

Dissertação de Mestrado

Dinâmica de Vórtices em Sistemas com Geometria Finita

José Daniel Reis Junior

Dissertação apresentada ao Instituto de Física Gleb Wataghin da
Universidade Estadual de Campinas – Unicamp como requisito
para obtenção do título de Mestre em Física

Comissão Julgadora

Prof. Dr. Guillermo G. Cabrera (orientador)

Prof. Dr. Pablo A. Venegas

Prof. Dr. Oscar F. de Lima

**FICHA CATALOGRÁFICA ELABORADA PELA
BIBLIOTECA DO IFGW - UNICAMP**

R277d

Reis Júnior, José Daniel

Dinâmica de vórtices em sistemas com geometria finita / José Daniel Reis Júnior. -- Campinas, SP : [s.n.], 2004.

Orientador: Guillermo Gerardo Cabrera Oyarzun.
Dissertação (mestrado) - Universidade Estadual de Campinas, Instituto de Física "Gleb Wataghin".

1. Supercondutividade. 2. Dinâmica de vórtices.
3. Geometria finita. I. Cabrera Oyarzun, Guillermo Gerardo. II. Universidade Estadual de Campinas. Instituto de Física "Gleb Wataghin". III. Título.



MEMBROS DA COMISSÃO JULGADORA DA TESE DE MESTRADO DE JOSÉ DANIEL REIS JÚNIOR – RA 014685 APRESENTADA E APROVADA AO INSTITUTO DE FÍSICA "GLEB WATAGHIN", DA UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS, EM 27/02/2004.

COMISSÃO JULGADORA:

Guillermo Cabrera

Prof. Dr. Guillermo G. Cabrera Oyarzun (Orientador do Candidato) – IFGW/UNICAMP

Pablo Antonio Venegas Urenda

Prof. Dr. Pablo Antonio Venegas Urenda – DF/UNESP/Bauru

Oscar Ferreira de Lima

Prof. Dr. Oscar Ferreira de Lima – IFGW/UNICAMP

Resumo

No trabalho de pesquisa apresentado nesta dissertação de mestrado estudamos o comportamento dinâmico da rede de vórtices em um filme fino supercondutor com geometria finita e desordem aleatória. Através de simulações numéricas calculamos a dinâmica das linhas de fluxo em duas dimensões para uma fita supercondutora de largura L_x finita (da ordem do comprimento de penetração λ), onde incluímos os efeitos da barreira geométrica na superfície, e comprimento infinito, onde utilizamos condições de contorno periódicas. Os centros de *pinning* são distribuídos aleatoriamente no interior da amostra e a corrente de transporte é aplicada na direção perpendicular à superfície. Nossos resultados consistem de curvas de resistência diferencial, coeficientes de difusão transversal, e uma análise da estrutura da rede através de suas trajetórias, do fator de estrutura e da intensidade dos picos de Bragg.

Resolvemos também a dinâmica de vórtices para um sistema infinito, isto é, sem levar em conta os efeitos da superfície, com condições de contorno periódicas nas duas direções. Os resultados obtidos para este sistema foram então comparados com os obtidos para o sistema finito e verificamos que de fato a superfície apresenta modificações relevantes no comportamento dinâmico dos vórtices. A presença da superfície inibe a difusão dos vórtices na direção transversal ao movimento, exercendo uma força repulsiva em direção ao centro da fita. Verificamos que este fenômeno induz um ordenamento quase completo da rede de linhas de fluxo para altos valores da corrente aplicada. Analisando este ordenamento em função dos diferentes regimes definidos na literatura concluímos que o ordenamento para altas velocidades no sistema infinito é do tipo *moving Bragg glass* [1] mas por outro lado o regime encontrado no sistema finito se aproxima do previsto por Koshlev e Vinokur que consiste de um *moving crystal* [2]. Além disso, observamos também que mesmo abaixo da corrente crítica a rede de vórtices já apresenta sinais de ordenamento no sistema finito.

Para obter uma informação mais detalhada sobre os efeitos de tamanho calculamos a dinâmica das linhas de fluxo para três amostras com larguras diferentes ($L_x = \lambda, 0.7\lambda$ e 0.5λ) mas com a mesma densidade de centros de aprisionamento e com o mesmo número de vórtices no seu interior. Estes resultados indicam que conforme reduzimos a largura da amostra o ordenamento da rede ocorre para valores de corrente cada vez mais baixos. O que reforça a idéia de que a proximidade com a superfície leva a um ordenamento mais efetivo da estrutura de vórtices. Observamos também que o ordenamento para baixas velocidades é mais efetivo nas amostras de largura menor, isto se deve principalmente à alta densidade de vórtices no interior do material induzida pelo tamanho reduzido da amostra.

Abstract

In the research work presented in this master science dissertation we study the vortex lattice dynamical behavior in superconducting thin film with finite geometry and random disorder. Through numerical simulations we calculate flux line dynamics in two dimensions for a superconducting strip of finite width L_x (comparable with the penetration depth λ), where we include the geometrical barrier effects on the surface, and infinite length, where we use periodic boundary conditions. The pinning centers are randomly distributed inside the sample and the transport current is applied in the direction perpendicular to the surface. Our results consist of differential resistance curves, transverse diffusion coefficient, and an analysis of the lattice structure through its trajectories, structure factor and the intensity of the Bragg peaks.

