

UNIVERSIDADE ESTADUAL PAULISTA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM CIÊNCIA E
TECNOLOGIA DE MATERIAIS
CAMPUS DE BAURU

RAFAEL PLANA SIMÕES

EFEITOS DO *PINNING* NOS REGIMES DINÂMICOS DE VÓRTICES
EM SUPERCONDUTORES DO TIPO II

Bauru

2007

RAFAEL PLANA SIMÕES

**EFEITOS DO *PINNING* NOS REGIMES DINÂMICOS DE VÓRTICES EM
SUPERCONDUTORES DO TIPO II**

Dissertação apresentada como requisito parcial
à conclusão do curso de Mestrado em Ciência e
Tecnologia de Materiais da Faculdade de
Ciências da Universidade Estadual Paulista
“Julio de Mesquita Filho”.

Orientador: Prof. Dr. André Luiz Malvezzi

Co-Orientador: Prof. Dr. Pablo A. Venegas Urenda

Bauru

2007

RAFAEL PLANA SIMÕES

**EFEITOS DO *PINNING* NOS REGIMES DINÂMICOS DE VÓRTICES EM
SUPERCONDUTORES DO TIPO II**

Dissertação apresentada como requisito parcial
à conclusão do curso de Mestrado em Ciência e
Tecnologia de Materiais da Faculdade de
Ciências da Universidade Estadual Paulista
“Julio de Mesquita Filho”.

BANCA EXAMINADORA

Prof. Dr. Pablo A. Venegas Urenda – Co-Orientador
Faculdade de Ciências – Unesp – Campus de Bauru

Prof. Dr. Paulo Noronha Lisboa Filho
Faculdade de Ciências – Unesp – Campus de Bauru

Prof. Dr. Ladir Cândido da Silva
Instituto de Física – Universidade Federal de Goiás

Bauru, 28 de junho de 2007

Dedico este trabalho à minha família, professores e a todas as pessoas que me apoiaram .

E ainda que tivesse o dom de profecia, e conhecesse todos os mistérios e toda a ciência,

e ainda que tivesse toda fé, de maneira tal que transportasse os montes,

e não tivesse amor, nada seria.

(Apóstolo Paulo)

AGRADECIMENTOS

Agradeço a Deus, pelo dom da vida e por simplesmente tudo!

Agradeço a minha família, em especial à minha mãe, Sr.^a Nanci Aparecida Plana, pelo esforço superando várias dificuldades para me criar e por ser mãe.

Agradeço aos Professores Doutores Pablo A. Venegas Urenda e Denise Fernandes de Mello pela orientação, disposição, apoio e amizade.

Agradeço ao Professor Doutor André Luiz Malvezzi pelo companheirismo e por toda colaboração para que este trabalho pudesse se realizado.

Agradeço ao Professor Doutor Paulo Noronha Lisboa Filho pela contribuição para a realização e enriquecimento deste trabalho de pesquisa.

Agradeço a todos os professores que passaram pela minha vida pelo conhecimento transmitido.

Agradeço a todos os meus amigos e pessoas que me apoiaram.

Resumo

O estudo dos regimes dinâmicos de vórtices em supercondutores do tipo II tem atraído grande interesse do ponto de vista teórico e experimental, por um lado pela riqueza de comportamentos que é apresentado e, por outro, pela compreensão dos mecanismos de *pinning*, o qual é utilizado para aumentar e manter a densidade de corrente crítica, permitindo seu uso em aplicações práticas. Usando simulações de dinâmica molecular, analisamos os efeitos de *pinnings* artificiais na dinâmica de vórtices em filmes finos supercondutores do tipo II. Além da distribuição aleatória de centros de *pinning*, dois tipos de arranjos periódicos foram considerados: hexagonal e kagomé. Para o arranjo kagomé analisamos a dinâmica para a força externa aplicada nas direções transversal e longitudinal em relação à simetria da rede. Em cada caso são observados comportamentos dinâmicos distintos da rede de vórtices, uma vez que existem simetrias diferentes para cada direção. Diferentemente dos resultados obtidos para a distribuição aleatória e hexagonal de *pinnings*, para o arranjo de kagomé, a rede de vórtices apresenta uma dinâmica e um segundo pico na resistência diferencial ainda não descritos na literatura. Quando a força é aplicada na direção longitudinal, são observados regimes dinâmicos complexos da rede de vórtices. Para esse caso, além dos regimes ordenados típicos de redes periódicas de *pinnings*, os vórtices se movem em canais desordenados quando a corrente de transporte é aumentada, lembrando o regime *smectic* visto em simulações com *pinning* aleatório. Subseqüentemente, para altas correntes, os vórtices atingem um regime dinâmico onde eles novamente se movem em canais bem definidos, revelando uma ordem transversal. Para o arranjo hexagonal, os vórtices sempre se movem em linhas retas. Apresentamos também um estudo da densidade de corrente crítica para diferentes valores de densidade de vórtices. Para todas as densidades, o arranjo hexagonal apresentou maiores valores de corrente crítica que o arranjo de kagomé.

Palavras-chave: Supercondutividade. Dinâmica de vórtices. Arranjo periódico de *pinnings*.

Abstract

The study of current-driven vortex lattices in type II superconductors has attracted a great interest from both experimental and theoretical point of view, on the one side for the riches of behaviors that is showed and, otherwise, for the comprehension of pinning mechanisms, which has been used to increase and to maintain the critical current density, to allow their use in practical applications. Using molecular dynamics simulations, we analyze the effects of artificial pinning on the vortex dynamics of type II superconductors thin films. Yonder random distribution of pinning centers, two types of periodic pinning arrays are considered: the hexagonal and kagomé. For the kagomé array, we analyze the dynamics for the applied external force in the transversal and longitudinal directions to the lattice symmetry. For each case are observed different dynamical behaviors of vortex lattice, once there are different symmetries for each direction. Differently than the results obtained for the random and hexagonal distribution of pinnings, for the kagomé array, the vortex lattice show a dynamic and a second peak in the differential resistance still not reported in the literature. When the force is applied in the longitudinal direction, the dynamical behavior of vortices is much more complex. For this case, yonder the ordered regimes, typically observed in systems with periodic pinning, the vortices moving in disordered channels when the transport current is increased, resembling the smectic dynamical regime that was found in simulations for random pinning distributions. Subsequently, for high currents, the vortices reach dynamical regime where they move in well defined channels again, revealing transversal ordering. For the hexagonal array, the vortices always move in straight trajectories. We also show a study of critical current density for different values of vortex density. For all densities, the hexagonal pinning network shows higher critical currents than the kagomé configuration.

Key words: Superconductivity. Vortex dynamics. Periodic pinning array.

SUMÁRIO

INTRODUÇÃO.....	9
1. HISTÓRICO E PROPRIEDADES BÁSICAS DA SUPERCONDUTIVIDADE	11
1.1. Histórico	11
1.2. Efeito Meissner.....	14
1.3. Campo magnético crítico.....	16
1.4. Supercondutores do tipo I.....	18
1.5. Supercondutores do tipo II	18
1.6. Parâmetro de Ginzburg-Landau.....	21
1.7. Diagrama de fases e comprimento de penetração do campo magnético em supercondutores do tipo I e tipo II.....	24
1.8. Vórtices em supercondutores do tipo II.....	28
1.8.1. Modelo de London	30
1.8.2. Campo interno médio e separação de vórtices	35
1.8.3. Repulsão entre vórtices.....	36
2. MECANISMOS DE <i>PINNING</i>	41
2.1. <i>Pinning</i>	41
2.1.1. Mecanismos de <i>pinning</i> em supercondutores de alta temperatura crítica	42
2.1.2. Teoria do <i>pinning</i> coletivo de Larkin-Ovchinnikov	45
2.2. Regimes dinâmicos de vórtices e efeitos do <i>pinning</i>	47
2.2.1. Fusão dinâmica da rede de vórtices.....	50
2.2.2. Medidas de transporte.....	51
2.2.3. Regimes dinâmicos de vórtices sob influência de arranjo aleatório de <i>pinning</i> s ...	53
2.2.4. Regimes dinâmicos de vórtices sob influência de arranjos periódicos de <i>pinning</i> s	54

3. MODELO E MÉTODO DE SIMULAÇÃO	58
3.1. Modelo.....	58
3.2. Método de simulação.....	63
4. RESULTADOS E DISCUSSÃO	68
4.1. Arranjo aleatório de <i>pinnings</i>	68
4.2. Arranjo hexagonal de <i>pinnings</i>	72
4.3. Arranjo kagomé de <i>pinnings</i> : corrente de transporte na direção x	74
4.4. Arranjo kagomé de <i>pinnings</i> : corrente de transporte na direção y	77
4.5. Corrente crítica em função da variação da densidade de vórtices para sistemas com arranjos de <i>pinnings</i> do tipo hexagonal e kagomé.....	81
5. CONCLUSÃO GERAL	83
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	86

INTRODUÇÃO

A descoberta da supercondutividade e os recentes avanços em materiais supercondutores de alta temperatura crítica (HTSC) têm levado ao rápido desenvolvimento e ao aumento da aplicação tecnológica de supercondutores. Contudo, ainda não existe uma teoria capaz de explicar completamente o fenômeno da supercondutividade de alta temperatura crítica. Em 1920, com o desenvolvimento da teoria quântica, foi possível compreender o processo de condução elétrica em metais. Em 1957 a teoria proposta pelos cientistas John Bardeen, Leon Cooper, e John Schrieffer, denominada teoria BCS, explicou os mecanismos microscópicos da supercondutividade para supercondutores convencionais, entretanto, mostrou-se ineficiente para explicação dos HTSC. Por este fato, o desenvolvimento de novas tecnologias utilizando materiais supercondutores está principalmente fundamentado em descrições e teorias fenomenológicas do comportamento desses materiais. Esforços continuam no sentido de encontrar um modelo microscópico que explique a supercondutividade em HTSC. O objetivo específico deste trabalho é estudar a influência dos mecanismos de *pinning* (cuja tradução literal para o português é alfinetando, porém no contexto da supercondutividade refere-se a poços potenciais que exercem forças atrativas sobre os vórtices) em supercondutores do tipo II através da análise teórica dos regimes dinâmicos de vórtices. Este estudo deve contribuir para o entendimento de como desenvolver materiais capazes de suportar maiores valores de corrente sem perder as propriedades supercondutoras. O capítulo de introdução será destinado a um breve relato histórico da descoberta da supercondutividade e às principais propriedades dos supercondutores do tipo II, com enfoque nos assuntos mais relevantes ao trabalho de pesquisa da presente dissertação. No segundo capítulo faremos um estudo dos mecanismos de *pinning* e suas influências nos regimes dinâmicos dos vórtices através de uma revisão de teorias de *pinnings* e também dos resultados teóricos mais importantes obtidos nessa área de pesquisa.

No terceiro capítulo apresentaremos o modelo e a metodologia utilizada em nosso trabalho de pesquisa. No quarto capítulo apresentaremos os resultados obtidos e a discussão desses resultados. Finalizando, no quarto capítulo, será feita uma conclusão geral dos resultados obtidos e sugestões para trabalhos futuros.

1. HISTÓRICO E PROPRIEDADES BÁSICAS DA SUPERCONDUTIVIDADE

1.1. Histórico

Sabe-se que a corrente elétrica em um condutor é originada pelo movimento ordenado de elétrons que estão livres para se mover no material. Se a estrutura cristalina desse material fosse perfeita, os elétrons seriam capazes de se mover sem perder seu momento original, isto é, sem dissipar energia [1]. A impossibilidade em obter um cristal perfeito faz com que os materiais conhecidos (em condições normais de temperatura e pressão) apresentem resistividade elétrica. Outra variável que interfere na resistividade de um material é a temperatura. As vibrações térmicas existentes em qualquer material com temperatura acima do zero absoluto são responsáveis por deslocar seus átomos fora de suas posições de equilíbrio, interrompendo a perfeita periodicidade da estrutura cristalina. Isto nos leva intuitivamente a pensar que qualquer material com temperatura acima do zero absoluto possui algum tipo de resistividade elétrica. Porém, em 1908, o holandês Heike Kamerlingh Onnes conseguiu a liquefação do hélio, atingindo uma temperatura de aproximadamente 4 K. Onnes passou então a pesquisar o comportamento de alguns materiais nessa temperatura, sendo que três anos depois, em 1911, descobriu que uma amostra de mercúrio apresentava resistividade elétrica nula para a temperatura de liquefação do hélio (Figura 1.1).

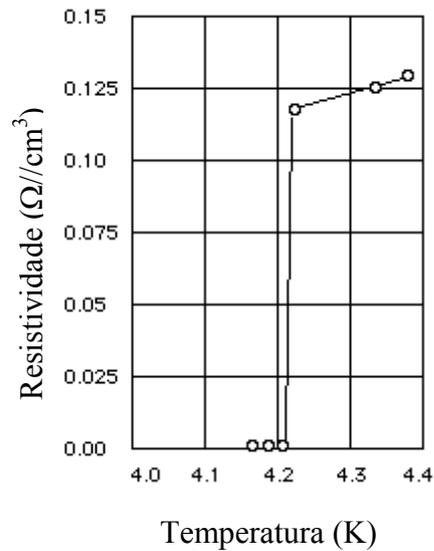


Figura 1.1 – Resistividade elétrica em Ω/cm^3 de um espécime de mercúrio em função da temperatura absoluta. Este gráfico marcou a descoberta da supercondutividade.

Onnes descobriu que para uma temperatura diferente do zero absoluto, a resistividade elétrica de alguns materiais era nula. Chamou-se essa temperatura de temperatura crítica (T_c) e o estado atingido pelo material de estado supercondutor. A partir daí surge então uma nova área de estudos em física da matéria condensada atraindo o interesse de muitos pesquisadores. Onnes recebeu o prêmio Nobel de Física em 1913 por seu trabalho intitulado: “*Pesquisa das propriedades da matéria em baixas temperaturas*”. Um fato que deve ser destacado é que a transição do estado normal para o estado supercondutor é descontínua (como pode ser visto na Figura 1.1) para o tipo de supercondutor descoberto por Onnes, o qual veremos futuramente que faz parte de uma classe denominada supercondutores do tipo I. Nesse caso não há coexistência das fases normal e supercondutora, evidenciando uma transição de fase de segunda ordem. A temperatura de transição de alguns materiais é, por exemplo: 1,2 K para o alumínio, 7,2 K para o chumbo, 9,2 K para o nióbio, 18,1 K para o Nb_3Sn , e 23,2 K para o Nb_3Ge [1].

Em 1933, Meissner e Ochsenfeld descobriram outra importante propriedade de um material no estado supercondutor: o diamagnetismo perfeito [2]. Eles descobriram que um campo magnético externo aplicado em um material no estado supercondutor é expelido de seu interior. Essa propriedade passou a ser chamada de Efeito Meissner. Em 1935, os irmãos Fritz e Heinz London desenvolveram uma primeira descrição teórica para a condutividade perfeita e o diamagnetismo perfeito nos supercondutores baseando-se em relações eletrodinâmicas [1,2,3]. Em 1950 London mostra que esta teoria pode ser descrita considerando a supercondutividade como um fenômeno onde o momento dos portadores de carga tem ordem de longo alcance. Ginzburg e Landau combinaram a eletrodinâmica dos supercondutores de London com a teoria de transições de fases de Landau, criando uma descrição fenomenológica muito mais poderosa para a supercondutividade [1]. Em 1957, Bardeen, Cooper e Schrieffer propõem uma teoria microscópica para a supercondutividade, conhecida como teoria BCS, onde é assumida a formação de pares de elétrons ligados que carregam a supercorrente e a existência de um *gap* de energia entre os estados normal e supercondutor. Os resultados de Ginzburg e Landau são bem descritos no formalismo da teoria BCS. No mesmo ano, utilizando a teoria de Ginzburg-Landau, Abrikosov mostra que existe uma segunda classe de supercondutores denominados supercondutores do tipo II. Em supercondutores do tipo II, quando um campo magnético suficientemente forte é aplicado no material, o supercondutor pode diminuir sua energia livre criando regiões normais em seu interior permitindo a penetração de campo magnético nessas regiões, ou seja, existe um novo estado de mínima energia onde o campo penetra na amostra em forma de filamentos de fluxo quantizado ou linhas de fluxo denominados vórtices. Uma descrição mais rigorosa sobre os vórtices será feita ainda neste capítulo. O material perde as propriedades supercondutoras nas regiões onde existe a penetração das linhas de fluxo e mantém a supercondutividade nas regiões remanescentes. Como, para este caso, há coexistência das fases normais e

supercondutoras, chamou-se este estado de estado misto. Os primeiros supercondutores do tipo II eram formados por ligas metálicas.

A maior temperatura de transição de supercondutores não havia ultrapassado 23,2 K (encontrada para o composto Nb_3Ge), até que, em 1986, os cientistas J. G. Bednorz e K. A. Muller reportaram a possível supercondutividade no composto $\text{La}_{1,85}\text{Ba}_{0,15}\text{CuO}_4$ a temperatura de 30 K [1]. Seguindo essa descoberta (que rendeu aos cientistas o prêmio Nobel de Física em 1987) foram encontradas em diversas cerâmicas com base de cupratos (óxidos de cobre) temperaturas de transição elevadas, como por exemplo, de 95 K para $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, 125 K para $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$ e 133 K para $\text{HgBa}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{8+\delta}$ [1]. A descoberta dos supercondutores de alta temperatura crítica (HSTC) por J. G. Bednorz e K. A. Muller despertou um grande interesse, visto que esses materiais apresentam propriedades supercondutoras na temperatura de liquefação do nitrogênio, tornando a pesquisa e a aplicabilidade desse tipo de material muito mais acessível. Como esses supercondutores de alta temperatura crítica são do tipo II, passou a existir também uma grande motivação para o estudo da física dos vórtices [1,6].

1.2. Efeito Meissner

Até 1933, as previsões sobre o comportamento magnético de um condutor perfeito, as quais afirmavam que um campo magnético externo aplicado pode penetrar no condutor perfeito, produzindo um campo magnético não nulo no interior do material, eram supostamente verdadeiras para um supercondutor, e isto parecia tão óbvio que ninguém pensou em testá-las. Foram Meissner e Ochsenfeld, em 1933, os primeiros a mostrar que algumas das previsões para condutores perfeitos não se verificavam para supercondutores reais, descobrindo que, para um supercondutor puro, a distribuição do campo magnético no interior do material era nula, isto é, dentro do supercondutor, $\vec{B} = 0$ (Figura 1.2), em lugar de $\vec{B} = \vec{B}_0$ como em um condutor perfeito, independentemente das condições iniciais [1]. Esta

propriedade é conhecida como efeito Meissner. A inexistência de fluxo magnético em um supercondutor puro independentemente das condições iniciais é uma propriedade fundamental de um supercondutor que não pode ser deduzida pela teoria da condutividade perfeita. Isto significa que um supercondutor não é simplesmente como um condutor perfeito. De acordo com a teoria clássica da eletrodinâmica, a condutividade perfeita implica que o campo elétrico \vec{E} é zero dentro de um supercondutor de acordo com a Lei de Ohm ($\vec{E} = \rho\vec{j}$). Isto implica por sua vez que $\vec{\nabla} \times \vec{E} = 0$ e conseqüentemente, pela equação de Maxwell, que $\partial\vec{B}/\partial t = 0$, o que significa que a indução magnética \vec{B} é constante no tempo, e teria portanto dependência com o estado passado do supercondutor [1]. Meissner e Ochsenfeld observaram que esta propriedade de um condutor perfeito não era válida para um material no estado supercondutor e ainda descobriram que um supercondutor se comporta como um diamagnético perfeito ($\vec{B} = 0$).

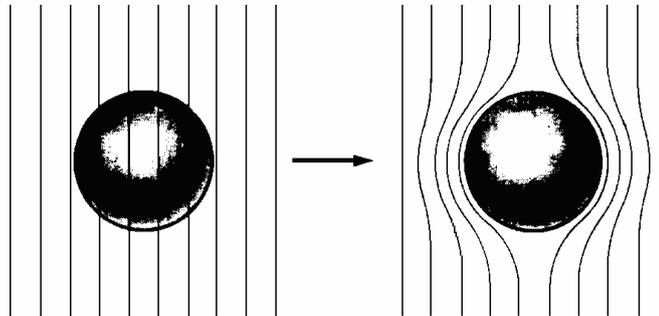


Figura 1.2 – Material (representado pela esfera) primeiramente em seu estado normal submetido a um campo magnético externo (representado pelas linhas). No estado normal as linhas de campo magnético penetram no interior da amostra. Na segunda etapa da figura o material está no estado supercondutor, sendo que o campo magnético não penetra em seu interior.

Este fascinante fenômeno da supercondutividade tem atraído não somente o interesse de muitos experimentais para descobrir novos supercondutores, mas também muitos teóricos para descrever o comportamento eletrodinâmico e termodinâmico dos supercondutores, uma vez que esta propriedade magnética tem potencial aplicabilidade [1,2,3,6]. Extensivos estudos teóricos têm sido feitos ao longo de duas linhas: as teorias microscópicas desenvolvidas para

estudar possíveis mecanismos da supercondutividade e suas propriedades, e as teorias macroscópicas tentado descrever fenomenologicamente o comportamento dos supercondutores. A teoria microscópica para supercondutores de baixa temperatura crítica é conhecida como teoria BCS, desenvolvida em 1957 por Bardeen, Cooper e Schrieffer. Uma das teorias macroscópicas mais conhecidas e utilizadas é a teoria desenvolvida pelos irmãos F. e H. London, em 1933, que será discutida com mais detalhes posteriormente.

1.3. Campo magnético crítico

A descoberta em 1911 da resistividade nula em supercondutores despertou um grande interesse na produção de campos magnéticos intensos com a utilização de bobinas supercondutoras. Entretanto, H. K. Onnes, em 1913, observou que o comportamento de um supercondutor é alterado na presença de pequenas densidades de corrente e intensidades de campo magnético. Onnes ainda descobriu outra importante propriedade: quando o supercondutor é submetido a um campo magnético externo suficientemente forte, a supercondutividade é destruída [3]. A supercondutividade, no entanto, reaparece quando o campo magnético aplicado é removido. O campo magnético mínimo requerido para destruir a supercondutividade depende de sua geometria, sua orientação e também da temperatura do material. Se o material possuir a forma de um cilindro longo com seu eixo paralelo ao campo aplicado, a transição é brusca e o campo magnético mínimo requerido para destruir a supercondutividade é chamado de campo magnético crítico, denotado por B_c . Com alguns pequenos desvios, a dependência de B_c com a temperatura pode ser bem representada por uma relação parabólica,

$$B_c(T) = B_{c0} \left(1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right) \quad (1.1)$$

onde B_{c0} denota o campo crítico a temperatura zero e T_c a temperatura de transição do estado normal para o estado supercondutor. A determinação prática do campo crítico é usualmente obtida através de medidas da curva de magnetização dos supercondutores em função de um campo magnético externo aplicado. O campo crítico é simplesmente o campo no qual a magnetização se torna zero ou decrescente.

A evidência experimental que a densidade de corrente em um fio supercondutor pode ser aumentada somente até um determinado valor introduz também um conceito de densidade de corrente crítica. A relação entre os valores de corrente e campo são simplesmente relatados como: o campo magnético produzido pela corrente crítica, J_c , na superfície de um supercondutor é proporcional ao campo magnético crítico, o qual é dado por $J_c(T) = B_c(T)/(\mu_0\lambda(T))$. λ é o comprimento de penetração do campo, ou seja, a distância na qual o campo consegue penetrar no supercondutor [1]. Podemos ver então que para um supercondutor existe uma dependência entre essas três grandezas físicas: temperatura crítica (T_c), campo magnético crítico (B_c) e densidade de corrente crítica (J_c), como pode ser observado na Figura 1.3.

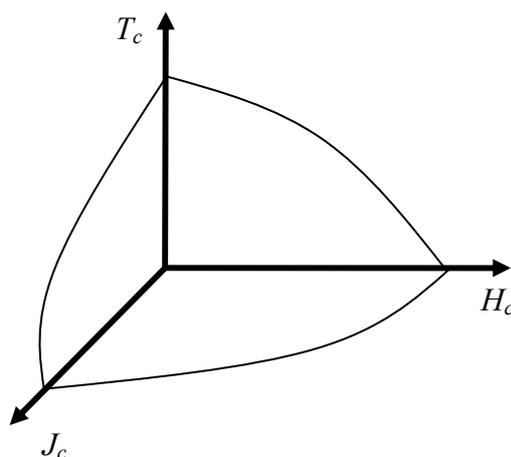


Figura 1.3 – Curva para um supercondutor do tipo I hipotético que mostra a dependência das grandezas: J_c , T_c e H_c . Na região abaixo do plano dado pela intersecção dos valores críticos de densidade de corrente, campo magnético e temperatura, o material apresenta propriedades supercondutoras.

