os valores de resistividade a 300 K, para os eixos b e c são $\rho_b = 12 \text{ m}\Omega \text{ cm}$ e $\rho_c = 51 \text{ m}\Omega \text{ cm}$, o que implica numa relação de anisotropia igual a $\rho_b : \rho_c \sim 1 : 4$ (3) Isto está em acordo com o encontrado pelo método de Montgomery. O valor da resistividade para o eixo a , foi impossível de ser determinado pelo método de quatro pontas,

pois a espessura dos cristais é muito pequena, impossibilitando assim uma comparação mais aprimorada do fator de anisotropia.

A similaridade entre a dependência da resistividade em função da temperatura para os três eixos tem outra consequência. Ela sugere que o comportamento anisotrópico do $\text{Li}_{0.9}\text{Mo}_6\text{O}_{17}$ está de alguma forma interconectado nas três direções cristalográficas. De fato, ao se observar a estrutura cristalina deste composto (veja **figura 19**), verifica-se que existem canais em zig-zag ao longo do eixo b o qual tem projeções nos eixos a e c . Uma vez que a alta condutividade elétrica está relacionada a estes canais, pode-se concluir que a resistividade ao longo dos eixos a e c não podem ser independentes da resistividade ao longo do eixo b . Este comportamento anômalo em zig-zag faz do $\text{Li}_{0.9}\text{Mo}_6\text{O}_{17}$ um destacado composto com características quase unidimensionais se comparado como outros sistemas de baixa dimensionalidade (BRICENO; CROMMIE; ZETLL, 1991; TOZER et al., 1987, WELP et al., 1990), os quais apresentam uma significativa diferença na dependência da resistividade com a temperatura ao longo das diferentes orientações cristalográficas.

Após se medir vários cristais, foi observado que o comportamento elétrico é fortemente dependente do local onde os cristais cresceram dentro do tubo de quartzo (veja seção 3.2), sob um gradiente de temperatura. Observou-se que, dependendo da temperatura de tratamento os cristais podem exibir supercondutividade, comportamento metálico ou isolante em baixíssimas temperaturas. Essa gama de comportamentos pode ser atribuída a uma transição supercondutor-isolante induzida por desordem química, devido a uma deficiência de alguns dos elementos constituintes. Um exemplo deste tipo de transição é apresentado na **figura 58**.

Por fim, vale a pena ressaltar o método de Montgomery (1971) precisa ser avaliado com mais cuidado quanto a sua aplicação em sistemas de altíssima anisotropia. Por exemplo, imagine uma amostra anisotrópica, na forma de um quadrado ($l_2/l_1 = 1$, na nomenclatura de Montgomery), com baixa resistividade em uma direção e extremamente maior nas outras, um condutor 1D ideal. Vamos supor que a razão de resistências seria $R_2/R_1 = 10^5$. Baseado na figura 27 e na equação 24 a razão de resistividade ρ_2/ρ_1 deveria ser aproximadamente 16 ($l_2/l_1 \sim 4$). Esta razão é muito menor do que se esperaria baseado na diferença no valor das resistências. Isto põe em questão a utilização do método de Montgomery (1971) em materiais quase unidimensionais. Isto implicaria em um erro histórico na determinação da anisotropia inclusive em materiais supercondutores de alta temperatura crítica (HTSC), que sempre foram medidos pelo método de Montgomery. As primeiras medidas sugerem que os HTSC são sistemas bidimensionais do ponto de vista elétrico (BRICENO; CROMMIE; ZETLL, 1991; TOZER et al., 1987, WELP et al., 1990), no entanto a existência de uma anisotropia no plano

a - b no composto $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ e a observação de uma possível utilização do modelo de Luttinger Liquid reforçam essa idéia (GRAF et al., 2007; KIM et al., 2006).

Figura 58: Resistência elétrica em função da temperatura para quatro diferentes monocristais de composição $\text{Li}_{0,9}\text{Mo}_6\text{O}_{17}$ retirados de diferentes regiões do tubo reacional. No inserto é mostrado o comportamento isolante induzido por tratamento térmico em um cristal que apresentava características de supercondutor.

Esta figura mostra curvas de resistência em função da temperatura para quatro cristais, apresentando diferentes graus de desordem. Pode-se observar que abaixo de T_C estes cristais apresentam quatro comportamentos distintos. Nota-se também que T_C está presente em todos os cristais e é independente do grau de desordem, o que sugere que a supercondutividade nestes cristais ocorre de forma semelhante ao encontrado nos supercondutores granulares (FINKEL'STEIN, 1994). Desta forma, nossos resultados são bastante interessantes, visto que recentemente grande atenção tem sido dada à possibilidade de que a extinção da supercondutividade em sistemas de baixa dimensionalidade no limite de temperatura zero possa ser devido a uma transição de fase quântica. Experimentalmente, vários autores têm realizado investigações sobre a transição supercondutor-isolante, por exemplo, em filmes metálicos amorfos ultrafinos. Esta transição pode ser induzida pelo aumento da espessura do

filme (DAS; DONIACH, 2001; DONIACH; DAS, 2003; MASON, N.; KAPITULNIK, A., 1999).

Somente para se confirmar a natureza dessa transição, um monocristal supercondutor foi colocado a 200°C por 10 horas. Observou-se que após este tratamento o cristal passou a ter um comportamento isolante em baixas temperaturas, confirmando assim que esta transição pode ser induzida por desordem. Isto pode ser visto no inserto da **figura 58**.