We also solve the vortex dynamics for an infinite system, i.e., without taking into account the surface effects, with periodic boundary conditions in the two directions. Then the results obtained for this system was compared with the ones for the finite system and we verify that indeed the surface presents outstanding modifications in the vortex dynamical behavior. The presence of the surface prevent the vortex diffusion in the direction transverse to the motion, exerting a repulsive force in the direction of the strip center. We verify that this phenomenon induce an almost complete ordering of the flux line lattice for high values of the applied current. Analysing this ordering as a function of the different regimes defined in the literature we conclude that the ordering for high velocities in the infinite system is a moving Bragg glass like [1] but otherwise the regime found in the finite system approach the one predicted by Koshelev and Vinokur which is a moving crystal [2]. Besides we also observe that even below the critical current the vortex lattice presents ordering indications in the finite system.

To obtain more detailed information about the size effects we calculate the flux line dynamics for three samples of different widths ($L_x = \lambda, 0.7\lambda$ e 0.5λ) but with the same pinning center density and the same number of vortices inside. These results indicate that by reducing the sample width the lattice ordering occurs for lower current values. This emphasizes the idea that proximity with the surface yields a more effective ordering of the vortex structure. We also observe that the low velocity ordering is more effective in the smaller width samples, this is due mainly to the high vortex density inside the material induced by the reduced size of the sample.

Dedico esta dissertação aos meus pais, amigos e especialmente para minha namorada Luciana.

*Que todas as coisas sigam seu curso natural
Não lhes busquemos os extremos
Uma espada que é continuamente afiada, não dura muito
Uma sala cheia de ouro e jade é difícil de guardar
Opulência e poder conduzem à soberba
E disto nasce a ruína
Acabada a obra, o mérito cumprido,
O oportuno é retirar-se
Isto é o que ensina o Tao do Céu*

(Lao-tsé)

Agradecimentos

Gostaria primeiramente de agradecer ao meu orientador Guillermo Cabrera pela atenção e esforços dedicados no desenvolvimento deste projeto de mestrado. Aos professores Pablo Venegas e Denise F. de Mello que me transmitiram tantos ensinamentos desde o período da graduação e continuam me acompanhando, dedicando boa parte do seu trabalho no suporte e orientação necessários também durante o mestrado eu lhes atribuo um agradecimento em especial.

Gostaria também de agradecer às discussões realizadas e aos conselhos dados pelos professores Oscar F. de Lima, Yakov Kopelevich e Pascoal Pagliuso que contribuíram para o aprimoramento do presente trabalho.

Agradeço também à Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior – CAPES e à Coordenadoria de Pós-Graduação do Instituto de Física da Unicamp pela bolsa concedida.

Por fim agradeço aos meus pais pelo apoio que sempre me deram em todos meus anos de estudos (e de vida também), aos meus amigos que me acompanharam em vários momentos e à minha namorada Luciana que esteve ao meu lado em todos os momentos e sempre me apoiou incondicionalmente.

Índice

Resumo	iv
Abstract	v
Agradecimentos	vii
Índice	viii
Introdução Geral	10
1. Introdução	12
1.1. Revisão Histórica	13
1.2. Vórtices em Supercondutores do Tipo II.....	15
1.3. Modelo de London	18
1.4. Movimento dos Vórtices.....	21
1.5. <i>Pinning</i> de Vórtices	25
1.6. Equação de Movimento	27
1.7 Efeitos da Superfície.....	29
2. Regimes Dinâmicos.....	32
2.1. Transição de Fusão Dinâmica	33
2.2. Medidas de Transporte	34
2.3. Observação da Estrutura da Rede de Vórtices	36
2.4. Vidros em Movimento.....	39
2.5. Influência da Barreira Geométrica	49

3. Dinâmica de Vórtices com Geometria Finita	54
3.1. Modelos	55
3.2. Equações de Movimento.....	56
3.3. Metodologia	58
3.4. Resultados e Discussão.....	59
4. Conclusão Geral.....	69
Referências Bibliográficas.....	71

Introdução Geral

O problema do transporte não-linear dissipativo através de um meio desordenado tem atraído muito a atenção de experimentais e teóricos devido aos interessantes fenômenos espaço-temporais que surgem, em uma grande variedade de sistemas físicos, devido a competição entre as interações e a desordem. Em particular, a dinâmica de um meio elástico em movimento que é deformado pela desordem, tem sido estudada extensivamente, tanto teoricamente quanto numericamente. Sistemas que apresentam este tipo de comportamento podem ser encontrados em cristais de Wigner [3], ondas de densidade de carga [4], e redes de linhas de fluxo magnético em materiais supercondutores do tipo II, que é o assunto central desta dissertação.