1.4. Supercondutores do tipo I

Supercondutores do tipo I são materiais que exibem resistividade nula e diamagnetismo perfeito. A propriedade diamagnética existe apenas quando o campo magnético aplicado está abaixo de um campo crítico B_c (Figura 1.4). Acima desse campo magnético crítico o material perde completamente as propriedades supercondutoras. Como os valores de B_c são relativamente baixos, os supercondutores do tipo I são conhecidos também como supercondutores fracos. Além do campo magnético crítico, o material pode perder suas propriedades supercondutoras se estiver acima de uma temperatura crítica T_c ou for submetido à aplicação de uma densidade de corrente suficiente forte, introduzindo também um conceito de densidade de corrente crítica (J_c). Como já citado, existe uma relação direta entre campo magnético crítico B_c , densidade de corrente crítica J_c e temperatura crítica T_c , dada na seção anterior. Os elementos supercondutores, com exceção do nióbio (Nb), são todos do tipo I [2].

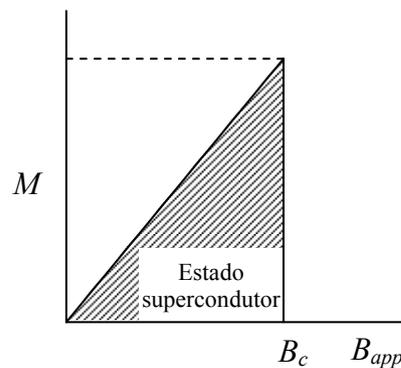


Figura 1.4 – Curva de magnetização para um supercondutor do tipo I em função do campo magnético aplicado.

1.5. Supercondutores do tipo II

Diferentemente do caso visto anteriormente para um supercondutor do tipo I, quando um supercondutor do tipo II é submetido a um campo magnético externo, a energia livre pode diminuir criando regiões em que o material se apresenta no estado normal, (regiões onde as linhas de fluxo penetram na amostra e são confinadas) e regiões onde o material permanece

com propriedades supercondutoras. Isto ocorre quando o campo magnético aplicado excede um valor B_{c1} (campo para o qual o fluxo começa a penetrar no material e o diamagnetismo perfeito é perdido), mas ainda é menor que o campo crítico B_{c2} (campo para o qual as propriedades supercondutoras são perdidas completamente). Nesta situação, entre B_{c1} e B_{c2} , o fluxo magnético é capaz de penetrar em unidades quantizadas e dizemos que o material está no estado misto. Esse fluxo é confinado dentro do material por uma corrente de blindagem formando regiões denominadas vórtices. Para campos magnéticos externos aplicados pouco acima de B_{c1} , o campo magnético na parte interna de um supercondutor do tipo II é forte nos núcleos dos vórtices, decrescendo com a distância e torna-se insignificante fora dessa região. Para altos campos magnéticos aplicados, porém ainda menores que B_{c2} , os vórtices se sobrepõem e o campo dentro do supercondutor torna-se forte em quase todo o material. Eventualmente, quando o campo aplicado atinge um valor maior ou igual ao chamado de segundo campo crítico B_{c2} , o material torna-se normal. Na Figura 1.5 temos um gráfico da magnetização em função do campo magnético aplicado para um supercondutor do tipo II hipotético. A linha tracejada na Figura 1.5 representa o campo interno em um suposto supercondutor do tipo I.

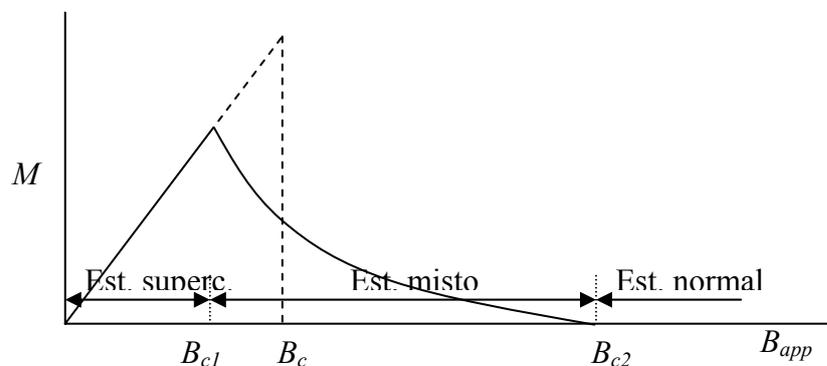


Figura 1.5 – Curva de magnetização M para um supercondutor ideal do tipo II.

Ligas e compostos exibem a supercondutividade do tipo II. Supercondutores do tipo II também apresentam resistividade nula, mas o diamagnetismo perfeito ocorre somente abaixo do campo magnético crítico B_{c1} . Dentro da classe de supercondutores do tipo II estão os supercondutores de alta temperatura crítica (HTSC). Os HTSC são compostos cerâmicos com base de óxido de cobre (Cu-O), também chamados de cupratos. Atualmente existem muitas famílias diferentes de supercondutores de alta temperatura, dentre elas podemos citar as famílias com base de Y (ítrio), Bi (bismuto) e Tl (tálio). Estas famílias possuem temperaturas de transição relativamente altas se comparadas aos supercondutores do tipo II convencionais. As temperaturas são aproximadamente: 91, 110 e 126 K para cada família, respectivamente. Os supercondutores com base de Y são cupratos com deficiência de oxigênio, conforme estudado extensivamente após a sua descoberta, em 1987. Materiais do tipo $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ possuem estrutura cristalina do tipo perovskita (ver Figura 1.6), sendo que as propriedades supercondutoras dependem fortemente da estequiometria do oxigênio, visto que as fases supercondutoras existem apenas para valores limitados de δ , que podem variar de 0,04 a 0,50.

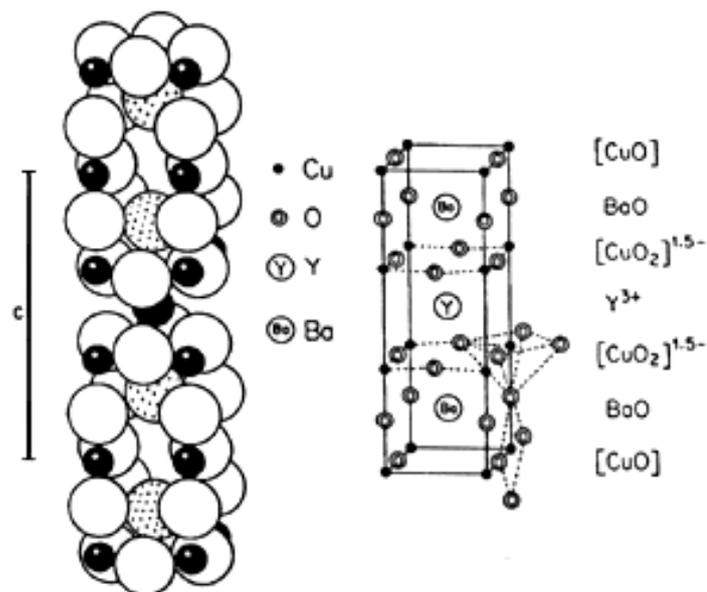


Figura 1.6 – Estrutura cristalina do composto $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$.

1.6. Parâmetro de Ginzburg-Landau

Ginzburg e Landau, em sua teoria da supercondutividade, introduziram uma pseudo-função de onda Ψ como um parâmetro de ordem complexo dentro da teoria geral de Landau para transições de fase de segunda ordem [6]. Esta pseudo-função descreve os elétrons supercondutores, cuja densidade local é dada por:

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

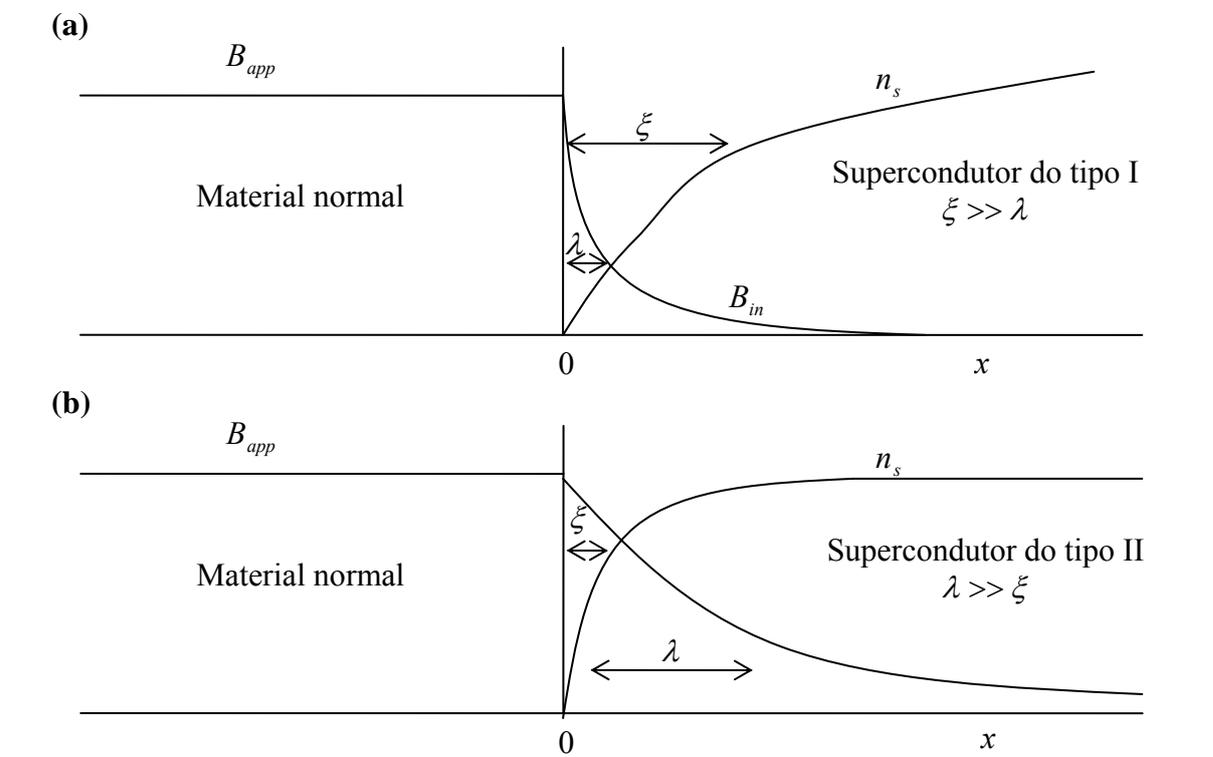


Figura 1.7 – Aumento no número de elétrons supercondutores n_s e decaimento do campo magnético B_{in} com distância x da superfície do supercondutor. O comprimento de coerência ξ e a profundidade de penetração λ associada com a variação em n_s e B_{in} , respectivamente, são mostrados para: (a) supercondutor do tipo I, com $\xi > \lambda$, e (b) supercondutor do tipo II, com $\lambda > \xi$.

A densidade de elétrons supercondutores n_s , a qual caracteriza o estado supercondutor, aumenta de zero na interface entre o material no estado normal e no estado supercondutor até um valor constante numa região do material no estado supercondutor. A distância na qual essa função varia de zero a um valor constante é definida como comprimento de coerência ξ ,

conforme pode ser observado na Figura 1.7. De modo oposto, um campo magnético externo B tem um valor constante na interface entre o material no estado normal e no estado supercondutor e decai exponencialmente a zero no interior de um supercondutor, conforme também pode ser observado na Figura 1.7. A distância na qual o campo magnético decai exponencialmente de um valor constante a zero é chamada de profundidade de penetração λ . A interface à qual nos referimos pode ser a própria superfície do material.

Outra importante contribuição da teoria de Ginzburg e Landau é a definição de um parâmetro para classificação de materiais supercondutores dado pela razão entre o comprimento de coerência ξ e a profundidade de penetração λ [2]. Esta razão foi denominada de parâmetro de Ginzburg-Landau (κ),

$$\kappa = \frac{\lambda}{\xi}. \quad (1.3)$$

De acordo com Abrikosov, materiais com $\kappa < 1/\sqrt{2}$ são classificados como supercondutores do tipo I e materiais com $\kappa > 1/\sqrt{2}$ são classificados como supercondutores do tipo II [3]. Estes valores de κ para classificação dos supercondutores não foram escolhidos por Abrikosov ao acaso. A existência de um campo crítico B_{c2} requer obviamente que $B_{c2} > B_c$, ou seja, que o segundo campo crítico seja maior que o campo crítico termodinâmico. Da teoria de Ginzburg-Landau, temos a relação $B_{c2}/B_c = \sqrt{2}\kappa$ (sendo que $B_c = \Phi_0/2\sqrt{2}\pi\lambda\xi$ e $B_{c2} = \Phi_0/2\pi\xi^2$, como iremos demonstrar na seguinte seção). Desta maneira, para $\kappa < 1/\sqrt{2}$, necessariamente $B_{c2} < B_c$ e conseqüentemente o estado misto (ou estado de vórtices) não pode existir. Entretanto $\kappa > 1/\sqrt{2}$ ocorre somente quando $B_{c2} > B_c$, o que implica em um segundo campo crítico e a existência da supercondutividade do tipo II.

Tabela 1.1 – Comprimento de coerência ξ , profundidade de penetração λ , e parâmetro de Ginzburg-Landau κ para vários supercondutores [2]. Alguns dos valores apresentados nesta tabela são médias de valores obtidos por diferentes trabalhos para um mesmo supercondutor.

Material	T_c (K)	ξ (nm)	λ (nm)	κ (λ/ξ)
Cd	0.56	760	110	0.14
Al ^a	1.18	550	40	0.03
In ^a	3.41	360	40	0.11
Sn ^a	3.72	180	42	0.23
Ta	4.4	93	35	0.38
Pb ^a	7.20	82	39	0.48
Nb ^a	9.25	39	50	1.28
Pb-In	7.0	30	150	5.0
Pb-Bi	8.3	20	200	10
Nb-Ti	9.5	4	300	75
Nb-N	16	5	200	40
PbMo ₆ S ₈ (Chevrel)	15	2	200	100
V ₃ Ga (A15)	15	≈ 2.5	90	≈ 35
V ₃ Si (A15)	16	3	60	20
Nb ₃ Sn (A15)	18	3	65	22
Nb ₃ Ge (A15)	23.2	3	90	30
K ₃ C ₆₀	19	2.6	240	92
Rb ₃ C ₆₀	29.6	2.0	247	124
(La _{0.925} Sr _{0.075}) ₂ CuO ₄ ^b	37	2.0	200	100
YBa ₂ Cu ₃ O ₇ ^b	89	1.8	170	95
HgBaCaCuO	126	2.3		
HgBa ₂ Ca ₂ Cu ₃ O _{8+δ}	131			100

Através da Figura 1.7 podemos ver a dependência do comprimento de coerência e da profundidade de penetração com n_s e B próximo à interface entre um supercondutor e um material normal para dois os tipos de supercondutores. Na Tabela 1.1 são mostrados alguns valores de comprimento de coerência, profundidade de penetração e parâmetro de Ginzburg-Landau para vários supercondutores, tanto do tipo I como do tipo II. Note que para um supercondutor do tipo I, $\xi > \lambda$. Por outro lado, no material do tipo II, a profundidade de penetração λ é maior entre os dois parâmetros de comprimento, isto é, campos magnéticos externos podem penetrar dentro da amostra a uma distância com valores maiores que os valores do comprimento de coerência, como é mostrado na Figura 1.7(b). Deste modo, perto da interface, campos magnéticos fortes coexistem com altas concentrações de elétrons supercondutores. Para este caso, dentro do supercondutor encontram-se regiões de confinamento de fluxo magnético denominadas vórtices, conforme já citado anteriormente. O interior do vórtice é normal (não supercondutor) e as outras regiões do material permanecem

com as suas propriedades supercondutoras (ver Figura 1.8). Dessa forma, em cada vórtice existe uma interface entre uma região normal e outra supercondutora [2], sendo assim, o fluxo magnético no interior de cada vórtice decai gradualmente na direção radial até se anular, enquanto a densidade de elétrons supercondutores aumenta a partir do interior do vórtice, porém bem mais rapidamente que o fluxo magnético [2]. A região normal no interior do vórtice possui um raio ξ e a região onde o campo decai possui o raio λ que é tomado como o próprio raio do vórtice (Figura 1.8).

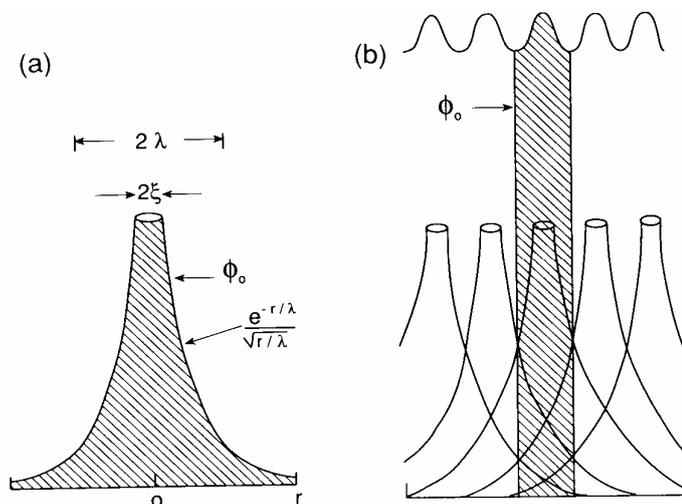


Figura 1.8 – Esboço (a) do campo magnético ao redor de um vórtice individual, e (b) do campo magnético (parte de cima) de um grupo de vórtices vizinhos (parte de baixo). O comprimento de coerência é tomado como o raio do núcleo do vórtice, e profundidade de penetração como raio do próprio vórtice, que decai de B a zero para grandes distâncias. Quando existe uma grande densidade de vórtices, existe uma sobreposição dos fluxos quantizados [2].

1.7. Diagrama de fases e comprimento de penetração do campo magnético em supercondutores do tipo I e tipo II

Nesta seção iremos fazer uma análise das diferenças entre os diagramas de fases de supercondutores do tipo I e do tipo II em função do campo magnético aplicado. Esta análise permite compreender os distintos comportamentos dos supercondutores quando são submetidos à aplicação de um campo magnético externo.

A expressão geral

$$\vec{B} = \mu_0(\vec{H} + \vec{M}) \quad (1.4)$$

onde \vec{M} é a magnetização da amostra, é válida dentro ou fora de uma amostra supercondutora sob a ação de um campo magnético [2]. Para simplificar a análise, considere-se um fio cilíndrico supercondutor com o campo magnético aplicado no seu eixo principal (direção paralela), como é mostrado na Figura 1.9.

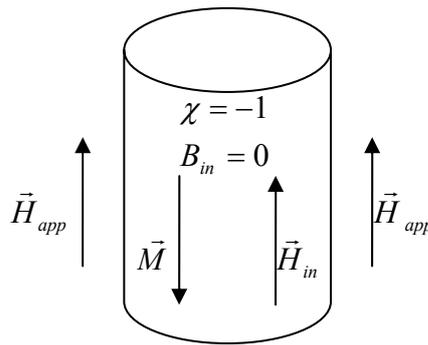


Figura 1.9 – Campo magnético interno produzido dentro de um cilindro supercondutor ($\chi = -1$) em um campo magnético externo $\vec{B}_{app} = \mu_0\vec{H}_{app}$ aplicado paralelamente ao eixo do cilindro.

Utilizando a geometria paralela da Figura 1.9, as condições de contorno requerem que o campo na parte externa ($H_{app} = B_{app}/\mu_0$) e na parte interna (H_{in}) sejam iguais na superfície da amostra,

$$H_{app} = H_{in}. \quad (1.5)$$

Se a equação (1.4) for aplicada para os campos no interior de um supercondutor do tipo I, onde $B_{in} = 0$ quando $B_{app} < B_c$, é possível obter a magnetização na amostra com o auxílio da equação (1.5),

$$\mu_0 M = -B_{app}. \quad (1.6)$$

No entanto, se considerarmos que $B_{app} > B_c$, o material torna-se normal, a magnetização M torna-se desprezível e $B_{in} \approx B_{app}$ [2]. Esta situação é indicada na Figura 1.4.

O diagrama correspondente para um supercondutor do tipo II tem dois campos críticos, B_{c1} , o campo onde o fluxo começa a penetrar, e B_{c2} , o campo onde o material se torna normal. Para este caso, novamente aplicando as condições de contorno citadas acima, o campo interno e magnetização são dados por

$$\left. \begin{array}{l} \mu_0 M = -B_{app} \\ B_{in} = 0 \end{array} \right\} \quad 0 \leq B_{app} \leq B_{c1}, \quad (1.7a)$$

$$\mu_0 M = -(B_{app} - B_{in}) \quad B_{c1} \leq B_{app} \leq B_{c2}. \quad (1.7b)$$

Estas duas situações são mostradas nas Figuras 1.5 e 1.10. A Figura 1.10 também mostra o campo crítico termodinâmico B_c , definido pela expressão:

$$\int_{B_{c1}}^{B_c} (B_{app} + \mu_0 M) dB_{app} = \mu_0 \int_{B_c}^{B_{c2}} (-M) dB_{app}, \quad (1.8)$$

os quais são definidos pelas duas áreas sombreadas mostradas na Figura 1.10.

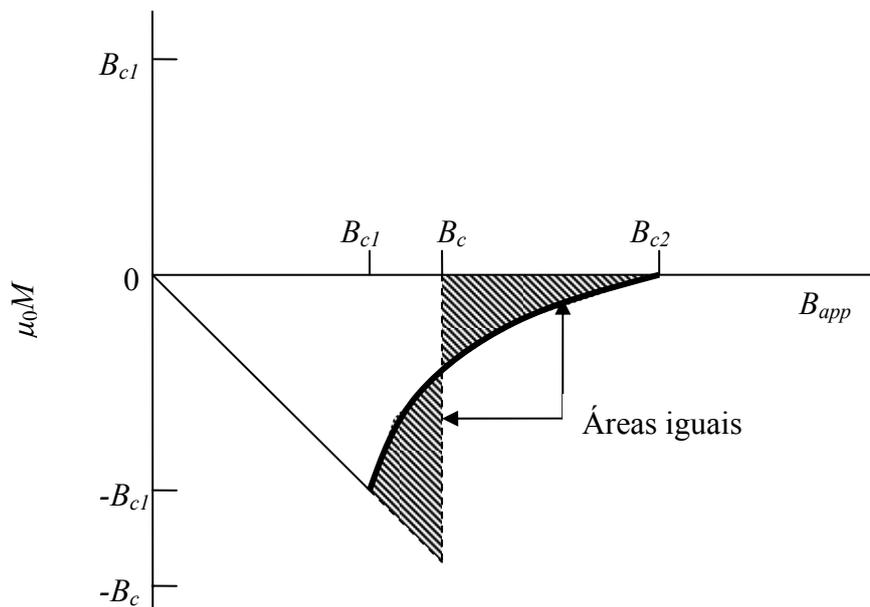


Figura 1.10 – Dependência da magnetização M em um campo magnético aplicado para um supercondutor do tipo II ideal. A igualdade das áreas separadas pelo campo crítico termodinâmico B_c é indicada.

Para determinar o campo crítico termodinâmico de maneira teórica para um supercondutor do tipo I, nós igualamos a diferença da energia livre de Gibbs entre o estado normal e o estado supercondutor ($G_n - G_s$) com a energia magnética deste campo crítico,

$$G_n - G_s = \frac{B_c^2}{2\mu_0}. \quad (1.9)$$

Uma vez que essa expressão é termodinâmica, B_c é chamado de campo crítico termodinâmico. Ambos supercondutores (do tipo I e do tipo II) possuem campo crítico termodinâmico. Além disso, para um supercondutor do tipo II nós temos dois campos críticos: o baixo (B_{c1}) e o alto (B_{c2}), dados respectivamente por:

$$B_{c1} = \frac{\Phi_0 \ln \kappa}{4\pi\lambda^2}, \quad (1.10)$$

$$B_{c2} = \frac{\Phi_0}{2\pi\xi^2}. \quad (1.11)$$

Estas equações também podem ser expressas em termos do campo crítico termodinâmico B_c , dado por:

$$B_c = \frac{\Phi_0}{2\sqrt{2}\pi\lambda\xi}. \quad (1.12)$$

Desta maneira, podemos definir os campos críticos como:

$$B_{c1} = \frac{B_c \ln \kappa}{\sqrt{2}\kappa}, \quad (1.13a)$$

$$B_{c2} = \sqrt{2}\kappa B_c, \quad (1.13b)$$

onde κ é o parâmetro de Ginzburg-Landau.

