



UNIVERSIDADE FEDERAL DO PARÁ
INSTITUTO DE CIÊNCIAS EXATAS E NATURAIS
FACULDADE DE FÍSICA

TRABALHO DE CONCLUSÃO DE CURSO

Introdução a supercondutividade: de BCS a cupratos supercondutores

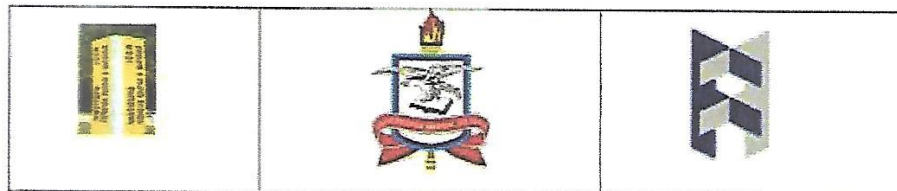
Reginaldo de Oliveira Corrêa Junior
Orientador: Prof. Dr. Van Sérgio Alves

Belém - Pará
Fevereiro, 2022



UNIVERSIDADE FEDERAL DO PARÁ
INSTITUTO DE CIÊNCIAS EXATAS E NATURAIS
FACULDADE DE FÍSICA

Reginaldo de Oliveira Corrêa Junior
Orientador: Prof. Dr. Van Sérgio Alves



SERVIÇO PÚBLICO FEDERAL
UNIVERSIDADE FEDERAL DO PARÁ
INSTITUTO DE CIÊNCIAS EXATAS E NATURAIS
FACULDADE DE FÍSICA

**ATA DA APRESENTAÇÃO E DEFESA DE TRABALHO DE CONCLUSÃO DE CURSO –
TCC**

Ata da sessão de apresentação e defesa de Trabalho de Conclusão de Curso para concessão de grau de Licenciado em Física, realizado às 10:00h do dia 07 de Fevereiro de 2022, de forma virtual por meio da Plataforma Google Meet (<https://meet.google.com/qvh-epye-mdi>), cuja orientação teve início em 14 de Outubro de 2021 sendo intitulada: **“INTRODUÇÃO À SUPERCONDUTIVIDADE: DE BCS À CUPRATOS SUPERCONDUTORES”**, contendo 41 páginas, que foi apresentado durante XX minutos pelo discente **REGINALDO DE OLIVEIRA CORRÊA JUNIOR**, matrícula Nº 201308140068 diante da banca examinadora aprovada pela Faculdade de Física do Instituto de Ciências Exatas e Naturais da Universidade Federal do Pará, assim constituída: **Prof. Dr. Van Sérgio da Silva Alves (Orientador-UFFA)**, **Prof. Dr. Danilo Teixeira Alves (Examinador 1- UFFA)**, **Prof. Dr. Leandro Oliveira do Nascimento (Examinador 2-UFFA)**, **Gabriel Condurú Magalhães (Examinador 3-UFFA)**. Em seguida o mesmo foi submetido à arguição, tendo demonstrado conhecimentos no tema objeto da proposta de TCC, favorecendo à banca examinadora apresentar contribuições para melhoras no desenvolvimento e decidir pelo conceito *Excelente* do mesmo, bem como conceder o prazo máximo de 15 dias para serem efetuadas as modificações sugeridas pela banca, se for o caso, e em seguida a mesma será assinada por todos os membros. Para constar foram lavrados os termos da presente ata que lida e aprovada recebe a assinatura dos integrantes da banca examinadora e da DISCENTE.

ORIENTADOR: *Van Sérgio*

EXAMINADOR 1: *Dani. T. Alves*

EXAMINADOR 2: *Leandro Oliveira do Nascimento*

EXAMINADOR 3: *Gabriel Condurú Magalhães*


DISCENTE: *Reginaldo de Oliveira Corrêa Junior*

REGINALDO DE OLIVEIRA CORRÊA JUNIOR

“INTRODUÇÃO À SUPERCONDUTIVIDADE: DE BCS À CUPRATOS SUPERCONDUTORES”

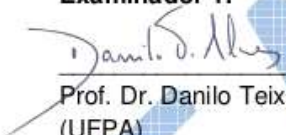
Monografia apresentada como requisito para obtenção do título de Licenciado em Física pela Faculdade de Física do Instituto de Ciências Exatas e Naturais da Universidade Federal Pará, submetida à apreciação da banca examinadora composta pelos seguintes membros:

Orientador:



Prof. Dr. Van Sérgio da Silva Alves
(UFPA)

Examinador 1:



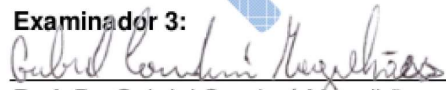
Prof. Dr. Danilo Teixeira Alves
(UFPA)

Examinador 2:



Prof. Dr. Leandro Oliveira do Nascimento
(UFPA)

Examinador 3:



Prof. Dr. Gabriel Condurú Magalhães
(UFPA)

Belém, 07 de fevereiro de 2022.

Resumo

Introdução a supercondutividade: de BCS a cupratos supercondutores

Este trabalho de conclusão de curso tem como objetivo apresentar aspectos gerais do fenômeno da supercondutividade, mostrando os fatos históricos que levaram H. K. Onnes, em 1911, a observar a queda abrupta da resistência do mercúrio, assim abrindo um novo ramo na física à baixa temperatura. A partir disto, discutir de forma quantitativa e qualitativa as teorias fenomenológicas, equação de London e a teoria de Landau-Ginzburg, e a descrição completa da supercondutividade. Feito isto, inicia-se a discussão sobre os cupratos supercondutores, descobertos, inicialmente, em 1986 por J. G. Bednorz e K. A. Müller. Nesse trabalho será analisado a estrutura cristalina, especificamente, os planos de cobre e oxigênio, pois eles têm um papel fundamental no fenômeno da supercondutividade. Além disso, discutimos o mecanismo de dopagem e apresentamos o modelo microscópico, a fim de descrever a dinâmica eletrônica dos cupratos, comparando nossos resultados teóricos com dados experimentais.

Palavras-chave: Supercondutividade, cupratos supercondutores e modelo spin-férmion-Hubbard.

Belém - Pará

Fevereiro, 2022

Abstract

Introduction to superconductivity: from BCS to cuprates superconductors

This final paper aims to present general aspects of the phenomenon of superconductivity. The historical facts that led H. K. Onnes, in 1911, saw an abrupt drop in the resistance of the mercury; thus opening a new branch in physics at low temperature. From this, discuss quantitative and qualitative form as phenomenological theories, London equation and Landau-Ginzburg approach, and the description complete of superconductivity. Once this is done, the discussion on superconducting cuprates begins, which was discovered by J. G. Bednorz and K. A. Müller in 1986. Therefore, in this work, it will be considered a crystalline structure, specifically, the copper-oxygen planes, because they play a key role in the phenomenon of superconductivity. Furthermore, we discuss the doping mechanism and we present the microscopic model to describe the electronic dynamics, comparing our theoretical result with data experimental.

Keywords: Superconductivity, cuprates superconductors and spin-férmion-Hubbard model.

Belém - Pará

Fevereiro, 2022

“Dedico à minha esposa Gabriela Kahwage e ao filho Gustavo Corrêa Kahwage. ”

“Ensinar é um exercício de imortalidade. De alguma forma continuamos a viver naqueles cujos olhos aprenderam a ver o mundo pela magia da nossa palavra. O professor, assim, não morre jamais...”

Rubem Alves

Agradecimentos

- Agradeço a Deus;
- Aos meus pais e avós pelo apoio e confiança que me deram durante o curso;
- A todos os amigos que me apoiaram em continuar com o curso;
- Aos amigos do Centro de Ciências e Planetário do Pará (CCPPA), especialmente, Sinaida Maria Vasconcelos, Ronilson Freitas da Silva, Maria Dulcimar (Dulce), Dina Carla Bandeira, Bianca Venturieri, Jeane do Socorro, Ivanete Moreira, Jéssica Batista, Alice Sousa, Luely Oliveira, Jacirene Vasconcelos, Diogo Reis e José Fernando Pereira Leal, por todo apoio e momentos de muita aprendizagem durante quase três anos atuando em espaço de educação não-formal, meus sinceros agradecimentos;
- À minha esposa, mãe, companheira, amiga, Gabriela Kahwage por ter me incentivado em finalizar o curso. Tenho muito a agradecer, pois sem ela eu não teria dado continuidade no curso de licenciatura e também por todo o apoio para finalizar esse trabalho de conclusão. Meus sinceros agradecimentos pela paciência durante toda essa jornada que, por sinal, não foi fácil;
- Ao meu orientador e amigo, Van Sérgio Alves, por ter aceitado mais um desafio, me orientar nesse trabalho de conclusão de curso. É com grande satisfação que eu tenho o senhor como amigo e mestre durante todo esse tempo que já convivemos desde a iniciação científica no curso de bacharelado em física até a obtenção do grau de doutor em física pela Universidade Federal do Rio de Janeiro (UFRJ). Muito obrigado por seu voto de confiança em mim;
- A Faculdade de Física (Facfis) por todo apoio prestado a mim durante todo o curso de licenciatura;
- À banca por aceitar o convite em participar da avaliação desse trabalho.

Sumário

Introdução	9
1 Aspectos da supercondutividade convencional	12
1.1 Origem da supercondutividade no mercúrio	12
1.2 Efeito Meissner-Ochsenfeld e a equação de London	16
1.3 Teoria fenomenológica de Landau-Ginzburg	19
1.4 Teoria microscópica da supercondutividade	20
2 Cupratos supercondutores	23
2.1 Estrutura cristalina	23
2.2 Diagrama de fase	25
2.3 Modelo microscópico	28
2.3.1 Sub-rede do oxigênio e o mecanismo de dopagem	28
2.3.2 Modelo Spin-Férmion-Hubbard	29
2.3.3 Fase supercondutora e <i>pseudogap</i>	32
2.3.4 Efeito de pressão	32
Considerações finais	36
A Cálculo do potencial efetivo	37
Referências bibliográficas	41

Introdução

A supercondutividade é um dos fenômenos mais belos e interessantes na física. A sua descoberta ocorreu em 1911, por H. K. Onnes, através do processo de liquefação do hélio líquido, com o interesse de estudar as propriedades de metais à baixa temperatura. Onnes observou que a resistência elétrica desaparece em torno de $4,3K$ [1]. Essa mesma característica apareceu em outros materiais, tais como, Nióbio, ligas de Nióbio-Hidrogênio etc, todos apresentando temperaturas críticas diferentes. Com a descoberta feita por Onnes, em torno de 1933 W. Meissner e R. Ochsenfeld descobriram que o material supercondutor expulsava fluxo de campo magnético, exceto em uma região de penetração fina perto da superfície, tal efeito ficou conhecido como efeito Meissner-Ochsenfeld [2]. Esse fenômeno é responsável, por exemplo, pela levitação magnética que pode ser aplicado em transporte de alta velocidades, como o *MagLev* (transporte de levitação magnética) [3].

As primeiras teorias para explicar o fenômeno da supercondutividade foram a termodinâmica do modelo de dois fluidos, em 1934, proposta por C. J. Gorter e H. Casimir [4], a teoria do eletromagnetismo, em 1935, dos irmãos London [5] e, em 1950, a teoria de Landau-Ginzburg [6]. No entanto, em 1957, John Barden, Leon Cooper e Robert Schrieffer propuseram a explicação mais completa da supercondutividade: a teoria BCS [7]. De acordo com essa teoria, os elétrons eram atraídos pela rede cristalina formando pares, conhecidos como pares de Cooper, sendo eles responsáveis pela resistência nula em metais à temperatura abaixo da temperatura crítica ¹.

A teoria BCS explicou diversos fenômenos relacionados a supercondutividade tais como, o efeito Meissner, o efeito isotópico ², a formação de pares de Cooper etc. No entanto, ela não conseguiu explicar, satisfatoriamente, a supercondutividade de altas temperaturas críticas que foi descoberto em 1986, por J. G. Bednorz e K. A. Müller [8], no composto $La_{2-x}Ba_xCuO_4$ (LBCO) com uma temperatura crítica de, aproximadamente, 35 K. A partir desta descoberta,

¹É a temperatura que ocorre a transição do estado normal para o estado supercondutor

²A temperatura crítica de transição de fase depende da massa do isótopo utilizado.

abriu-se uma nova era para física dos supercondutores. Outras realizações experimentais foram feitas por H. Takagi *et al.* em 1987, que confirmaram que o composto $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ (LSCO) também apresenta característica supercondutora à temperatura de 40 K [9]. A partir deste momento, houve uma corrida para construir novos materiais que apresentem valores cada vez maiores de temperatura crítica.