As redes de linhas de fluxo (ou vórtices) representam um sistema ideal para a investigação do transporte coletivo não-linear, pois ao mudar o campo magnético aplicado pode-se controlar a densidade de vórtices e, de certa forma, alcançar diferentes níveis de interação no sistema. Nos últimos anos foram feitos muitos esforços para o avanço do conhecimento sobre o comportamento dinâmico das redes de vórtices. Dentre os trabalhos experimentais podemos ressaltar principalmente os realizados por Bhattacharya e Higgins [5], Hellerqvist *et al.* [6] e mais recentemente Maeda *et al.* [7], que estudaram através de medidas de transporte em diferentes materiais os efeitos do *pinning* (aprisionamento) de vórtices e da corrente de transporte. Do ponto de vista teórico alguns dos resultados mais relevantes foram obtidos por Koshelev e Vinokur [2], que previram uma transição para a fase ordenada a altas velocidades, Giamarchi e Le Doussal [1], e mais recentemente Olson *et al.* [8] e Kolton *et al.* [9], determinaram formas mais complexas para o movimento dos vórtices em função de diferentes parâmetros. Apesar das impressionantes realizações obtidas, ainda existe uma vasta quantidade de questões fundamentais em aberto cuja profundidade e sutileza ainda precisam ser reveladas tais como efeitos de metaestabilidade e história, efeitos de nucleação e de superfície (endereçados nesta dissertação), etc.

Esta dissertação trata portanto do estudo das propriedades dinâmicas das estruturas de fluxo magnético em supercondutores do tipo II com desordem aleatória. Mais especificamente estudamos os efeitos que surgem na presença de uma barreira gerada pela superfície. Esta barreira geométrica se torna particularmente relevante em amostras com dimensões da ordem do comprimento de penetração λ , e sua principal característica é a de repelir os vórtices. Realizamos simulações numéricas em duas dimensões utilizando técnicas de dinâmica molecular para resolver um sistema de equações diferenciais acopladas que descrevem o movimento sobrearmortecido das linhas de fluxo. A densidade de vórtices é determinada pelo campo magnético externo e a desordem consiste de centros de *pinning* distribuídos aleatoriamente no interior do material. Segundo Faleski *et al.* [10] uma das dificuldades em desenvolver um estudo numérico detalhado da resposta dinâmica desse tipo de sistema é o grande número de parâmetros que podem ser variados. Em nossos estudos nos concentramos nas propriedades de transporte e na análise estrutural da rede de vórtices em movimento. Isso

nos permite determinar o comportamento do sistema em função do tamanho da amostra e da intensidade da corrente aplicada.

A organização desta dissertação segue a seguinte sequência de conteúdos:

- Capítulo 1: apresenta uma revisão dos principais avanços no estudo de redes de vórtices e um resumo introdutório da teoria de materiais supercondutores incluindo o tratamento fenomenológico utilizado nesta dissertação;
- Capítulo 2: são discutidos os diversos aspectos dos regimes dinâmicos de não equilíbrio de vórtices em função de resultados experimentais e teóricos obtidos nos últimos anos;
- Capítulo 3: apresenta os modelos, a metodologia e os resultados obtidos no estudo da dinâmica de vórtices em sistemas com geometria finita, os resultados apresentados consistem de curvas de resistência diferencial, coeficiente de difusão e uma análise através do fator de estrutura e da intensidade dos picos de Bragg;
- Capítulo 4: conclui a presente dissertação.

Capítulo 1

1. Introdução

Este capítulo introdutório visa discutir os aspectos teóricos fundamentais à respeito do estudo das redes de linhas de fluxo em materiais supercondutores do tipo II. Mais especificamente discutimos a teoria fenomenológica na aproximação de London, a determinação de uma equação de movimento sobre amortecido dos vórtices em um meio viscoso e as principais interações que surgem no estado misto, como a interação entre vórtices, a interação com centros de aprisionamento, com uma corrente de transporte aplicada e também com uma barreira geométrica, cujo estudo foi necessário para a realização do trabalho apresentado nesta dissertação.

Os conteúdos das próximas seções estão divididos da seguinte maneira. Na seção 1.1 é feita uma introdução histórica onde são revistos brevemente os principais avanços teóricos e experimentais obtidos em supercondutividade e mais especificamente no estudo das redes de linhas de fluxo. A seção 1.2 apresenta de maneira resumida os conceitos que descrevem o estado misto dos materiais supercondutores do tipo II. A aproximação de London utilizada nesta dissertação é apresentada na seção 1.3. Na seção 1.4 é discutido o movimento dos vórtices e na seção 1.5 a importância do *pinning* para impedir ou reduzir este movimento. A origem da equação para um movimento sobre amortecido é apresentada na seção 1.6. E finalmente na seção 1.7 são discutidos os efeitos da superfície.

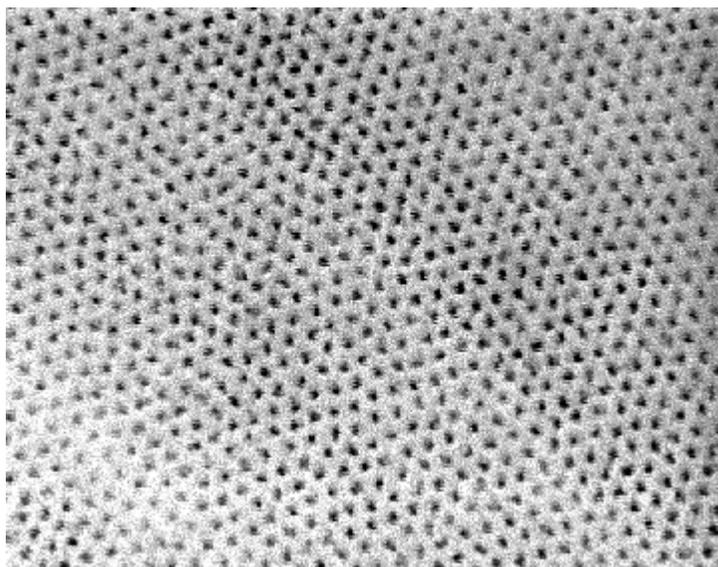


Figura 1.1: Imagem de uma rede de vórtices em NbSe_2 , feita através de decoração de Bitter [36].