1.8. Vórtices em supercondutores do tipo II

Vimos que em supercondutores do tipo II, quando o campo magnético aplicado B_{app} encontra-se no intervalo $B_{c1} < B_{app} < B_{c2}$, filamentos de campo penetram no material na forma de fluxos quantizados. Em volta dessas linhas de fluxo, formam-se correntes de superelétrons que giram formando vórtices (ver Figura 1.11). Estes vórtices geram um campo magnético de sentido contrário ao campo externo, blindando as linhas de fluxo magnético do resto do material supercondutor. Entretanto, alguns autores definem como vórtice a estrutura formada pela corrente de blindagem e o filamento de campo que penetra no material, sendo que a região onde o campo se encontra confinado é chamada de núcleo do vórtice. Em nosso trabalho utilizaremos esta segunda definição de vórtice. Os maiores valores de campo estão no núcleo dos vórtices, cujo raio é aproximadamente ξ (ver Figura 1.12) [63]. O núcleo é rodeado por uma região de raio λ , dentro da qual o fluxo magnético decresce de forma aproximadamente exponencial devido à presença das correntes de blindagem (cujas densidade é dada por J_b), como é mostrado na Figura 1.8(a).

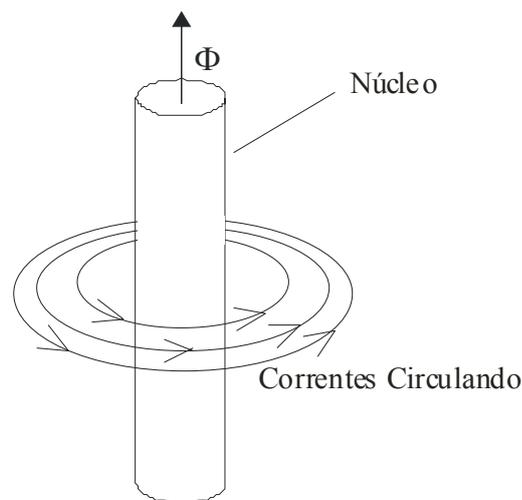


Figura 1.11 – Esboço da corrente de blindagem circulando ao redor do núcleo de um vórtice.

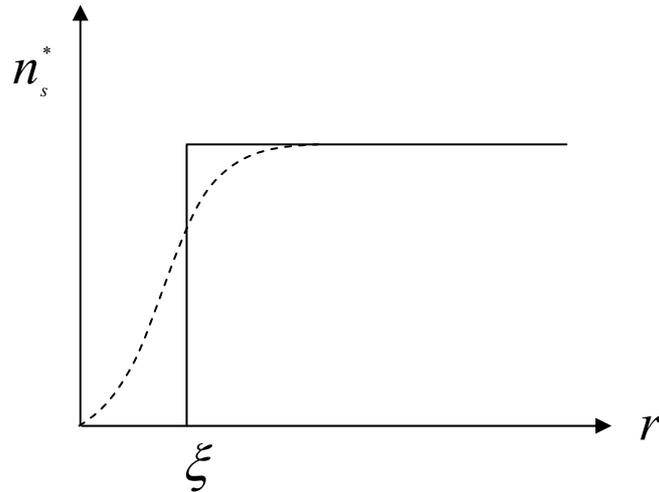


Figura 1.12 – Densidade de super-elétrons em um vórtice isolado. A linha sólida mostra o modelo de vórtice onde o núcleo é definido como uma região normal, enquanto a linha tracejada indica uma descrição mais rigorosa baseada na teoria de Ginzburg-Landau [63].

Quando o campo magnético aplicado aumenta, a densidade de vórtices também aumenta e os vórtices começam a se sobrepor, tornando a distância entre vórtices vizinhos menor que a profundidade de penetração, conforme mostrado na Figura 1.7(b). O caso de uma região com alta densidade de vórtices pode ser tratado assumindo que o campo magnético em um determinado ponto é uma superposição linear dos campos provenientes de todos os vórtices sobrepostos. Em altas densidades de vórtices, o campo no interior do supercondutor (B_{in}) torna-se muito intenso e a variação do campo no espaço entre os núcleos torna-se muito pequena. Todavia, como demonstrado teoricamente e experimentalmente, o fluxo magnético contido em cada vórtice deve ser quantizado. O quantum do fluxo Φ associado a cada vórtice é dado por [6]:

$$\Phi_0 = \frac{hc}{2e} = 2,07 \times 10^{-7} G \cdot cm^2 \quad (1.14)$$

Vimos que um vórtice tem um raio de núcleo aproximadamente igual ao comprimento de coerência ξ e uma região circundante externa com raio aproximadamente igual ao comprimento de penetração λ . Somente para supercondutores do tipo II as condições de existência de um vórtice são satisfeitas, onde λ é maior que ξ . De modo oposto, um vórtice

não existe e não pode ser concebido sob condições de supercondutores do tipo I ($\xi > \lambda$) [1,2,3].

1.8.1. Modelo de London

Em 1935, os irmãos Fritz e Heinz London propuseram uma teoria para explicar o efeito Meissner, o qual foi descoberto dois anos antes. A seguir iremos mostrar o modelo proposto [64].

As equações provenientes da teoria de London para explicar as propriedades dos supercondutores foram chamadas de primeira e segunda equação de London, respectivamente:

$$\vec{E} = \mu_0 \lambda_L^2 \frac{d\vec{J}}{dt}; \quad (1.15)$$

$$\vec{B} = -\mu_0 \lambda_L^2 \vec{\nabla} \times \vec{J}. \quad (1.16)$$

onde λ_L é o comprimento de penetração obtido a partir da teoria de London.

Essas duas equações são obtidas usando a equação do vetor potencial:

$$\mu_0 \lambda_L^2 \vec{J} = -\vec{A}. \quad (1.17)$$

Se a expressão da lei de Gauss

$$\vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A} \quad (1.18)$$

for substituída na equação de Maxwell

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} + \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = 0, \quad (1.19)$$

será obtida a equação

$$\vec{\nabla} \times \left(\vec{E} + \frac{d\vec{A}}{dt} \right) = 0. \quad (1.20)$$

Introduzindo na equação (1.20) a expressão do vetor potencial (1.17), pode-se então obter a primeira equação de London (1.15). A segunda equação de London (1.16) é obtida pela substituição de \vec{A} da equação (1.17) na equação (1.18).

Pode-se utilizar a Ampère (sem a presença de magnetização e correntes de deslocamento),

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_0 \vec{J}, \quad (1.21)$$

para associar o campo magnético \vec{B} com a densidade de corrente \vec{J} , de tal modo que eles coexistem na superfície do material e a presença de um induzirá a presença do outro. Se a expressão para a densidade de corrente \vec{J} da equação (1.21) for substituída na equação (1.17), obtem-se:

$$\nabla^2 \vec{B} = \frac{\vec{B}}{\lambda_L^2}, \quad (1.22)$$

o que implica que

$$\nabla^2 \vec{J} = \frac{\vec{J}}{\lambda_L^2}. \quad (1.23)$$

Usando (1.17) para \vec{A} , podemos ver que \vec{A} , \vec{B} e \vec{J} obedecem à mesma equação diferencial.

Para obter uma descrição quantitativa dos vórtices, será útil considerar uma expressão para a dependência dos campos magnéticos confinados com a distância. Para isso, assumimos um vórtice como sendo infinitamente longo na direção paralela ao campo magnético aplicado e axialmente simétrico tal que não exista dependência no eixo z ou dependência angular da distribuição do campo [64].

A dependência radial do campo magnético para um dado vórtice fora do núcleo é obtida através da equação de Helmholtz (1.22). A equação de Helmholtz em coordenadas cilíndricas para o caso de duas dimensões de simetria axial sem assumir alguma dependência angular, como é o nosso caso, pode ser escrita como:

$$\frac{\lambda^2}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{d}{dr} \right) \vec{B} - \vec{B} = 0. \quad (1.24)$$

Esta equação tem uma solução exata

$$B(r) = \frac{\Phi_0}{2\pi\lambda^2} K_0(r/\lambda), \quad (1.25)$$

onde $K_0(r/\lambda)$ é a ordem zero da função de Bessel modificada. O primeiro campo crítico (1.7) para um supercondutor do tipo II infinito é dado por

$$B_{c1} = \frac{\Phi_0 \ln \kappa}{4\pi\lambda^2}. \quad (1.26)$$

Nesse caso, substituindo (1.26) em (1.25), o campo magnético de um vórtice pode ser escrito como

$$B(r) = B_{c1} \frac{K_0(r/\lambda)}{\frac{1}{2} \ln(\kappa)}. \quad (1.27)$$

Para obter a densidade de corrente de blindagem, substituímos a equação (1.27) na equação de Maxwell para \vec{B}_{in} ,

$$\vec{\nabla} \times \vec{B}_{in} = \mu_0 \vec{J}_b, \quad (1.28)$$

obtendo

$$J_b(r) = \frac{\Phi_0}{2\pi\mu_0\lambda^3} K_1(r/\lambda) \quad (1.29)$$

$$= J_c \frac{K_1(r/\lambda)}{\frac{1}{2} \ln(\kappa)}, \quad (1.30)$$

onde $K_1(r/\lambda)$ é a função de Bessel modificada de primeira ordem, e a densidade de corrente crítica J_c é definida em analogia com

$$B_c = \mu_0 \lambda J_c, \quad (1.31)$$

de onde obtemos que:

$$J_c = B_{c1} / \mu_0 \lambda. \quad (1.32)$$

A função $K_1(r/\lambda)$ resulta da diferenciação da equação (1.28), como esperado da função modificada de Bessel recorrendo à relação $K_1(x) = -dK_0(x)/dx$. A densidade de corrente também satisfaz a equação de Helmholtz (1.22) expressada em coordenadas cilíndricas (1.24) como

$$\frac{\lambda^2}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{d}{dr} \right) \bar{J}_b + \bar{J}_b = 0. \quad (1.33)$$

Essas funções modificadas de Bessel têm comportamento assintótico a distâncias radiais pequenas,

$$K_0\left(\frac{r}{\lambda}\right) \approx \ln\left(\frac{2\lambda}{r}\right) - \gamma \quad r \ll \lambda, \quad (1.34)$$

$$\approx \ln\left(\frac{1,123\lambda}{r}\right) - \gamma \quad r \ll \lambda, \quad (1.35)$$

$$K_1\left(\frac{r}{\lambda}\right) \approx \frac{\lambda}{r} \quad r \ll \lambda, \quad (1.36)$$

onde $\gamma = 0,577215666\dots$ é a constante de Euler-Mascheroni e o fator $2 \exp^{-\gamma} = 1,123$. Estas expressões mostram que $K_1(r) \gg K_0(r)$ próximo do núcleo, onde $r \gg \lambda$. Para grandes distâncias, as expressões correspondentes são:

$$K_0\left(\frac{r}{\lambda}\right) \approx \frac{\exp(-r/\lambda)}{(2r/\pi\lambda)^{1/2}} \quad r \gg \lambda \quad (1.37)$$

$$K_1\left(\frac{r}{\lambda}\right) \approx \frac{\exp(-r/\lambda)}{(2r/\pi\lambda)^{1/2}} \quad r \gg \lambda \quad (1.38)$$

Estas expressões para grandes distâncias nos permitem expressar o campo magnético e a densidade de corrente distante do núcleo na forma

$$B \approx B_{c1} \frac{(2\pi)^{1/2} \exp(-r/\lambda)}{\ln(\kappa) (r/\lambda)^{1/2}} \quad r \gg \lambda, \quad (1.39)$$

$$J_b \approx J_c \frac{(2\pi)^{1/2} \exp(-r/\lambda)}{\ln(\kappa) (r/\lambda)^{1/2}} \quad r \gg \lambda. \quad (1.40)$$

Como o núcleo é pequeno na aproximação de altos valores de κ , é apropriado remover a singularidade assumindo que o campo magnético no núcleo é constante, com valor $B(0)$ dado pela equação (1.25), para $r = \xi$. Neste caso, certamente se a singularidade matemática não fosse removida, o fluxo total permaneceria finito com $r \rightarrow 0$. A fração do fluxo total que está presente no núcleo do vórtice é dada por:

$$\Phi_{nucleo} = (\Phi_0 / 2\kappa^2) \left(\ln 2\kappa + \frac{1}{2} - \gamma \right). \quad (1.41)$$

Uma vez que o campo magnético na amostra é confinado pelos vórtices e considerando o caso de uma amostra de tamanho infinito e sem defeitos, ou seja, uma amostra ideal, o fluxo total Φ_0 deve ser multiplicado pelo número de vórtices por unidade de área N_A . Sendo assim, a média do campo interno, B_{in} , é dada por:

$$B_{in} = N_A \Phi_0. \quad (1.42)$$

Para altos campos magnéticos aplicados, muito maiores que B_{c1} , mas menores que B_{c2} , o campo interno é aproximadamente proporcional ao campo aplicado (ver Figura 1.5), e conseqüentemente a densidade de vórtices torna-se aproximadamente proporcional ao campo aplicado.

Nesta seção fizemos uma descrição completa da teoria de London. Note que através dessa teoria podemos determinar o módulo do campo magnético $B(r)$ (1.27) e da corrente de blindagem $J_b(r)$ (1.30) em função da distância do núcleo de um vórtice. Com essas duas funções é possível calcular a força dada pela interação da corrente de blindagem de um dado vórtice com o campo magnético de outro vórtice, o que será muito útil para o trabalho da presente dissertação, cujo modelo de simulação é baseado no cálculo da força de interação

entre os vórtices. Uma descrição mais completa de como calcular a referida força será feita ainda neste capítulo, na seção 1.8.3.

1.8.2. Campo interno médio e separação de vórtices

Como existe força de interação entre os vórtices, eles irão assumir um arranjo que irá favorecer a minimização de energia se estiverem em um sistema isolado, conforme previsto por Abrikosov. Para o caso de um supercondutor infinito, os vórtices irão formar uma rede hexagonal (chamada também por alguns autores de triangular), conforme ilustrado na Figura 1.13. Para observar esta estrutura podem ser utilizadas diversas técnicas. Uma delas é a chamada decoração de Bitter, onde a superfície é exposta a um gás contendo partículas magnéticas suspensas que aderem aos núcleos dos vórtices e mostram sua estrutura em uma chapa fotográfica [1]. A Figura 1.13 é uma imagem obtida através da decoração de Bitter para a rede hexagonal de Abrikosov.

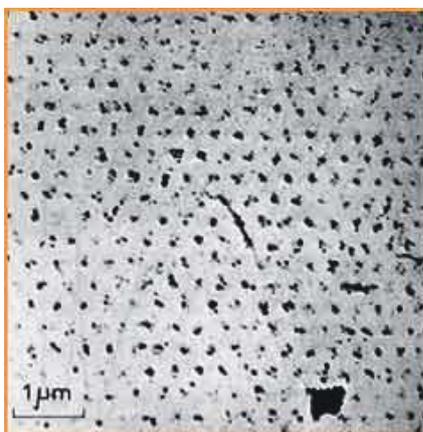


Figura 1.13 – Rede bi-dimensional de um arranjo hexagonal de núcleo de vórtices prevista por Abrikosov obtida através da técnica de decoração de Bitter.

Cada vórtice irá ocupar a área $\frac{1}{2}\sqrt{3}d^2$ da célula unitária esboçada na Figura 1.14, onde d é a separação média dos vórtices [2]. Desta maneira uma estrutura periódica de vórtices

pode ser observada nos supercondutores do tipo II para este caso. O campo magnético médio B_{in} dentro do supercondutor é dado por

$$B_{in} = \frac{\Phi_0}{\frac{1}{2}\sqrt{3}d^2}, \quad (1.43)$$

e o número de vórtices N é igual seção total da área dividida pela área de cada vórtice $\frac{1}{2}\sqrt{3}d^2$,

$$N = \frac{A_r}{\frac{1}{2}\sqrt{3}d^2}. \quad (1.44)$$

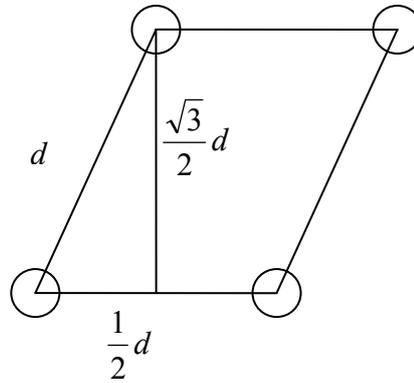


Figura 1.14 – Célula unitária de um arranjo hexagonal da Figura 1.13. A área da célula é $\frac{1}{2}\sqrt{3}d^2$.

1.8.3. Repulsão entre vórtices

De acordo com a teoria eletrodinâmica, a repulsão entre os vórtices pode ser descrita através da força de Lorentz \vec{f} dada pela interação entre uma densidade de corrente elétrica \vec{J} e um campo magnético \vec{B}

$$\vec{f} = \vec{J} \times \vec{B}. \quad (1.45)$$

Considera-se que a força entre dois vórtices surge da interação entre o campo magnético \vec{B} de um vórtice e a densidade de corrente \vec{J} proveniente de outro vórtice, como mostrado na Figura 1.15 [2].

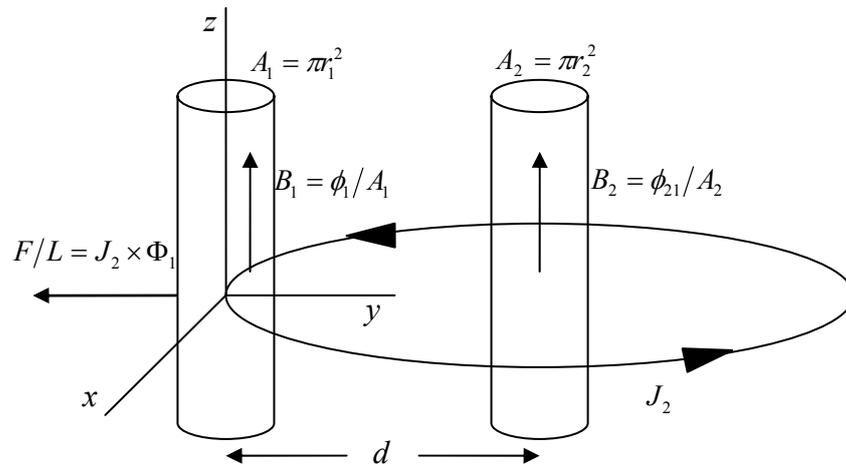


Figura 1.15 – Interação repulsiva envolvendo o campo magnético \vec{B}_1 em um núcleo de um vórtice com densidade de corrente \vec{J}_2 de outro vórtice paralelo \vec{B}_2 . A força repulsiva $\vec{F}/L = \vec{J}_2 \times \vec{\Phi}_1$ é mostrada.

Para simplificação dos cálculos, assumimos que ambos os vórtices são infinitamente longos e axialmente simétricos e que estão alinhados paralelamente um ao outro a uma distância d . Uma vez que \vec{f} é a força por unidade de volume, a força total \vec{F} é obtida pela integração da densidade de corrente externa ao volume contendo o campo \vec{B} ,

$$\vec{F} = \int (\vec{J} \times \vec{B}) r dr d\phi dz, \quad (1.46)$$

onde foram utilizadas coordenadas cilíndricas r , ϕ e z , sendo $r = (x^2 + y^2)^{1/2}$. Uma vez que não existe dependência em z , é mais apropriado calcular a força por unidade de comprimento, a qual é dada por

$$\vec{F}/L = \int (\vec{J}(r') \times \vec{B}(r)) r dr d\phi, \quad (1.47)$$

onde da Figura 1.16 a distância r' é dada por

$$r' = (r^2 + d^2 - 2rd \cos \phi)^{1/2}. \quad (1.48)$$

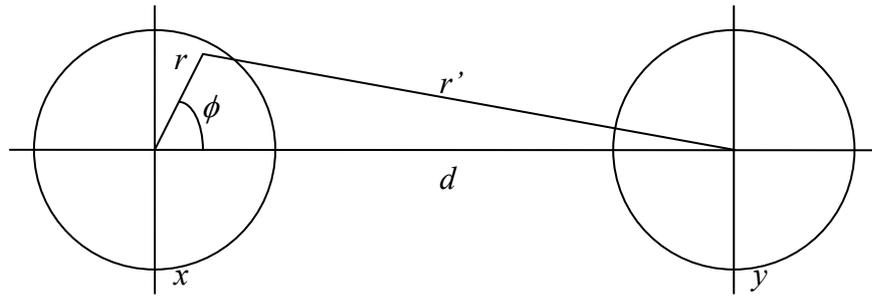


Figura 1.16 – Coordenadas para cálculo da força repulsiva entre dois vórtices

Na aproximação para elevados valores de κ , as expressões nas equações (1.25) e (1.29) para $\vec{B}(r)$ e $\vec{J}(r')$, respectivamente, ficam da seguinte maneira,

$$F/L = \frac{\Phi_0^2}{4\pi^2 \mu_0 \lambda^5} \int K_0\left(\frac{r}{\lambda}\right) K_1\left(\frac{r'}{\lambda}\right) r dr d\phi \quad (1.49)$$

as quais podem ser desenvolvidas para fornecer a força por unidade de comprimento. Esta força, a qual é indicada na Figura 1.13, é repulsiva e faz com que vórtices se separem.

A densidade de corrente e a intensidade do campo magnético variam fora da região de integração, ou seja, fora do núcleo do vórtice e a equação não pode ser integrada de forma fechada. Se os vórtices estão suficientemente separados de modo que a densidade de corrente seja aproximadamente constante em toda a região de integração, $\vec{J}(r')$ pode ser aproximado para $\vec{J}(d)$ e tirado da integral,

$$\vec{F}/L = \vec{J}(d) \times \int \vec{B}(r) r dr d\phi. \quad (1.50)$$

O campo magnético \vec{B} integrado fora da seção transversal de um vórtice é igual a um fluxo quantizado $\vec{\Phi}_0$ orientado ao longo de z , dando

$$\vec{F}/L = \vec{J} \times \vec{\Phi}_0. \quad (1.51)$$

Como a força \vec{F} está ao longo da direção negativa de y , é mais conveniente escrevê-la como um escalar, F . Inserindo a equação (1.29) para $\vec{J}(d)$ e usando a aproximação (1.38) para $r \gg \lambda$, pode-se obter

$$\frac{F}{L} = \frac{\Phi_0^2}{2\mu_0(2\pi\lambda^2)^{1/2}} \frac{\exp(-d/\lambda)}{\sqrt{d}} \quad d \gg \lambda. \quad (1.52)$$

Deste modo a interação repulsiva entre os vórtices é muito fraca quando estão muito afastados. Eles devem estar suficientemente juntos, comparado a λ , para suas interações serem significativas [2].

Em um supercondutor anisotrópico o campo magnético dentro do material supercondutor não é necessariamente paralelo ao núcleo do vórtice. Existem casos especiais em que as orientações do campo aplicado são inclinadas em relação ao eixo principal. Para o caso que estamos estudando, ou seja, para o campo magnético perpendicular aos planos de cobre-oxigênio, os vórtices formam uma rede de *pancake vortices*, traduzindo, vórtices panquecas. Esse nome foi escolhido pelo fato de que a geometria dos vórtices que são formados sobre as camadas de cobre-oxigênio se assemelha a uma panqueca, conforme ilustrado na Figura 1.17(a). Quando o campo magnético é aplicado na direção paralela aos planos de cobre-oxigênio, são formados vórtices de outra categoria, denominados vórtices Josephson. Essa nova categoria de vórtices tem formato elíptico, conforme ilustrado na Figura 1.17(b). Esse formato refere-se à trajetória das correntes de blindagem, ou seja, para o vórtice panqueca as correntes de blindagem fazem movimentos circulares, enquanto para o vórtice Josephson as correntes de blindagem têm trajetórias elípticas. Quando o campo magnético aplicado é inclinado em relação às direções paralela e perpendicular aos planos de cobre oxigênio, pode haver um novo estado onde existe uma intersecção dos vórtices panqueca e vórtices Josephson, conforme foi estudado extensivamente e pode ser visto com mais detalhes no trabalho de Grigorenko *et al* [62].

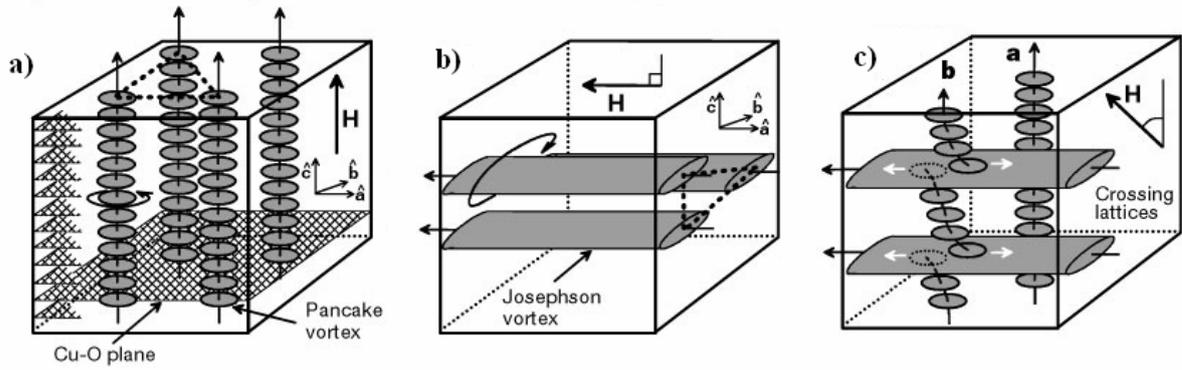


Figura 1.17 – Ilustrações para: (a) ordenamento hexagonal para a rede de vórtices nas supostas camadas supercondutoras quando o campo magnético aplicado perpendicularmente aos planos de cobre-oxigênio; (b) estrutura da rede de vórtices quando o campo magnético é aplicado perpendicularmente aos planos de cobre-oxigênio. (c) estrutura da rede de vórtices quando o campo magnético aplicado é inclinado em relação aos planos de cobre-oxigênio [62].