Destaca-se o composto $\text{YBaCu}_3\text{O}_{6+x}$ (YBCO) sintetizado no grupo liderado pelo físico chinês C. W. Chu, o qual mostrou que a temperatura de transição para a fase supercondutora é, aproximadamente, 93 K à pressão ambiente [10]. Esse fato foi uma marco tecnológico, pois foi utilizado outra substância no processo de resfriamento, neste caso o nitrogênio líquido, cuja temperatura de ebulição é 77 K. Vale ressaltar que o seu uso é menos custoso do que outros gases liquefeitos, por exemplo, hélio líquido. Diante disto, outros pesquisadores investigaram outros materiais que exibem a supercondutividade, dentre eles, H. Maeda *et al.* estudaram a possibilidade de formar um material que não incluía elementos de terra rara ³, e logo descobriu o composto $\text{BiSrCaCu}_2\text{O}_y$ com temperatura de 105 K [12]. Outros começaram a surgir com temperaturas críticas cada vez mais elevadas como, $\text{Tl}_2\text{Ca}_2\text{BaCu}_3\text{O}_{10+x}$ [13] e $\text{HgBa}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{8+\delta}$ [14], cujo os valores são 120 K e 134 K, respectivamente. Com isso, estes materiais formam uma família chamada de cupratos, os quais são caracterizados, em sua composição, por possuírem ao menos um plano de cobre e oxigênio (CuO_2).

Este trabalho de conclusão de curso está dividido da seguinte forma: o capítulo 1 será feita uma revisão sobre a supercondutividade, discutindo as raízes deste fenômeno, desde o processo de liquefação do hélio líquido até as medidas da resistência do mercúrio. A partir disto, serão abordados o efeito Meissner e a descrição fenomenológica proposta pelos irmãos London, a fim de explicar a supercondutividade em metais. Em seguida, temos a teoria de Landau-Ginzburg, a qual introduz-se um novo parâmetro que classifica os supercondutores em tipo I e tipo II. Por fim, será apresentada a teoria BCS, o mecanismo microscópico para a explicação do fenômeno da supercondutividade. No capítulo 2 serão apresentados os cupratos supercondutores, ressaltando a sua estrutura cristalina formada pelos planos de CuO_2 . Além disso, será abordado, de forma qualitativa, o diagrama de fase, sendo constituído pela fase antiferromagnética, *pseudogap* e a fase supercondutora. Por fim, serão discutidos o mecanismo de dopagem e o modelo Spin-Férmion-Hubbard, no qual será feita uma discussão entre a teoria e os dados experimentais.

³É um conjunto de dezessete elementos formados da tabela periódica. Eles correspondem aos elementos do lantânio ao lutécio, entre os quais incluem o ítrio e escândio [11].

Ademais, o cálculo que demonstra o potencial efetivo deste modelo, encontra-se no Apêndice A.

CAPÍTULO 1

Aspectos da supercondutividade convencional

Neste capítulo serão abordados assuntos referentes à origem da supercondutividade por H. K. Onnes, além das descrições fenomenológicas e a teoria BCS, proposta por Bardeen, Cooper e Schrieffer.

1.1 Origem da supercondutividade no mercúrio

O físico holandês Heike Kamerlingh Onnes (1853-1926), em seu laboratório na Universidade de Leiden, em 1908, ele conseguiu pela primeira vez fazer o processo de liquefação do Hélio, ou seja, uma mudança de fase do estado gasoso para o estado líquido. Esse feito experimental foi importante, pois possibilitou alcançar temperaturas da ordem de 1 K¹. A partir deste momento, iniciou-se uma nova era para a física de baixas temperaturas.

Depois desse grande feito, H. K. Onnes ficou interessado em investigar o comportamento da resistência em metais à temperatura de hélio líquido. No entanto, ele precisava resolver o problema de transferir o hélio líquido do liquefator² para o criostato³, pois naquela época esse processo de transferência não era nada fácil. Com o intuito de solucionar esse problema, Onnes precisou expandir o liquefator original para que ele pudesse realizar as atividades experimentais. Feito isso, foi registrado um novo recorde de temperatura de, aproximadamente, 1,1 K. Isso foi possível graças à equipe técnica composta por Gerrith Flim, gerente técnico do laboratório

¹Antes da liquefação do Hélio, o processo de resfriamento na época era feito usando hidrogênio, cuja a sua temperatura de fusão era de, aproximadamente, 14 K.

²É o equipamento responsável por fazer o processo de liquefação de um gás.

³É um dispositivo capaz de manter temperaturas baixas.

criogênico, e Oskar Kesselring, o modelador de vidro [15]. A partir de 1908, o laboratório de Onnes foi referência mundial na produção de hélio líquido por 15 anos, mas em 1923, John McLennan da Universidade de Toronto conseguiu com sucesso liquefazer o Hélio [16].

As primeiras experiências feitas com o hélio líquido foram para medir a resistência da platina que estava calibrada à temperatura de 14 K. No entanto, a experiência falhou pois a capacidade térmica do metal causou uma ebulição violenta e uma rápida evaporação do hélio líquido que acabara de ser transferido para o criostato. Então, para solucionar esse problema, até construir um novo criostato, foi decidido uma mudança drástica, expandir o liquefator original para poder abrigar a platina. Então, em 2 de dezembro de 1910 foi realizada a medição da resistência da platina a temperatura de hélio líquido. Observou-se que a resistência ficou praticamente constante abaixo de 4,5 K [15]. Então, H. K. Onnes concluiu que existiria uma resistência residual que supostamente estava dependendo da pureza do material, além disso também constatou que a resistência do ouro apresentava a mesma característica [17]. Diante disso, ele buscou realizar experimentos usando mercúrio, sendo que o seu laboratório tinha muita experiência no processo de purificação da amostra por meio da destilação, conforme pode ser visto na Fig.1.1. Portanto, o material não corria o risco de ser contaminado por impurezas e também não se transformar em fio fino quando submetido à baixas temperaturas. Já no início do mês de abril de 1911, o

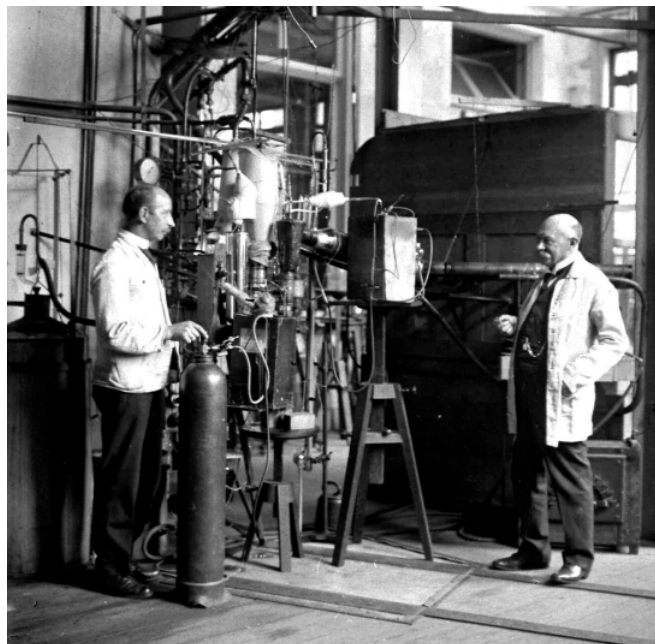


Figura 1.1: H. K. Onnes à direita e Gerrit Jan Flim à esquerda no laboratório de Leiden. Imagem retirada da referência [18].

novo criostato ficou pronto para seu primeiro resfriamento, como pode ser visto a Fig.1.2. No dia 08 de abril de 1911, foi preparado o primeiro teste para o processo de transferência de hélio líquido do liquefator para o criostato. No entanto, já deixaram instalados o termômetro para realizar a aferição de temperatura e os resistores de ouro e mercúrio, a fim de coletar as medidas de resistência de mercúrio, para o caso de ocorrer o sucesso da transferência do hélio líquido. Nesse dia, a experiência iniciou com o processo de circulação do hélio e verificou a resistência do

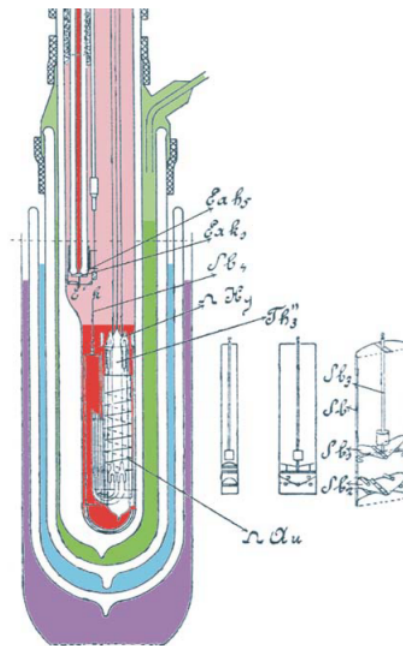


Figura 1.2: Esta imagem é uma visão do criostato utilizado por Kammerlingh Onnes e seus colaboradores. A parte colorida indica os diferentes fluidos utilizados na experimentação. O roxo é o álcool; o azul é o ar líquido; o verde escuro e verde claro são o hidrogênio líquido e gasoso, respectivamente e o vermelho escuro e o vermelho claro são o hélio líquido e gasoso, respectivamente [15, 18].

mercúrio. Notou-se que ela estava começando a cair à medida que a temperatura diminuía. Foi observado que a temperatura do ouro estava marcando 140 K às 11h20, logo depois, próximo de meio-dia, o termômetro registrou 5 k [15]. O aluno de Karmmelingh Onnes, Gilles Holst, ficou realizando as medições precisas das resistências de mercúrio e de ouro a 4,3 K. A partir daí, foi registrado que a curva de resistência do mercúrio apresentou um queda abrupta à 4,3 K, ou seja, encontrando um valor para a resistência de praticamente nulo, como ilustrado na figura 1.3. Destaca-se que o nível de hélio no criostato permaneceu praticamente inalterado [15].

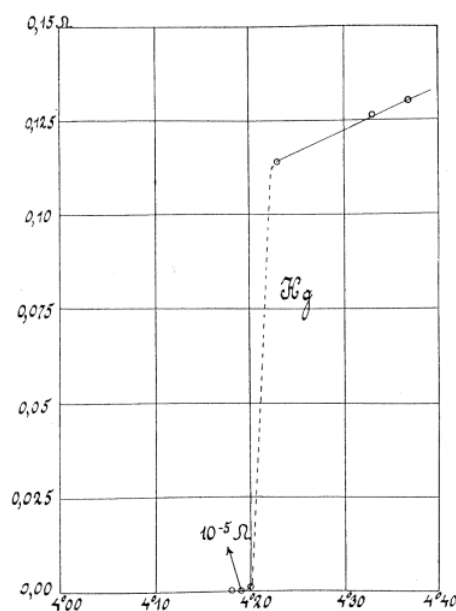


Figura 1.3: Gráfico da resistência pela temperatura da amostra de mercúrio obtida por H. K. Onnes [1].

Existe uma fato curioso, ao final do experimento, que pouco antes de atingir a temperatura de, aproximadamente, 1,8 K, notou-se que a ebulição do hélio parou de repente e o processo de evaporação ocorreu através da superfície, assim verificando uma diminuição da quantidade de líquido no recipiente. Na época, a equipe da Universidade de Leiden presenciou a transição de fase do hélio superfluido, ou seja, ocorrem duas transições de fase quânticas em um mesmo dia e no mesmo experimento [15]. Com essa série de descobertas feitas por H. K. Onnes, a Academia Real de Ciências da Suécia laureou o físico holandês com o prêmio Nobel de física, em 1913, pelas suas investigações das propriedades dos materiais à baixa temperatura.

Com o sucesso da liquefação do hélio e a medição da resistência do mercúrio, iniciaram-se várias investigações dessas propriedades em outros materiais metálicos. Na tabela 1.1, verifica-se alguns elementos e ligas metálicas que apresentam propriedades supercondutoras e o seu valor de temperatura de transição. Além disso, outros materiais também podem se tornar supercondutores desde são submetidos à pressões elevadas. Isto acontece quando algumas amostras estão pressionadas entre dois diamantes em forma de bigorna. Uma vez utilizada essa técnica, é possível obter substâncias que inicialmente apresentam características isolantes e depois passam a ser condutoras, algumas delas transformam-se em supercondutores. Por exemplo, amostras de enxofre e ferro, ambos apresentam características do fenômeno da supercondutividade [19].