1.1. Revisão Histórica

Com a descoberta da supercondutividade em 1911 por H. Kamerlingh Onnes [11] em Leiden, apenas três anos depois de ele ter liquefeito o hélio pela primeira vez, foi criada uma nova área de estudos da física da matéria condensada, atraindo o interesse de muitos pesquisadores. Isto se tornou ainda mais evidente vários anos depois após a descoberta do “diamagnetismo perfeito” nos materiais supercondutores, em 1933 por Meissner e Ochsenfeld [12], chamado de efeito Meissner. Eles descobriram que ao se resfriar determinado material de forma que ele se torne supercondutor, um campo magnético aplicado é expelido do seu interior. Neste caso o diamagnetismo perfeito somente ocorre no volume do material, pois o campo penetra uma distância finita na superfície da amostra, essa distância é conhecida como comprimento de penetração (λ) e varia de acordo com o material.

Em 1935 surge a primeira teoria fenomenológica, desenvolvida por F. e H. London [13], que descreve as duas propriedades eletrodinâmicas básicas da supercondutividade, a condutividade perfeita e o efeito Meissner, e prevê o quanto um campo magnético externo pode penetrar no supercondutor (comprimento de penetração). Uma descrição fenomenológica muito mais poderosa foi desenvolvida por Ginzburg e Landau [14] em 1950, na qual introduzem um parâmetro de ordem complexo combinando a eletrodinâmica de London com a teoria de Landau para transições de fase de segunda ordem.

Por várias décadas a supercondutividade permaneceu sem um entendimento mais fundamental das suas propriedades. Então em 1957, Bardeen, Cooper e Schrieffer [15] 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 London e de Ginzburg e Landau são bem descritos no formalismo da teoria BCS.

No mesmo ano (1957), utilizando-se da teoria de Ginzburg-Landau, Abrikosov [16] prediz que deveria existir uma segunda classe de supercondutores na qual, se for aplicado um campo magnético com intensidade suficiente, ocorre a penetração do campo na forma de linhas de fluxo quantizado organizando-se na forma de uma rede no interior da amostra (Fig. 1.1). Estas estruturas tubulares (ou linhas de fluxo) formam o que chamamos de vórtices. Devido a esse comportamento ser essencialmente diferente do apresentado pelos supercondutores tradicionais, Abrikosov denominou essa nova classe como supercondutores do tipo II para diferenciá-los da variedade anterior agora chamada de tipo I.

Na presença de uma corrente de transporte, as linhas de fluxo sofrem a ação da chamada força de Lorentz. Devido a esta força os vórtices tendem a se mover na direção transversal à corrente, o que induz uma voltagem resistiva na direção longitudinal. Para que a corrente flua sem resistência o movimento das linhas de fluxo deve ser impedido de alguma forma, o que pode ser feito já que qualquer não-homogeneidade espacial (como impurezas ou vacâncias) na rede cristalina do material tende a segurar os vórtices se a corrente de transporte for suficientemente baixa. Esses sítios de aprisionamento na estrutura do material são chamados de centros de *pinning*.

Uma das primeiras teorias sobre o movimento das linhas de fluxo foi elaborada por Anderson e Kim [17], na qual estudaram o movimento termicamente ativado dos vórtices na presença de centros de *pinning*, que consiste de saltos de vórtices de uma impureza à outra. Essa teoria chamada de teoria de *flux creep* previu a existência de pacotes de linhas de fluxo (*flux bundles*) que se movem independentemente uns dos outros devido à variação local na densidade de *pinnings*. Larkin e Ovchinnikov [18] demonstraram que a ordem cristalina de longo alcance da rede de linhas de fluxo é destruída na presença de centros de aprisionamento, não importando o quão fracos eles sejam. Sua teoria, chamada de teoria do *pinning* coletivo, demonstrou o papel crucial representado pela elasticidade da rede de vórtices na determinação da eficiência de uma distribuição aleatória de sítios de *pinning*.

A descoberta dos supercondutores de alta temperatura crítica por Bednorz e Müller [19] em 1986, abriu caminho para um grande número de aplicações práticas já que o resfriamento por hélio líquido não era mais necessário. Por outro lado a operação à temperaturas mais altas e as pronunciadas anisotropias apresentadas nas estruturas desses novos materiais fazem com que as flutuações térmicas sejam agora relevantes, permitindo também que seja observada a fusão da rede de vórtices. A fusão da rede de vórtice consiste de uma transição a partir de uma estrutura sólida de vórtices para uma estrutura líquida à uma temperatura característica chamada de temperatura de *melting* (fusão) T_m . Estes novos supercondutores obedecem uma fenomenologia geral bem semelhante à dos supercondutores clássicos, mas o mecanismo microscópico básico ainda permanece uma questão em aberto.