2. MECANISMOS DE *PINNING*

No capítulo anterior vimos que num supercondutor do tipo II sob a ação de um campo magnético aplicado no intervalo $B_{c1} < B_{app} < B_{c2}$ existem regiões de confinamento de fluxo magnético denominadas vórtices. Alguns fatores, como temperatura ou densidade de corrente, podem fazer com esses vórtices se movam. Quando os vórtices entram em movimento é induzido um campo elétrico, o qual dá origem a uma resistência efetiva no supercondutor, isto é, gera dissipação de energia e destrói a supercondutividade no material. Os mecanismos de *pinning* (ou aprisionamento) podem ajudar a impedir o movimento dos vórtices. Eles podem estar associados a heterogeneidades espaciais do material, como por exemplo, desvios da estequiometria ideal (como vacâncias e defeitos intersticiais), planos de maclas e contornos de grão (*grain boundaries*). A obtenção de materiais com altas correntes críticas é de grande importância para aplicações práticas e dependerá da eficiência dos mecanismos de *pinning*. Esforços têm sido feitos para melhorar cada vez mais estes mecanismos criando defeitos estruturais. Algumas técnicas atuais permitem criar estruturas bem definidas de arranjos periódicos de *pinning*s em escala nanométrica controladas com precisão [26,29,30]. Arranjos periódicos são de grande importância, já que podem produzir correntes críticas maiores do que um arranjo aleatório [12-21].

2.1. *Pinning*

Em geral, as forças de *pinning* ainda não foram bem compreendidas. Vários modelos e teorias têm sido propostos para explicar os *pinning*s. Para iniciar este estudo, novamente destacamos que um material supercondutor real, assim como qualquer outro material produzido naturalmente ou artificialmente, não é perfeitamente homogêneo. No caso prático existem inhomogeneidades espaciais, ou seja, desvios de estequiometria em escala atômica, que podem ser devidos a dopagens e vacâncias, ou ainda defeitos mais extensos como

deslocamentos, contornos de grão, entre outros. A energia de uma linha de fluxo será diferente se ela passar por uma inhomogeneidade do que se ela passar por uma região homogênea [3]. A força resultante tende a prender as linhas de fluxo em posições favoráveis para minimização de energia no material. Essa força, denominada força de *pinning*, se opõe à força de Lorentz exercida pela corrente de transporte impedindo que as linhas de fluxo se movimentem e, conseqüentemente, aumentando o valor da corrente crítica do material. Este é um mecanismo essencial para utilização prática de supercondutores. Os mecanismos de *pinning* não são utilizados tanto em supercondutores do tipo II convencionais, como nos HTSC. Entretanto, como os supercondutores de alta temperatura crítica possuem valores mais elevados de densidade de corrente crítica em relação aos supercondutores anisotrópicos clássicos, existe um foco na pesquisa das propriedades desses materiais [3].

Do ponto de vista prático, o objetivo é encontrar maneiras de introduzir forças de *pinning* capazes de aumentar significativamente os valores de corrente crítica. Do ponto de vista acadêmico, existe um grande interesse em estudar quais são as influências dos mecanismos de *pinning* nos regimes dinâmicos das linhas de fluxo que surgem após a corrente de transporte atingir seu valor crítico. Neste capítulo serão discutidos com detalhes os mecanismos de *pinning* e suas influências.

2.1.1. Mecanismos de *pinning* em supercondutores de alta temperatura crítica

No caso específico dos supercondutores de alta temperatura crítica o comprimento de coerência (ξ) tem dimensões comparáveis à distância entre os planos de Cu-O, sendo, desta maneira, bastante anisotrópicos e tornando as propriedades supercondutoras fortemente dependentes da orientação cristalina. Um exemplo deste tipo de supercondutor é o composto $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, cujas características da estrutura cristalina foram apresentadas na seção 1.5. Em virtude disto, defeitos estruturais cuja extensão é da ordem ou maior do que o valor do comprimento de coerência ξ passam a ser considerados muito relevantes [3]. Desta forma, os

defeitos microscópicos e mesoscópicos, os quais apresentam escalas de tamanho intra-grão, juntamente com a existência de defeitos macroscópicos podem influenciar as propriedades supercondutoras dos supercondutores de alta temperatura crítica [5].

Os defeitos podem ser classificados em função de sua extensão em três níveis:

Pontual: Devido ao pequeno comprimento de coerência ξ em supercondutores de alta temperatura crítica, com dimensões comparáveis à da cela unitária, desvios de estequiometria em um simples sítio atômico são suficientes para diminuir localmente o parâmetro de ordem do supercondutor, cujo módulo quadrado é proporcional a densidade de super-elétrons. Um candidato óbvio é o oxigênio presente nos planos de CuO_2 , os quais são supostamente responsáveis pela supercondutividade nesses materiais. Como exemplo, podemos citar compostos de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. Nesses compostos, a estequiometria de oxigênio presente nos planos de CuO_2 é o que irá determinar a existência ou não da supercondutividade. Sabe-se que um desvio na concentração de oxigênio acima de uma tolerância em relação à estequiometria ideal (δ pode variar apenas no intervalo de 0,04 a 0,50) é suficiente para destruir completamente a supercondutividade no material. Porém, se forem bem controlados, esses defeitos podem ter um importante papel como um mecanismo de *pinning*, como por exemplo, uma considerável densidade de vacâncias de oxigênio distribuída aleatoriamente é um tipo de defeito pontual que forma fracos centros de *pinning*. Quando um arranjo de *pinning*s é considerado fraco, ele pode ser descrito pelo modelo de *pinning* coletivo, que será discutido posteriormente [3].

Lineares: Também denominados de defeitos estendidos. Entre os principais defeitos mesoscópicos destacamos as maclas, deslocções, falhas de empilhamento ou ainda os defeitos colunares introduzidos artificialmente através de bombardeamento com íons pesados. Os mecanismos artificiais de criação de defeitos serão discutidos ainda nessa seção.

Micro-estruturais: Nesta escala, os defeitos característicos são as fronteiras de grãos, precipitados, poros de amostras cerâmicas e fases secundárias não supercondutoras como a fase Y_2BaCuO_5 . A Figura 2.1 apresenta uma ilustração para uma possível fronteira entre grãos no plano ab , constituindo um plano de macla [23]. As maclas são fronteiras de grãos cristalinos, que têm a direção c e formam um ângulo de aproximadamente 45° com as direções cristalográficas b e a [5]. Isso implica em que as redes cristalinas adjacentes apresentam respectivamente os seus eixos a e b trocados, conforme a Figura 2.1. Uma possível explicação para a ocorrência deste tipo de imperfeição sugere que a variação volumétrica sofrida pela amostra durante a mudança de fase tetragonal para ortorrômbica causaria esta distorção na estrutura [3]. Como consequência, a minimização de energia de distorção, juntamente com a restauração volumétrica, originam as imperfeições denominadas planos de maclas.

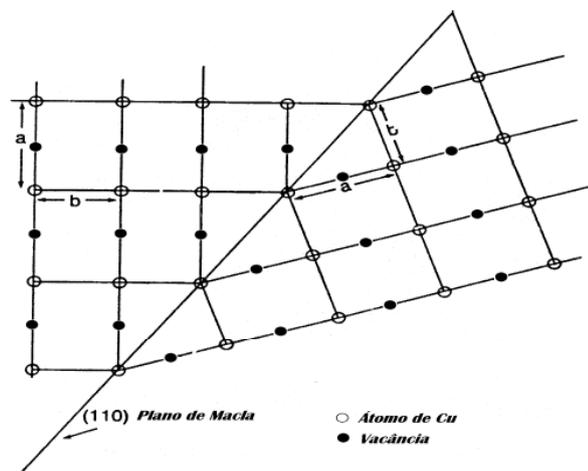


Fig. 2.1 - Representação de uma interface de macla paralela à direção $[110]$. [23]

Esses e outros tipos de defeitos podem ser criados de maneira artificial. Como a eficiência do *pinning* é crucial para obter materiais com altos valores de corrente crítica, a possibilidade de aumentar essa eficiência por métodos artificiais tem sido estudada por muitos pesquisadores. Como exemplo, processos de tratamento térmico denominado *melt-process* ou

melt-quench, o qual é utilizado para introduzir uma alta densidade de inclusões de segundas fases estequiométricas no material, obtendo um substancial aumento na densidade de corrente crítica [3]. Mais recentemente existe um número de estudos da efetividade da indução de defeitos por irradiação. Em geral, foi encontrado que a irradiação com elétrons é relativamente ineficiente, mas irradiação com nêutrons ou prótons causa deformações mais substanciais e conseqüentemente um efeito de *pinning* mais efetivo [3]. Os resultados mais expressivos têm sido obtidos com bombardeamento por feixes de alta energia de íons pesados. Como esses íons possuem um alto momento associado com sua massa, eles podem penetrar até uma substancial espessura do material ao longo de uma trajetória aproximadamente balística [3]. Neste procedimento, os íons criaram um conjunto estendido de defeitos correlacionados ao longo de uma linha reta [3]. Desta maneira, utilizando as técnicas citadas, é possível criar estruturas bem definidas de defeitos que têm se mostrado, experimentalmente, extremamente efetivas para prender linhas de fluxo, ou seja, com o domínio dessas técnicas tem sido possível criar diversos arranjos de *pinnings*, tanto periódicos como aleatórios.

2.1.2. Teoria do *pinning* coletivo de Larkin-Ovchinnikov

Em sólidos normalmente encontramos sistemas com alto grau de organização formando sistemas periódicos como, por exemplo, redes cristalinas, ondas de densidade de spin ou carga e redes de vórtices em supercondutores do tipo II. Entretanto, a desordem pode ter um papel importante. Em particular, em supercondutores, se a desordem é suficientemente forte, a periodicidade da rede de vórtices é destruída em todas as escalas e uma descrição analítica do problema a partir de uma rede de Abrikosov não é mais possível [3], ou seja, a rede de vórtices irá encontrar um estado de mínima energia diferente do hexagonal previsto por Abrikosov para um supercondutor ideal. A desordem em supercondutores pode estar associada a defeitos estruturais (conforme já exposto) ou aos efeitos da temperatura. Nesses casos é necessário recorrer a outros modelos como, por exemplo, os do tipo *gauge glass* [43].

O sucesso da aproximação depende fortemente dos modelos serem efetivamente boas representações do sistema em larga escala, o qual não é fácil de prever. Se a desordem é fraca o suficiente, pode-se esperar que a rede perfeita sobreviva em pequena escala. Assim o primeiro passo para fazer uma descrição teórica do problema é desprezar deslocamentos e tratar o problema de um meio elástico submetido à anisotropia fraca. Nesse caso pode-se considerar um potencial Gaussiano aleatório criado por muitas impurezas fracas com correlação de curto alcance.

O problema de uma rede elástica na presença de desordem fraca, embora seja o caso mais simples, não é um problema trivial. Uma quantidade importante que mede quão rápido a ordem translacional decai é a função de correlação translacional $C_{K_0}(r) = \overline{\langle e^{iK_0[u(r)-u(0)]} \rangle}$, onde $u(r)$ é o deslocamento em relação à rede perfeita e K_0 um dos vetores da rede recíproca. $\langle \rangle$ representa a média termodinâmica e a barra a média sobre a desordem. $C_{K_0}(r)$ pode ser extraída da transformada de Fourier da função de correlação densidade-densidade para vetores de onda próximos a $q = K_0$, ou diretamente de medidas de deformação da rede [3]. Ovchinnikov *et al.* [46] calcularam $C_{K_0}(r)$ usando um modelo no qual as forças aleatórias fracas agem independentemente em cada vórtice. Larkin e Ovchinnikov propuseram uma teoria para o *pinning* coletivo de uma rede de vórtices, a qual descreve bem o caso dos supercondutores convencionais onde os deslocamentos relativos são da ordem de $u \sim \xi$ (comprimento de coerência) [3]. Entretanto, este modelo não pode ser utilizado em supercondutores de alta temperatura crítica (T_c) já que funciona a pequenas escalas e não pode ser usado para estudar quantidades em larga escala como a ordem translacional.

2.2. Regimes dinâmicos de vórtices e efeitos do *pinning*

Nesta seção iremos mostrar as questões básicas para a caracterização dos regimes dinâmicos que podem ser discutidas em termos da desordem, das flutuações térmicas e das interações com uma força de transporte. Uma rede de vórtices pode ser considerada um conjunto de objetos clássicos, os quais possuem interações entre si, e que, quando estão em um supercondutor considerado ideal sem a ação de fatores externos como temperatura, defeitos e corrente de transporte, formam uma estrutura periódica (a rede de Abrikosov). Se considerarmos apenas os efeitos de temperatura (ou seja, sem efeitos de corrente de transporte e de desordem), a rede cristalina de Abrikosov se funde dando lugar a um líquido de vórtices com o acréscimo da temperatura, sendo que esta é uma transição de primeira ordem (Figura 2.2(a)). Se inserirmos agora os efeitos da desordem, a ordem cristalina da rede de Abrikosov é destruída dando lugar a duas fases onde as estruturas são amorfizadas e a ordem de longo alcance é destruída (Figura 2.2(b)). Estas duas fases amorfas por sua vez podem se fundir em um líquido de vórtices em uma linha de transição dada por $H_m(T)$, denominada linha de *melting*. As Figuras 2.2(a) e 2.2(b) comparam um diagrama de fases $H-T$ para um supercondutor sem efeitos de desordem com um supercondutor sob efeitos da desordem.

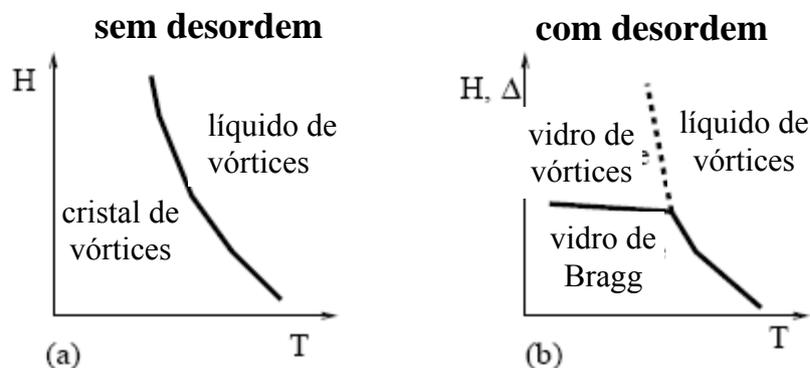


Fig. 2.2 – Diagramas de fase $H-T$ de vórtices. (a) Sem desordem ($\Delta=0$), onde existe uma fase sólida cristalina e um líquido de vórtices. (b) Com desordem ($\Delta>0$), onde a ordem translacional de longo alcance do cristal de vórtices é destruída, dando lugar a um vidro de Bragg e a um vidro de vórtices que se fundem em um líquido de vórtices [7].

A fase vidro de Bragg (*Brag glass*), proposta por Giamarchi e Lê Doussal [61], é um sólido com ordem translacional (triangular) de quase longo alcance (a qual apresenta picos de Bragg em seu fator de estrutura). Esta fase pode perder seu ordenamento aumentando a temperatura, a desordem ou o campo magnético. A partir da fase de vidro de Bragg pode haver duas transições. No primeiro caso o vidro de Bragg pode se fundir em um líquido de vórtices com o aumento da temperatura e, em um segundo caso, pode se transformar em uma outra fase amorfa conhecida como vidro de vórtices (*vortex glass*) com o aumento da desordem. Ambas as fases (vidro de Bragg e vidro de vórtices) são amorfas, porém, cabe mencionar aqui que existem diferenças entre essas duas fases que ainda não são bem compreendidas pela comunidade científica.

Consideremos agora o caso dinâmico, quando $F \neq 0$. Esse problema é de grande interesse para a supercondutividade, uma vez que é essencial para a compreensão das propriedades de transporte. Para o caso de um supercondutor sem desordem, como visto no parágrafo anterior, uma fase cristalina se funde em um líquido de vórtices. Considerando esse mesmo caso sem desordem, mas agora sob a influência de uma força de transporte diferente de zero, teremos então um cristal de vórtices em movimento para $H < H_m(T)$ e líquido de vórtices em movimento para $H > H_m(T)$, conforme ilustrado na Figura 2.3(a). No entanto, para o caso dinâmico com desordem, ainda não existe um modelo satisfatório para descrever as fases dinâmicas dos vórtices (Figura 2.3(b)). Sendo assim, todo o conhecimento sobre a dinâmica de vórtices na presença de desordem vem de observações fenomenológicas, conjunto do qual faz parte o presente trabalho de pesquisa. Nesse contexto, as curvas obtidas através de simulação numérica de velocidade dos vórtices em função de uma força de transporte são ricas fontes de informação, uma vez que elas são equivalentes às curvas de voltagem em função de uma corrente de transporte. Estas curvas podem ser construídas para $T = 0$ ou para $T \neq 0$. Para $T = 0$ a força de transporte tem que ser maior que um valor crítico

F_c para o sistema de vórtices entre em movimento com uma velocidade v finita. Esta força também é chamada de força de *depinning*. Para $T > 0$ a rede de vórtices inicia o movimento para uma força $F < F_c$ devido à ativação térmica em um regime denominado *flux creep*. Para forças altas $F \gg F_c$ o efeito da desordem diminui e se alcança um regime denominado *flux flow*. O diagrama de fases $V - F$ é ilustrado na Figura 2.4. O presente trabalho se focará no estudo na região do regime *flux flow* para diferentes arranjos de *pinning* para $T = 0$. Contudo, para o momento iremos fazer uma breve revisão bibliográfica de alguns dos inúmeros trabalhos teóricos e experimentais que foram pioneiros no estudo dos regimes dinâmicos de vórtices e, conseqüentemente, contribuíram para o avanço do conhecimento nessa área de pesquisa.

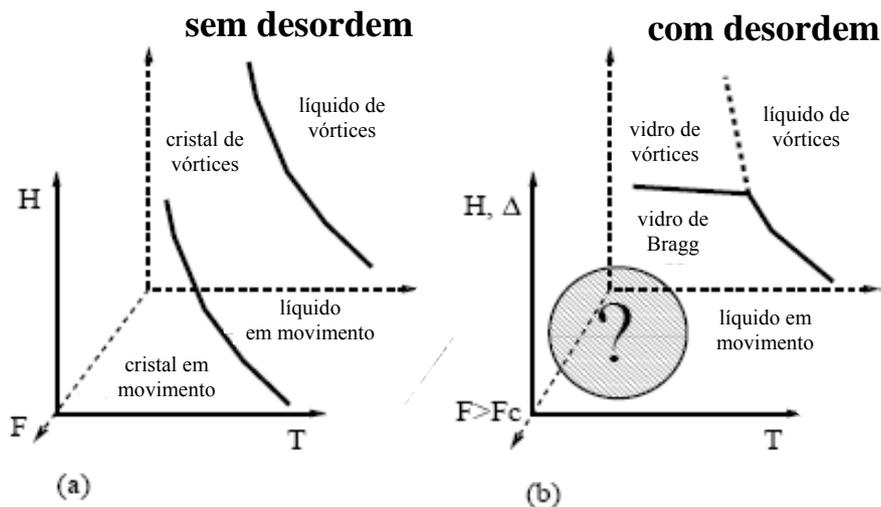


Fig. 2.3 – Possíveis diagramas de fase dinâmicos $H-T-F$ de vórtices. (a) Sem desordem ($\Delta=0$), onde as fases em movimento são idênticas às fases estáticas. (b) Com desordem ($\Delta>0$), onde a rede em movimento experimenta efeitos de não equilíbrio (tensões heterogenias elásticas e flutuantes). O ponto de interrogação denota a região para a qual ainda não existe um formalismo teórico bem aceito pela comunidade científica [7].

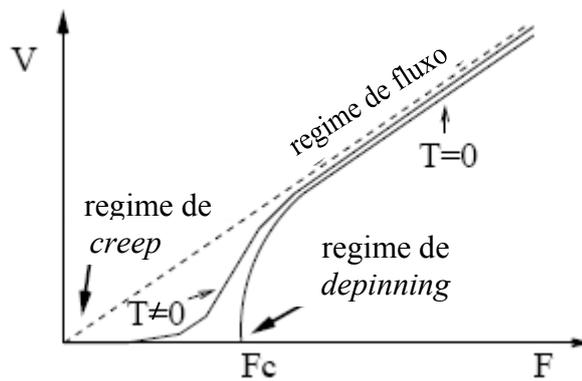


Fig. 2.4 – Regimes dinâmicos básicos de uma rede de vórtices na curva velocidade-força de transporte com e sem efeitos da temperatura [7].

2.2.1. Fusão dinâmica da rede de vórtices

Uma das principais motivações para o estudo dos regimes dinâmicos de vórtices foi a previsão de que seria possível o congelamento da estrutura de vórtices em uma rede perfeita se esta rede se movesse suficientemente rápido. Esta previsão, feita por Koshelev e Vinokur em 1994 [59], motivou uma grande quantidade de trabalhos, tanto teóricos, quanto experimentais que procuravam verificar e analisar esta possível transição de cristalização dinâmica da rede de linhas de fluxo. Em seu trabalho, Koshelev e Vinokur analisam o efeito da componente flutuante da força de *pinning* $F_p(\vec{r}, t)$ na dinâmica das configurações de vórtices em movimento e na transição de fusão. Sua análise indica que esta força causa flutuações adicionais dos vórtices que na expansão de perturbação de ordem mais baixa sobre a desordem assemelha-se às flutuações devidas à força térmica de Langevin. Portanto, neste caso, as propriedades estatísticas de F_p podem ser caracterizadas por uma temperatura perturbativa (ou de *shaking*) efetiva, $T_{sh} \propto v^{-1}$. Encontraram que para $T < T_m$ (T_m é a temperatura de *melting* da rede não perturbada) uma transição de fase dinâmica ocorre para um certo valor de corrente $j_t(T) > j_c(T)$ (j_c é a corrente crítica de *depinning*) do movimento de um cristal de vórtices em $j > j_t$ para o movimento de uma configuração amorfa em $j > j_t$. Como resultado o líquido de vórtices se movendo com velocidade v se solidifica em

$T_m(v) < T_m$. O diagrama de fases da força da corrente em função da temperatura encontrado por eles é mostrado na Figura 2.5. Para forças menores que f_c a configuração dos vórtices é quase homogênea, mas a ordem cristalina de longo alcance é perdida. Acima de f_c o movimento homogêneo se transforma no regime de *plastic flow* devido à formação de ilhas de vórtices fortemente aprisionados em torno dos quais o movimento continua. Em f_t ocorreria então a transição de fase dinâmica desse movimento plástico para um movimento coerente denominado por eles de *moving crystal* [59].

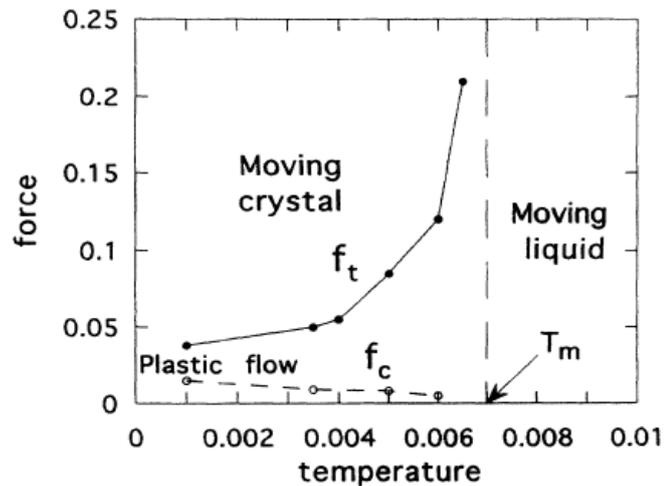


Fig. 2.5 – Diagrama de fases obtido por Koshelev e Vinokur [59].