Tabela 1.1: Tabela de materiais e a temperatura de transição

Elementos	T_c (K)
Tl	2,4
Sn	3,7
V	5,3
Pb	7,2
Nb	9,3
NbGe	23

1.2 *Efeito Meissner-Ochsenfeld e a equação de London*

A descoberta feita por H. K. Onnes sobre a característica da resistividade do mercúrio à baixa temperatura foi algo marcante para a história da ciência. No ano de 1933, dois pesquisadores, K. W. Meissner e R. Ochsenfeld, verificaram as propriedades reais do material supercondutor na presença de campo magnético [2]. Eles observaram que o campo magnético no interior deste material era sempre nulo, ou seja, as linhas de campo magnético eram expulsas. Isso poderia acontecer de duas maneiras: na primeira seria feito o processo de resfriamento do material até temperaturas abaixo da temperatura crítica e logo em seguida aplicava campo magnético externo; na segunda, seria aplicado o campo magnético e depois resfriado o material. Eles observaram que o supercondutor sempre expelia o campo magnético. Ademais, esse mesmo procedimento experimental foi feito para o caso de um condutor perfeito (resistência nula). No entanto, observou-se diferentes comportamentos de campo magnético nesse material. A fim de ilustrar esse comportamento, veja a (1.4). No experimento 1, o condutor perfeito e um supercondutor estão à temperatura $T < T_c$ e com campo magnético externo nulo. Em seguida, liga-se o campo magnético externo. Note que, neste caso, há a expulsão desse campo magnético tanto do material supercondutor quanto do condutor perfeito. No caso do condutor

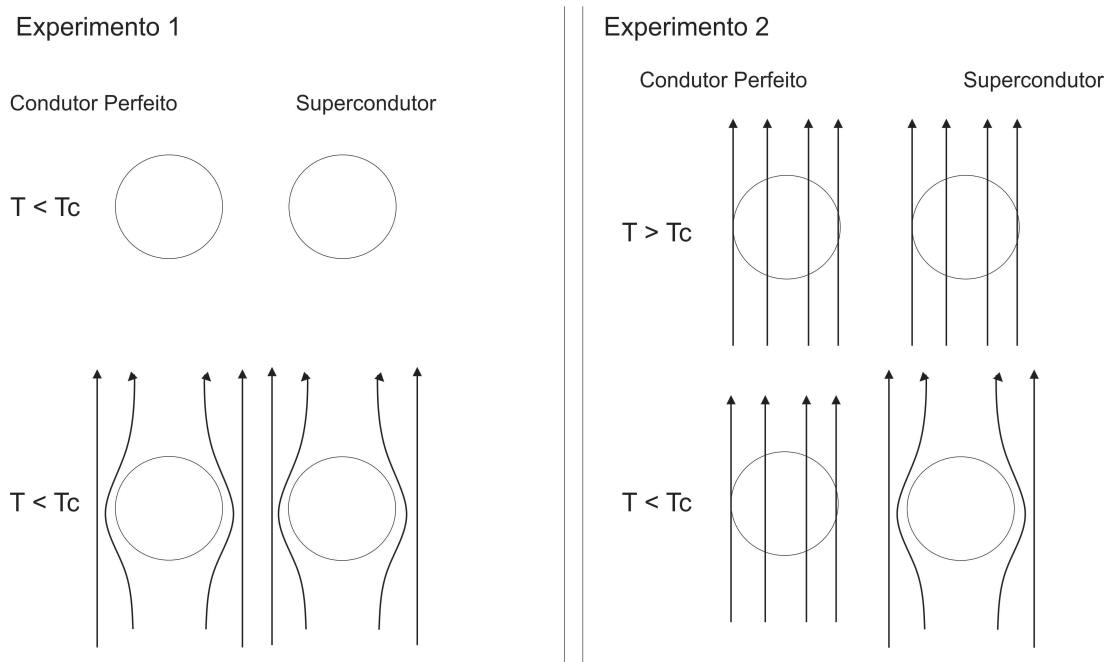


Figura 1.4: Nessa imagem observa-se o comportamento de um condutor perfeito e um supercondutor.

perfeito surgem correntes induzidas a partir da lei de Faraday⁴, de tal modo que se gere um campo magnético interno a fim de expulsar as linhas de campo no material. No experimento 2 ocorre o processo inverso. Inicialmente, todos estão submetidos a um campo magnético externo, em seguida resfriou os materiais e observou que o condutor perfeito apresenta um valor de campo magnético interno diferente de zero, ao invés do material supercondutor, no qual ainda há a expulsão do campo magnético. A partir dessas observações experimentais, concluiu que o fenômeno da supercondutividade é uma transição de fase, desde que o estado de equilíbrio termodinâmico⁵ seja definido por suas variáveis termodinâmicas independentes, ou seja, sem depender das condições iniciais [20].

Dentre as primeiras teorias para descrever o fenômeno da supercondutividade, destaca-se a teoria eletromagnética dos irmãos London [5]. As equações propostas por eles foram obtidas a partir de abordagens fenomenológicas, na qual indicam a existência de um parâmetro fundamental: o comprimento de penetração (λ_L). Isto representa a região onde o campo magnético muda

⁴Essa lei fornece o surgimento de uma voltagem induzida através da variação do fluxo de campo magnético por unidade de tempo.

⁵É a tendência do estado de um sistema não mudar de forma espontânea.

de valor do estado normal para um apropriado estado supercondutor [21]. Então, a equação que descreve o campo magnético no interior de um supercondutor é dada por [5]:

$$\nabla^2 \vec{B} = \left(\frac{1}{\lambda_L^2} \right) \vec{B}, \quad (1.1)$$

sendo λ_L , expresso por:

$$\lambda_L = \sqrt{\frac{m_s}{\mu_0 n_s e^2}}. \quad (1.2)$$

Tal que m_s é a massa dos portadores de carga na fase supercondutor, e é a carga elétrica, n_s é a densidade de elétrons supercondutor e μ_0 é a permeabilidade magnética do vácuo.

Considerando o caso unidimensional da equação (1.1), chegamos na seguinte solução [22]:

$$\vec{B}(x) = \vec{B}(0) \exp\left(\frac{-x}{\lambda_L}\right), \quad (1.3)$$

mostrando que há uma atenuação do fluxo de campo magnético numa fina camada de espessura λ_L na superfície do material. Portanto, isso explica o efeito Meissner-Oschfeld [22]. Para amostras com dimensões da ordem ou menor do que o comprimento de penetração, o fenômeno da supercondutividade ocorre de forma diferente, uma vez que o campo magnético não chega a se anular na superfície do material [23]. A partir disso, pode-se dividir os materiais supercondutores em dois tipos: supercondutores de tipo I e tipo II.

Os supercondutores de tipo I são formados por metais e algumas ligas metálicas⁶, em geral, são condutores de eletricidade à temperatura ambiente. Eles foram os primeiros a serem descobertos e apresentam como características comuns a queda abrupta da resistividade e o efeito Meissner [24]. Para esse tipo de supercondutor, o campo magnético interno permanece nulo até que de repente a supercondutividade é destruída. Isto ocorre em um determinado valor de campo magnético crítico, H_c , de tal maneira que a magnetização obedece à relação, $\vec{M} = -\vec{H}$, sendo \vec{H} o campo magnético em um meio material. Este comportamento ocorre para todos os campos menores que H_c , caso contrário, a magnetização será nula para campos acima de H_c . [25].

Os supercondutores de tipo II são formados por algumas ligas metálicas e alguns metais puros como, Vanádio (V), Tecnécio (Tc) e Nióbio (Nb). Este tipo de supercondutor apresenta um estado intermediário, chamado de estado misto, caracterizados por vórtices, pois eles são

⁶Eles são materiais que apresentam em sua constituição dois ou menos elementos, sendo que um deles precisa ser metal.

responsáveis pela penetração do campo magnético no material [24]. À medida que vai entrando a densidade de fluxo de campo magnético, o material tende a atingir o segundo campo crítico, H_{c2} (superior) no qual haverá a destruição da supercondutividade [23].

1.3 Teoria fenomenológica de Landau-Ginzburg

Uma outra teoria que contribuiu para o entendimento do fenômeno da supercondutividade é a combinação da teoria eletromagnética com a termodinâmica, é a teoria de Landau-Ginzburg [6]. O principal objetivo dessa teoria foi introduzir um parâmetro de ordem, ψ , dentro do contexto da teoria geral de Landau⁷ para as transições de fase de segunda ordem [22]. Este ψ descreve os elétrons supercondutores, admitindo ser nula na fase normal e não-nula na fase supercondutora. Então, a energia livre de Helmholtz⁸, incluindo a contribuição eletromagnética, é dada por [20]:

$$F = F_0 + \int \left(\alpha |\psi|^2 + \frac{\beta}{2} |\psi|^4 + \frac{1}{2m^*} |(-i\hbar\vec{\nabla} - q\vec{A})\psi|^2 + \frac{|\vec{\nabla} \times \vec{A}|^2}{2\mu_0} \right) d^3\vec{r}, \quad (1.4)$$

sendo m^* e q , a massa e a carga efetiva das partícula supercondutoras, respectivamente; α e β são parâmetros fenomenológicos; F_0 é a energia livre do estado normal, \vec{A} representa o potencial vetor associado ao campo magnético e μ_0 é a permeabilidade magnética do vácuo. Minimizando a energia livre com respeito ao parâmetro de ordem ψ e ao campo \vec{A} , obtêm-se as seguintes equações:

$$\alpha\psi + \beta|\psi|^2\psi + \frac{1}{2m^*}(-i\hbar\vec{\nabla} - q\vec{A})^2\psi = 0, \quad (1.5)$$

$$\frac{\hbar e^*}{2im^*}(\psi^*\vec{\nabla}\psi - \psi\vec{\nabla}\psi^*) - \frac{q^2}{m^*}\vec{A}|\psi|^2 = \frac{1}{\mu_0}\vec{\nabla} \times \vec{B}. \quad (1.6)$$

Note que a equação (1.6) reproduz a Lei de Àmpere ($\vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_0\vec{J}_s$). Então, a densidade de corrente será expressa por

$$\vec{J}_s = \frac{\hbar e^*}{2im^*}(\psi^*\vec{\nabla}\psi - \psi\vec{\nabla}\psi^*) - \frac{q^2}{m^*}\vec{A}|\psi|^2, \quad (1.7)$$

mostrando uma grande semelhança com a densidade de corrente da mecânica quântica de Schrödinger, exceto pelo segundo termo que mostra um acoplamento do potencial vetor com o parâmetro de ordem.

⁷É a teoria que descreve as transições de fase a partir do parâmetro de ordem.

⁸Em termodinâmica, isso se refere a um potencial termodinâmico que mede o trabalho útil obtido de um sistema fechado em temperatura e volume constante.

A teoria de Landau-Ginzburg introduz um novo parâmetro chamado de comprimento de coerência, ξ , o qual indica o tamanho do parâmetro de ordem. A partir da relação entre o comprimento de coerência e o comprimento de penetração de London, λ_L , surge o parâmetro de Landau-Ginzburg, $\kappa = \lambda_L/\xi$, o qual permite classificar o supercondutor em tipo I, $\kappa \ll 1$ ($\lambda_L \ll \xi$) e tipo II $\kappa \gg 1$ ($\lambda_L \gg \xi$). Enquanto que os supercondutores de tipo I apresentam o efeito Meissner e o tipo II demonstram fases intermediárias e estado de vórtices⁹ [23].

1.4 Teoria microscópica da supercondutividade

Em 1957, os pesquisadores John Bardeen, Leon Cooper e Robert Schrieffer explicaram de forma eficaz o fenômeno da supercondutividade [7]. Essa teoria tem como ideia central a atração entre os elétrons no estado fundamental, mediada por fônons (vibrações na rede) [23]. Vale ressaltar que os primeiros passos para o entendimento da supercondutividade iniciou com Fröhlich, em 1952, demonstrando que a interação elétron-fônon poderia ocasionar ligações entre dois elétrons [27]. Três anos depois, Bardeen e Pines desenvolveram uma teoria semelhante, mostrando que os elétrons se comportam de forma diferente em decorrência da interação elétron-fônon [28]. No ano anterior da publicação da teoria BCS, L. Cooper, demonstrou que um gás de Fermi torna-se instável possibilitando a formação de pares de elétrons ligados, atualmente, conhecidos como pares de Cooper [29].