Esta nova fenomenologia se combinou com os importantes avanços obtidos no entendimento da física estatística de sistemas desordenados. Conduzindo à revisão dos conceitos propostos por Larkin e Ovchinnikov, dando lugar à postulação de fases novas e exóticas de vórtices em supercondutores com diferentes tipos de desordem. Estas fases

são por exemplo os líquidos de vórtices emaranhados e não emaranhados [20], e toda uma variedade de vidros de vórtices [21], como o *vortex glass* [22], o *Bragg glass* [1] e o *Bose glass* [23]. Estes trabalhos representam os principais avanços na descrição da física de equilíbrio do sistema de vórtices na presença de desordem, mas um outro aspecto também importante que se desenvolveu paralelamente foi o da física de não-equilíbrio deste sistema, motivado principalmente pelas medidas de transporte nos materiais supercondutores, o que representa o foco principal desta dissertação.

Bhattacharya e Higgins [5] observaram efeitos marcantes em torno do chamado efeito pico, o que os conduziu à construção de um diagrama de fases dinâmico experimental (ver seção 2.2). Em 1994 Koshelev e Vinokur [2] propõem a existência de uma transição de fusão dinâmica em uma dada corrente característica, chamada por eles de corrente de cristalização, do movimento de uma configuração de vórtices amorfa com correntes mais baixas para o movimento de um cristal de vórtices com correntes acima dessa corrente de cristalização. Eles fizeram uma analogia entre o sistema de vórtices fora do equilíbrio e um sistema em equilíbrio através de uma temperatura fictícia, temperatura esta que incorporaria em princípio todo o efeito da desordem estática sobre a rede em movimento (ver seção 2.1). O congelamento em uma rede perfeita seria possível somente para uma rede que se movimentasse rápido o suficiente. Este resultado estimulou toda uma gama de trabalhos experimentais, teóricos e de simulação numérica, linha na qual se enquadra a pesquisa realizada nesta dissertação.

Os novos trabalhos surgidos em seguida apresentaram uma grande variedade de novos regimes dinâmicos, que se contrapõe (ou não) à previsão de Koshelev e Vinokur argumentando que a rede em movimento não é um cristal perfeito mas sim um vidro em movimento (*moving glass*). Esses *moving glasses* podem se manifestar de diferentes maneiras dependendo dos parâmetros utilizados na sua determinação [1,24,25], estes resultados mais recentes são discutidos em detalhe na seção 2.4.

As seções seguintes apresentam de forma resumida a teoria que serviu como base para a elaboração do presente trabalho de pesquisa e para a confecção desta dissertação de mestrado. O seu conteúdo foi extraído de alguns livros [26-29] sobre supercondutividade em geral e mais especificamente sobre as propriedades do estado misto em supercondutores do tipo II.

1.2. Vórtices em Supercondutores do Tipo II

Em sua teoria da supercondutividade Ginzburg e Landau [14] introduzem 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. Esta pseudo-função de onda descreve os elétrons supercondutores, e a densidade local de elétrons supercondutores é dada por:

$$n_s = |\psi(x)|^2 \quad (1.1)$$

Além do comprimento de penetração λ , existe um outro comprimento característico dos materiais supercondutores chamado de comprimento de coerência ou comprimento de correlação e denotado por ξ . Enquanto o comprimento de penetração descreve a distância na qual o campo magnético varia na interface entre domínios supercondutor e normal (que pode ser a própria superfície do material), o comprimento de coerência descreve a distância na qual varia a densidade de elétrons supercondutores nessa mesma interface. Na Fig. 1.2 do lado direito (região mais escura) existe um supercondutor cuja densidade de elétrons supercondutores n_s no seu interior é constante, e em direção à interface com a região normal (região mais clara) ela começa a decair. Do lado esquerdo (fora do supercondutor) o campo magnético é constante e decresce a partir da interface em direção ao interior do material supercondutor.

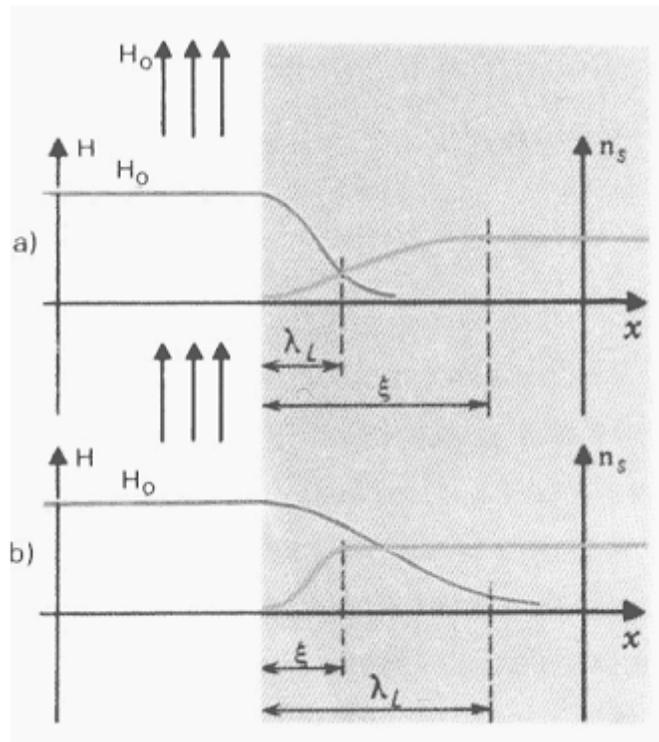


Figura 1.2: Ilustração das diferenças entre os supercondutores do tipo I (a) e do tipo II (b).