2.2.2. Medidas de transporte

As pesquisas dos regimes dinâmicos dos vórtices se tornaram ainda mais intensas quando foram realizados os primeiros experimentos de transporte em supercondutores na presença de vórtices. A dependência da corrente de transição com o campo separando diferentes regimes de movimento dos vórtices no supercondutor anisotrópico 2H-NbSe₂ foi estudada por Bhattacharya e Higgins [60] na vizinhança do chamado *peak effect* (um pico na corrente crítica logo abaixo de H_{c2}). A Figura 2.6(esquerda) mostra várias curvas de resistência diferencial extraídas de curvas IV para diferentes campos H , à uma temperatura fixa $T = 4.2$. Pode-se ver claramente que a corrente crítica apresenta um aumento

significativo em seu módulo na região de campo um pouco abaixo do segundo campo crítico H_{c2} , em concordância com o fenômeno do *peak effect*. Atualmente existem diversos trabalhos que estudam uma interpretação para o fenômeno do *peak effect*. As setas marcam a corrente de *crossover*, I_{cr} , que é a corrente acima da qual a resistência diferencial se torna constante [60], quando o movimento da rede de vórtices atinge uma velocidade constante e as trajetórias das linhas de fluxo apresentam um alto grau de ordenamento. O diagrama de fases de não-equilíbrio construído por eles para a dinâmica da rede de linhas de fluxo pode ser visto na Figura 2.6(direita), onde a abscissa é o campo reduzido H/H_{c2} (a densidade de linhas de fluxo) e a ordenada é a força reduzida $F\xi/H_c^2$ (aqui os valores dependentes do tempo do comprimento de coerência anisotrópico ξ e o campo crítico termodinâmico H_c são usados). O regime abaixo do pico é o de vórtices aprisionados (*pinned*). F_p representa o *depinning* da rede acima do qual ocorre um movimento coerente chamado de *elastic flow*. No regime de pico a voltagem se inicia devido às instabilidades do *plastic flow* marcado por F_{pl} . Existe ainda uma outra linha denotada pela força de *crossover* F_{cr} , acima da qual a rede se torna novamente ordenada e o movimento coerente da rede de linhas de fluxo sem defeitos é recuperado. Com H aumentando ainda mais, o campo de *crossover* aumenta muito rapidamente. H_m marca o campo para o qual ocorreria a fusão da rede de vórtices [60].

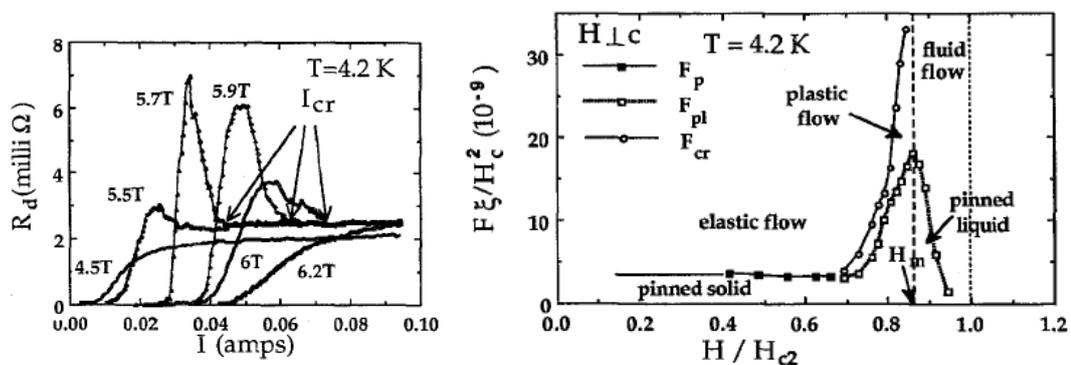


Fig. 2.6 – Curvas de resistência diferencial (esquerda) e o diagrama de fases (direita) obtidos por Bhattacharya e Higgins [60].

Atualmente existem diversos trabalhos teóricos e experimentais que estudam as fases dinâmicas da rede de vórtices, sendo que alguns deles dedicam-se a estudar a influência dos mecanismos de *pinning* na dinâmica de vórtices, tanto para arranjos aleatórios quanto arranjos periódicos de *pinning*. O grande aumento de pesquisas nessa área se deve ao domínio das técnicas para criação de defeitos em arranjos bem definidos em supercondutores. Estes estudos mostram-se muito importantes, uma vez que permitem a criação de materiais com maior eficiência. A seguir iremos apresentar alguns estudos sobre os efeitos do *pinning* na dinâmica de vórtices.

2.2.3. Regimes dinâmicos de vórtices sob influência de arranjo aleatório de *pinnings*

Diversos trabalhos têm estudado os diferentes regimes dinâmicos de rede de vórtices em meio desordenado, discutindo e caracterizando esses regimes em função de diversos parâmetros como desordem, campo magnético aplicado, temperatura, corrente de transporte, proximidade à superfície, etc. Tanto trabalhos teóricos quanto experimentais têm sugerido que, quando uma corrente de transporte é aplicada e aumentada gradativamente, três fases dinâmicas distintas aparecem: uma fase onde os vórtices estão presos, chamada de *pinned phase* (ou fase imóvel), uma fase amorfa denominada *plastic flow* e, quando a corrente de transporte atinge altos valores, uma fase ordenada denominada *uniform flow*. A fase denominada *plastic flow* começa quando uma parte da rede de vórtices inicia o movimento enquanto outra parte permanece presa. Os caminhos do fluxo nesse estágio são caracterizados pela formação de canais tortuosos, com isso o movimento dos vórtices é bastante desordenado. Com o aumento da força de transporte, os vórtices que estavam presos também começam a se mover, até que a rede inicia um fluxo uniforme no qual a rede de vórtices é muito mais ordenada que nos regimes *pinned* e *plastic flow*.

Kolton *et al.* [11] estudaram os regimes dinâmicos presentes em filmes finos supercondutores em meios desordenados, ou seja, vórtices interagindo com uma distribuição aleatória de *pinnings*. Para a simulação computacional desse sistema eles resolveram a equação de Langevin sem efeitos de temperatura ($T = 0$) quando uma corrente de transporte é aplicada e seus valores aumentam gradativamente. A metodologia utilizada no trabalho de Kolton *et al.* [11] é a mesma utilizada no trabalho desta presente dissertação. Acima de uma determinada força de transporte crítica F_c (força na qual inicia-se o movimento dos vórtices), foram encontradas transições de fases para diferentes valores de força chamados de F_p e F_t , as quais puderam ser observadas em medidas simultâneas de ruído longitudinal e voltagem Hall. Para força igual a F_p existe uma transição de um regime *plastic* (sem ordenamento) para um regime *smectic* (com ordem de curto alcance), sendo observado um pico na resistência diferencial (Figura 2.7). Para força igual a F_t existe uma transição aguda para um regime denominado *frozen transverse solid* (com ordem de longo alcance) onde o ruído Hall cai abruptamente e o movimento da rede de vórtices é apenas da direção transversal.

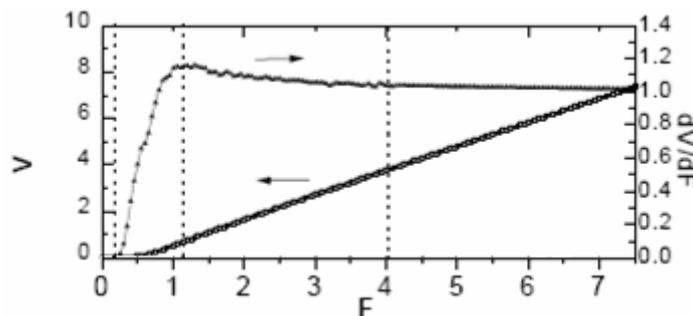


Fig. 2.7 – Curva da velocidade em função da força de transporte (escala da esquerda e pontos brancos) e curva dV/dF , ou seja, resistência diferencial (escala da direita e pontos pretos) [11].

2.2.4. Regimes dinâmicos de vórtices sob influência de arranjos periódicos de *pinnings*

Com o domínio das técnicas para criação de estruturas periódicas de *pinning* bem definidas, um número crescente de pesquisas estão sendo realizadas, tanto do ponto de vista

experimental quanto teórico, para estudar o comportamento dos regimes dinâmicos da rede de vórtices em meios com arranjos periódicos de *pinning*s. Intuitivamente podemos imaginar que para redes periódicas de *pinning*s, se desconsiderarmos os efeitos de temperatura, ao aplicar uma corrente de transporte o movimento dos vórtices será sempre o denominado pela literatura como *moving cristal*, ou seja, uma configuração homogênea de vórtices se movendo com ordem de longo alcance, o que corresponde ao movimento de um cristal. Alguns trabalhos têm mostrado que para redes periódicas de *pinning*s podem ser observados outros tipos de comportamento diferentes do *moving cristal* e também diferentes de todos os outros regimes dinâmicos observados em meios desordenados.

Reichhardt *et al.* [12] analisaram os regimes dinâmicos das linhas de vórtice sob a influência de arranjos periódicos (rede quadrado) de *pinning*s. Eles encontraram uma rica variedade de fases dinâmicas diferentes daquelas encontradas em arranjos aleatórios em função da força de transporte aplicada. Através de uma série de simulações variando a relação entre a densidade de vórtices e a densidade de *pinning*s, dada por B/B_ϕ , sendo que $B/B_\phi = 1$ quando o número de vórtices é igual ao número de centros de *pinning*, foi possível construir um diagrama de fases através de um gráfico da relação B/B_ϕ em função da variação da força de transporte, como pode ser visto na Figura 2.8. As características de cada fase estão listadas na Tabela 2.1. Nessa simulação a força de transporte, a qual era inicialmente zero, foi aumentada gradativamente. Note que para todos os valores de B/B_ϕ pode ser observada uma *pinned phase*, ou seja, uma fase onde os vórtices estão presos. A rede de vórtices passa da fase I (*pinned phase*) para uma fase dinâmica quando a força de transporte atinge um valor crítico. A fase I é mais extensa para valores baixos de B/B_ϕ , o que é uma característica esperada, uma vez que quanto maior a densidade de vórtices, mais próximo o material está do estado normal e, conseqüentemente, menor a corrente crítica. Porém Reichhardt *et al.* [12]

citam em seu trabalho que, para $B/B_\phi = 1$, a força de transporte crítica é $f_d/f_0 \approx 0,6$; e que, para $B/B_\phi = 2$, nenhuma outra fase além da *pinned phase* é observada para os valores de força calculados. Esse fato talvez possa ser explicado porque apenas para esses dois valores $B/B_\phi = 1$ e $B/B_\phi = 2$ existe uma comensurabilidade perfeita entre a posição inicial dos vórtices e dos *pinnings*, ou seja, a rede de vórtices forma uma rede perfeitamente simétrica em relação à rede quadrada de *pinnings*. Este resultado sugere que a corrente crítica é maior para casos onde existe perfeita comensurabilidade em relação a casos incomensuráveis entre vórtices e *pinnings*.

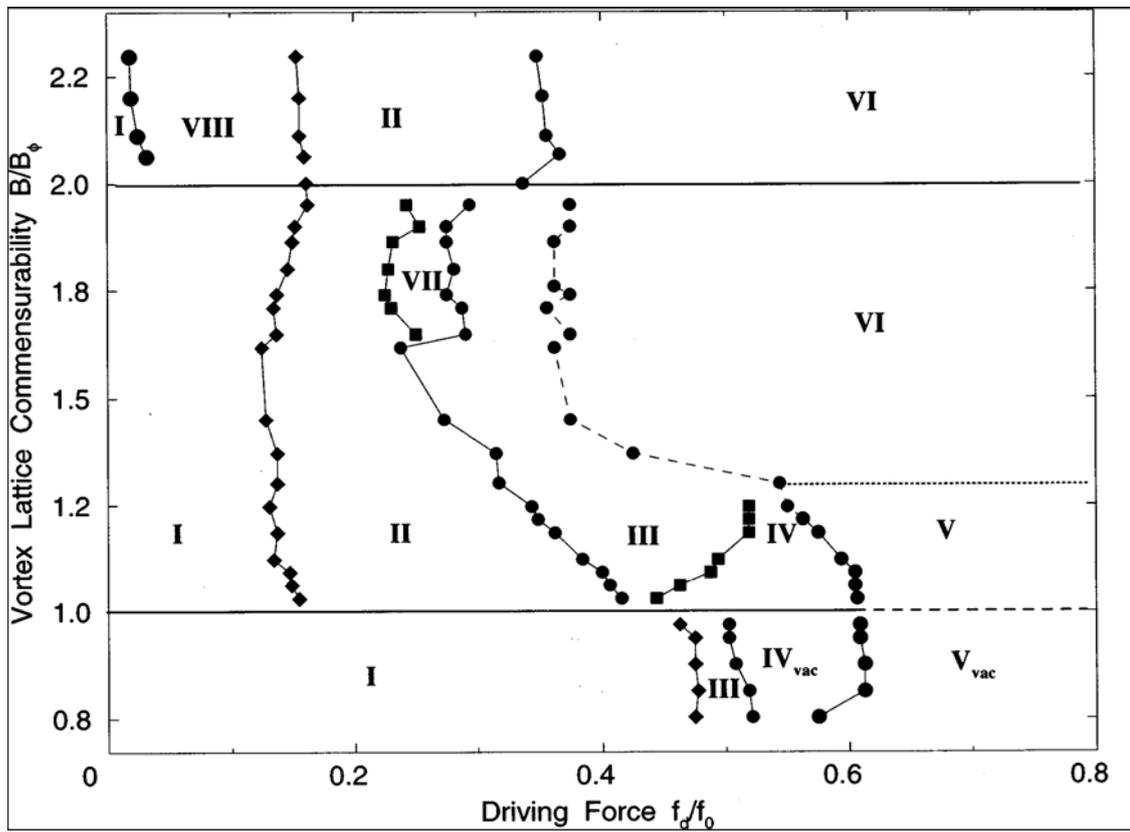


Figura 2.8 – Diagrama de fases dinâmicas para B_ϕ pela força de transporte [12].

Tabela 2.1 – Características das fases dinâmicas [12].

Dynamic phase	Description	Flow paths	Hysteresis	Fluctuations
I	Pinned	Stationary	No	None
II	Interstitial 1D flow	Stationary	No	Small
III	Disordered 2D flow	Changes	Yes	Large
IV	Incommensurate 1D flow	Stationary	Yes	Medium
IV _{vac}	Vacancy 1D flow	Stationary	No	Medium
V	Incommensurate 1D flow	Stationary	No	Large
VI	Partially ordered Q1D flow	Changes	Yes for $B > 2B_\phi$	Medium
VII	Winding interstitial Q1D flow	Stationary	Yes	Small
VIII	Incommensurate interstitial 1D flow	Stationary	No	Small
IX	Winding interstitial Q1D flow	Stationary	Yes	Small

3. MODELO E MÉTODO DE SIMULAÇÃO

Neste capítulo apresentaremos a metodologia de cálculo utilizada na presente dissertação. Usando a técnica de simulação numérica de dinâmica molecular resolvemos a equação de Langevin sem efeitos da temperatura e analisamos os efeitos de arranjos de centros de *pinning*s artificiais na dinâmica de vórtices em filmes finos de dimensões infinitas de supercondutores do tipo II. Serão considerados três tipos de arranjos de *pinning*, sendo um aleatório e dois tipos de arranjos periódicos: hexagonal e kagomé. Para o arranjo kagomé, analisamos a dinâmica para a força externa aplicada nas direções transversal e longitudinal, uma vez que a simetria da rede e conseqüentemente os regimes dinâmicos serão diferentes para cada uma das direções. Para a análise desses regimes calculamos a trajetória e a velocidade dos vórtices, assim como a resistência diferencial, fator de estrutura e coeficiente de difusão.

3.1. Modelo

Iremos examinar o caso de um filme supercondutor bi-dimensional, localizado no plano x - y , na presença de um campo magnético aplicado na direção perpendicular ao plano do filme e uma corrente de transporte externa \vec{J}_{ext} na direção paralela ao filme supercondutor, ou seja, paralela ao plano x - y . Para este caso, cada vórtice isolado possui um fluxo magnético $\vec{\Phi}$, onde $\vec{\Phi} = \Phi_0 \hat{z}$. Faremos uma analogia do movimento da rede de vórtices com o movimento de partículas em um fluido viscoso, onde as partículas correspondem aos vórtices, podendo, desta maneira, descrever o nosso sistema através de uma adaptação da equação de Langevin. Neste caso desconsideramos os efeitos de temperatura. O movimento de um vórtice isolado é dado por:

$$\vec{J}_{ext} \times \vec{\Phi} - f n_s (\vec{v} \times \vec{\Phi}) - \vec{F}_p = \eta \vec{v}. \quad (3.1)$$

Nesta equação \vec{v} é a velocidade de vórtice. O termo $\vec{J}_{ext} \times \vec{\Phi}$ representa a força de Lorentz, o termo $f n_s (\vec{v} \times \vec{\Phi})$ representa a força Magnus, \vec{F}_p é a força de *pinning* e $\eta \vec{v}$ é a força dissipativa. Como já citado, esta equação é válida para o movimento individual de um vórtice. O vórtice irá movimentar-se apenas se a força de Lorentz devido à corrente de transporte $\vec{J}_{ext} \times \vec{\Phi}$ exceder a força de *pinning* \vec{F}_p .

Neste caso, podemos escrever a força de Lorentz resultante em um vórtice i como a soma da força de Lorentz devido à corrente externa e a força de Lorentz devido à interação com outros vórtices do sistema. Esta equação é representada da seguinte forma:

$$\vec{J}_i \times \vec{\Phi} = \vec{J}_{ext} \times \vec{\Phi} + \sum_j \vec{J}_v (r_i - r_j) \times \vec{\Phi}, \quad (3.2)$$

onde \vec{J}_v é a densidade de corrente de um outro vórtice j à uma distância $|r_i - r_j|$ do vórtice i .

A somatória j é feita em todos os outros vórtices.

A força Magnus $f n_s (\vec{v} \times \vec{\Phi})$, isoladamente, resulta em um movimento dos vórtices na direção perpendicular à força de transporte, isto é, paralela à densidade de corrente \vec{J} [2]. Esta força é um análogo magnético da força hidrodinâmica originada da equação de Bernoulli. Exceto para supercondutores extremamente puros, a força Magnus torna-se desprezível em relação às outras forças atuantes no sistema. Por este motivo, a força Magnus será desprezada para o trabalho desta dissertação.

A força de *pinning* \vec{F}_p sempre se opõe ao movimento dos vórtices, agindo como um potencial atrativo. Para que o movimento de um vórtice ocorra, a força de Lorentz resultante sobre ele deve ser maior que a força de *pinning*. Para um vórtice isolado a força de *pinning* pode ser expressa como

$$\vec{F}_p = \sum_p \vec{J}_p (r_i - r_p) \quad (3.3)$$

onde \vec{F}_p é a força exercida por um centro de *pinning* p sobre um vórtice i à uma distância $|r_i - r_p|$, e a somatória em p é feita sobre todos os centros de *pinning*. Sem a presença das forças de *pinning* e da corrente de transporte, a interação repulsiva faz os vórtices se arranjam ordenadamente em uma rede hexagonal. Esse é o estado de mínima energia da rede de vórtices. Se nesse mesmo sistema forem inseridos centros de aprisionamentos (*pinnings*), os vórtices tendem a encontrar um novo estado de mínima energia que dependerá da disposição dos centros de *pinning*.

A origem da força dissipativa (ou atrito viscoso), $\eta\vec{v}$, pode ser explicada basicamente pela aparição de um campo elétrico microscópico finito, \vec{E} . Esse campo surge do movimento dos vórtices e tem a forma $\vec{E} = \vec{B} \times \vec{v}$, onde \vec{B} é campo magnético médio espacial (no caso o campo de um vórtice) e \vec{v} a velocidade do vórtice. O campo elétrico gerado desse movimento que é capaz de mover elétrons normais do material. Note que $\vec{E} \parallel \vec{J}$, já que ambos são perpendiculares a \vec{v} . Podemos escrever então a relação de transporte $\vec{E} = \sigma\vec{J}$, onde σ é a condutividade elétrica. Desta maneira, o movimento uniforme de muitos vórtices provoca uma voltagem igual à superposição de pulsos de voltagem individuais. O coeficiente de dissipação η pode ser estimado pela análise dos distintos processos dissipativos que ocorrem dentro e ao redor do núcleo dos vórtices. O modelo de Bardeen-Stephen permite estimar η de forma simples. Supõe-se que o núcleo do vórtice é um cilindro de raio ξ completamente normal. Aplicando as equações de London fora deste cilindro é possível calcular o campo elétrico de um vórtice supondo que ele tenha uma determinada velocidade. Este campo move os elétrons normais gerando dissipação por efeito Joule [7]. Desta forma, obtem-se que:

$$\eta \approx \frac{\Phi_0 B_{c2}}{\rho_n c^2}, \quad (3.4)$$

onde ρ_n é a resistividade exercida pelo campo elétrico gerado pelo movimento dos vórtices e B_{c2} é o campo crítico superior.

Considerando então todas as forças significativas que atuam sobre um vórtice, podemos então generalizar uma equação para descrever o movimento de um dado vórtice como:

$$\eta \vec{v} = \vec{J}_{ext} \times \vec{\Phi} + \sum_j \vec{F}_v(r_i - r_j) + \sum_p \vec{F}_p(r_i - r_p). \quad (3.5)$$

Escrita em termos dos potenciais de interação:

$$\eta \frac{d\vec{r}_i}{dt} = - \sum_{j \neq i} \nabla_i U_v(r_{ij}) - \sum_p \nabla_i U_p(r_{ip}) + \vec{F}, \quad (3.6)$$

onde $r_{ij} = |\vec{r}_i - \vec{r}_j|$ é a distância entre os vórtices i e j , $r_{ip} = |\vec{r}_i - \vec{r}_p|$ é a distância entre o vórtice i e o centro de *pinning* em \vec{r}_p .

Neste trabalho de pesquisa consideramos um supercondutor bidimensional, ou seja, filmes finos de espessura $d \ll \lambda$ (valor que está dentro do limite de validade da teoria de London). Tais filmes possuem um comprimento de penetração efetivo $\Lambda = 2\lambda^2/d$ [7]. Neste caso, vem da equação de London que a interação entre os vórtices é:

$$U_v(r) = -C_v \ln\left(\frac{r}{\Lambda}\right), \quad (3.7)$$

onde $C_v = \Phi_0^2/8\pi\Lambda$. Uma vez que nesta adaptação da equação de Langevin a força é dada pelo gradiente do potencial da equação (3.7), e que, para o caso bi-dimensional, $r_{ij} = [(x_i - x_j)^2 + (y_i - y_j)^2]^{1/2}$, onde x_i e x_j são as posições na direção x dos vórtices i e j , respectivamente e, de maneira análoga, y_i e y_j são as posições na direção y temos que:

$$F_v \hat{x} = \frac{dU_v}{dx_i} = -C_v \frac{(x_i - x_j)}{r_{ij}^2} \hat{x}; \quad (3.8)$$

$$F_v \hat{y} = \frac{dU_v}{dy_i} = -C_v \frac{(y_i - y_j)}{r_{ij}^2} \hat{y}. \quad (3.9)$$

O potencial de interação de interação entre os vórtices e os centros de *pinning* é dado por um potencial gaussiano, cujas interações são de curto alcance. Este potencial é dado por:

$$U_p(r) = -C_p e^{-(r_p/\xi)^2}, \quad (3.10)$$

onde $C_p = 0,2C_v$. A forma do potencial (3.10) e a constante de proporção entre o potencial de *pinning*s e o potencial de vórtices ($C_p/C_v = 0,2$) não foram escolhidos ao acaso. Esses valores são os que melhor representam os resultados obtidos experimentalmente [1-5].