A fim de compreender, qualitativamente, a interação elétron-fônon, vamos considerar dois elétrons viajando na rede cristalina constituída por íons, conforme é visto na figura 1.5. Esses íons podem se deslocar um pouco da sua posição de equilíbrio, devido a atração Coulombiana dos elétrons. Portanto, haverá um acúmulo de densidade de carga positiva próxima a eles. À medida que os elétrons vão passando, o acúmulo de carga positiva se dilui pela rede cristalina, de tal forma que ela voltará para o seu estado natural através do processo de relaxação, pois vai emitir um fônon com uma frequência característica. Diante disto, imagine os elétrons se cruzando em um tempo menor que o tempo de relaxação, eles perceberão a rede distorcida [30]. Logo, esses elétrons serão atraídos por essa região mais positiva, então, a atração efetiva entre esses elétrons faz com que eles fiquem ligados formando os pares de Cooper [31]. Esses pares têm um papel fundamental na descrição do fenômeno da supercondutividade, pois eles são

⁹Em teoria quântica de campos, esses estados de vórtices são quasipartículas de carga-fluxo e sendo descrito pela teoria de Chern-Simon, para maiores detalhes veja a referência [26].

responsáveis pela resistividade nula e pelo efeito Meissner-Oschenfeld [7].

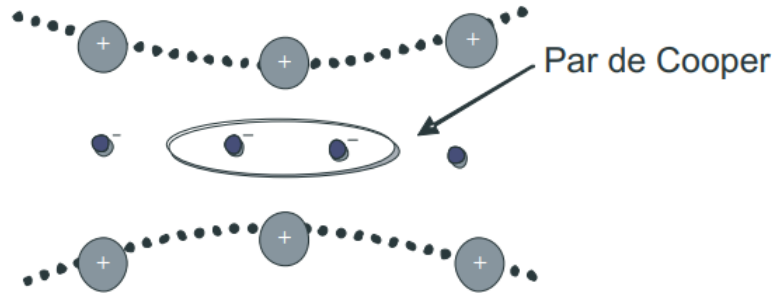


Figura 1.5: Nesta imagem vemos a formação dos pares de Cooper na rede cristalina. As distorções na rede são provocados pela passagem do primeiro elétron, assim atraindo o segundo elétron. Esta figura foi retirada da referência [23].

A partir da teoria BCS, é possível encontrar o potencial que descreve a interação elétron-fônon através da expressão [32]:

$$V(\vec{k}, \vec{q}) = |W_{\vec{q}}|^2 \left[\frac{\hbar\omega}{(\epsilon_{\vec{k}} - \epsilon_{\vec{k}-\vec{q}})^2 - (\hbar\omega)^2} \right], \quad (1.8)$$

sendo $|W_{\vec{q}}|$ é o acoplamento elétron-fônon, $\hbar = h/2\pi$, sendo h a constante Planck, ω é a frequência de vibração do fônon e $\epsilon_{\vec{k}}, \epsilon_{\vec{k}-\vec{q}}$ são as energias dos elétrons. Para a expressão (1.8) ser negativa (atrativa), a diferença de energia entre os dois elétrons deve ser menor que a energia de troca de um fônon. Se a diferença de energia for próxima ou menor que a energia do fônon, esta interação torna-se grande e mais relevante que a repulsão Coulombiana entre os elétrons [32]. Note que, a frequência do fônon é sempre menor que a frequência de Debye¹⁰, ω_D . Caso a diferença de energia, $\Delta\epsilon$, seja maior que a energia de Debye, $\Delta\epsilon > \hbar\omega_D$ a equação (1.8) nunca será atrativa; por outro lado, para $\Delta\epsilon < \hbar\omega_D$, será sempre atrativa independente do valor da energia do fônon [32].

Com a diminuição de temperatura no metal, os elétrons irão ocupar estados abaixo da superfície de Fermi, a fim de satisfazer a estatística de Fermi-Dirac e o princípio de exclusão de Pauli. Uma grande quantidade de elétrons se aproxima dessa superfície, sendo localizado dentro de uma “casca” de largura da ordem de $\hbar\omega_D$ [32]. Portanto, a interação atrativa será mais importante que a Coulombiana, assim os elétrons se ligam com *spin* e momentos opostos.

¹⁰É a frequência máxima de vibração da rede.

Além do mais, o tamanho dos pares de Cooper é quantificado pelo comprimento de coerência, ξ , e apresentam momento linear total nulo, isto é, o comprimento de onda, a partir da relação de De Broglie, torna-se infinito, o que fisicamente representa o tamanho da amostra [30].

CAPÍTULO 2

Cupratos supercondutores

Neste capítulo serão discutidos alguns aspectos a respeito da física dos cupratos supercondutores e o modelo Spin-Férmion-Hubbard com alguns dos seus resultados.

2.1 *Estrutura cristalina*

A descoberta do primeiro cuprato supercondutor por J. G. Bednorz e K. A. Müller, em 1986, abriu uma grande porta para os estudos da supercondutividade [8], pois foi o primeiro material não-metálico a adquirir uma característica supercondutora, por outro lado o mecanismo fundamental para o entendimento desse fenômeno não é descrito pela teoria de Bardeen-Cooper-Schrieffer (BCS). No decorrer dos anos, muitos outros cupratos começaram a surgir, por exemplo, LSCO, YBCO, Bi2201, Hg1201, Tl2201 etc. Cada um deles apresenta temperaturas de transição diferentes. No entanto, existe um aspecto em comum nestes compostos, os planos de cobre e oxigênio (CuO_2). Pode-se observar na figura 2.1 que eles estão presentes nos planos da célula unitária destes materiais.

Notem que esses compostos não estão na sua “composição materna”¹, considerando o regime não dopado, isto é, situação em que o composto não sofre o processo de dopagem. A dopagem ocorre quando há substituição de uma certa fração de átomos por outros com uma estequiometria diferente. Por exemplo, o composto $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ (LSCO), notamos que houve

¹Na literatura da supercondutividade de altas temperatura é muito comum encontrar o termo *parent compound*, numa tradução livre seria composto parental ou materno, isto significa a composição do material antes de ser dopado.

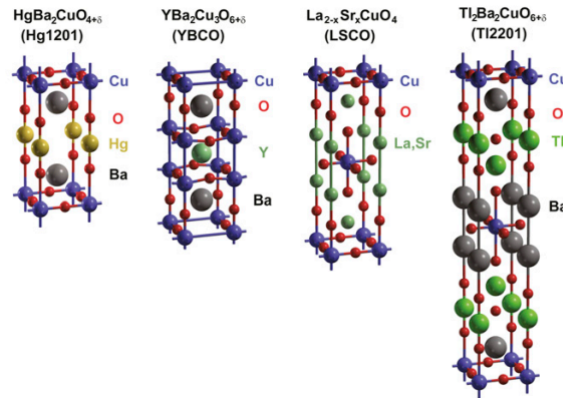


Figura 2.1: A imagem acima representa a célula unitária dos cupratos supercondutores Hg1201, YBCO, LSCO e Tl2201. Ambos apresentam pelo menos um plano de CuO_2 . Esta figura foi extraída de [33].

uma substituição de átomos de La (Lantânio) por Sr (Estrôncio) no seu composto materno que é La_2CuO_4 . Portanto, os planos de CuO_2 , no regime não dopado, os cátions de cobre, Cu^{+2} , estão localizados no vértice da estrutura quadrada, enquanto que os ânions de oxigênios O^{-2} estão entre os íons de cobre, veja a figura 2.2.

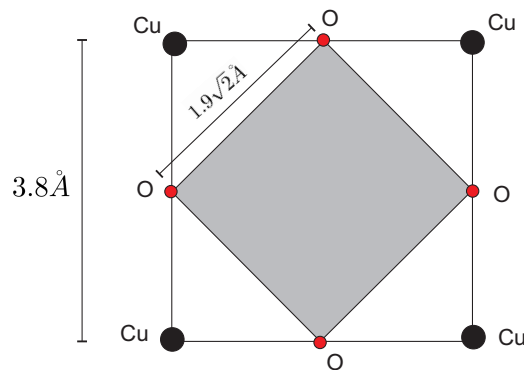


Figura 2.2: Representação esquemática dos planos de CuO_2 , na qual os íons de cobre estão localizados numa distância de $3,8 \text{ \AA}$, enquanto que a distância entre íons de cobre e oxigênio é $1,9\sqrt{2} \text{ \AA}$.

Do ponto de vista da distribuição eletrônica de Linus Pauling, os íons de cobre apresentam a seguinte configuração $[\text{Cu}^{+2}] = [\text{Ar}]3d^9$, sendo $[\text{Ar}]$ é a distribuição de um gás nobre (Argônio). Veja que em um dos orbitais do subnível d existe um elétron com *spin* desemparelhado, sendo que essa quantidade terá um papel fundamental na descrição de uma das fases que os cupratos

supercondutores apresentam, conforme será tratado na próxima seção. A distribuição dos íons de oxigênio são $[O^{-2}] = 1s^2 2s^2 2p^6 = [Ne]$, mostrando que está numa configuração de gás nobre, Neônio.

Uma outra característica muito importante dos planos de CuO_2 está no processo de dopagem, conforme foi mencionado anteriormente. No exemplo do LSCO, os átomos de Sr agem no orbital do oxigênio por questão de afinidade eletrônica, retirando um elétron e produzindo uma vacância ou um buraco; esse tipo de procedimento é chamado de dopagem de buracos (*hole-doping*). Por outro lado, existem outros materiais da família dos cupratos supercondutores em que a dopagem ocorre através de doação de elétrons para os planos de cobre e oxigênio. Por exemplo, o composto materno Nd_2CuO_4 , dopado com Ce (Cério); $Nd_{2-x}Ce_xCuO_4$ [32]. Neste caso, os elétrons são adicionados para os planos de CuO_2 , isto é, ocupando a vacância disponível no orbital do cobre; chamando esse tipo de processo de dopagem de elétrons (*electron-doping*). Observe que à medida que é introduzido elétrons no orbital do cobre, conseqüentemente, destruimos a configuração de *spin* desemparelhado. A partir desse processo de dopagem, há o surgimento de várias novas fases que podem ser representadas em um gráfico, chamado de diagrama de fase, como será discutido na próxima seção.

2.2 Diagrama de fase

Os cupratos supercondutores apresentam dois mecanismo de dopagem: dopagem de buracos e dopagem de elétrons. A partir disto, foi construído um gráfico chamado de diagrama de fase que leva em consideração estes dois diferentes mecanismos de dopagem, como visto na figura 2.3. Note que, ambos os diagramas são divididos em três fases principais: a fase antiferromagnética, a fase do *pseudogap* e a fase supercondutora.

A primeira fase a ser descrita no diagrama será a antiferromagnética. Observando a figura 2.3 quando à concentração de dopante se aproxima do zero (regime não dopado), o valor de temperatura do composto LSCO, por exemplo, irá aumentar até atingir o valor de, aproximadamente, $300K$ ($26,85\text{ }^\circ C$) que é a temperatura ambiente. Neste valor de temperatura, o LSCO, em composto materno, apresenta uma característica de isolante, sendo considerado um isolante de Mott [34]. Esse conceito foi introduzido vários anos atrás por N. F. Mott, em 1949, no qual descreveria uma situação onde o material deveria ser um metal de acordo com a teoria das bandas [35]. Para o caso do composto materno do LSCO, o orbital do cobre no plano de cobre-oxigênio

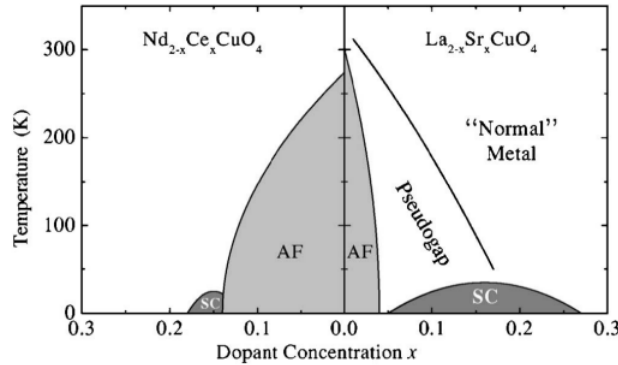


Figura 2.3: Diagrama de fase dos cupratos supercondutores de alta temperatura em função da concentração de dopante. No lado esquerdo, mostra-se a dopagem com elétrons e do lado direita a dopagem com buracos. Esta imagem foi extraída da referência [34].

apresenta um elétron desemparelhado, assim produzindo um momento magnético (*spin*). Esses *spins* produzem uma interação de troca, a qual apresenta um acoplamento antiferromagnético, ou seja, os *spins* estão anti-paralelos. Esse tipo de interação é descrita pelo modelo de Heisenberg em uma rede quadrada, dado por

$$H = J \sum_{\langle ij \rangle} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j, \quad (2.1)$$

sendo $\langle ij \rangle$ é a soma sobre todos os primeiros vizinhos do sítio i e j , J a energia de troca entre os spins e \vec{S}_i são os momentos magnéticos dos elétrons não emparelhados dos íons de cobre localizado no sítio i da rede quadrada. À medida que o processo de dopagem inicia, observa-se que a fase antiferromagnética é suprimida, isso por causa da retirada (ou doação) de elétrons nos orbitais do oxigênio (ou cobre), isso é válido para o caso do LSCO (ou $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$).