Um resultado ainda mais interessante da **figura 58** é o regime metálico abaixo de T_C , apresentado para o resultado representado pelo símbolo (•). A amostra relacionada a esta medição foi estudada em maiores detalhes a fim de se conhecer melhor a natureza deste estado metálico. Mediu-se o comportamento da resistência em função da temperatura em diversos valores de campo magnético aplicado, onde se observou uma transição metal isolante (MIT) induzida por campo magnético neste cristal (veja **figura 59**).

Figura 59: Curvas de resistência longitudinal medidas em diversos valores de campo magnético. No inserto, observar-se o comportamento metálico em baixos valores de campo.

Existe um valor de campo, chamado de campo crítico $H_C = 4600$ Oe, o qual separa o regime metálico e isolante. Estados metálicos abaixo de T_C e transições tipo metal-isolante têm sido reportados para supercondutores bidimensionais desordenados, como filmes finos de

MoGe e Ta (DAS; DONIACH, 2001; DONIACH; DAS, 2003; MASON, N.; KAPITULNIK, A., 1999). Grafite e Bi também apresentam este tipo de transição (KOPELEVICH, 2003; KOPELEVICH et al., 2006). Afim de melhor caracterizar esta MIT, na **figura 60** são apresentadas curvas da magneto-resistência em valores fixos de temperatura no intervalo de 0,4 a 0,9 K, onde podemos observar um ponto de cruzamento, justamente no valor do campo crítico $H_C = 4600$ Oe.

Figura 60: Curvas da magneto-resistência medidas em diversos valores de temperatura mostrando um cruzamento em $H_C = 4600$ Oe

Das e Doniach (DAS; DONIACH, 2001) propuseram uma teoria fenomenológica de escalonamento com dois parâmetros críticos para as transições de fase quânticas moduladas por um campo magnético. Eles têm mostrado que o estado metálico observado em experimentos sobre filmes finos de MoGe (DAS; DONIACH, 2001) está relacionado à uma fase intermediária entre um supercondutor e um isolante. Esta fase intermediária está em perfeito acordo com o cenário de um metal de Bose. O metal de Bose tem sido caracterizado como um sistema de pares de Cooper interagentes, que pode formar um líquido não superfluido, ou seja, um estado metálico em temperatura zero, na ausência de um campo magnético externo. Posteriormente, esta teoria tem sido estendida para o caso em que o estado metal de Bose permanece na presença de um campo magnético. Das e Doniach tem mostrado que o resultado dos experimentos induzidos por um campo magnético, em filmes

supercondutores, se ajusta com o conceito de um metal de Bose. De acordo com esta teoria, a transição para temperatura zero está associada com duas transições de fases, uma de um estado supercondutor para um estado metal de Bose e outra de um estado metal de Bose para isolante. Dentro deste contexto, a lei de escala usada para caracterizar a transição de fase supercondutora para isolante, induzida por campo magnético, poderia ser igualmente usada à transição metal-isolante observada em nossos cristais. Uma transição de Bose-isolante pode ser escrita por dois parâmetros de escalonamento de tal forma que

$$\frac{RT^{1+\frac{2}{z}}}{(H - H_C)^{\nu(z+2)}} = f\left(\frac{H - H_C}{T^{\frac{1}{\nu z}}}\right). \quad (31)$$

Na **figura 61** usamos esta teoria de escalonamento para analisar os dados mostrados na **figura 60** obtidos com um monocristal de $\text{Li}_{0.9}\text{Mo}_6\text{O}_{17}$. Como ilustra a equação 31 os dados experimentais escalonam muito bem com $H_C = 4600$ Oe e para os mesmos parâmetros de escala ($z = 1$ e $\nu = 4/3$) reportados para filmes de MoGe (DAS; DONIACH, 2001).

Figura 61: Escalonamento mostrando o colapso de $R(H)$ nas proximidades de H_C para dois parâmetros de escalonamento ($z = 1$ e $\nu = 4/3$).

5 – Conclusões

Como conclusão final pode-se dizer que:

- Foi verificada a existência do efeito Hall, no estado supercondutor, em campo magnético nulo. Esse efeito se manifesta através do aparecimento de picos na tensão Hall abaixo de T_C . Foi comprovado que os picos na tensão Hall são verdadeiros e que estão intimamente ligados as transições supercondutoras intergranular e intragranular, características de supercondutores granulares. Esse efeito foi discutido baseado no movimento de vórtice e anti-vórtices, induzidos pela corrente aplicada, e direcionados através de guias de força presentes nas amostras.
- Mostramos também que esta tensão Hall a campo magnético nulo aparece em diversos sistemas supercondutores, inclusive em monocristais de $Li_{0,9}Mo_6O_7$. Foi também observado que esse comportamento é independente do método e sistema de medição.
- Foi observado que a tensão Hall em campo magnético nulo influencia as medidas de efeito Hall em baixos valores de campo magnético aplicado, manifestando-se através de uma assimetria nas medidas da componente transversal.
- Por comparação entre a voltagem transversal e a derivada da voltagem longitudinal, observou-se uma relação íntima entre elas similar ao recentemente reportado na literatura. Esta relação mostrou ser válida não apenas em campo magnético nulo como também em campo aplicado, confirmando assim uma nova forma de escalonamento entre as componentes longitudinal e transversal do tipo:

$$\rho_{xy} \sim A \frac{d\rho_{xx}}{dT}.$$

- Foi reportado as primeiras medidas da resistividade longitudinal para os três eixos cristalográficos no composto $Li_{0,9}Mo_6O_{17}$ utilizando o método de Montgomery. Os resultados confirmam o caráter quase unidimensional deste composto, mas deixa claro que a anisotropia não é tão grande como o reportado previamente. O comportamento similar

das componentes da resistividade nos três eixos sugere que, de alguma forma, elas são dependentes umas das outras. Sendo assim, o $\text{Li}_{0,9}\text{Mo}_6\text{O}_{17}$ conduz de forma diferente dos outros materiais com características unidimensionais.