Assim como fizemos para calcular a força de interação entre os vórtices, podemos calcular o gradiente do potencial de interação entre os vórtices e *pinning*s ($\nabla_i U_p(r_{ip}) = \vec{F}_p$), onde, para o caso bidimensional, $r_{ip} = [(x_i - x_p)^2 + (y_i - y_p)^2]^{1/2}$. x_p e y_p representam a posição do centro de *pinning* p nas direções x e y respectivamente. Desta forma temos que:

$$F_p \hat{x} = \frac{dU_p}{dx_i} = -\frac{2C_p}{\xi^2} (x_i - x_p) e^{-(r_{ip}/\xi)^2} \hat{x}; \quad (3.11)$$

$$F_p \hat{y} = \frac{dU_p}{dy_i} = -\frac{2C_p}{\xi^2} (y_i - y_p) e^{-(r_{ip}/\xi)^2} \hat{y}. \quad (3.12)$$

Substituindo as equações (3.8) e (3.11) na adaptação da equação de Langevin (3.6), temos para a direção x :

$$\eta \frac{dx_i}{dt} = -C_v \sum_{ij} \frac{(x_i - x_j)}{r_{ij}^2} - C_p \frac{2}{\xi^2} \sum_{ip} (x_i - x_p) e^{-(r_{ip}/\xi)^2} + F. \quad (3.13)$$

Normalizando as escalas de distância por $l_0 = 4\xi$, as escalas de energia por C_v e de tempo por $t = \eta l_0^2 / C_v$, temos que:

$$t = \frac{\eta l_0^2}{C_v} = \frac{16\eta \xi^2}{C_v}. \quad (3.14)$$

Substituindo a equação (3.14) em (3.13), temos que:

$$\frac{dx_i'}{dt'} = \sum_{ij} \frac{(x_i' - x_j')}{r_{ij}'^2} - 32 \frac{C_p}{C_v} \sum_{ip} (x_i' - x_p') e^{-16r_{ip}'^2} + F', \quad (3.15)$$

onde pela normalização: $x_i' = x_i / 4\xi$, $t' = t / 16\eta\xi^2 / C_v$, $(x_i' - x_j') = (x_i - x_j) / 4\xi$, $(x_i' - x_p') = (x_i - x_p) / 4\xi$, $r_{ij}' = r_{ij} / 4\xi$, $r_{ip}' = r_{ip} / 4\xi$ e $F' = F 4\xi / C_v$. Para a direção y os cálculos e as normalizações são feitos de maneira análoga. A equação (3.15) descreve a trajetória do vórtice i em função de sua posição relativa aos outros vórtices e as impurezas quando uma corrente de transporte é aplicada.

3.2. Método de simulação

Para simular um sistema de tamanho infinito através da técnica de dinâmica molecular, utilizamos uma caixa de simulação de dimensões L_x por L_y e condições periódicas de contorno (Figura 3.1).

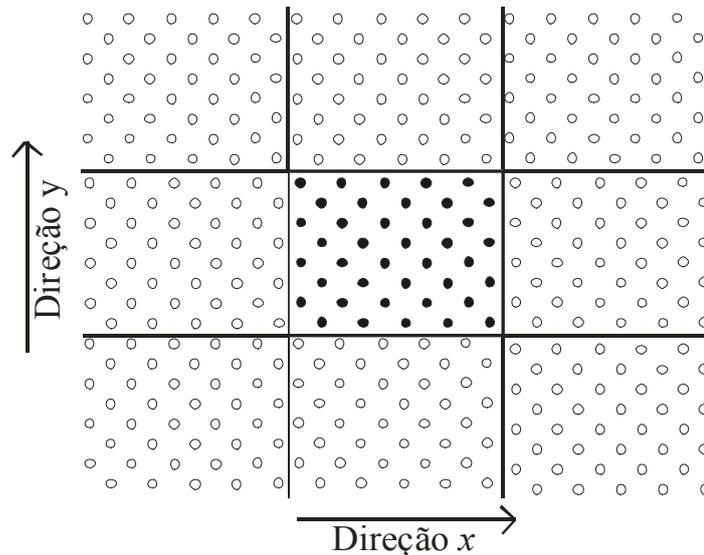


Figura 3.1 – Ilustração da caixa de simulação utilizada. São aplicadas condições periódicas de contorno para simular o sistema infinito.

Simulamos para cada um dos três tipos diferentes de arranjo *pinnings*: aleatório, hexagonal e kagomé, sistemas com densidade de vórtices, n_v , variando entre 0,01 a 0,5 em

passos de 0,01. A relação entre o número de vórtices e o número de centros de *pinning* foi mantida constante para todos os sistemas simulados. Isso significa dizer que quando a densidade de vórtices foi alterada, a densidade de *pinnings* também foi alterada na mesma proporção. Os três arranjos de *pinning*: aleatório, hexagonal e kagomé são ilustrados na Figura 3.2 para $n_v = 0.12$. Na Figura 3.2 também estão apresentadas as posições dos vórtices que correspondem à configuração de mínima energia dada pela interação da rede de vórtices e os arranjos de *pinnings* propostos. A densidade de vórtices para o arranjo aleatório é a mesma que a densidade de *pinnings*, ou seja, o número de vórtices N_v e o número de *pinnings* N_p são iguais. Para o arranjo hexagonal de *pinnings*, as densidades de vórtices e *pinnings* também são iguais, entretanto nesse caso há uma perfeita comensurabilidade entre as duas redes, de tal forma que cada vórtice se localiza exatamente sobre um centro de *pinning*. Desta maneira, para este caso, a configuração de mínima energia da rede de vórtices é uma rede hexagonal. Para o arranjo de kagomé, a razão entre o número de vórtices e o número de centros de *pinning* é dada por $N_p = (3/4)N_v$. Mesmo havendo diferença entre a densidade de vórtices e de *pinnings*, há comensurabilidade entre as duas redes. Sendo assim, para este tipo de distribuição de centros de *pinning*, a configuração de mínima energia da rede de vórtices também é uma rede hexagonal. Note ainda na Figura 3.2(c) que a rede de kagomé nada mais é que a rede hexagonal com ausência de um centro *pinning* no interior da célula unitária. Por esta razão, na direção y , as colunas ímpares têm o dobro do número de *pinnings* que as colunas pares. Para o arranjo de kagomé, o efeito da força de transporte depende da direção na qual ela é aplicada, uma vez que a simetria é diferente para cada direção. Neste trabalho, a análise foi feita para os casos particulares onde a corrente de transporte é aplicada nas direções x e y da caixa de simulação.

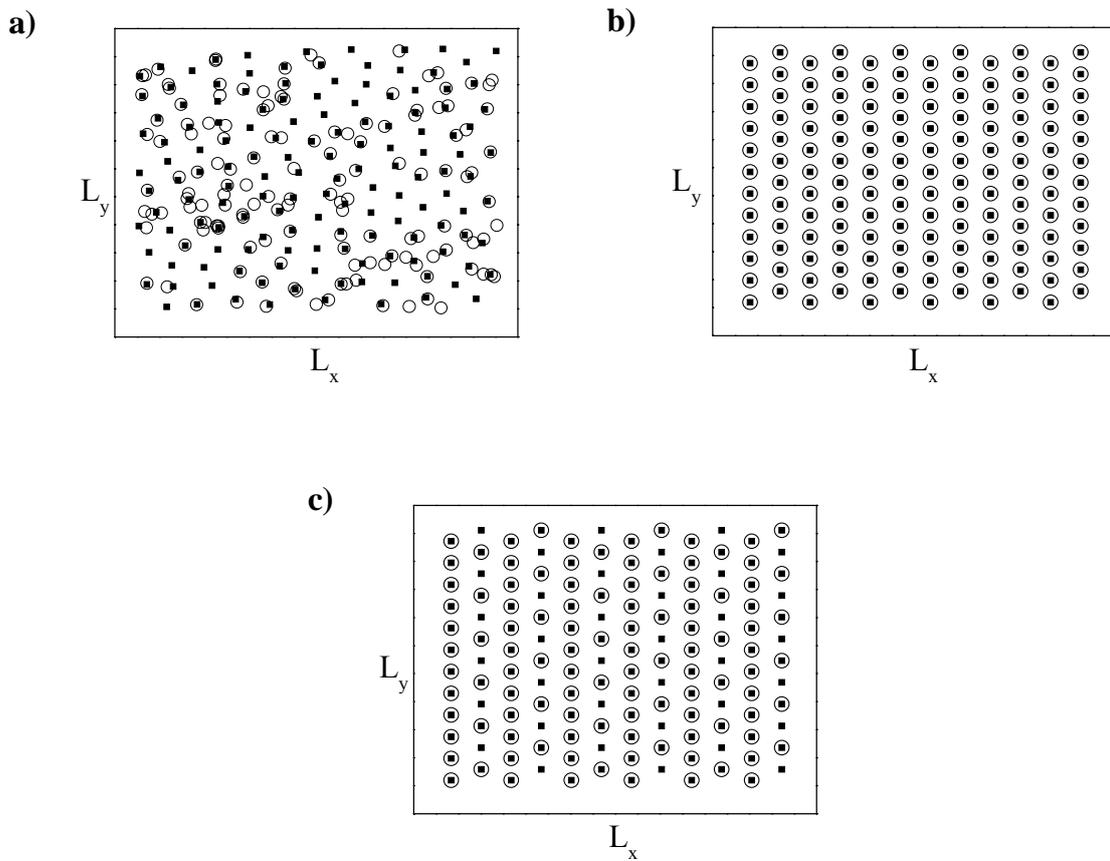


Figura 3.2 – Os pontos representam os vórtices e os círculos abertos representam os centros de *pinning* para três redes: (a) aleatória, (b) hexagonal e (c) kagomé.

Para cada passo da simulação, ou seja, para cada sistema com diferente densidade de vórtices e *pinnings*, iniciamos a simulação por um processo de relaxamento da rede de vórtices sem a corrente de transporte para encontrar a configuração de mínima energia e utilizá-la como condição inicial de contorno, configurações estas mostradas na Figura 3.2. Cada simulação é iniciada com a força de transporte $F = 0,0$, a qual é sutilmente aumentada em passos de $\Delta F = 0,05$ até o máximo valor de $F = 4,0$. Para cada valor de força deixamos o sistema evoluir por 30000 passos de integração. Seleccionamos um valor fixo de densidade de vórtices, $n_v = 0.12$, em cada simulação com os diferentes arranjos de *pinnings* para fazer um estudo detalhado do comportamento dinâmico dos vórtices.

Para caracterizar os regimes dinâmicos dos vórtices, calculamos a trajetória, a média da velocidade na direção da força de transporte $V_y = \frac{1}{N_v} \sum_i \frac{dy_i}{dt}$ (essa é a equação para a velocidade na direção y , sendo que para a direção x utilizamos a mesma equação de maneira análoga) e a sua derivada dV/dF , a qual é proporcional à resistência diferencial $dV/dF = \rho f^{-1} dE/dJ$, onde ρf^{-1} é a resistividade ao fluxo. Também analisamos o coeficiente de difusão transversal à força de transporte D . Para o caso da força de transporte aplicada na direção y , temos que o centro de massa $(X_{cm}(t), Y_{cm}(t))$ é dado em função do tempo, sendo assim definimos o desvio quadrático médio como:

$$d_x(t) = \frac{1}{N_v} \sum_i [\tilde{x}_i(t) - \tilde{x}_i(0)]^2 \quad (3.16)$$

onde $\tilde{x}_i(t) = x_i(t) - X_{cm}(t)$.

O movimento dos vórtices tem difusão na direção perpendicular à força de transporte, desta maneira $d_x(t) \sim D_x t$. De maneira análoga, calculamos o coeficiente de difusão quando a força de transporte é aplicada na direção x .

Calculamos ainda a média temporal do fator de estrutura definido como a média temporal do módulo quadrado da transformada de Fourier da densidade instantânea de vórtices dada por:

$$S(\vec{k}) = \left\langle \left| \frac{1}{N_v} \sum_i \exp[i\vec{k} \cdot \vec{r}_i(t)] \right|^2 \right\rangle \quad (3.17)$$

Para efetuar todos estes cálculos descritos neste capítulo nós criamos um programa em linguagem Fortran e utilizamos um cluster contendo 17 computadores com processadores Pentium IV[®]. Mesmo com todo o aparato computacional os cálculos demandam um grande tempo de processamento. Para calcular a dinâmica para um único conjunto de parâmetros de um sistema com 400 vórtices, por exemplo, são necessários aproximadamente 36 dias de

processamento. Por este fato todo o trabalho deve ser realizado com um cuidado especial para otimizar o tempo de cálculo.

4. RESULTADOS E DISCUSSÃO

A seguir mostramos nossos resultados e análises para o comportamento dinâmico de vórtices observados em nossa simulação para os arranjos de *pinning* aleatório, hexagonal e kagomé. Para estes primeiros resultados a densidade de vórtices é dada por $n_v = 0,12$. No presente caso nós consideramos um sistema com 144 vórtices.

4.1. Arranjo aleatório de *pinnings*

A seguir apresentaremos nossos resultados para a simulação da dinâmica de vórtices sob a influência de um arranjo aleatório de *pinnings*. A Figura 4.1 apresenta os gráficos de média da velocidade dos vórtices na direção paralela à força de transporte, resistência diferencial e coeficiente de difusão na direção x .

Podemos ver através dos gráficos de velocidade e resistência diferencial da Figura 4.1 que são observados quatro regimes diferentes, sendo um correspondente a *pinned phase* e os outros três a regimes dinâmicos. Os regimes observados são os seguintes:

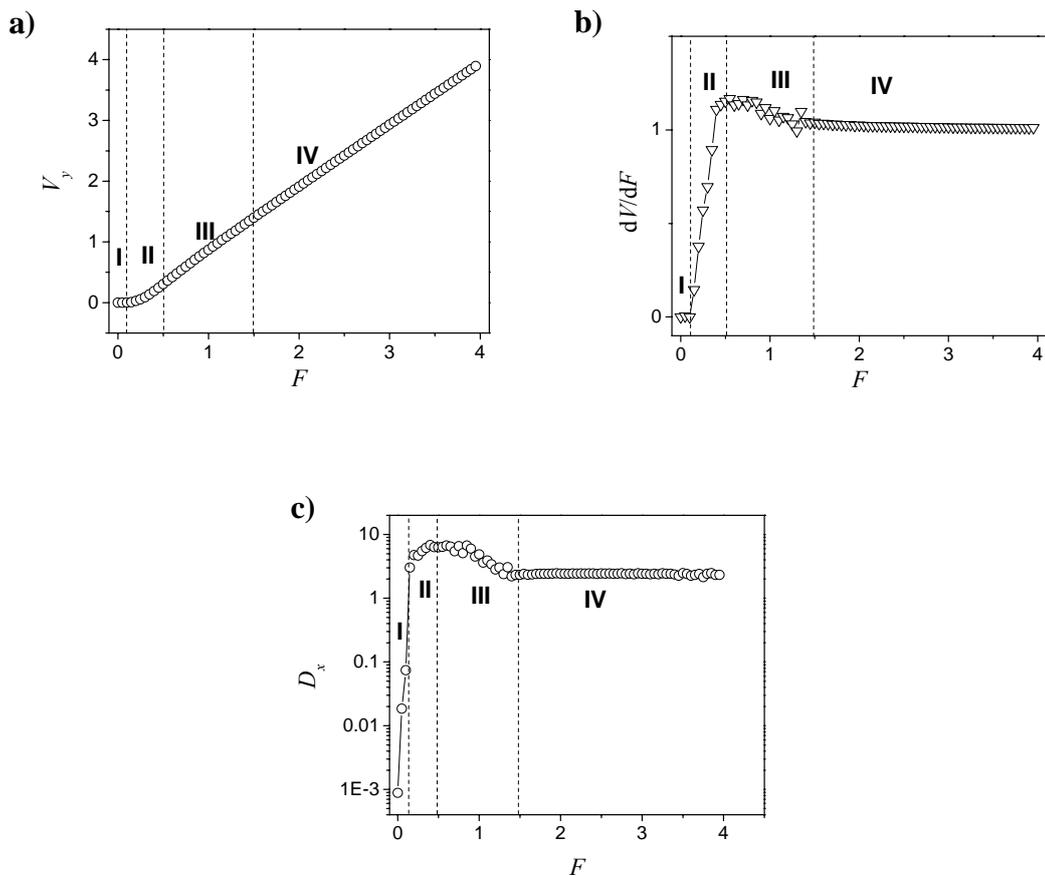


Figura 4.1 – Para o arranjo aleatório de centros de *pinnings* com a força de transporte F na direção y : (a) média da velocidade dos vórtices na direção y , (b) resistência diferencial e (c) coeficiente de difusão dos vórtices na direção x . Em todos os gráficos a linha contínua é para efeitos de visualização.

Plastic flow (II): Este regime ocorre para o intervalo de força $0,1 < F < 0,5$. Para valores nesse intervalo uma fração dos vórtices começa a se movimentar em canais tortuosos, complexos e interligados como mostrado na Figura 4.2(a), e os vórtices remanescentes permanecem parados. Neste regime os vórtices podem se mover também na direção transversal (perpendicular a \vec{F}). Pode ser visto da Figura 4.2(b) que o fator de estrutura tem apenas um pico central mostrando a ausência de ordenamento neste regime.

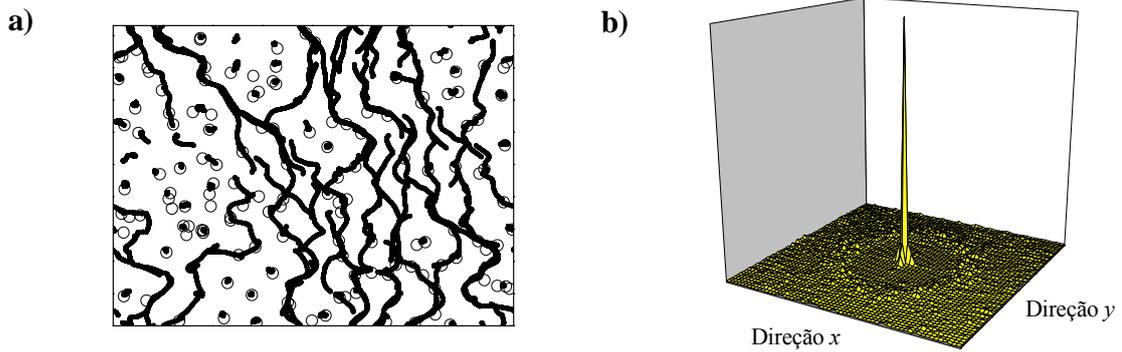


Figura 4.2 – (a) Trajetória dos vórtices para $F = 0,03$. (b) Média temporal do fator de estrutura para $F = 0,03$.

Smectic flow (III): Este regime é observado para valores de força no intervalo $0,5 < F < 1,5$. É possível observar um pico na resistência diferencial quando a força é aproximadamente $F_p \approx 0,5$ (Figura 4.1(b)). Para $F = F_p$, pode-se ver que todos os vórtices estão se movendo em canais aparentemente isotrópicos com interconectividade. Neste regime, como mostrado na Figura 4.3(a), todos os vórtices estão se movendo em trajetórias que são, na maior parte, paralelas à força, formando “canais elásticos”. Dois pequenos picos de Bragg aparecem no fator de estrutura ao longo do eixo $y = 0$, como visto na Figura 4.3(b). Neste regime o movimento transversal consiste em saltos dos vórtices de um canal para outro, semelhantes a ativações térmicas, mas induzidas por desordem local em lugar da temperatura. A razão destas flutuações decresce quando a força é aumentada.

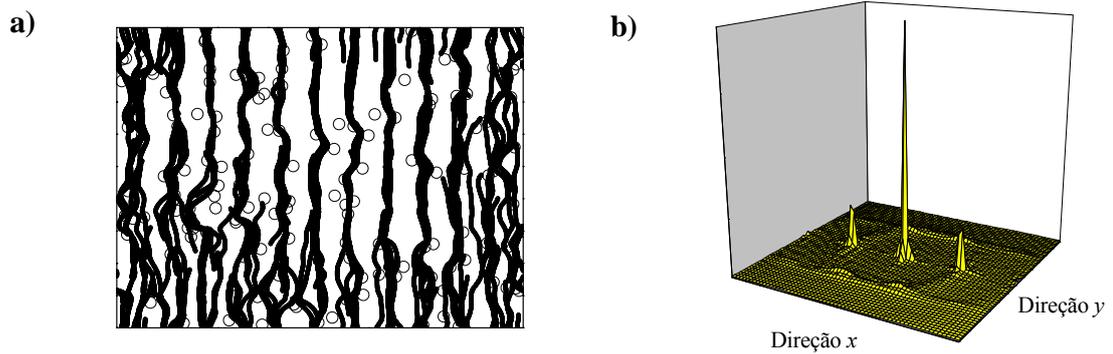


Figura 4.3 – (a) Trajetória dos vórtices para $F = 1,0$. (b) Média temporal do fator de estrutura para $F = 1,0$.

Frozen transverse solid (IV): Ocorre para $F > 1,5$. Para estes valores de força, os saltos entre os canais cessam repentinamente e o movimento dos vórtices acontece quase totalmente na direção paralela a \vec{F} . Este regime é mostrado na Figura 4.4(a), onde é possível ver canais elásticos bem definidos paralelos a \vec{F} . O fator de estrutura correspondente é mostrado na Figura 4.4(b), onde novos picos aparecem na direção transversal, o que mostra que existe ordenamento nessa direção.

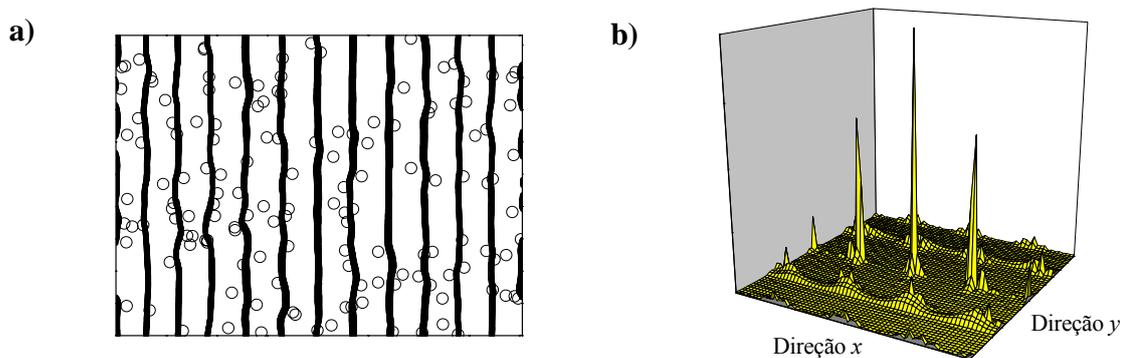


Figura 4.4 – (a) Trajetória dos vórtices para $F = 3,5$. (b) Média temporal do fator de estrutura para $F = 3,5$.

Os resultados obtidos, embora tenham sido calculados para parâmetros diferentes, foram análogos aos obtidos por Kolton *et al.* [11], apresentados na seção 2.2.1. Mesmo utilizando uma relação entre o número de vórtices e o número de *pinnings* diferente da utilizada no trabalho de Kolton, foi possível observar a presença dos mesmos regimes: *pinned*

phase (regime I), *plastic flow* (regime II), *semectic flow* (regime III) e *frozen transverse solid* (regime IV).

4.2. Arranjo hexagonal de *pinnings*

Analisaremos agora a dinâmica de vórtices sob um arranjo hexagonal de *pinnings*. Da mesma maneira que fizemos para o arranjo aleatório, apresentaremos primeiramente os gráficos da média da velocidade dos vórtices na direção paralela à força de transporte, resistência diferencial e coeficiente de difusão na direção x , para posteriormente analisar cada regime separadamente.

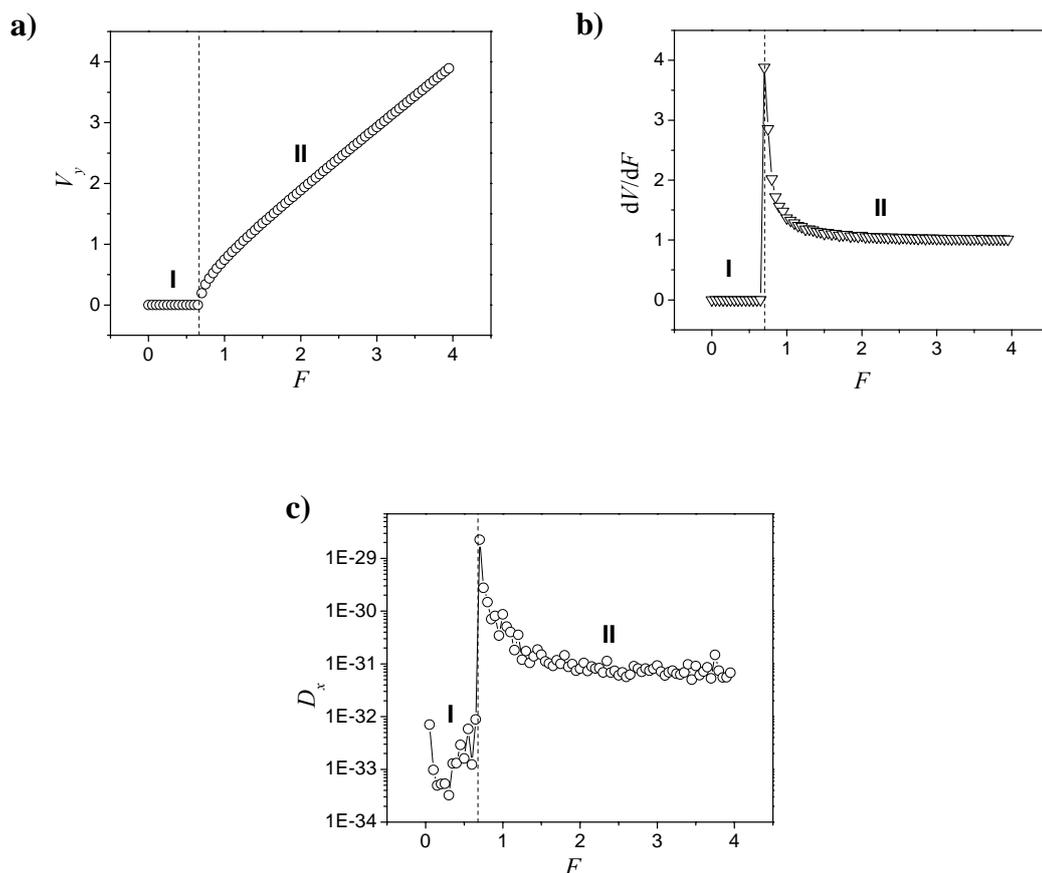


Figura 4.5 – Para o arranjo hexagonal de centros de *pinnings* com a força de transporte F na direção y : (a) média da velocidade dos vórtices na direção y , (b) resistência diferencial e (c) coeficiente de difusão dos vórtices na direção x . Em todos os gráficos a linha contínua é para efeitos de visualização.