Já iniciado o processo de dopagem, chega-se a uma região intermediária que é chamada de *pseudogap*. Essa fase é caracterizada pela ocorrência de uma depressão na densidade de estados eletrônicos nas vizinhanças do nível de Fermi [36]. Esse estado é presente em vários cupratos supercondutores, mas é amplamente estudado na amostra de Bi2212 [37]. A fase do *pseudogap* evolui à medida que a quantidade de dopante aumenta, assim a temperatura crítica, T^* , diminui. O *pseudogap* também é considerado como uma fase não convencional, a qual não é descrita pela teoria BCS, assim como os metais tipo líquido de Fermi [38]. Acredita-se que essa fase tenha um papel importante na evidência de um comportamento não-convencional, isto é, não se comportando como metal usual no regime precedente a fase supercondutora. Por

último, a fase supercondutora, presente em vários cupratos. A curva que delimita essa região apresenta diferentes formas, veja na figura 2.4. Observe que os compostos Bi2201, Hg1201 e Tl2201 demonstram um comportamento assimétrico nos regimes *underdoped* e região *overdoped*. O único composto que apresenta uma estrutura simétrica é o LSCO [39]. Em 1991, M. R.

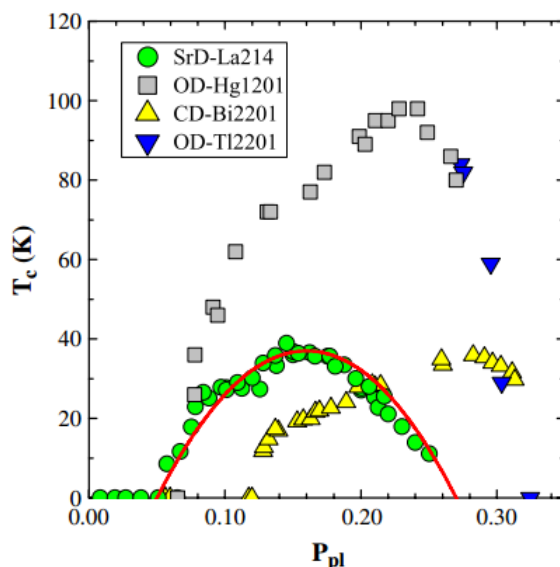


Figura 2.4: Gráfico representando o domo supercondutor para diferentes compostos. Os círculos verdes são os dados experimentais do LSCO, o quadrado cinza são do Hg1201, triângulos amarelos são Bi22011 e os triângulos azuis invertidos são Tl2201. A linha vermelha sólida representa o *fit* empírico para o LSCO. Esta imagem foi retirada da referência [40].

Pressland e colaboradores propuseram uma equação empírica da temperatura em função do parâmetro de dopagem a fim de fazer o *fit* com os dados experimentais, esta equação é dada por [41]

$$\frac{T_c}{T_c^{Max}} = 1 - 82.6(x - 0.16)^2, \quad (2.2)$$

sendo x a concentração de buracos nos planos de CuO_2 e T_c^{Max} é o valor de temperatura máxima. Observe que essa equação descreve uma parábola, mostrando que uma grande concordância com os dados experimentais do LSCO. No entanto, os autores[41] não explicam a origem da equação 2.2. Recentemente, foi proposto um modelo microscópico capaz de obter a equação que melhor descreve a fase supercondutora dos cupratos e outros fenômenos, tais como, efeito de pressão e a influência de vários planos de CuO_2 no domo supercondutor [38, 42]. Esse modelo será discutido

na seção seguinte.

2.3 Modelo microscópico

2.3.1 Sub-rede do oxigênio e o mecanismo de dopagem

Conforme foi discutido na seção 2.1, os planos de CuO_2 tem um papel fundamental na física dos cupratos supercondutores. Analisando do ponto de vista dos íons de cobre, Cu^{+2} , observou que eles são responsáveis pelo caráter antiferromagnético, como foi visto na seção 2.2 sobre o digrama de fase. Agora, analisando sob a perspectiva dos íons de oxigênio, O^{-2} que estão localizados entre os íons de cobre, veja a figura 2.2. Note que, esta posição que os íons de oxigênio ocupam, formam redes quadradas. Isto, foi possível através da mistura dos orbitais do subnível p do oxigênio, com os orbital do subnível d do cobre, ou seja, devido a um processo de hibridização. Os íons de oxigênio apresentam três orbitais, p_x , p_y e p_z , no qual p_z não participa da hibridização, por estar fora do plano CuO_2 . Já p_x e p_y pertencem ao plano de cobre-oxigênio e participam de forma alternada na hibridização. Por causa disso, estas componentes formam as duas subredes, elas serão fundamentais para a descrição eletrônica dos cupratos supercondutores. A fim de ilustrar o processo de hibridização, veja a figura 2.5. Note que os orbitais p_x estão representados pela cor verde e os orbitais p_y são os azuis, as cores cinzas representam os orbitais dos íons de cobre.

Os íons de oxigênio apresentam dois elétrons em cada orbital, ou seja, esses orbitais estão completamente preenchidos. À medida que dopamos o material, com um átomo que retire elétrons, haverá formação de buracos sejam eles nos orbitais p_x ou p_y . Portanto, a densidade de buracos por sítios será $N_h = \frac{2}{A}y$, sendo $y \in [0, 1]$ o parâmetro que relaciona o número de buracos por sítios através da dopagem e A é a área da rede do oxigênio. Por exemplo, se $y = 0$, têm-se $N_h = 0$ isto significa que os orbitais estão completamente preenchidos (sem buracos nos orbitais), mas se $y = 1$, obtemos $N_h = \frac{2}{A}$, ou seja, existem duas vacâncias nos orbitais do oxigênio. Neste processo de dopagem existe o parâmetro x que é relacionado ao valor da estequiometria do dopante, então deve-se considerar algum tipo de relação de x e o parâmetro y , sabemos que o mecanismo de dopagem ocorre de forma diferente em cada cuprato supercondutor [39, 40, 43]. Podemos associar que o parâmetro de densidade de buraco, y , é algum tipo de função não-universal entre o parâmetro de dopagem: $y = f(x)$. Uma vez determinada esta função, sabe-se

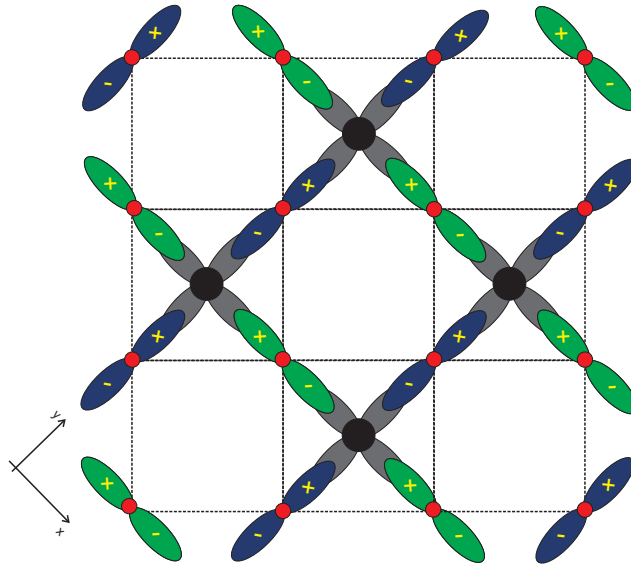


Figura 2.5: Representação da hibridização dos orbitais do cobre com os orbitais do oxigênio. Os círculos vermelhos representam os íons de oxigênio e os círculos pretos são os íons de cobre. Essa imagem foi retirada da referência [38].

que tipo de relação ocorre entre a densidade de buracos por sítio e o parâmetro estequiométrico de dopagem. Na próxima seção será apresentado o modelo que descreve a dinâmica eletrônica nos orbitais do oxigênio.

2.3.2 Modelo Spin-Férmion-Hubbard

Visto na seção anterior que o processo de hibridização dos orbitais dos íons de oxigênio tem uma papel importante no processo de dopagem e também na descrição das fases dos cupratos supercondutores. Observe que os momentos magnéticos produzidos pelos elétrons dos orbitais de íons de cobre produzem uma interação de super-troca² que é responsável pela fase antiferromagnética. Além disso, existem as interações magnéticas dos *spins* do cobre com os *spins* do oxigênio, bem como, a interação de repulsão de Coulomb entre os buracos dopados. Logo, podemos escrever a seguinte Hamiltoniana [42],

$$H = H_0 + H_U + H_{AF} + H_K, \quad (2.3)$$

²É uma interação que é mediada por um íon não magnético e ocorre em óxidos de metais de transição, por exemplo, o CuO_2 .

sendo H_0 a Hamiltoniana que descreve a parte cinética dos buracos nas sub-redes do oxigênio, veja a figura 2.6a; H_U o termo de repulsão Coulombiana (Hubbard) entre os buracos, figura 2.6b; H_{AF} a Hamiltoniana de Heisenberg entre os spins dos íons de cobre (figura 2.6c) e H_K a interação magnética dos *spins* dos íons de oxigênio com o *spin* dos íons de cobre, figura 2.6d. Essa Hamiltoniana descrita por (2.3) é chamada de modelo Spin-Férmion-Hubbard [38, 42, 44]. Podemos expressar, explicitamente, cada termo da equação (2.3), da seguinte forma [38, 42]:

$$H_0 = -t_p \sum_{\vec{R}, \vec{d}_i} \sum_{\sigma} \psi_{A,\sigma}^{\dagger}(\vec{R}) \psi_{B,\sigma}(\vec{R} + \vec{d}_i) + hc, \quad (2.4)$$

$$H_U = U_p \sum_{\vec{R}} n_{\uparrow}^A n_{\downarrow}^A + U_p \sum_{\vec{R} + \vec{d}_i} n_{\uparrow}^B n_{\downarrow}^B, \quad (2.5)$$

$$H_{AF} = J_{AF} \sum_{\langle IJ \rangle} \vec{S}_I \cdot \vec{S}_J, \quad (2.6)$$

$$H_K = J_K \sum_I \sum_{\vec{R}, \vec{R} + \vec{d}_i \in I} \vec{S}_I \cdot [\vec{S}_A(\vec{R}) + \vec{S}_B(\vec{R} + \vec{d}_i)]. \quad (2.7)$$

Observe que foi introduzido o operador de criação de buracos em cada sub-rede, $\psi_{A,\sigma}^{\dagger}$ e $\psi_{B,\sigma}^{\dagger}$, sendo σ os *spins* dos buracos. \vec{S}_I são os operadores de spins dos íons de cobre localizados na rede quadrada do sítio I e \mathcal{S}_A são os operadores de *spins* dos buracos nas sub-rede A e B. O parâmetro t_p é a energia de transição dos buracos entre os vizinhos próximos da sub-rede A para sub-rede B, U_p é a energia de repulsão de Coulomb entre os buracos nos orbitais dos oxigênios, J_{AF} é a energia de super-troca entre os spins do cobre e J_K é o acoplamento magnético de Kondo entre o *spin* do buraco do oxigênio com o *spin* do íon de cobre.