- Por fim, foi reportado a observação de uma transição supercondutor-isolante induzida por desordem ou por campo magnético, a baixíssimas temperaturas, no composto $\text{Li}_{0,9}\text{Mo}_6\text{O}_{17}$. Estes resultados são similares ao encontrado em filmes finos supercondutores, no entanto, o $\text{Li}_{0,9}\text{Mo}_6\text{O}_{17}$ mostrou ser o único material supercondutor (*bulk*) quase unidimensional a exibir essas transições.

Referências

ANDERSON, P. W. Hall Effect in the Two-Dimensional Luttinger Liquid, *Physical Review Letters* v. **67**, p. 2092, 1991.

AUSLAENDER, O. M.; YACOBY, A.; DE PICCIOTTO, R.; BALDWIN, K. W.; PFEIFFER, L. N.; WEST, K. W. Experimental Evidence for Resonant Tunneling in a Luttinger Liquid, *Physical Review Letters* v. **84**, p. 1764, 2000.

BARDEEN, J.; STEPHEN, M. J. Theory of the Motion of Vortices in Superconductors, *Physical Review* v. **140**, p. A1197, 1965.

BRICENO, G.; CROMMIE, M. F.; ZETTL, A. Giant out-of-plane magnetoresistance in Bi-Sr-Ca-Cu-O: A new dissipation mechanism in copper-oxide superconductors?, *Physical Review Letters* v. **66**, p. 2164, 1991.

BUDHANI, R. C.; LIOU, S. H.; CAI, Z. X. Diminishing Sign Anomaly and Scaling Behavior of the Mixed-State Hall Resistivity in $\text{Ti}_2\text{Ba}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$ Films Containing Columnar Effects, *Physical Review Letters* v. **71**, p. 621, 1993.

CHIEN, T. R.; WANG, Z. Z.; ONG, N. P. Effect of Zn impurities on the normal-state Hall angle in single-crystal $\text{YBa}_2\text{Cu}_{3-x}\text{Zn}_x\text{O}_{7-\delta}$, *Physical Review Letters* v. **67**, p. 2088, 1991.

COLINO, J.; GONZALEZ, M. A.; MARTÍN, J. I.; VELEZ, M.; OYOLA, D.; PRIETO, P.; VICENT, J. L. Sign reversal of the flux-flow Hall effect in sputtered a-axis- and c-axis-oriented films of 1:2:3 superconducting cuprates, *Physical Review B* v. **49**, p. 3496, 1994.

DA LUZ, M. S.; DE CARVALHO JR., F. J. H.; DOS SANTOS, C. A. M.; SHIGUE, C. Y.; MACHADO, A. J. S.; RICARDO DA SILVA, R. Observation of Asymmetric Transverse Voltage in Granular high-Tc Superconductors, *Physica C*, v. **419**, p. 71, 2005.

DA LUZ, M. S.; DOS SANTOS, C. A. M.; BORTOLOZO, A. D.; DE CARVALHO JR, F. J. H.; SHIGUE, C. Y.; MACHADO, A. J. S. Hall effect in superconductors at zero applied magnetic field, submetido ao *Physica C*, 2008.

DAS, D.; DONIACH S. Bose metal: Gauge-field fluctuations and scaling for field-tuned quantum phase transitions, *Physical Review B* v. **64**, p. 134511, 2001.

DE GENNES, P. G.; MATRICON, J. Collective Modes of Vortex lines in Superconductors of the Second Kind, *Reviews of Modern Physics* v. **36**, p. 45, 1964.

DONIACH S; DAS, D. The Bose metal: a commentary, *Brazilian Journal of Physics* v. **33**, p. 740, 2003.

DOS SANTOS, C. A. M. Efeitos da dopagem com Pr e da corrente elétrica nos compostos $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_1\text{Cu}_2\text{O}_{8+\delta}$ e $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ próximo da transição supercondutor-isolante, 2000. Tese (Doutorado em Engenharia de Materiais) FAENQUIL-DEMAR, Lorena-SP.