A razão entre os dois comprimentos característicos define o parâmetro de Ginzburg e Landau:

$$\kappa = \frac{\lambda}{\xi} \quad (1.2)$$

Ainda na Fig. 1.2 podemos ver que existem dois casos distintos que dependem da razão κ . De acordo com Abrikosov [16] para materiais com $\kappa < 1/\sqrt{2}$ o material é um supercondutor do tipo I e para $\kappa > 1/\sqrt{2}$ o material é do tipo II. As propriedades magnéticas dos dois tipos na presença de um campo magnético externo são

essencialmente diferentes, conforme esquematizado na Fig. 1.3. A linha tracejada representa o comportamento dos supercondutores do tipo I, ao crescer o campo magnético externo a magnetização ($-4\pi M$) também aumenta proporcionalmente de maneira que o campo seja excluído do interior do material, isto ocorre até que o campo atinja o valor crítico H_c , neste momento ocorre um desaparecimento descontínuo da magnetização, o campo penetra o interior do material que deixa de ser supercondutor. Os supercondutores do tipo II seguem o mesmo padrão para baixos valores de campo, mas ao se crescer o campo além do campo crítico inferior H_{c1} a magnetização começa a decair de uma forma contínua, permitindo que o campo penetre aos poucos no interior do material, até que seja atingido o campo crítico superior H_{c2} e o material deixe de ser supercondutor. Este desaparecimento contínuo da magnetização estabelece que a transição em H_{c2} é uma transição de segunda ordem. Devido à penetração parcial do fluxo magnético o custo de energia diamagnética para manter o campo fora do material é menor, dessa maneira H_{c2} pode ser muito maior do que o campo crítico termodinâmico H_c . Esta propriedade tornou possível a construção de magnetos supercondutores com intensos campos magnéticos.

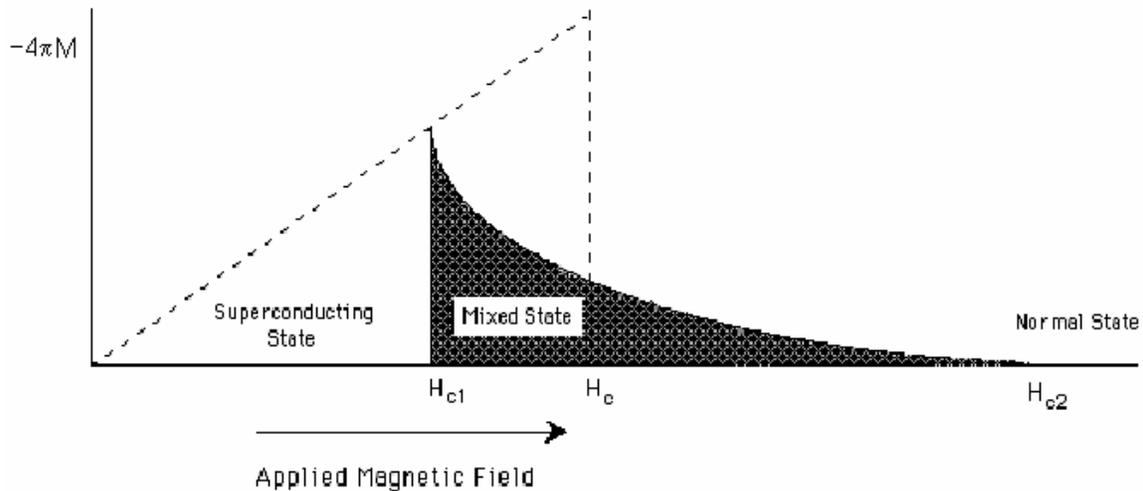


Figura 1.3: Curva de magnetização em função do campo magnético aplicado. Exemplifica o comportamento dos supercondutores do tipo II.

Na região entre H_{c1} e H_{c2} , chamada de estado misto (*mixed state*), o campo penetra gradualmente o interior do material na forma de linhas de fluxo magnético, devido às propriedades diamagnéticas ocorre a formação de um vórtice de supercorrentes em torno de cada uma dessas linhas de campo, concentrando o fluxo no seu interior e isolando-o do resto do material. Devido à presença do campo o interior do vórtice é normal (não-supercondutor) e as outras regiões do material permanecem com as suas propriedades supercondutoras normais. Dessa forma, em cada vórtice existe uma interface entre uma região normal (interior) e outra supercondutora (exterior) semelhante à discutida anteriormente, este panorama está esquematizado na Fig. 1.4. Nesta figura observa-se que o fluxo magnético no interior do vórtice decai gradualmente na direção radial até se anular, enquanto a densidade de elétrons supercondutores aumenta também a partir do interior mas bem mais rapidamente. A região normal no interior do vórtice

possui um raio de ξ e a região onde o campo decai possui o raio de λ que é tomado como o próprio raio do vórtice. O fluxo magnético de cada vórtice é quantizado, e o seu quantum de fluxo é dado por:

$$\Phi_0 = \frac{hc}{2e} = 2,07 \times 10^{-7} \text{ G} \cdot \text{cm}^2 \quad (1.3)$$

Um outro resultado da análise de Abrikosov prediz que os vórtices deveriam se organizar na forma de uma rede regular. Embora ele tenha predito uma rede quadrada, foi mostrado posteriormente, corrigindo um erro numérico, que a rede triangular deveria ter uma energia livre ligeiramente menor. Sendo assim a rede triangular é a situação mais estável e compacta na qual os vórtices se acomodam.