Para o sistema com arranjo hexagonal de *pinnings* nós podemos observar dois regimes diferentes:

Regime I – Neste regime todos os vórtices permanecem parados. Em nossa simulação ele ocorre para valores de força abaixo da força crítica $F_c \approx 0,65$.

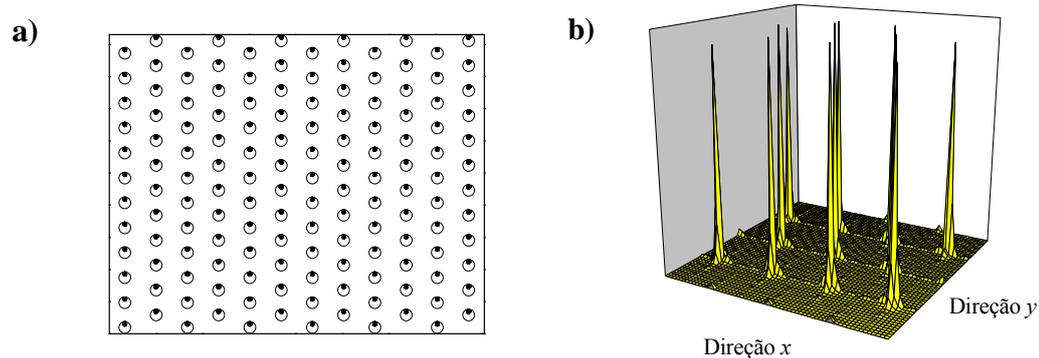


Figura 4.6 – (a) Trajetória dos vórtices para $F = 0,6$. (b) Média temporal do fator de estrutura para $F = 0,6$.

Regime II – Para valores acima de F_c , todos os vórtices iniciam o movimento simultaneamente e com a mesma velocidade. O salto abrupto na resistência diferencial visto na Figura 4.5(b) torna evidente que todos os vórtices iniciam o movimento ao mesmo tempo e têm um rápido aumento em suas velocidades. Suas trajetórias seguem em canais bem definidos e sem qualquer difusão entre eles, como pode ser observado na Figura 4.5(c). Neste caso, nós podemos comparar o movimento da rede de vórtices com o movimento de um sólido com ordem de longo alcance. Os gráficos de fator de estrutura (Figuras 4.6(b) e 4.7(b)) deixam isso claro, uma vez que eles não variam para qualquer valor de força de transporte, apresentando picos de mesma intensidade e simetricamente localizados.

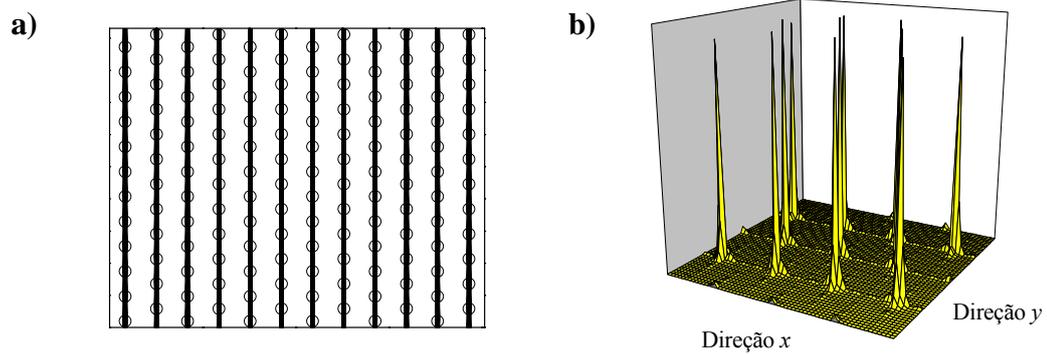


Figura 4.7 – (a) Trajetória dos vórtices para $F = 1,2$. (b) Média temporal do fator de estrutura para $F = 1,2$.

4.3. Arranjo kagomé de *pinnings* com corrente de transporte na direção x

Para o arranjo de kagomé, nós separamos as análises em dois casos. Primeiramente iremos apresentar os resultados e analisá-los para a corrente de transporte aplicada na direção x , ou seja, com a força na direção y . Essa separação se faz necessária porque a simetria é diferente para cada caso, o que faz com que os regimes dinâmicos também sejam, como poderá ser observado a seguir.

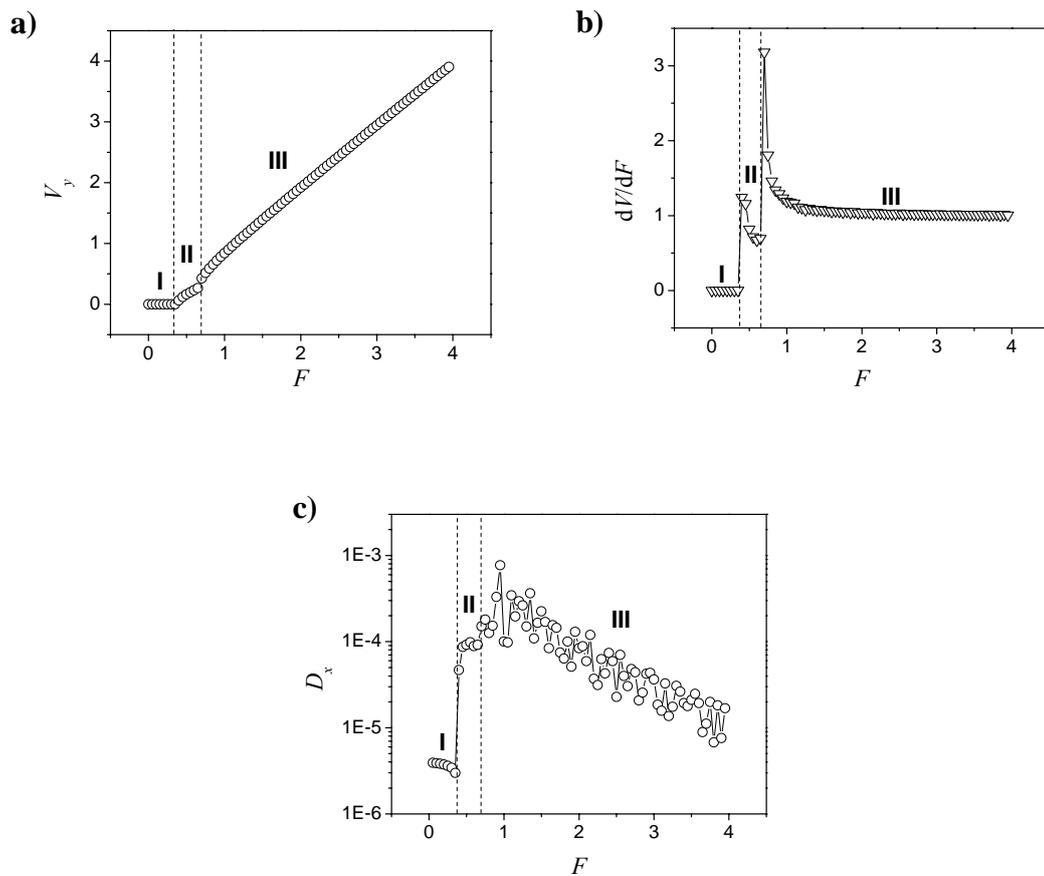


Figura 4.8 – Para o arranjo kagomé de centros de *pinning*s com a força de transporte F na direção y : (a) média da velocidade dos vórtices na direção y , (b) resistência diferencial e (c) coeficiente de difusão dos vórtices na direção x . Em todos os gráficos a linha contínua é para efeitos de visualização.

Através dos resultados obtidos nós podemos caracterizar três regimes da rede de vórtices:

Regime I – Este regime corresponde à fase onde os vórtices estão presos pelos centros de *pinning* (*pinned phase*), a qual ocorre para valores de força abaixo de $F_{c1} \approx 0,4$.

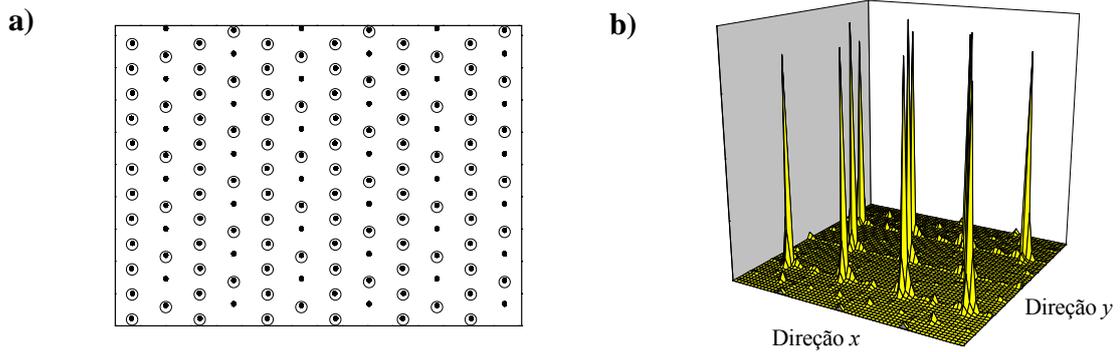


Figura 4.9 – (a) Trajetória dos vórtices para $F = 0,25$. (b) Média temporal do fator de estrutura para $F = 0,25$.

Regime II – Para valores de força entre $F_{c1} \approx 0,4$ e $F_{c2} \approx 0,65$, a metade dos vórtices (metade esta localizada nas colunas com vacâncias de *pinning*) iniciam o movimento, enquanto a outra parte permanece presa pelos centros de *pinning* (ver Figura 4.9(a)).

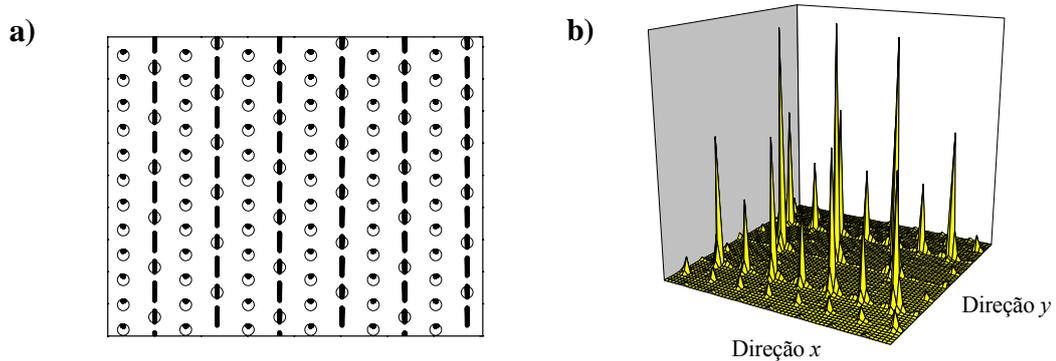


Figura 4.9 – (a) Trajetória dos vórtices para $F = 0,6$. (b) Média temporal do fator de estrutura para $F = 0,6$.

Regime III – Quando a força está acima de F_{c2} , a outra metade dos vórtices, isto é, os vórtices nas colunas sem vacâncias, começam a se mover, entretanto com velocidade diferente da coluna que já estava em movimento, que pode ser comprovado através dos gráficos de fator de estrutura (Figuras 4.8(b), 4.9(b) e 4.10(b)). Este comportamento explica a existência de dois picos na resistência diferencial (Figura 4.7(b)). Para todos esses três regimes o coeficiente de difusão na direção x é desprezível, como pode ser visto na Figura

4.7(c). É importante destacar que o segundo pico na resistência diferencial é uma característica ainda não reportada para sistemas com arranjo kagomé de *pinning*.

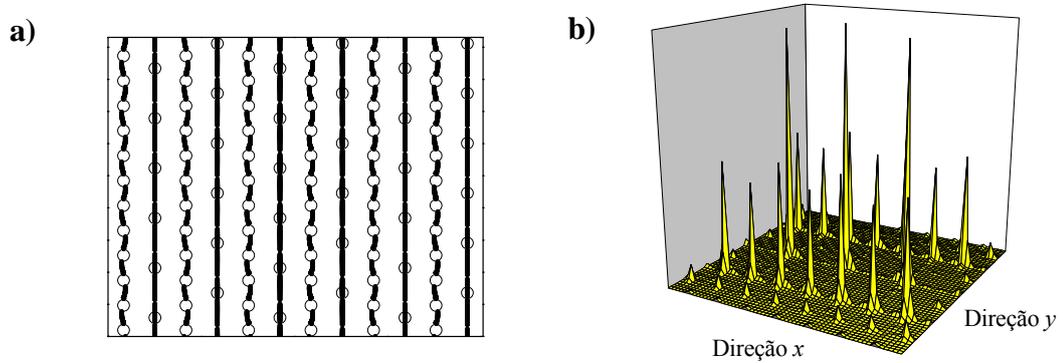


Figura 4.10 – (a) Trajetória dos vórtices para $F = 0,75$. (b) Média temporal do fator de estrutura para $F = 0,75$.

4.4. Arranjo kagomé de *pinning*s com corrente de transporte na direção y

Nós iremos mostrar agora os resultados para a rede de kagomé quando a corrente de transporte é aplicada na direção y , ou seja, com a força na direção x . Note que os regimes dinâmicos para este sistema são bastante diferentes dos observados anteriormente para corrente de transporte aplicado na direção x .

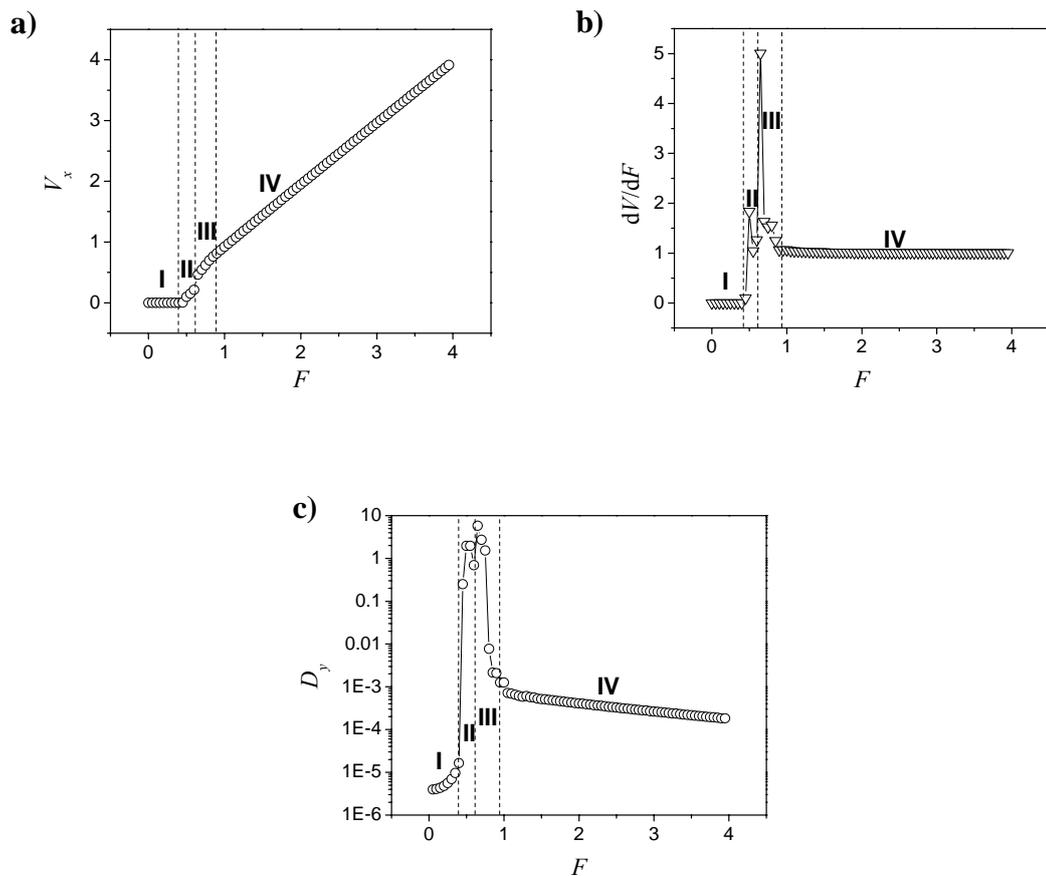


Figura 4.11 – Para o arranjo kagomé de centros de *pinning*s com a força de transporte F na direção x : (a) média da velocidade dos vórtices na direção x , (b) resistência diferencial e (c) coeficiente de difusão dos vórtices na direção y . Em todos os gráficos a linha contínua é para efeitos de visualização.

Os resultados da Figura 4.11 mostra que a rede de vórtices têm quatro regimes diferentes para este arranjo de *pinning*s:

Regime I – A *pinned phase* ocorre para valores de força abaixo de $F_{c1} \approx 0,45$.

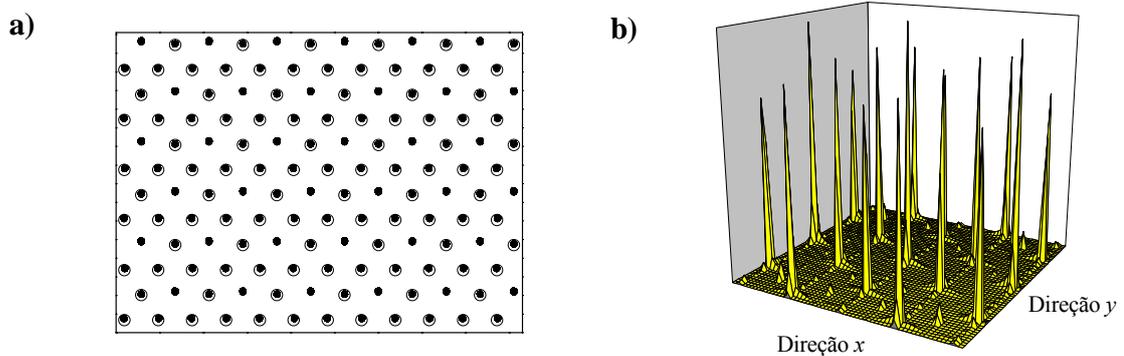


Figura 4.12 – (a) Trajetória dos vórtices para $F = 0,2$. (b) Média temporal do fator de estrutura para $F = 0,2$.

Regime II – Este regime ocorre quando a força varia no intervalo de F_{c1} até $F_{c2} \approx 0,65$. Aqui os vórtices mostram um comportamento dinâmico complexo. Em analogia ao caso com a corrente de transporte na direção x , neste sistema as fileiras ímpares (em lugar de colunas) têm duas vezes o número de *pinning*s que as fileiras pares. Quando a força está acima de F_{c1} , os vórtices nas fileiras com ausência de *pinning*s (fileiras pares) permanecem presos e os outros vórtices iniciam o movimento. Conforme mostrado nas trajetórias da Figura 4.13(a), os vórtices das colunas ímpares andam em uma trajetória transversal de um dado centro de *pinning* (nesta mesma fileira) para a fileira par vizinha e então retornam para a fileira original, porém, na posição do próximo centro de *pinning* no sentido da força de transporte. Em outras palavras, o movimento dos vórtices lembra uma trajetória do tipo “zigue-zague”, ou sinuosa. Note através do gráfico de fator de estrutura (Figura 4.13(b)) que existe ordenamento na trajetória dos vórtices, a qual se dá formando um ângulo de 45° em relação às direções transversal e longitudinal.

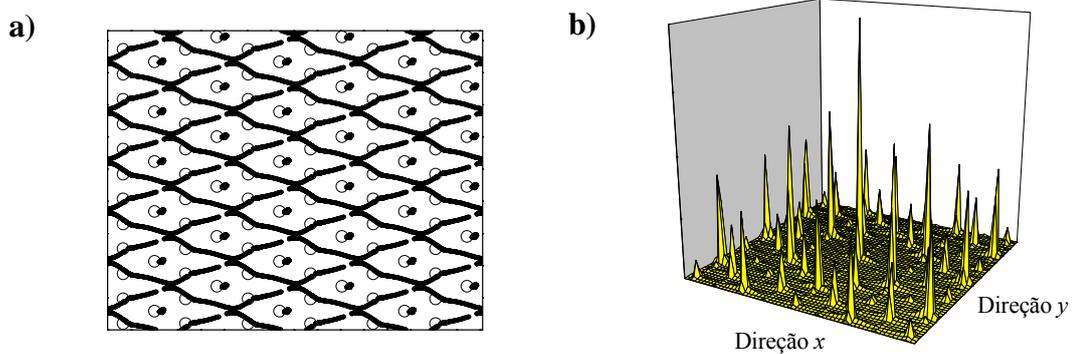


Figura 4.13 – (a) Trajetória dos vórtices para $F = 0,6$. (b) Média temporal do fator de estrutura para $F = 0,6$.

Regime III – Quando a força varia aproximadamente de F_{c2} até $F_{c3} \approx 0,95$, nós podemos ver através da Figura 4.14(a) que os vórtices nas fileiras com ausência de *pinning*s iniciam o movimento. Nesse regime todos os vórtices se movem em uma rede de canais com interconectividade, isto é, os vórtices podem pular de um canal para outro. Isto pode ser

confirmado nos resultados de difusão transversal da Figura 4.11(c) que apresenta um considerável aumento para este regime. Note que os canais são formados sobre as colunas sem ausência de centros de *pinning*. Este regime dinâmico apresenta comportamento semelhante ao fluxo *smectic*, observado nas simulações com arranjo aleatório de *pinnings*. A comparação entre os fatores de estrutura correspondente a cada regime (Figura 4.14(b) para a rede de kagomé e Figura 4.3(b) para a rede aleatória) deixa evidente essa semelhança. Esta transição (a qual é denotada pelo segundo pico na resistência diferencial na Figura 4.11(b)) não é evidente, já que em arranjos periódicos as trajetórias seguem, em geral, padrões bem definidos. Note que o segundo pico na resistência diferencial para este caso pode ser explicado pela existência de dois valores diferentes de corrente necessários para desprender os vórtices nas colunas ímpares e pares, respectivamente.

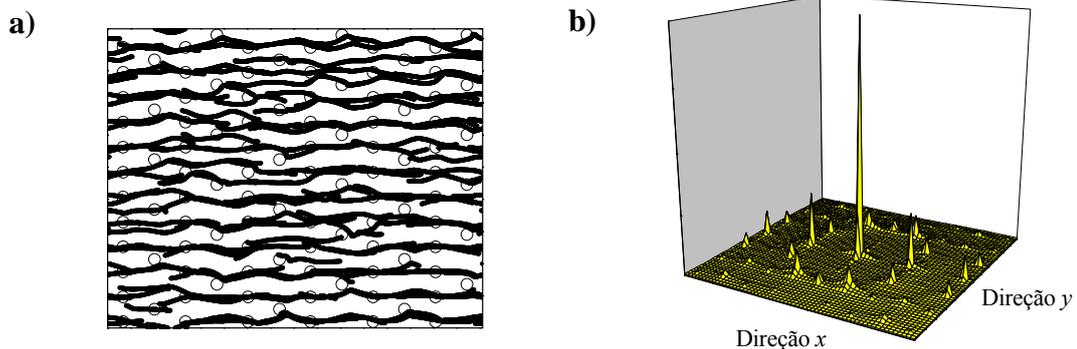


Figura 4.14– (a) Trajetória dos vórtices para $F = 0,7$. (b) Média temporal do fator de estrutura para $F = 0,7$.

Regime IV – Para correntes acima de F_{c3} , a velocidade dos vórtices é muito maior e as linha de fluxo se tornam novamente ordenadas. A Figura 4.15(a) mostra que os vórtices se movem em canais bem definidos e em linhas retas. O coeficiente de difusão transversal é desprezível (Figura 4.11(c)) e a resistência diferencial se torna constante (Figura 4.11(b)).