- DOS SANTOS, C. A. M.; PINTO, G. S.; FERREIRA, B.; MACHADO, A. J. S. Influence of Pr content on the kinetics of $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ phase formation” *Physica C*, v. **354**, p. 388, 2001.
- DOS SANTOS, C. A. M.; DA LUZ, M. S.; FERREIRA, B.; MACHADO, A. J. S. On the Transport Properties in Granular or Weakly Coupled Superconductors, *Physica C*, v. **391**, p. 345, 2003.
- DOS SANTOS, C. A. M.; DA LUZ, M. S.; MACHADO, A. J. S. Observation of Double signal reversal of the Hall resistance in $\text{Y}_{0.55}\text{Pr}_{0.45}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ polycrystalline samples, *Physica C* v. **408**, p. 462, 2004.
- DOS SANTOS, C. A. M.; WHITE, B. D.; YU, YI-KUO; NEUMEIER, J. J.; SOUZA, J. A. Dimensional Crossover in the Purple Bronze $\text{Li}_{0.9}\text{Mo}_6\text{O}_{17}$, *Physical Review Letters* v. **98**, p. 266405, 2007.
- DUMAS, J.; SCHLENKER, C. Charge Density Wave Properties of Molybdenum Bronzes, *International Journal of Modern Physics* v. **7**, p. 4045, 1993.
- EBBESSEN, T. W., *Carbon Nanotubes*, BOCA Raton: CRC PRES, 1997.
- FEIGEL'MAN, M. V.; GESHKENBEIN, V. B.; LARKIN, A. I.; VINOKUR, V. M. Sign Change of the Flux Flow Hall Effect in HTSC, *JETP Letters* v. **62**, p. 835, 1995.
- FERRELL, R. A. Hall Voltage Sign Reversal in Thin Superconducting Film, *Physical Review Letters*, v. **68**, p. 2524, 1992.
- FINKEL'STEIN, A. M. Suppression of superconductivity in homogeneously disordered systems, *Physica B*, v. **197**, 636, 1994.
- FRANCAVILLA, T. L.; HEIN, R. A. The Observation of a Transverse Voltage at the Superconducting Transition of Thin Films, *IEEE Transactions on Magnetism* v. **27**, p. 1039, 1991.
- FRANCAVILLA, T. L.; CUKAUSKAS, E. J.; ALLEN, L. H.; BROUSSARD, P. R. Observation of a Transverse Voltage in the Mixed State of YBCO Thin Films, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, v. **5**, p. 1717, 1995.
- FREIMUTH, A.; HOHN, C.; GALLFY, M. Sign Change of the Flux-Flow Hall Resistance in High- T_C Superconductors, *Physical Review B*, v. **44**, p. 10396, 1991.
- GALLFY, M.; ZIRGIEBL, E. Hall-effect of bulk $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, *Solid State Communications*, v. **68**, p. 929, 1988.
- GERBER, A.; GRENET, T.; CYROT, M.; BEILE, J. Double-Peak Superconducting Transition in Granular L-M-Cu-O (L = Pr, Nd, Sm, Eu; M=Ce, Th) Superconductors, *Physical Review Letters*, v. **65**, p. 3201, 1990.
- GERBER, A.; GRENET, T.; CYROT, M.; BEILE, J. Nonmonotonic Resistivity Transitions in Granular Superconducting Ceramics, *Physical Review B*, v. **43**, p. 12935, 1991.
- GLAZMAN, L. I. Vortex induced transverse voltage within film, *Soviet Journal of Low Temperature physics*, v. **12**, p. 389, 1986.
- GÖB, W.; LIEBICH, W.; LANG, W.; PUICA, I.; SOBOLEWSKI, ROMAN; RÖSSLER, R.; PEDARNIG, J. D.; BÄUERLE, D. Double Sign Reversal of the Vortex Hall Effect in

YBa₂Cu₃O_{7-δ} Thin Films in the Strong Pinning Limit of Low Magnetic Field, *Physical Review B*, v. **62**, p. 9780, 2000.

GRAF, J.; GWEON, G. H.; MCELROY, K.; ZHOU, S. Y.; JOZWIAK, C.; ROTENBERG, E.; BILL, A.; SASAGAWA, T.; EISAKI, H.; UCHIDA, S.; TAKAGI, H.; LEE, D. H.; LANZARA, A. Universal High Energy Anomaly in the Angle-Resolved Photoemission Spectra of High Temperature Superconductors: Possible Evidence of Spinon and Holon Branches, *Physical Review Letters*, v. **98**, p. 067004, 2007.

GREENBLATT, M.; NEIFELD, R.; CROFT, M.; WASZCZAK, J. V. Quasi Two-Dimensional Electronic Properties on the Lithium Molybdenum Bronze, Li_{0.9}Mo₆O₁₇, *Solid State Communications*, v. **51**, p. 671, 1984.

GREENBLATT, M. Molybdenum Oxide Bronzes with Quasi-Low-Dimensional Properties, *Chemical Reviews*, v. **88**, p. 31, 1988.

HAGEN, S. J.; LOBB, C. J.; GREENE, R. L.; Forrester M. G.; Kang, J. H. Anomalous Hall Effect in Superconductors near Their Critical Temperatures, *Physical Review B*, v. **41**, p. 11630, 1990.

HAGEN, S. J.; LOBB, C. J. GREENE, R. L.; Eddy, M. Flux-Flow Hall Effect in Superconducting Tl₂Ba₂CaCu₂O₈ Films, *Physical Review B*, v. **43**, p. 6246, 1991.

HAGEN, S. J.; SMITH, A. W.; RAJESWARI, M.; PENG, J. L.; LI, Z. Y.; GREENE, R. L.; MAO, S. N.; XI, X. X.; BHATTACHARYA, S.; LI, QI; LOBB, C. J. Anomalous Flux-Flow Hall Effect: Nd_{1.85}Ce_{0.15}CuO_{4-y} and Evidence for Vortex Dynamics, *Physical Review B*, v. **47**, p. 1064, 1993.

HALL, E. H. On a new action of the magnetic on electric current, *American Journal of Mathematics*, v. **2**, p. 287, 1979.

HALL, E. H. On a new action of magnetism on a permanent electric current, *American Journal of Science*, v. **20**, p. 161, 1979.

HARRIS, J. M.; ONG, N. P.; YAN, Y. F. Hall Effect of Vortices Parallel to CuO₂ Layers and the Origin of the Negative Hall Anomaly in YBa₂Cu₃O_{7-δ}, *Physical Review Letters*, v. **71**, p. 1455, 1993.

HARRIS, J. M.; WU, H.; ONG, N. P.; MENG, R. L.; CHU, C. W. Hall effect measurements of HgBa₂CaCu₂O_{6+δ}, *Physical Review B*, v. **50**, p. 3246, 1994.

HUEBENER, R. P. *Magnetic Flux Structures in Superconductors*, Berlin: Springer-Verlag, 1979, p. 124.

HURD, C. M. *The Hall Effect in Metals and Alloys*, New York: Plenum, 1972.