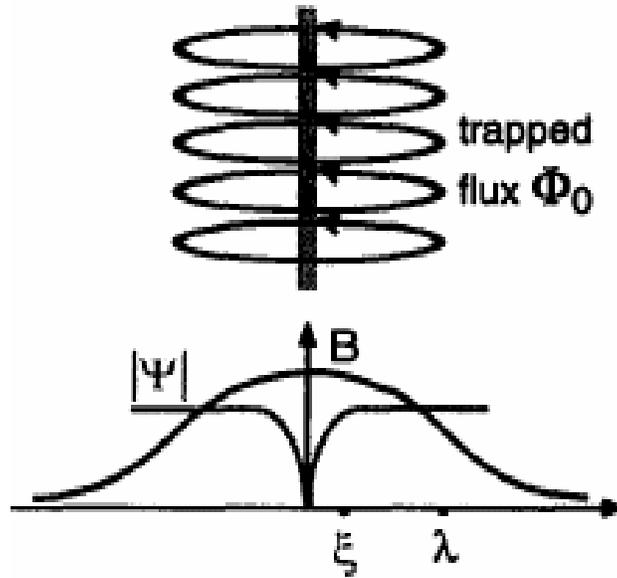


Figura 1.4: Estrutura de um vórtice e os comportamentos do campo B e do parâmetro de ordem supercondutor Ψ .

A próxima seção apresenta, de maneira resumida, o tratamento de um vórtice a partir da aproximação de London. Aproximação esta que foi utilizada nas simulações numéricas deste trabalho.

1.3. Modelo de London

O cálculo de grandezas de interesse, como o parâmetro de ordem supercondutor, para valores arbitrários de κ infelizmente requer uma solução numérica das equações de Ginzburg e Landau. Por outro lado podemos construir um modelo mais simples para descrever o comportamento das linhas de vórtice no limite onde $\kappa = \lambda/\xi \gg 1$. Este modelo, chamado de modelo de London (ou aproximação de London), assume que o

vórtice consiste de um núcleo normal de raio ξ incluso no meio supercondutor. Esta aproximação é válida para todas temperaturas, livres caminhos médios de elétrons e para campos magnéticos no intervalo $H_{c1} < H \ll H_{c2}$, onde a interação entre vórtices não é muito intensa e as equações de London governam as correntes e os campos. Dessa forma, inserindo um termo que leve em conta a presença do núcleo na equação de London, temos fora do núcleo:

$$\frac{4\pi\lambda^2}{c}\nabla\times\mathbf{J}+\mathbf{h}=\Phi_0\delta(\mathbf{r})\hat{\mathbf{z}}, \quad r > \xi \quad (1.4)$$

onde $\hat{\mathbf{z}}$ é um vetor unitário ao longo do vórtice, $\delta(\mathbf{r})$ é uma função delta bidimensional no local do núcleo e o comprimento de penetração é dado por $\lambda^2 = mc^2/4\pi n_s e^2$. Combinando com a equação de Maxwell:

$$\nabla\times\mathbf{h}=\frac{4\pi}{c}\mathbf{J} \quad (1.5)$$

obtemos:

$$\lambda^2\nabla\times\nabla\times\mathbf{h}+\mathbf{h}=\Phi_0\delta(\mathbf{r})\hat{\mathbf{z}} \quad (1.6)$$

Como $\nabla\cdot\mathbf{h}=0$, podemos escrever:

$$\lambda^2\nabla^2\mathbf{h}-\mathbf{h}=-\Phi_0\delta(\mathbf{r})\hat{\mathbf{z}} \quad (1.7)$$

Esta equação possui a solução exata:

$$h(r)=\frac{\Phi_0}{2\pi\lambda^2}K_0\left(\frac{r}{\lambda}\right) \quad (1.8)$$

onde K_0 é a função de Hankel de ordem zero. Com as aproximações assintóticas para K_0 temos:

$$h(r)=\frac{\Phi_0}{2\pi\lambda^2}\ln\left(\frac{\lambda}{r}\right), \quad \xi < r \ll \lambda \quad (1.9)$$

$$h(r)=\frac{\Phi_0}{2\pi\lambda^2}\left(\frac{\pi\lambda}{2r}\right)^{1/2}e^{-r/\lambda}, \quad r \gg \lambda \quad (1.10)$$

Podemos calcular a energia E_1 por unidade de comprimento da linha de vórtice. Desprezando a contribuição do núcleo, temos que considerar somente a energia do campo magnético e a energia cinética das correntes:

$$E_1 = \frac{1}{8\pi} \int (h^2 + \lambda^2 |\nabla \times \mathbf{h}|^2) dS \quad (1.11)$$