A partir desse modelo, pode-se encontrar uma teoria que descreve a dinâmica efetiva dos buracos itinerantes. Para chegar a esse tipo de descrição, fazemos o uso de duas operações distintas: a primeira é utilizar a operação de traço sobre os graus de liberdade dos íons localizados, momentos magnéticos dos íons de cobre, e a segunda operação consiste em usar a expansão perturbativa até a segunda ordem no termo $(\frac{t_p}{U_p})$, para obter a interação repulsiva buraco-buraco nas diferentes sub-redes do oxigênio³, para maiores detalhes veja as referências [38, 42, 44]. Uma vez feito essas operações e levando em consideração o processo de dopagem, então, é possível encontrar uma teoria efetiva descrevendo a dinâmica dos buracos nas sub-redes do oxigênio, veja

³ A demonstração da Hamiltoniana efetiva não será abordado nesse Trabalho de Conclusão de Curso (TCC), pois está fora do escopo do trabalho

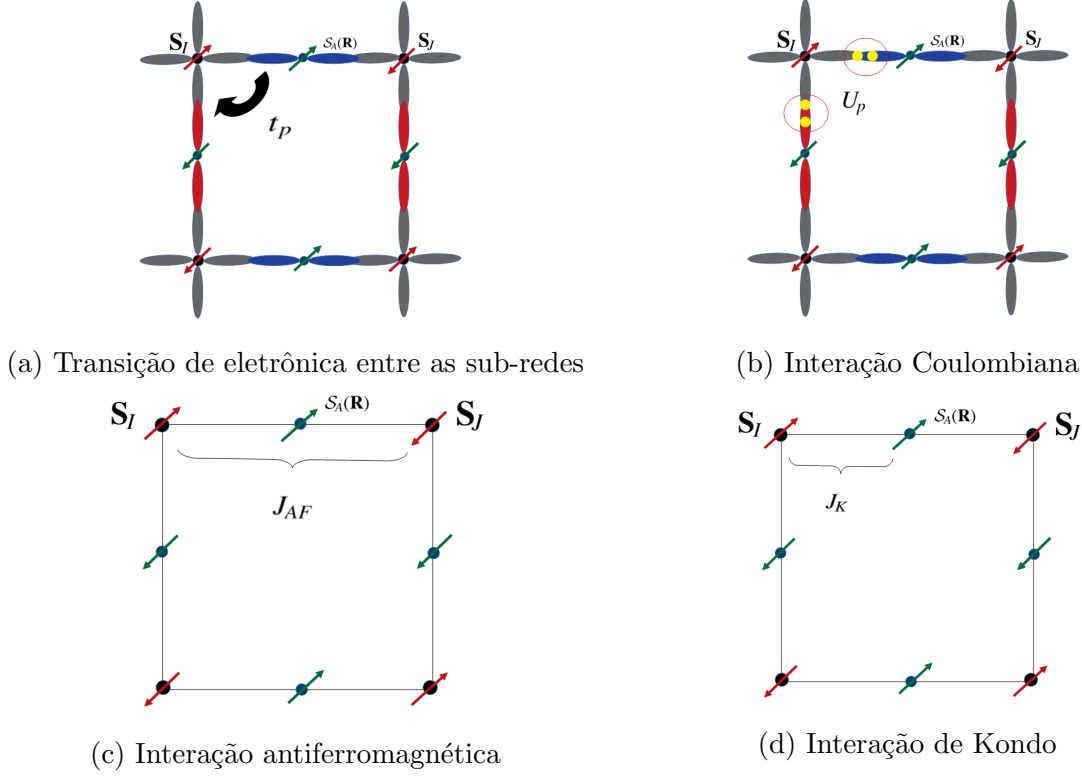


Figura 2.6: Nesta figura mostra as representações dos termos da hamiltoniana Spin-Férmion-Hubbard. Em 2.6a é a transição eletrônica entre os orbitais p do oxigênio; 2.6b é a interação Coulombiana entre os elétrons das sub-redes; 2.6c é interação de Heisenberg entre os *spins* dos íons de cobre e 2.6d é a interação magnética entre os *spins* dos íons de cobre com os *spins* dos íons de oxigênio.

o Apêndice A. Assim, obtêm-se o potencial efetivo dado por [38, 42]:

$$V_{eff}[\Delta, \mu, M] = \frac{|\Delta|^2}{g} + \frac{|M|^2}{g_1} + \lambda N d(x) - NT \int \frac{d^2k}{(2\pi)^2} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \ln \left[\frac{\omega_n^2 + \varepsilon^2(K)}{\omega_n^2 + v^2 K^2} \right], \quad (2.8)$$

sendo $\omega_n = (2n + 1)\pi T$ as frequências de Matsubara, $d(x)$ a densidade de buraco em função do parâmetro de dopagem, Δ o parâmetro de ordem supercondutor, λ o potencial químico, M o parâmetro de ordem do *pseudogap*, g o acoplamento supercondutor e g_1 o acoplamento do *pseudogap*. Os autovalores de energia são $\varepsilon^2(K) = \left(\sqrt{v^2 K^2 + M^2} + l\lambda \right)^2 + \Delta^2$, sendo que l assume valores de ± 1 .

Uma vez encontrado o potencial efetivo da teoria, podemos encontrar as equações de estado. Elas são encontradas através das condições de extremos da equação (2.8) com respeito a Δ , λ e M . A partir disto, será possível obter as equações de $T_c(x)$ e $T^*(x)$ para as fases supercondutora

e *pseudogap*, respectivamente. Além disso, esse modelo descreve a resistividade dos cupratos em suas diferentes fases do seu diagrama de fase [45] e, ademais, os efeitos de campo magnético nas propriedades de transporte [46].

2.3.3 Fase supercondutora e *pseudogap*

Conforme discutido na seção anterior, é possível obter as expressões das curvas que delimitam as fases supercondutora e *pseudogap*. Analisando, primeiramente, a fase supercondutora em que $\Delta \neq 0$, pares de Cooper formados, e $M = 0$, não há formação de estados ligados elétron-buraco, portanto a expressão para T_c será dada por [38, 42]:

$$T_c = \left\{ \begin{array}{l} \frac{\ln 2 T_{max}}{\ln 2 + \frac{\gamma(x_0-x)}{T_c(x)} + \frac{1}{2} \left(e^{-\frac{2\gamma(x_0-x)}{T_c(x)}} - 1 \right)}, \quad x < x_0 \\ \frac{\ln 2 T_{max}}{\ln \left[1 + e^{\left(\frac{-2\gamma(x_0-x)}{T_c(x)} \right)} \right]}, \quad x > x_0 \\ \frac{\ln 2 T_{max}}{\ln 2 + \frac{\gamma|x_0-x|}{T_c(x)} + \frac{1}{2} \left(e^{-\frac{2\gamma|x_0-x|}{T_c(x)}} - 1 \right)}, \quad LSCO. \end{array} \right. \quad (2.9)$$

Note que, a expressão de T_c apresenta expressões diferentes na região $x < x_0$, regime *underdoped*, e na região $x > x_0$, regime *overdoped*, sendo x_0 é valor de dopagem ótima⁴. Quando a temperatura crítica alcança, o valor de dopagem ótima temos o valor máximo de temperatura, T_{max} , que o material supercondutor apresenta. O único composto que apresenta uma curva simétrica de T_c é o LSCO. Já na região *pseudogap*, onde $\Delta = 0$ e $M \neq 0$, a expressão que delimita essa fase é dada por [38, 42]:

$$T^*(x) = \frac{\frac{\alpha\eta(g_1 N)}{2g_c}}{\ln \left[1 + \exp \left[-\frac{2\tilde{\gamma}(\tilde{x}_0-x)}{T^*(x)} \right] \right]}, \quad (2.10)$$

sendo $\eta(Ng_1) = \frac{Ng_1 - g_c}{Ng_1}$, com $g_c = \frac{\alpha}{\Lambda}$ o acoplamento crítico. As equações (2.9) e (2.10) podem ser visualizadas na figura 2.7 para os composto LSCO e Hg1201, observe que as expressões estão com uma excelente concordância com os dados experimentais.

2.3.4 Efeito de pressão

Os diagramas de fase da seção anterior foram obtidos desconsiderando pressões externas sobre o material. Então, a partir desse momento vamos analisar como o efeito de pressão influencia

⁴Esta é a quantidade necessária de dopagem para atingir a temperatura máxima.

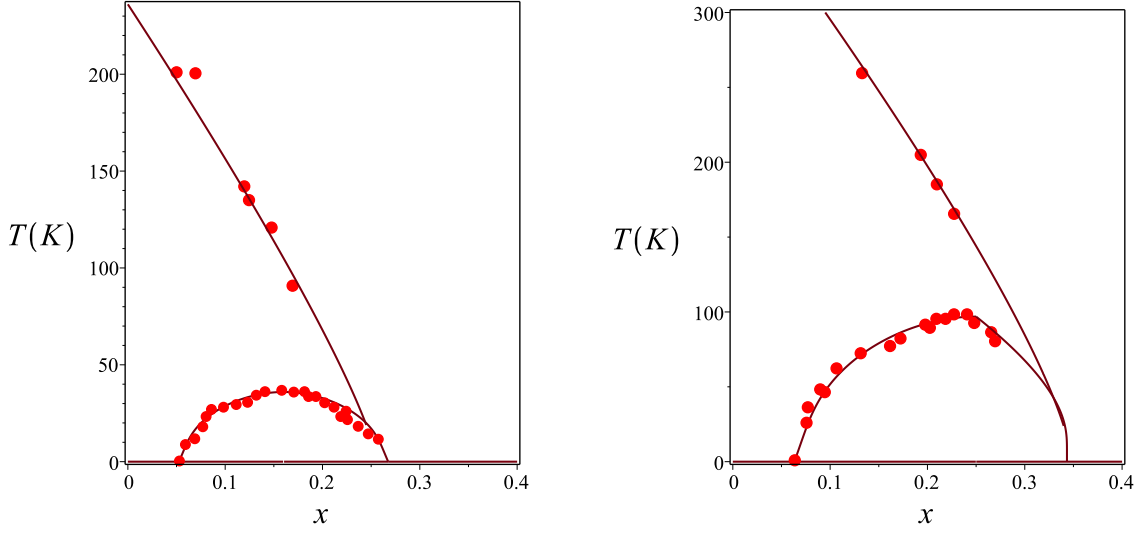


Figura 2.7: As imagens representam os diagramas de fase dos cupratos LSCO (à esquerda) e Hg1201 (à direita) com a curva teórica concordando com os dados experimentais. Essa imagem foi retirada da referência [38, 42].

na expressão de T_c e, conseqüentemente, na fase supercondutora. Sabe-se que a constante de acoplamento supercondutora, $g_s = \frac{J_k^2}{8J_{AF}}$, apresenta uma dependência com a interação magnética de Heisenberg dos íons de cobre localizados. Segundo os pesquisadores da referência [47], uma pequena variação de pressão nos cupratos interfere na intensidade da interação de super-troca. Portanto, J pode ser escrito como,

$$J(P) = J(0) \exp(\kappa_J P), \quad (2.11)$$

sendo κ_J o módulo de compressibilidade e $J(0)$ a interação magnética à pressão nula. Então, o parâmetro de acoplamento, g_s , será escrito como

$$g_s(P) = g(0) \exp(\kappa_g P), \quad (2.12)$$

sendo κ_g o módulo de compressibilidade associado a constante de acoplamento supercondutora. Analisando a fase do *pseudogap*, observa-se que a constante de acoplamento do *pseudogap*, $g_p = \frac{2t_p^2}{U_p}$, não sofre influência da pressão externa, pois o termo de *hopping*⁵ e repulsão de Coulombiana não são afetados pela variação de pressão.

A partir disso, a temperatura máxima é modificada quando o material é submetido à pressões externas, conforme visto na figura 2.8. O diagrama de fase com a influência da pressão, pode ser

⁵É a energia necessária para que haja um salto quântico entre os orbitais.