ISHII, H.; KATAURA, H.; SHIOZAWA, H.; YOSHIOKA, H.; OTSUBO, H.; TAKAYAMA, Y.; MIYAHARA, T.; SUZUKI, S.; ACHIBA, Y.; NAKATAKE, M.; NARIMURA, T.; HIGASHIGUSHI, M.; SHIMADA, K.; NAMATAME, H.; TANIGUCHI, M. Direct Observation of Tomonaga-Luttinger-Liquid State in Carbon Nanotubes at Low Temperatures, *Nature*, v. **426**, p. 540, 2003.

JANEČEK, I; VAŠEK, P. Reciprocity theorem in high-temperature superconductors, *Physica C* v. **390**, p. 330, 2003.

- JARDIM, R. F.; BEM-DOR, L.; STROUD, D.; MAPLE, M. B. Granular Behavior in Polycrystalline $\text{Sm}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4-y}$ Compounds, *Physical Review B*, v. **50**, p. 10080, 1994.
- JENSEN, H. J.; BRASS, A.; BERLINSKY, A. J. Lattice Deformations and Plastic Flow Through Bottlenecks in a Two-Dimensional Model for Flux Pinning in Type-II Superconductors, *Physical Review Letters*, v. **60**, p. 1676, 1988.
- JENSEN, H. J.; MINNHAGEN, P.; SONIN, E.; WEBER, H. Vortex Fluctuations, Negative Hall Effect, and Thermally Activated Resistivity in Layered and Thin-Film Superconductors in an External Magnetic Field, *Europhysics Letters*, v. **20**, p. 463 (1992).
- JL, L.; RZCHOWSKI, M. S.; ANAND, N.; TINKHAM, M. Magnetic-Field-Dependent Surface Resistance and Two-Level Critical-State Model for granular Superconductors, *Physical Review B*, v. **47**, p. 470, 1993.
- JIA, Y. X.; LIU, J. Z.; LAN, M. D.; SHELTON, R. N. Hall Effect in the Mixed State of $\text{Y}_{1-x}\text{Pr}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ Single Crystal, *Physical Review B*, v. **47**, p. 6043, 1993.
- JOSEPHSON, B. D. Potential differences in the mixed state of type II superconductors, *Physics Letters*, v. **16**, p. 242, 1965.
- KANG, W. N.; YUN, S. H.; WU, J. Z.; KIM, D. H. Scaling Behavior and Mixed-State Hall Effect in $\text{HgBa}_2\text{CaCu}_2\text{O}_6$ Thin Films” *Physical Review B*, v. **55**, p. 621, 1997.
- KANG, W. N.; KANG, B. W.; CHEN, Q. Y.; WU, J. Z.; BAI, Y.; CHU, W. K.; CHRISTEN, D. K.; KERCHNER, R. LEE, S.-I. Triple Sign Reversal of the Hall Effect in $\text{HgBa}_2\text{CaCu}_2\text{O}_6$ Thin Films after Heavy-ion Irradiation, *Physical Review B*, v. **61**, p. 722, 2000.
- KHOSROABADI, H.; DAADMEHR, V.; AKHAVAN, M. Magnetic Transport Properties and Hall Effect in $\text{Gd}_{1-x}\text{Pr}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ system, *Physica C*, v. **384**, p. 169, 2003.
- KIM, B. J.; KOH, H.; ROTENBERG, E.; OH, S. J.; EISAKI, H.; MOTOYAMA, N.; UCHIDA, S.; TOHYAMA, T.; MAEKAWA, S.; SHEN Z. X.; KIM, C. Distinct spinon and holon dispersions in photoemission spectral functions from one-dimensional SrCuO_2 , *Nature Physics*, v. **2**, p. 397, 2006.
- KOPELEVICH, J. V.; LEMANOV, V. V.; SONIN, E. B.; KHOLKIN, A. L. Even Hall effect in superconducting phase of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, *JETP Letters*, v. **50**, p. 213, 1989.
- KOPELEVICH, Y.; LEMANOV, V. V.; MAKAROV, V. V. Influence of weak links on the electrical characteristics of ceramic $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.9}$, *Soviet Physics of Solid State*, v. **32**, p. 2095, 1990.
- KOPELEVICH, Y. Graphite as a Bose metal, *Brazilian Journal of Physics*, v. **33**, p. 737, 2003.
- KOPELEVICH, Y.; PANTOJA, J. C. M.; DA SILVA, R. R.; MOEHLECKE, S. Universal magnetic-field-driven metal-insulator-metal transformations in graphite and bismuth, *Physical Review B*, v. **73**, p. 165128, 2006.
- KOPNIN, N. B. Hall Effect in Moderately Clean Superconductors and the transverse Force on a Moving Vortex, *Physical Review B*, v. **54**, p. 9475, 1996.
- KOSHELEV, A. E. Numerical simulation of thermal depinning for a two-dimensional vortex system, *Physica C*, v. **198**, p. 371, 1992.