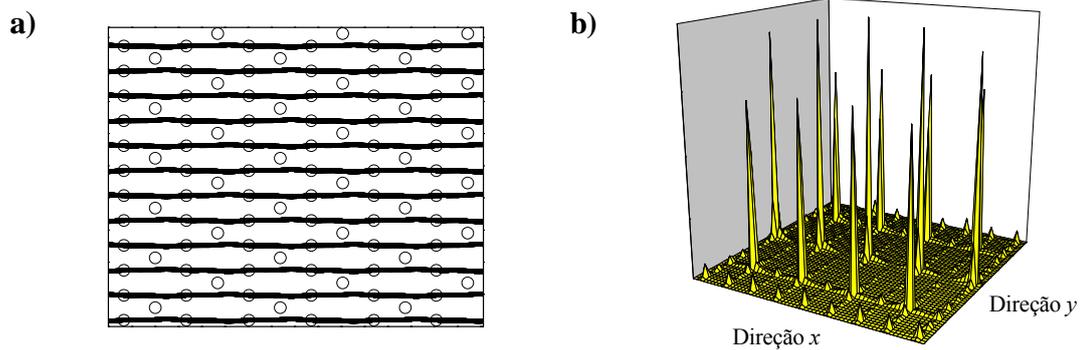


Figura 4.15– (a) Trajetória dos vórtices para $F = 1,2$. (b) Média temporal do fator de estrutura para $F = 1,2$.

4.5. Corrente crítica em função da variação da densidade de vórtices para sistemas com arranjos de *pinnings* do tipo hexagonal e kagomé

Calculamos a corrente crítica para diferentes densidades de vórtices normalizadas, variando no intervalo $[0,01, 0,5]$, sendo aumentada por passos de 0,01. Na Figura 4.16 nós mostramos nossos resultados de corrente crítica para as diversas densidades de vórtices usando arranjo de *pinnings* hexagonal e kagomé. Para a rede de kagomé nós consideramos os casos para a corrente de transporte aplica nas direções x e y . É de conhecimento que redes periódicas são mais eficientes que as redes aleatórias para prender os vórtices. Comparando a rede de *pinnings* hexagonal e kagomé, a Figura 4.16 torna evidente que a rede hexagonal é a mais eficiente. Note que para a rede de kagomé, quando a corrente de transporte está na direção y , nós obtemos valores de corrente crítica mais elevados. Também fica evidente através da Figura 4.16 para todos os arranjos que a eficiência do mecanismo de *pinning* diminui quando a densidade de vórtices é aumentada. Isto pode entendido, uma vez que altas densidades de vórtices representam um material mais perto do estado normal. Em todos os casos, quando a densidade de vórtices é aumentada, a corrente crítica vai para zero. Morgan e Ketterson [39] reportaram resultados experimentais similares.

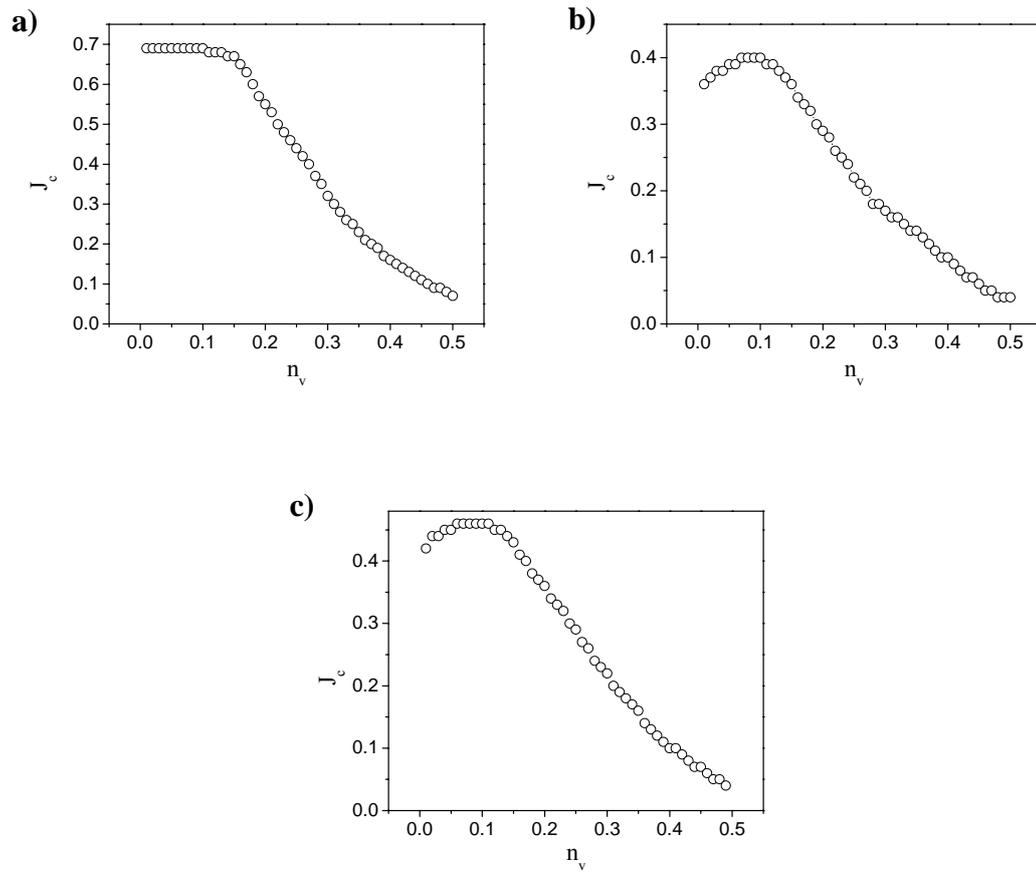


Figura 4.16 – Corrente crítica em função da densidade de vórtices para um: (a) arranjo hexagonal de *pinning*s, (b) arranjo kagomé de *pinning*s com corrente de transporte na direção x e (c) arranjo kagomé de *pinning*s com corrente de transporte na direção y .

5. CONCLUSÃO GERAL

Através da técnica de simulação numérica nós estudamos os efeitos do *pinning* na dinâmica de vórtices em materiais supercondutores do tipo II, comparando três arranjos de *pinnings* diferentes: aleatório, hexagonal e kagomé. Para este estudo nós calculamos diversas quantidades físicas importantes que podem caracterizar o sistema, como trajetória dos vórtices, velocidade média da rede, resistência diferencial, média temporal do fator de estrutura e valores de corrente crítica para diversas densidades de vórtices e *pinnings*. Os resultados mostraram que o comportamento dinâmico da rede de vórtices para a rede de kagomé é diferente do comportamento para as redes hexagonal e aleatória e também de outros resultados reportados anteriormente. O gráfico de resistência diferencial em função da força de transporte apresentou um segundo pico que denota a transição entre regimes dinâmicos distintos. O primeiro pico corresponde ao primeiro valor de força crítica, F_{c1} , que causa o início do movimento da metade dos vórtices, enquanto o segundo valor, F_{c2} , é responsável pelo início movimento da outra metade, sendo que $F_{c2} > F_{c1}$. Outro resultado interessante é a seqüência de regimes dinâmicos apresentados para rede de kagomé quando a corrente de transporte é aplicada na direção y . Para esse sistema percebe-se que há uma transição de um regime dinâmico ordenado para outro desordenado em função da corrente de transporte. Uma possível explicação é que os vórtices que estavam inicialmente presos nos centros de *pinning* causam um desequilíbrio na rede quando iniciam o movimento em F_{c2} . Este regime se torna novamente ordenado quando a corrente de transporte atinge um valor F_{c3} . Apesar de Reichhardt *et al.* [15] já terem reportado regimes dinâmicos complexos, como o regime II apresentado pela rede de kagomé com corrente de transporte aplicada na direção y , nenhum trabalho teórico ou experimental havia mostrado essa seqüência de transições de regimes dinâmicos ordenado, desordenado e novamente ordenado. Tal fato pode ser confirmado pela

análise do diagrama de fases de Reichhardt *et al.* [12] mostrado na Figura 2.8. Note que para arranjos onde existe comensurabilidade entre *pinnings* e vórtices no referido diagrama, ou seja, para $B/B_\phi = 1$ e $B/B_\phi = 2$, não existem regimes dinâmicos de vórtices desordenados ou complexos, sendo que especificamente para $B/B_\phi = 2$ não foi encontrada outra fase além da *pinned phase* para os valores de força de transporte considerados no trabalho de Reichhardt. Isso torna evidente que os resultados obtidos em nossos cálculos não são triviais e tem uma grande significância pelo fato de apresentarem características novas para regimes dinâmicos ainda não observadas pela literatura.

Outra importante análise foi a da corrente crítica em função da densidade de vórtices. Esta análise mostrou que a rede hexagonal de *pinnings* é mais eficiente que a rede de kagomé e que, para a rede de kagomé, maiores valores de corrente crítica são obtidos quando a corrente de transporte é aplicada na direção y . Esta análise mostrou também que os valores de corrente crítica diminuem quando a densidade de vórtices é aumentada. Esse resultado está de acordo com resultados experimentais como, por exemplo, o trabalho de Morgan e Ketterson [39]. A importância dessa análise está em verificar o comportamento da curva de corrente crítica em função densidade de vórtices, a qual sugere uma saturação, onde a corrente crítica é aproximadamente zero a partir de uma determinada densidade de vórtices. Essa densidade de saturação é diferente para cada arranjo de *pinning*.

Para trabalhos futuros, sugerimos a análise da rede de kagomé para correntes de transporte aplicadas em diferentes ângulos entre as direções transversal e longitudinal. Também sugerimos o cálculo de grandezas físicas que permitam determinar a existência, a natureza e a ordem de transições de fases entre os regimes dinâmicos. Outro cálculo importante seria introduzir os efeitos de barreira geométrica (sistema finito e semi-infinito) e de temperatura para os arranjos de *pinnings* estudados neste trabalho de pesquisa. Contudo, acreditamos ter alcançado os objetivos deste trabalho, uma vez que conseguimos

concordância com resultados clássicos reportados pela comunidade científica e obtivemos alguns resultados inéditos.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] ZHOU, Shu-Ang. Electrodynamics of solids and microwave superconductivity. New York: John Wiley & Sons, 1999. 618 p.
- [2] POOLE JR., Charles P.; FARACH, Horacio A.; CRESWICK, Richard J. Superconductivity. San Diego: Academic Press, 1995. 620 p.
- [3] TINKHAM, Michael. Introduction to Superconductivity. 2. ed. New York: McGraw-Hill, 1996. 454 p.
- [4] KETTERSON, John Boyd. Superconductivity. Cambridge: Cambridge University Press, 1999. 497 p.
- [5] VIEIRA, Valdemar N. Efeitos das substituições químicas na irreversibilidade magnética e magnetocondutividade do supercondutor $\text{YBa}_2\text{Ca}_3\text{O}_{7-\delta}$. Porto Alegre: Universidade Federal do Rio Grande do Sul, 2004. p. 35-48
- [6] REIS JR., José Daniel. Dinâmica de vórtices em sistemas com geometria finita. Campinas: Universidade Estadual de Campinas, 2004. 72 p.
- [7] KOLTON, Alejandro B. Dinâmica de no equilíbrio en sistemas de vórtices en superconductores. Buenos Aires: Universidad Nacional de Cuyo, 2003. 176 p.
- [8] HERBSOMMER, Juan Alejandro. Dinámica y estática de vórtices en superconductores de alta temperatura crítica con defectos correlacionados. Buenos Aires: Universidad Nacional de Cuyo, 2000. 174 p.
- [9] LEFEBVRE, Josianne. Peak Effect, Hall Effect and Vortex Phases in $\text{Fe}_x\text{Ni}_{1-x}\text{Zr}_2$ Superconducting Glasses. Québec: McGill University, 2004. 99 p.
- [10] COSTA, Giancarlo C. Estudo da levitação magnética e determinação da corrente crítica de blocos superconductores de alta T_c pelo método dos elementos finitos. Rio de Janeiro: Universidade Federal do Rio de Janeiro, 2005. 117 p.
- [11] KOLTON, Alejandro B.; DOMINGUEZ, Daniel; GRONBECH-JENSEN, Niels. Boson localization and pinning by correlated disorder in high-temperature superconductors. Physical Review Letters, Woodbury, v. 93, n.15, 1999. p. 3061-3064
- [12] REICHHARDT, C.; OLSON, C. J.; NORI, F. Nonequilibrium dynamic phases and plastic flow of driven vortex lattices in superconductors with periodic arrays of pinning sites. Physical Review B, Woodbury, v. 58, n.10, 1998. p. 6534-6564
- [13] REICHHARDT, C.; GROTH, J.; OLSON, C. J.; STUART, B. F.; NORI, F. Spatiotemporal dynamics and plastic flow of vortices in superconductors with periodic arrays of pinning sites. Physical Review B, Woodbury, v. 54, n.22, 1997. p. 16108-16115
- [14] REICHHARDT, C.; OLSON, C. J. Vortex pinball under crossed ac drives in superconductors with periodic pinning arrays. Physical Review B, Woodbury, v. 65, 2002. 100501(R)

- [15] REICHHARDT, C.; ZIMÁNYI, G. T.; GRONBECH-JENSEN, Niels. Complex dynamical flow phases and pinning in superconductors with rectangular pinning arrays. *Physical Review B*, Woodbury, v. 64, 2001. 014501
- [16] REICHHARDT, C.; ZIMÁNYI, G. T. Melting of moving vortex lattices in systems with periodic pinning. *Physical Review B*, Woodbury, v. 61, n. 21, 2001. p. 14354-14357.
- [17] REICHHARDT, C.; GRONBECH-JENSEN, Niels. Critical currents and vortex states at fractional matching fields in superconductors with periodic pinning. *Physical Review B*, Woodbury, v. 63, 2001. 054510
- [18] REICHHARDT, C.; KOLTON, A.; DOMINGUEZ D.; GRONBECH-JENSEN, N. Phase-locking of driven vortex lattices with transverse ac force and periodic pinning. *Physical Review B*, Woodbury, v. 64, 2001. 134508
- [19] REICHHARDT, C.; ZIMÁNYI, G. T.; SCALETTAR, R. T.; HOFFMANN, A.; SCHULLER, Ivan K. Individual and multiple vortex pinning in systems with periodic pinning arrays. *Physical Review B*, Woodbury, v. 64, 2001. 052503
- [20] REICHHARDT, C.; OLSON, C. J.; SCALETTAR, R. T.; ZIMÁNYI, G. T. Commensurate and incommensurate vortex lattice melting in periodic pinning arrays. *Physical Review B*, Woodbury, v. 64, 2001. 144509
- [21] REICHHARDT, C.; OLSON, C. J. Dynamical behaviors of quasi-one-dimensional vortex states: Possible applications to the vortex chain state. *Physical Review B*, Woodbury, v. 66, 2002. 172504
- [22] SILVA, Clécio C. de Souza; CARNEIRO, Gilson. Simple model for dynamical melting of moving vortex lattices interacting with periodic pinning. *Physical Review B*, Woodbury, v. 66, 2002. 054514
- [23] PANDE, C. S. et al. Domainlike defects observed in the high-temperature superconductor Y-Ba-Cu-O. *Physical Review B*, Woodbury, v. 36, n.10, 1987. p. 5669-5671.
- [24] HEUSSNER, Robert W.; JABLONSKI, Paul D.; LEE, Peter J.; LARBALESTIER, David C. Properties of Rod-Based Artificial Pinning Center Nb-Ti Superconductors. *IEEE Transactions on applied superconductivity*, v. 5, n. 2, 1995. p. 1705-1708.
- [25] VAN DE VONDEL, J.; SILVA, C. C. de Souza; ZHU, B. Y.; MORELLE, M.; MOSHCHALKOV, V. V. Vortex rectification effects in films with periodic asymmetric pinning. *Physical Review Letters*, Woodbury, v. 94, 2005. 057003
- [26] BENKRAOUDA, M.; OBAIDAT, I. M.; AL KHAWAJA, U. Temperature and pinning strength dependence of the critical current of a superconductor with a square periodic array of pinning sites. *Physica C*, v. 433, 2006. p. 205-211.
- [27] CARNEIRO, Gilson. Tunable ratchet effects for vortices pinned by periodic magnetic dipole arrays. *Physica C*, v. 432, 2005. p. 206-214.

- [28] GROSS, R. Grain boundaries in high temperature superconductors: A retrospective view. *Physica C*, v. 432, 2005. p. 105-115.
- [29] MATSUMOTO, K.; HORIDE, T.; MELE, P.; YOSHIDA, Y.; MUKAIDA, M.; ICHINOSE, A.; HORII, S. Effects of artificial pinning centers on vortex pinning in high-temperature superconducting films. *Physica C*, v. 426-431, 2005. p. 1091-1095.
- [30] HORNG, L.; WU, J. C.; WU, T. C.; LEE, S. F. Flux pinning force in Nb thin films with periodic vortex pinning arrays. *Journal of Applied Physics*. v. 91, n. 10, 2002. p. 8510-8512.
- [31] KLIE, R. F.; BUBAN, J. P.; VARELA, M.; FRANCESCHETTI, A.; JOOSS, C.; ZHU, Y.; BROWNING, N. D.; PANTELIDES, S. T.; PENNYCOOK, S. J. Enhanced current transport at grain boundaries in high-Tc superconductors. *Nature*, v. 435, n. 26, 2005. p. 475-478.
- [32] OLSON, C. J.; REICHHARDT, C. Rectification and flux reversals for vortices interacting with triangular traps. *Physica C*, v. 432, 2005. p. 125-132.
- [33] OLSON, C. J.; REICHHARDT, C.; VINOKUR, V. M. Hysteretic depinning and dynamical melting for magnetically interacting vortices in disordered layered superconductors. *Physical Review B*, Woodbury, v. 64, 2001. 140502(R)
- [34] OLSON, C. J.; REICHHARDT, C.; NORI, F. Fractal Networks, Braiding Channels, and Voltage Noise in Intermittently Flowing Rivers of Quantized Magnetic Flux. *Physical Review Letters*, Woodbury, v. 80, n. 10, 1997. p. 2197-2200
- [35] OLSON, C. J.; REICHHARDT, C.; NORI, F. Nonequilibrium Dynamic Phase Diagram for Vortex Lattices. *Physical Review Letters*, Woodbury, v. 81, n. 17, 1998. p. 3757-3760
- [36] BOKIL, H. S.; YOUNG, A. P. Absence of a phase transition in a three-dimensional vortex glass model with screening. *Physical Review Letters*, Woodbury, v. 74, n. 15, 1995. p. 3021-3024
- [37] HELLERQVIST, M. C.; EPHRON, D.; WHITE, W. R.; BEASLEY, M. R.; KAPITULNIK, A. Vortex Dynamics in Two-Dimensional Amorphous $\text{Mo}_{77}\text{Ge}_{23}$ Films. *Physical Review Letters*, Woodbury, v. 76, n. 21, 1996. p. 4022-4025
- [38] REICHHARDT, C.; OLSON, C. J. Collective Multivortex States in Periodic Arrays of Traps. *Physical Review Letters*, Woodbury, v. 85, n. 11, 2000. p. 2372-2375
- [39] MORGAN, D. J.; KETTERSON, J. B. Asymmetric Flux Pinning in a Regular Array of Magnetic Dipoles. *Physical Review Letters*, Woodbury, v. 80, n. 16, 1998. p. 3614-3617
- [40] SILVA, C. C. de Souza; VAN DE VONDEL, J.; ZHU, B. Y.; MORELLE, M.; MOSHCHALOV, V. V. Vortex ratchet effects in films with a periodic array of antidots. *Physical Review B*, Woodbury, v. 73, 2006. 014507
- [41] LAGUNA, M. F.; BALSEIRO, C. A.; DOMINGUEZ, D.; NORI, F. Vortex structure and dynamics in kagome' and triangular pinning potentials. *Physical Review B*, Woodbury, v. 74, 2001. 104505

- [42] CRABTREE, G.W.; KWOK, Wai K.; OLSSON, Robert; KARAPETROV, Goran; PAULIUS, Lisa. Anisotropic pinning in the vortex liquid phase of YBCO. *Physica C*, v. 426-431, 2005. p. 14-17.
- [43] BLATTER, G.; FEIGEL'MAN, M. V.; GESHKENBEIN, V. B.; LARKIN, A. I.; VINOKUR, V. M. Vortices in high-temperature superconductors. *Reviews of Modern Physics*, v. 66, n. 4, 1994. p. 1125-1388.
- [44] FEIGEL'MAN, M. V.; GESHKENBEIN, V. B.; LARKIN, A. I.; VINOKUR, V. M. Theory of collective flux creep. *Physical Review Letters*, Woodbury, v. 63, n. 20, 1989. p. 2303-2306.
- [45] BRANDT, E. H. Computer simulation of flux pinning in type-II superconductors. *Physical Review Letters*, Woodbury, v. 50, n. 20, 1983. p. 1599-1602
- [46] OVCHINIKOV, Yu. N.; LARKIN, A. I. Critical Current in a System of Two Superconductors Connected by a Short Small-Diameter Normal Metal Bridge. *JETP Letters*, v. 76, n. 5, p. 321-325.
- [47] YESHURUN, Y. MALOZEMOFF, A. P. Giant Flux Creep and Irreversibility in an Y-Ba-Cu-O Crystal: An Alternative to the Superconducting-Glass Model. *Physical Review Letters*, Woodbury, v.60, n.21, 1988. p. 2202-2205
- [48] NELSON, D. R.; SEUNG, H. S. Theory of melted flux liquids. *Physical Review B*, Woodbury, v. 39, n. 13, 1989. p. 9153-9174
- [49] EBNER, C.; STROUD, D. Diamagnetic susceptibility of superconducting clusters: Spin-glass behavior. *Physical Review B*, Woodbury, v. 31, n. 1, 1985. p. 165-171
- [50] FISHER, M. P. A. Vortex-glass superconductivity: A possible new phase in bulk high- T_c oxides. *Physical Review Letters*, Woodbury, v. 62, n. 12, 1989. p. 1415-1418
- [51] NELSON, D. R.; VINOKUR, V. M. Boson localization and pinning by correlated disorder in high-temperature superconductors. *Physical Review Letters*, Woodbury, v. 68, n. 15, 1992. p. 2398-2401
- [52] ASKELAND, Donald R.; PHULÉ, Pradeep P. *The Science and Engineering of Materials*. 4. ed. Pacific Grove: Thomson, 2003. 1003 p.
- [53] GALASSO, Francis S. *Perovskites and High Tc Superconductors*. New York: Gordon and Breach Science Publishes, 1990. 293 p.
- [54] GARY, Messing L.; HIRANO, Shin-ichi; HAUSNER, Hans. *Ceramic Powder Science III*. Ohio: The American Ceramic Society, 1990. 995 p.
- [55] HEIRAS, J. L. Sb Doped Bi-based Oxide Superconductors. Morelos: Proceedings of the XI Winter Meeting on Low Temperature Physics, 1990. 25-38 p.

- [56] MALAGON, G. Pacheco et al. Electrical and Structural Characterization of the Copper-Bismuth-Based Ceramic Superconductors. Morelos: Proceedings of the XI Winter Meeting on Low Temperature Physics, 1990. 145-149 p.
- [57] OCAMPO, M. A.; ORGAZ, E.; AKACHI, T. Ag/YBa₂Cu₃O_{7-x} Superconducting Wires. Morelos: Proceedings of the XI Winter Meeting on Low Temperature Physics, 1990. 161-168 p.
- [58] GAMA, A.; CHAVIRA, E.; ESCUDERO, R. Increasing of the Superconducting Transition Temperature by Pr Substitution in the Bi-Pb-Sr-Ca-Cu-O System. Morelos: Proceedings of the XI Winter Meeting on Low Temperature Physics, 1990. 177-186 p.
- [59] KOSHELEV, A. E.; VINOKUR, V. M. Dynamic melting of the vortex lattice. Physical Review Letters, Woodbury, v. 73, n. 26, 1994. p. 3580-3583
- [60] HIGGINS, M. J.; BHATTACHARYA, S. Varieties of dynamics in a disordered flux-line lattice. Physica C, v. 257, 1996. p. 232-254
- [61] GIAMARCHI, T.; LE DOUSSAL, P. Elastic theory of flux lattices in the presence of weak disorder. Physical Review B, Woodbury, v. 52, n. 2, 1995. p. 1242-1270
- [62] GRIGORENKO, A.; BENDING, S.; TAMEGAI, T.; OOI, S.; HENINI, S. A one-dimensional chain state of vortex matter. Nature, v. 414, 2001. p. 728-731.
- [63] ORLANDO, Terry P.; DELIN Kevin A. Foundations of applied superconductivity. Massachusetts: Addison-Wesley Publishing Company, 1991. 584 p.
- [64] LONDON, Fritz; LONDON, Heinz. Proceedings Royal Society. London, A 141, 1935. p. 71