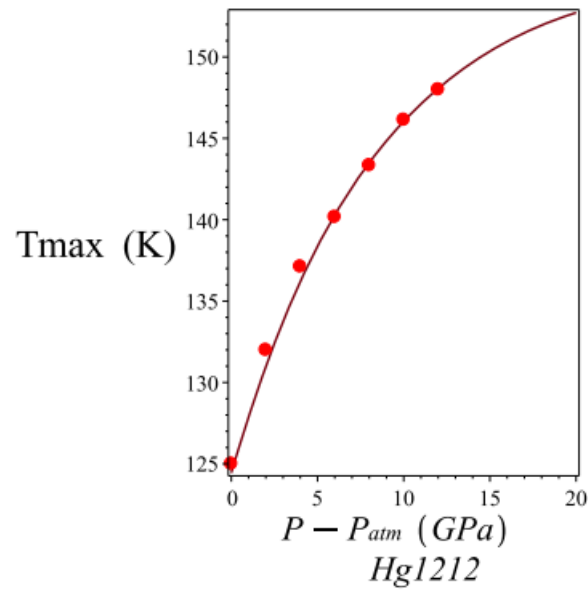


Figura 2.8: Gráfico da temperatura máxima para o composto $Hg1212$ em função da pressão. A linha sólida é o resultado teórico e os círculos vermelhos são os dados experimentais, ambos estão com uma boa concordância. Essa imagem foi retirada da referência [42].

visto na figura 2.9. Note que para cada valor de pressão há um gráfico de temperatura crítica em termos do parâmetro de dopagem.

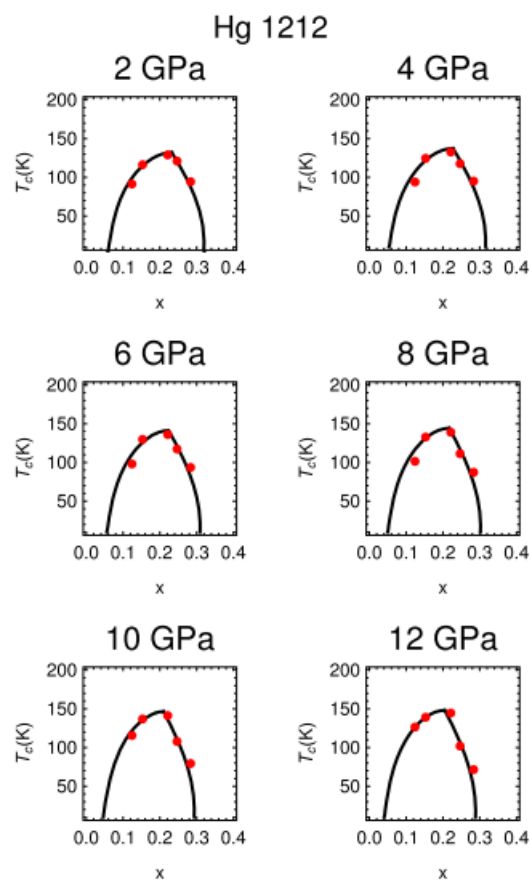


Figura 2.9: Gráficos do diagrama de fase do composto Hg1212 variando com o aumento da pressão externa. Essa imagem foi retirada da referência [42].

Considerações finais

Neste trabalho, foi possível observar a evolução histórica do fenômeno de alguns dos conceitos, técnicas e materiais envolvidos no fenômeno da supercondutividade. Mostramos os aspectos experimentais que levaram H. K. Onnes a liquefazer o hélio e medir a resistência do mercúrio, próximo à temperatura de 4,3 K. Além disso, foram apresentadas teorias fenomenológicas para as primeiras descrições da supercondutividade, tais como: a equação de London e a teoria de Landau-Ginzburg. Ressaltamos também o mecanismo microscópico proposto por Bardeen, Cooper e Schriffer em 1957, propondo a formação de pares de Cooper através da interação atrativa entre os elétrons por intermédio das oscilações da rede (fônons). No entanto, em 1986, essa teoria não foi capaz de explicar a supercondutividade nos cupratos. Esses materiais apresentam em sua estrutura planos de CuO_2 , responsáveis pelo mecanismo fundamental na descrição desse fenômeno. Apresentamos também nessa monografia o modelo Spin-Férmion-Hubbard, sendo este o modelo microscópico responsável para a formação de pares de Cooper nos planos de CuO_2 . Mostramos também que os resultados teóricos obtidos por este modelo estão em excelente concordância com dados experimentais para a fase supercondutora, *pseudogap* e sob efeitos de pressão, para estes materiais.

APÊNDICE A

Cálculo do potencial efetivo

Feito as operações de traço e aplicando a expansão perturbativa em segunda ordem, conforme descrito no texto principal, o cálculo do potencial efetivo, iniciará da seguinte Hamiltoniana [38, 42],

$$H = H_0 + H_{SC} + H_{PG}, \quad (\text{A.1})$$

sendo

$$H_0 = -t \sum_{\sigma=\downarrow,\uparrow} \sum_{\mathbf{R}, \mathbf{d}_i} \psi_{A\sigma}^\dagger(\mathbf{R}) \psi_{B\sigma}(\mathbf{R} + \mathbf{d}_i) + hc, \quad (\text{A.2})$$

$$\begin{aligned} H_{SC} &= -g \sum_{\mathbf{R}, \mathbf{d}_i} \left[\psi_{A\uparrow}^\dagger(\mathbf{R}) \psi_{B\downarrow}^\dagger(\mathbf{R} + \mathbf{d}_i) + \psi_{B\uparrow}^\dagger(\mathbf{R} + \mathbf{d}_i) \psi_{A\downarrow}^\dagger(\mathbf{R}) \right] \times \\ &\times \left[\psi_{B\downarrow}(\mathbf{R} + \mathbf{d}_i) \psi_{A\uparrow}(\mathbf{R}) + \psi_{A\downarrow}(\mathbf{R}) \psi_{B\uparrow}(\mathbf{R} + \mathbf{d}_i) \right] \end{aligned} \quad (\text{A.3})$$

e

$$\begin{aligned} H_{PG} &= -g_1 \sum_{\mathbf{R}, \mathbf{d}_i} \left[\psi_{A\uparrow}^\dagger(\mathbf{R}) \psi_{B\uparrow}(\mathbf{R} + \mathbf{d}_i) + \psi_{A\downarrow}^\dagger(\mathbf{R}) \psi_{B\downarrow}(\mathbf{R} + \mathbf{d}_i) \right] \times \\ &\times \left[\psi_{B\uparrow}^\dagger(\mathbf{R} + \mathbf{d}_i) \psi_{A\uparrow}(\mathbf{R}) + \psi_{B\downarrow}^\dagger(\mathbf{R} + \mathbf{d}_i) \psi_{A\downarrow}(\mathbf{R}) \right], \end{aligned} \quad (\text{A.4})$$

sendo \mathbf{d}_i , $i = 1, \dots, 4$, os vetores que conectam todos os íons de oxigênios com seus quatros vizinhos próximos e \mathbf{R} os sítios da sub-rede A. As constantes g e g_1 são as constantes de acoplamentos para a interação atrativa e repulsiva, respectivamente. Podemos reescrever a Hamiltoniana A.1 na sua forma trilinear, introduzindo os campos de Hubbard-Stratonovitch, Φ

e χ , então, temos

$$\begin{aligned}
 H &= -t \sum_{\sigma=\downarrow,\uparrow} \sum_{\mathbf{R},\mathbf{d}_i} \psi_{A\sigma}^\dagger(\mathbf{R}) \psi_{B\sigma}(\mathbf{R} + \mathbf{d}_i) + hc \\
 &+ \sum_{\mathbf{R},\mathbf{d}_i} \Phi(\mathbf{d}_i) \left[\psi_{A\uparrow}^\dagger(\mathbf{R}) \psi_{B\downarrow}^\dagger(\mathbf{R} + \mathbf{d}_i) + \psi_{B\uparrow}^\dagger(\mathbf{R} + \mathbf{d}_i) \psi_{A\downarrow}^\dagger(\mathbf{R}) \right] + hc + \\
 &+ \sum_{\sigma=\downarrow,\uparrow} \sum_{\mathbf{R},\mathbf{d}_i} \chi(\mathbf{d}_i) \left[\psi_{A\uparrow}^\dagger(\mathbf{R}) \psi_{B\uparrow}(\mathbf{R} + \mathbf{d}_i) + \psi_{A\downarrow}^\dagger(\mathbf{R}) \psi_{B\downarrow}(\mathbf{R} + \mathbf{d}_i) \right] + hc + \\
 &+ \frac{1}{g} \sum_{\mathbf{R},\mathbf{d}_i} \Phi^\dagger(\mathbf{R} + \mathbf{d}_i) \Phi(\mathbf{R} + \mathbf{d}_i) + \frac{1}{g_1} \sum_{\mathbf{R},\mathbf{d}_i} \chi^\dagger(\mathbf{R} + \mathbf{d}_i) \chi(\mathbf{R} + \mathbf{d}_i). \tag{A.5}
 \end{aligned}$$

Variando com respeito Φ^\dagger e χ , obtemos

$$\Phi^\dagger = g \left[\psi_{A\uparrow}^\dagger \psi_{B\downarrow}^\dagger + \psi_{B\uparrow}^\dagger \psi_{A\downarrow}^\dagger \right] \tag{A.6}$$

e

$$\chi^\dagger = g_1 \left[\psi_{A\uparrow}^\dagger \psi_{B\uparrow} + \psi_{A\downarrow}^\dagger \psi_{B\downarrow} \right]. \tag{A.7}$$

Note que Φ^\dagger é o operador de criação dos pares de Cooper (buraco-buraco), enquanto que χ^\dagger é o operador de criação de exciton (elétron-buraco), ocorrendo em diferentes subredes.

Escrevendo (A.5) no espaço dos momentos, temos

$$\begin{aligned}
 H &= \sum_{\mathbf{k},\sigma} \epsilon(\mathbf{k}) \left[\psi_{A\sigma}^\dagger(\mathbf{k}) \psi_{B\sigma}(\mathbf{k}) + hc \right] + \\
 &+ \sum_{\mathbf{k}} \Phi(\mathbf{k}) \left[\psi_{A\uparrow}^\dagger(-\mathbf{k}) \psi_{B\downarrow}^\dagger(\mathbf{k}) + \psi_{B\uparrow}^\dagger(\mathbf{k}) \psi_{A\downarrow}^\dagger(-\mathbf{k}) \right] + hc + \\
 &+ \sum_{\mathbf{k}} \chi(\mathbf{k}) \left[\psi_{A\sigma}^\dagger \psi_{B\sigma}(\mathbf{k}) \right] + hc + \\
 &+ \frac{1}{g} \sum_{\mathbf{k}} \Phi^\dagger(\mathbf{k}) \Phi(\mathbf{k}) + \frac{1}{g_1} \sum_{\mathbf{k}} \chi^\dagger(\mathbf{k}) \chi(\mathbf{k}), \tag{A.8}
 \end{aligned}$$

sendo $\epsilon_{\vec{k}}$ é a energia *tight-binding* usual, dada por

$$\epsilon(\vec{k}) = -t \sum_{i=1\dots 4} e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{d}_i}. \tag{A.9}$$

Usando o campo fermiônico de Nambu de 4-componentes que é dado por

$$\Psi_a = \begin{pmatrix} \psi_{A,\uparrow,a} \\ \psi_{B,\uparrow,a} \\ \psi_{A,\downarrow,a}^\dagger \\ \psi_{B,\downarrow,a}^\dagger \end{pmatrix}, \tag{A.10}$$

os índices A e B denotam as subredes do oxigênio. O índice a indica o número de planos de CuO_2 adjacentes aos quais os elétrons e buracos pertencem. Neste formalismo, estamos desprezando a interação entre os planos.

Logo, a Hamiltoniana pode ser escrita na forma matricial

$$H = \frac{1}{g} \sum_{\mathbf{k}} \Phi^\dagger(\mathbf{k})\Phi(\mathbf{k}) + \frac{1}{g_1} \sum_{\mathbf{k}} \chi^\dagger(\mathbf{k})\chi(\mathbf{k}) + \sum_{\mathbf{k}} \Psi_a^\dagger \mathcal{H} \Psi_a, \quad (\text{A.11})$$

sendo

$$\mathcal{H} = \begin{pmatrix} 0 & \epsilon(\mathbf{k}) + M(\mathbf{k}) & 0 & \Delta(\mathbf{k}) \\ \epsilon(\mathbf{k}) + M^*(\mathbf{k}) & 0 & \Delta(\mathbf{k}) & 0 \\ 0 & \Delta^*(\mathbf{k}) & 0 & -\epsilon(\mathbf{k}) - M(\mathbf{k}) \\ \Delta^*(\mathbf{k}) & 0 & -\epsilon(\mathbf{k}) - M^*(\mathbf{k}) & 0 \end{pmatrix}, \quad (\text{A.12})$$

em que $\Delta(\mathbf{k})$ e $M(\mathbf{k})$ são os parâmetros de ordem supercondutor e pseudogap, respectivamente. Além disso, são os valores médios dos operadores de criação dos pares de Cooper e de excitons.