- KOSHELEV, A. E.; VINOKUR, V. M. Dynamic Melting of the Vortex Lattice, *Physical Review Letters*, v. **73**, p. 3580, 1994.
- KOSTERLITZ, J. M.; THOULESS, D. J. Ordering, Metastability and Phase Transitions in Two-dimensional Systems, *Journal of Physica C: Solid State Physics*, v. **6**, p. 1181, 1973.
- LANG, W.; GÖB, W.; PUICA, I.; SOBOLEWSKI, R. Mixed-State Hall Effect in High-Temperature Superconductors in Small and Large Magnetic Field, *Physica C*, v. **341**, p. 1829, 2000.
- LANG, W.; GÖB, W.; PEDARNIG, J. D.; RÖSSLER, R.; BÄUERLE, D. Anomalous Hall Effect and Vortex Pinning in High- T_C Superconductors, *Physica C*, v. **364**, p. 518, 2001.
- LEGGET, A. J. *Percolation, Localization and Superconductivity*, New York: Plenum, 1983, p. 5.
- LEWIS, H. W. Search for the Hall Effect in a Superconductor I. Experiment, *Physical Review*, v. **92**, p. 1149, 1953.
- LIU, WU; CLINTON, T. W.; SMITH, A. W.; LOBB, C. J. Hall-Conductivity Sign Reversal and Fluctuations in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ Films, *Physical Review B*, v. **55**, p. 11802, 1997.
- LOGAN, B. F.; RICE, S. O. WICK, R. F. Series for Computing Current Flow in a Rectangular Block, *Journal of Applied Physics*, v. **42**, p. 2975, 1971.
- LUO, J.; ORLANDO, T. P.; GRAYBEAL, J. M.; WU, X. D.; MUENCHHAUSEN, R. Scaling of the longitudinal and Hall resistivities from vortex motion in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$, *Physical Review Letters*, v. **68**, p. 690, 1992.
- LUTTINGER, J. M. An Exactly Soluble Model of a Many-Fermion System, *Journal of Mathematical Physics*, v. **4**, p. 1154, 1963.
- MANSON, J. T.; GIAPINTZAKIS, J.; SCHEGOLEV, A. I.; GINSBERG, D. M. Hall effect in the mixed state of $\text{Y}_{1-x}\text{Pr}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ detwinned single crystals, *Physical Review B*, v. **54**, p. 10155, 1996.
- MASON, N.; KAPITULNIK, A. Dissipation Effects on the Superconductor-Insulator Transition in 2D Superconductors, *Physical Review Letters*, v. **82**, p. 5341, 2006.
- MATSUDA, Y.; NAGAOKA, T.; SUZUKI, G.; KUMAGAI, K.; SUZUKI, M.; MACHIDA, M.; SERA, M.; HIROI, M.; KOBAYASHI, N. Hall anomaly in the vortex state of $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$, *Physical Review B*, v. **52**, p. R15749, 1995.
- MATSUYAMA, A.; SASAKI, T.; FUKASE, T.; TOYOTA, N. Hall effect in the mixed state of the organic superconductor $\kappa\text{-(BEDT-TTF)}_2\text{Cu(NCS)}_2$, *Physica C*, v. **263**, p. 534, 1996.
- MONTGOMERY, H. C. Method for Measuring Electrical Resistivity of Anisotropic Materials, *Journal of Applied Physics*, v. **42**, p. 2971, 1971.
- NAGAOKA, T.; MATSUDA, Y.; OBARA, H.; SAWA, A.; TERASHIMA, T.; CHONG, I.; TAKANO, M.; SUZUKI, M. Hall Anomaly in the Superconducting State of High- T_C Cuprates: Universality in Doping Dependence, *Physical Review Letters*, v. **80**, p. 3594, 1998.

NAKAO, K.; HAYASHI, K.; UTAGAWA, T.; KOSHIZUKA, N. Hall Anomaly in the Superconducting State of High- T_c Cuprates: Universality in Doping Dependence, *Phys. Rev. B*, v. **57**, p. 8662, 1998.

NIESSEN, A. K.; VAN SUCHTELEN, J.; STAAS, F. A. DRUYVESTSEYN, W. F. Guided Motion of Vortices and Anisotropic Resistivity in Type-2 Superconductors, *Philips Research Report. Rep.*, v. **20**, p. 226, 1965.

NOZIERES, P.; VINEN, W. F. Motion of Flux Lines in Type 2 Superconductors, *Philosophical Magazine*, v. **14**, p. 667, 1966.

ONNES, H. The Resistance of Pure Mercury at Helium Temperatures, *Comm. Phys. Univ. Leiden*, v. **12**, p. 120, 1911.

ONODA, M.; TORIUMI, K.; MATSUDA, Y.; SATO, M. J. Crystal structure of lithium molybdenum purple bronze, *Solid State Chemistry*, v. **66**, p. 163, 1987.

ONSAGER, L. Reciprocal Relations in Irreversible Processes I, *Physical Review* v. **37**, p. 405, 1931.

POPOVIĆ, Z. S.; SATPATHY, S. Density-functional study of the Luttinger liquid behavior of the lithium molybdenum purple bronze $\text{Li}_{0.9}\text{Mo}_6\text{O}_{17}$, *Physical Review B*, v. **74**, p. 045117, 2006.

PRESTER, M.; BABIĆ, E.; STUBIČAR, M.; NOZAR, P. Dissipation in a weak-link-limited superconductor as a problem of percolation theory, *Physical Review B*, v. **49**, p. 6967, 1994.

PUICA, I.; LANG, W.; GÖB, W.; SOBOLEWSKI, ROMAN. Hall-effect anomaly near T_c and renormalized superconducting fluctuations in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$, *Physical Review B*, v. **69**, p. 104513-1, 2004.

REED, W. A.; FAWCETT, E.; KIM, Y. B. Observation of the Hall Effect in Superconductors, *Physical Review Letters*, v. **14**, p. 790, 1965.

RICE, J. P.; RIGAKIS, N.; GINSBERG, D. M.; MOCHEL, J. M. Sign reversal of the Hall effect below T_c in untwinned single-crystal $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, *Physical Review B*, v. **46**, p. 11050, 1992.

SAMOILOV, A. V. Universal behavior of the Hall resistivity of single crystalline $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$ in the thermally activated flux flow regime, *Physical Review Letters*, v. **71**, p. 617, 1993.

SAMOILOV, A. V.; IVANOV, Z. G.; JOHANSSON, L.-G. Hall conductivity in $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ films in the mixed state, *Physical Review B*, v. **49**, p. 3667, 1994.

SAMOILOV, A. V.; LEGRIS, A.; RULLIER-ALBENQUE, F.; LEJAY, P.; BOUFFARD, S.; IVANOV, Z. G.; JOHANSSON, L. G. Mixed-State Hall Conductivity in High- T_c Superconductors: Direct Evidence of Its Independence on Disorder, *Physical Review Letters*, v. **74**, p. 2351, 1995.

SANDIM, M. J. R.; JARDIM, R. F. Intergranular transport properties of polycrystalline $\text{Sm}_{1.82}\text{Ce}_{0.18}\text{CuO}_{4-y}$ under low applied magnetic fields, *Physica C*, v. **328**, p. 246, 1999.

SHOENBERG, D. *Superconductivity*, New York: Cambridge University, 1952, p. 49

SOLOVJOV, A. L. Hall effect studies in YBCO films, *Low Temperature Physics*, v. **24**, p. 161, 1998.

SONIN, E. B.; TAGANTSEV, A. K. Electrodynamics of the Josephson medium in high- T_c superconductors, *Physics Letters A*, v. **140**, p. 127, 1989.

STAAS, F. A.; NIESSEN, A. K.; DRUYVESTEYN, W. F.; VAN SUCHTELEN, J. Guided motion of vortices in type II superconductors, *Physics Letters*, v. **13**, p. 293 (1964).

TOZER, S. W.; KLEINSASSER, A. W.; PENNEY, T.; KAISER, D.; HOLTZBERG, F. Measurement of anisotropic resistivity and Hall constant for single-crystal $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$, *Physical Review Letters*, v. **59**, p. 1768 (1987).

VAD, K.; MÉSZÁROS, S.; SAS, B. Transverse and secondary voltages in $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8-\delta}$ single crystals, *Physica C*, v. **432**, 43, 2005.

VAN DER PAUW. A Method for Measuring Specific Resistivity and Hall Effect of Discs of Arbitrary Shape, *Philips Research Reports*, v. **13**, p. 1, 1958.

VAŠEK, P.; JANEČEK, I.; PLECHAČEK, V. Intrinsic pinning and guided motion of vortices in high- T_c superconductors, *Physica C*, v. **247**, p. 381, 1995.

VAŠEK, P. Transverse voltage in high- T_c superconductors in zero magnetic fields, *Physica C*, v. **364**, p. 194, 2001.

VAŠEK, P.; SHIMAKAGE, H.; WANG, Z. Transverse voltage in zero external magnetic fields, its scaling and violation of the time-reversal symmetry in MgB_2 , *Physica C*, v. **411**, p. 164, 2004.

VAŠEK, P. Scaling of resistivities and guided vortex motion in MgB_2 thin films, *Superconductor Science and Technology*, v. **20**, p. 67, 2007.

WANG, Z. D.; TING, C. S. Anomalous Hall effect associated with pinning in high- κ superconductors, *Physical Review Letters*, v. **67**, p. 3618, 1991.

WANG, Z. D.; JIMMING DONG, TING, C. S. Unified theory of mixed state Hall effect in type-II superconductors: Scaling behavior and sign reversal, *Physical Review Letters*, v. **72**, p. 3875, 1994.

WANG, Z.; ZHANG, Y. Z.; LU, X. F.; GAO, H.; SHAN, L.; WEN, H. H. Hall anomaly in the mixed state of overdoped $\text{Y}_{1-x}\text{Ca}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ thin film, *Physica C*, v. **422**, p. 41, 2005.

WANG, F.; ALVAREZ, J. V.; MO, S.-K.; ALLEN, J. W.; GWEON, G. -H.; HE, J.; JIN, R.; MANDRUS, D.; HÖCHT, H. New Luttinger-Liquid Physics from Photoemission on $\text{Li}_{0.9}\text{Mo}_6\text{O}_{17}$, *Physical Review Letters*, v. **96**, p. 196403, 2006.

WELP, U.; FLESHLER, S.; KWOK, W. K.; DOWNEY, J.; FANH, Y.; CABTREE, G. W.; LIU, L. Z. a-b anisotropy of the normal state resistivity of untwinned $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, *Physical Review B*, v. **42**, p. 10189 (1990).

WÖRDENWEBER, R; SANKARRAJ, J. S. K.; DYMASHEVSKI, P.; HOLLMANN, E. Anomalous Hall effect studied via guided vortex motion, *Physica C*, v. **434**, p. 101, 2006.

YAMAMOTO, Y.; OGAWA, K. Effect of impurities Zn and Ni on the sign reversal of Hall resistivity in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ films, *Physica C*, v. **371**, p. 209, 2002.

Propostas de trabalhos futuros

Como proposta para trabalhos futuros, podemos sugerir:

- Um trabalho teórico a respeito da origem do efeito Hall em campo magnético aplicado nulo.
- Um estudo mais detalhado do efeito Hall em materiais anisotrópicos.
- Um estudo sistemático da utilização do método de Montgomery para a obtenção das propriedades de transporte em materiais de altíssima anisotropia.
- Busca de novos métodos visando a confirmação do caráter unidimensional do composto $\text{Li}_{0.9}\text{Mo}_6\text{O}_{17}$.

Artigos Publicados

DA LUZ, M. S.; DOS SANTOS, C. A. M.; MACHADO, A. J. S.; FERREIRA, B. Diamagnetism and structural transition in the $\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_4\text{Cl}_2$ compound, *Brazilian Journal of Physics*, v. **32**, p. 744, 2002.