A fim de incluir a dopagem na Hamiltonina, usamos a relação que envolve a densidade eletrônica com a concentração de dopante através do vínculo expresso por

$$\lambda \left[\sum_{C=A,B} \sum_{\sigma=\uparrow,\downarrow} \psi_{C\sigma,a}^\dagger \psi_{C\sigma,a} - Nd(x) \right], \quad (\text{A.13})$$

sendo λ é o multiplicador de Lagrange; o seu valor médio é o potencial químico: $\langle \lambda \rangle = \mu$. Com base nisto, escrevemos a função de partição da teoria, no espaço de Minkowski, da seguinte forma

$$\mathcal{Z} = \mathcal{Z}_0^{-1} \int \mathcal{D}\Psi_a^\dagger \mathcal{D}\Psi_a \mathcal{D}\Delta^\dagger \mathcal{D}\Delta \mathcal{D}M \mathcal{D}\lambda e^{iS}, \quad (\text{A.14})$$

sendo

$$S = \int d^2\mathbf{r}dt \left[-\frac{|\Delta|^2}{g} - \frac{|M|^2}{g_1} - \lambda Nd(x) + \Psi_a^\dagger \mathcal{A} \Psi_a \right], \quad (\text{A.15})$$

na qual $\mathcal{A} = i\partial_t - \mathcal{H} + \lambda I \otimes (-I)$, I é a matriz identidade e \mathcal{Z}_0^{-1} é a constante de normalização. Portanto, fazendo a integração sobre os graus de liberdade fermiônicos, temos a seguinte ação efetiva,

$$S_{eff} = \int d^2\mathbf{r}dt \left\{ -\frac{|\Delta|^2}{g} - \frac{|M|^2}{g_1} - \lambda Nd(x) - iN \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \ln \left[\frac{\det \mathcal{A}(\Delta, M, \lambda)}{\det \mathcal{A}(\Delta = 0, M = 0)} \right] \right\}. \quad (\text{A.16})$$

sendo

$$\det \mathcal{A}[\Delta, \lambda] = \left(k_0^2 + \varepsilon_{(+)}^2 \right) \left(k_0^2 + \varepsilon_{(-)}^2 \right), \quad (\text{A.17})$$

tal que $\varepsilon_{(\pm)}^2(\Delta, M, \lambda) = \Delta^2 + (\sqrt{\varepsilon(\mathbf{k})^2 + M^2} \pm \lambda)^2$ são os autovalores de energia. Com isso, o potencial efetivo pode ser escrito como

$$\begin{aligned}
 V_{eff}[\Delta, \lambda, M] &= \frac{|\Delta|^2}{g} + \frac{|M|^2}{g_1} + \lambda N d(x) + \\
 &- NT \int \frac{d^2k}{(2\pi)^2} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \ln \left[\frac{\det \mathcal{A}[\Delta_0, \mu_0, M_0]}{\det \mathcal{A}[\Delta_0 = 0, M_0 = 0, \mu_0 = 0]} \right],
 \end{aligned} \tag{A.18}$$

então, substituindo (A.17) em (A.18), obtemos

$$V_{eff}[\Delta, \lambda, M] = \frac{|\Delta|^2}{g} + \frac{|M|^2}{g_1} + \lambda N d(x) - NT \sum_{l=\pm 1} \int \frac{d^2k}{(2\pi)^2} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \ln \left[\frac{\omega_n^2 + \varepsilon^2(K)}{\omega_n^2 + v^2 K^2} \right]. \tag{A.19}$$

Referências Bibliográficas

- [1] H. K. Onnes, *Further experiments with liquid Helium. G. On the electric Resistance of pure metals etc. VI. On the sudden change in the rate at which the resistance of mercury disappears.*, Proceeding of the Koninklijke Akademie van Wetenschappen te Amsterdam, 799-802 (1911);
- [2] W. Meissner e R. Ochsenfeld, *Ein neuer Effekt bei Eintritt der Supraleitfähigkeit*, Naturwissenschaften **21**, 787-788 (1933);
- [3] W. T. B. de Sousa, R. M. Stephan, F. S. Costa, E. F. Rodriguez, F. G. R. Martins, R. A. H. de Oliveira e R. de Andrade Jr., *Projeto MagLev Cobra - Levitação supercondutora para transporte urbano*, Rev. Bras. Ens. Fis. **38**, e4308 (2016);
- [4] C. J. Gorter e H. Casimir, *On supraconductivity I*, Physica **1**, 306 (1934);
- [5] H. London e F. London, *The electromagnetic equations of the supraconductor*, Proc. Royal Soc. A, **149**, 71-88 (1935);
- [6] V. L. Ginzburg e L. D. Landau, *Zh. Eksperim. i Teor. Fiz.* **20**, 1064 (1950);
- [7] J. Bardeen, L. N. Cooper e J. R. Schrieffer, *The of superconductivity* Phys. Rev. **108**, 1175 (1957);
- [8] J. G. Bednorz e K. A. Müller, *Possible high-Tc superconductivity in the Ba-La-Cu-O system*, Z. Phys. B64, 189 (1986);
- [9] E. Dagoto, *Correlated electrons in high-temperature superconductors*, Rev. Mod. Phys. **66**, 763 (1994);

-
- [10] M. K. Wu, J. R. Ashburn, C. J. Torng, P. H. Hor, R. L. Meng, L. Gao, Z. J. Huang, Y. Q. Wang e C. W. Chu, *Superconductivity at 93 K in a New Mixed-Phase Y-Ba-Cu-O Compound System at Ambient Pressure*, Phys. Rev. Lett 58, 908 (1987);
- [11] T. S. Martins e P. C. Isolani, *Terras raras: aplicações industriais e biológicas*, Quim. Nova **28**, 111 (2005)
- [12] H. Maeda, Y. Tanaka, M. Fukutomi e T. Asano, *A new High- T_c oxide superconductor without a Rare Earth element*, Jap. Journal of. App. Phys. 27, 209 (1988);
- [13] Z. Z. Sheng, W. Kiehl, J. Bennett, A. El Ali, D. Marsh, G. D. Mooney, F. Arammash, J. Smith, D. Viar e A. M. Hermann, *New 120 K Tl-Ca-Ba-Cu-O superconductor*, Appl. Phys. Lett. 52, 1738 (1988);
- [14] J.L Wagner, B. A. Hunter, D. G. Hinks e J. D. Jorgensen, *Structure and superconductivity of $HgBa_2Ca_2Cu_3O_{8+\delta}$* , Phys. Rev. B 51, 15407 (1995);
- [15] D. V. Delft e P. Kes, *The discovery of superconductivity*, Phys. Today **63**, 9, 38 (2010);
- [16] D. V. Delft, *Little cup of helium, big science*, Phys. Today **61**, 3, 36 (2008);
- [17] H. K. Onnes, *Further experiments with liquid Helium. C. On the change of electric resistance of pure metals at low temperatures etc. IV. The resistance of pure mercury at helium temperatures.*, Proceeding of the Koninklijke Akademie van Wetenschappen te Amsterdam, 1479-1481 (1911);
- [18] D. V. Delft e P. Kes, *The discovery of superconductivity*, Europhys. News **42**, 1, 21 (2011);
- [19] J. F. Annett, *Superconductivity, superfluids, and condensates*, Oxford University Press Inc., New York (2004);
- [20] J. B. Ketterson e S. N. Song, *Superconductivity*, Cambridge University Press, UK (1999);
- [21] R. D. Parks, *Superconductivity*, vol. 1, Marcel Dekker, Inc., EUA (1969);
- [22] M. Tinkham, *Introduction to superconductivity*, 2^o ed., MacGraw-Hill, EUA, (1996);
- [23] M. B. S. Costa e A. C. Paixa, *Supercondutividade: um século de desafios e superação*, Rev. Bras. Ens. Fis. **34**, 2602 (2012);

-
- [24] P. S. Branício, *Introdução à supercondutividade, suas aplicações e a mini-revolução provocada pela redescoberta de MgB_2 : uma abordagem didática*, Rev. Bras. Ens. Fís. **23**, 381 (2001);
- [25] J. F. Annett, *Superconductivity, superfluids and condensates*, Oxford University Press, New York (2004);
- [26] G. Dunne, *Aspects of Chern-Simons theory*, arXiv:hep-th/9902115v1 (1999);
- [27] H. Fröhlich, *Interaction of electrons with lattice vibrations*, Proc. R. Soc. Lond. A **215**, 291 (1952);
- [28] J. Bardeen e D. Pines, *Electron-Phonon interaction in Metals*, Phys. Rev. **99**, 1140 (1955);
- [29] L. N. Cooper, *Bound electron pairs in a degenerate Fermi gas*, Phys. Rev. **104**, 1189 (1956);
- [30] F. Ostermann, L. M. Ferreira e C. J. H. Calvacanti, *Tópicos de física contemporânea no ensino médio: um texto para professores sobre supercondutividade*, Rev. Bras. Ens. Fis. **20**, 270 (1998);
- [31] H. M. Nussenzveig, *Curso de física básica 3: Eletromagnetismo*, Editora Blücher, 1^a ed., São Paulo (1997);
- [32] E. C. Marino *Quantum Field Theory Approach to Condensed Matter Physics*, Cambridge University Press, Cambridge, UK (2017);
- [33] N. Barisic, M. K. Chan, Y. Li, G. Yu, X. Zhao, M. Dressel, A. Smontara e M. Greven, *Universal sheet resistance and revised phase diagram of the cuprate high-temperature superconductors*, Proceeding of the Nation Academy of Sciences, 110, 12235 (2013);
- [34] P. A. Lee, N. Nagaosa e Xiao-Gang Wen, *Doping a Mott insulator: Physics of high-temperatura superconductivity*, Rev. Mod. Phys. **78**, 17 (2006).
- [35] N. F. Mott, *The basis of the electron theory of metals, with special reference to the transition metals*, Proc. Phys. Soc. A **62**, 416 (1949);
- [36] L. F. Lopes, *Estudo experimental do Pseudogap no supercondutor de alta temperatura crítica $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8-\delta}$* , tese de doutorado, UFRGS (2018);

-
- [37] A. Damascelli, Z. Hussain e Zhi-Xun Shen, *Angle-resolved photoemission studies of the cuprates superconductors*, Rev. Mod. Phys. 75, 473 (2003);
- [38] R. O. Corrêa Jr, *Effects of doping in High- T_c superconducting cuprates*, tese de doutorado, UFRJ (2019);
- [39] T. Honma e P. H. Hor, *Universal optimal hole-doping concentration in single-layer high-temperature cuprate superconductors*, Supercond. Sci. Technol. 19, 907 (2006);
- [40] T. Honma, P. H. Hor, H. H. Hsieh e M. Tanimoto *Universal intrinsic scale of the hole concentration in high- T_c cuprates*, Phys. Rev. B 70, 214517 (2004);
- [41] M. R. Presland et. al., *General trends in oxygen stoichiometry effects on T_c in Bi and Tl superconductors* Physica C 176, 95 (1991);
- [42] E. C. Marino, R. O. Corrêa Jr, R. Arouca, L. H. C. M. Nunes e V. S. Alves, *Superconducting and pseudogap transition temperatures in high- T_c cuprates and the T_c dependence on pressure*, Supercond. Sci. Technol. **33**, 035009 (2020);
- [43] T. Honma e P. H. Hor, *Unified electronic phase diagram for hole-doped high- T_c cuprates*, Phys. Rev. B 77, 184520 (2008);
- [44] R. Arouca, *Quantum phase transitions in topological matter and high- T_c cuprates*, tese de doutorado, UFRJ (2021);
- [45] R. Arouca e E. C. Marino, *The resistivity of high- T_c cuprates*, Supercond. Sci. Technol. **34**, 035004 (2021);
- [46] R. Arouca e E. C. Marino, *Magnetic field effects on the transport properties of high- T_c cuprates*, Supercond. Sci. Technol. **34**, 085008 (2021);
- [47] X. Rocquefelte, K. Schwarz e P. Blaha, *Theoretical investigation of the magnetic exchange interactions in copper (II) oxides under chemical and physical pressures*, Sci. Rep. **2**, 759, (2012);