DOS SANTOS, C. A. M.; **DA LUZ, M. S.;** FERREIRA, B.; MACHADO, A. J. S. On the transport properties in granular or weakly coupled superconductors, *Physica C*, v. **391**, p. 345, 2003.

BORTOLOZO, A. D.; FERREIRA, B.; DOS SANTOS, C. A. M.; **DA LUZ, M. S.;** DA SILVA, R. R.; MACHADO, A. J. S. Superconductivity in the HgPb_2 with type AuCu structure, *Materials Letters*, v. **58**, p. 3847, 2004.

DOS SANTOS, C. A. M.; **DA LUZ, M. S.;** MACHADO, A. J. S. Observation of double sign reverse in Hall resistance measurements of Y-Pr-Ba-Cu-O polycrystalline samples, *Physica C*, v. **408**, p. 462, 2004.

DA LUZ, M. S.; DOS SANTOS, C. A. M.; FERREIRA, B.; MACHADO, A. J. S. Effect of magnetic field on the branching point of the resistive transition in $\text{Y}_{1-x}\text{Pr}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, *Physica C*, v. **408**, p. 460, 2004.

DA LUZ, M. S.; DE CARVALHO JR, F. J. H.; DOS SANTOS, C. A. M.; SHIGUE, C. Y.; MACHADO, A. J. S.; DA SILVA, R. R. Observation of asymmetric transverse voltage in granular high-Tc superconductors, *Physica C*, v. **419**, p. 71, 2005.

DOS SANTOS, C. A. M.; DE OLIVEIRA, C. J. V.; **DA LUZ, M. S.;** BORTOLOZO, A. D.; SANDIM, M. J. R.; MACHADO, A. J. S. Two-fluid model for transport properties of granular superconductors, *Physical Review B*, v. **74**, p. 184526, 2006.

BORTOLOZO, A. D.; SANT'ANA, O. H.; **DA LUZ, M. S.;** DOS SANTOS, C. A. M.; PEREIRA, A. S.; TRENTIN, K. S.; MACHADO, A. J. S. A. J. S. Superconductivity in the Nb_2SnC compound, *Solid State Communications*, v. **139**, p. 57, 2006.

CORSINI, R.; BORTOLOZO, A. D.; **DA LUZ, M. S.;** DA SILVA, R. R.; DOS SANTOS, C. A. M.; MACHADO, A. J. S. Superconductivity in a new quaternary phase with $\text{HgSm}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{Pb}_2$, *Materials Letters*, v. **61**, p. 263, 2007.

DOS SANTOS, C. A. M.; **DA LUZ, M. S.;** DE OLIVEIRA, C. J. V.; BORTOLOZO, A. D.; SANDIM, M. J. R.; MACHADO, A. J. S. The temperature dependence of the characteristic supercurrent predicted by the two-fluid model for granular superconductors, *Physica C*, v. **460**, p. 837, 2007.

DA LUZ, M. S.; SANDIM, M. J. R.; DOS SANTOS, C. A. M.; MACHADO, A. J. S.; JARDIM, R. F. Current-tuned superconductor to insulator transition in granular $\text{Sm}_{1.82}\text{Sm}_{0.18}\text{CuO}_{4-d}$ superconductor, *Brazilian Journal of Physics*, v. **37**, p. 1160, 2007.

DA LUZ, M. S.; DOS SANTOS, C. A. M.; SANDIM, M. J. R.; MACHADO, A. J. S.; JARDIM, R. F. Transport properties of granular high-T_C superconductors” *Brazilian Journal of Physics*, v. **37**, p. 1155, 2007.

DA LUZ, M. S.; DOS SANTOS, C. A. M.; NEUMEIER, J. J.; MORENO, J.; WHITE, B. D. Anisotropic Electrical Resistivity of the Quasi-1D $\text{Li}_{0.9}\text{Mo}_6\text{O}_{17}$ Determined by the Montgomery Method, *Physical Review B*, v. **76**, p. 233105, 2007.

DA LUZ, M. S.; DOS SANTOS, C. A. M.; MACHADO, A. J. S. Orthorhombic to tetragonal transition and superconductivity in $\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_4\text{Cl}_2$, *Materials Science Poland*, para ser publicado em 2008.

DOS SANTOS, C. A. M.; **DA LUZ, M. S.**; YU, YI-KUO; NEUMEIER, J. J.; MORENO, J.; WHITE, B. D. Electrical Transport in $\text{Li}_{0.9}\text{Mo}_6\text{O}_{17}$: A Two-Band Luttinger Liquid, *Physical Review B*, v. **77**, p. 193106, 2008.

Artigos Submetidos

DA LUZ, M. S.; BORTOLOZO, A. D.; DE CARVALHO JR, F. J. H.; DOS SANTOS, C. A. M.; SHIGUE, C. Y.; MACHADO, A. J. S. Hall Effect in Superconductors at Zero Applied Magnetic Field, submetido ao *Physica C*, 2008.

DA LUZ, M. S.; DOS SANTOS, C. A. M.; MACHADO, A. J. S. Observation of double superconducting transition in $\text{Y}_{0.55}\text{Pr}_{0.45}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ polycrystalline sample by Hall effect measurement, submetido ao *Brazilian Journal of Physics*, 2007.

DA LUZ, M. S.; A. D. A. COELHO, H. J. IZARIO FILHO, DOS SANTOS, C. A. M.; MACHADO, A. J. S. *Structural characterization and electrical resistivity in the BaPbO_{3+y}* , submetido ao *Physica C*, 2008.