Utilizando a simetria cilíndrica de \mathbf{h} e integrando o segundo termo na direita por partes, obtemos:

$$E_1 = \frac{1}{8\pi} \int (\mathbf{h} + \lambda^2 \nabla \times \nabla \times \mathbf{h}) \cdot \mathbf{h} dS + \frac{\lambda^2}{8\pi} \oint (\mathbf{h} \times \nabla \times \mathbf{h}) \cdot d\mathbf{s} \quad (1.12)$$

e inserindo a equação 1.6 temos:

$$E_1 = \frac{1}{8\pi} \int h \Phi_0 \delta(\mathbf{r}) dS + \frac{\lambda^2}{8\pi} \oint (\mathbf{h} \times \nabla \times \mathbf{h}) \cdot d\mathbf{s} \quad (1.13)$$

onde a integral de linha é tomada em torno do perímetro interno e externo da área de integração S . Como o núcleo é excluído da integração, o primeiro termo não contribui. O segundo termo vai à zero no infinito mas fornece uma contribuição finita no contorno do núcleo:

$$E_1 = \frac{\lambda^2}{8\pi} \left[h 2\pi r \left| \frac{dh}{dr} \right| \right]_{\xi} \quad (1.14)$$

Utilizando a equação 1.9, $|dh/dr| = \Phi_0/2\pi\lambda^2 r$, a equação se reduz a:

$$E_1 \approx \left(\frac{\Phi_0}{4\pi\lambda} \right)^2 \ln \left(\frac{\lambda}{\xi} \right) \quad (1.15)$$

Vemos que a energia da linha de vórtice depende apenas logarithmicamente de $\kappa = \lambda/\xi$. Dessa maneira podemos dizer que o tratamento dado ao núcleo do vórtice neste modelo é uma boa aproximação.

Continuando com a aproximação $\kappa \gg 1$, é fácil obter a energia de interação entre dois vórtices, pois nesta aproximação o meio é linear e podemos usar superposição. Assim, o campo magnético é dado por:

$$\mathbf{h}(\mathbf{r}) = \mathbf{h}_1(|\mathbf{r} - \mathbf{r}_1|) + \mathbf{h}_2(|\mathbf{r} - \mathbf{r}_2|) \quad (1.16)$$

onde \mathbf{r}_1 e \mathbf{r}_2 especificam as posições dos núcleos das duas linhas de vórtice e $h(r)$ é dado por 1.8. Para obter a energia devemos substituir esta expressão para o campo em 1.11 e usando o mesmo procedimento utilizado para obter 1.15. A energia de interação pode então ser escrita como:

$$E_{12} = \frac{\Phi_0^2}{8\pi^2\lambda^2} K_0 \left(\frac{r_{12}}{\lambda} \right) \quad (1.17)$$

Como já discutimos, a energia decai com $r_{12}^{-1/2} e^{-r_{12}/\lambda}$ para longas distâncias e varia com logaritmo para distâncias curtas. A interação é repulsiva para o caso no qual o fluxo possui o mesmo sentido em ambos os vórtices, e é atrativa para o caso de sentidos opostos.

Podemos agora obter a força que provém desta interação tomando a derivada da energia. Tomando a força na linha 2 na direção x , temos:

$$f_{2x} = -\frac{\partial E_{12}}{\partial x_2} = -\frac{\Phi_0}{4\pi} \frac{\partial h_1(\mathbf{r}_2)}{\partial x_2} = \frac{\Phi_0}{c} J_{1y}(\mathbf{r}_2) \quad (1.18)$$

onde foi usada a equação de Maxwell: $\nabla \times \mathbf{h} = 4\pi \mathbf{J}/c$. Retornando à forma vetorial, a força por unidade de comprimento no vórtice 2 é:

$$\mathbf{f}_2 = \mathbf{J}_1(\mathbf{r}_2) \times \frac{\Phi_0}{c} \quad (1.19)$$

onde a direção de Φ_0 é paralela à da densidade de fluxo. Generalizando para uma rede arbitrária, obtemos:

$$\mathbf{f} = \mathbf{J}_S \times \frac{\Phi_0}{c} \quad (1.20)$$

onde \mathbf{J}_S representa a densidade total de supercorrente devida a todos os outros vórtices, incluindo uma corrente de transporte aplicada, no local do núcleo do vórtice em questão. Vemos então que a rede de vórtices somente pode ser estacionária se a força total em cada vórtice for nula. Isso pode ser obtido se cada vórtice estiver circundado por uma rede simétrica, como na rede de Abrikosov. Por outro lado, este resultado nos diz que mesmo em uma rede triangular estável irá sentir uma força transversal à qualquer corrente de transporte, de maneira que os vórtices irão se mover a não ser que estejam presos por não-homogeneidades no meio.

Como o movimento do fluxo causa dissipação de energia e induz uma voltagem resistiva longitudinal, esta situação é crucial na determinação da utilidade de supercondutores do tipo II. Na próxima seção entraremos em mais detalhes à respeito desse e de outros fatores que envolvem o movimento dos vórtices.

1.4. Movimento dos Vórtices

Nas seções anteriores nós analisamos as propriedades estáticas das linhas de fluxo magnético. Na presente seção estudamos o comportamento dinâmico dos vórtices e a íntima conexão entre o seu movimento e as propriedades de transporte dos materiais supercondutores.

Os primeiros a propor o movimento das linhas de fluxo como um mecanismo resistivo foram Gorter [31] e Anderson [32]. E a primeira evidência experimental para o

aparecimento dessa resistência no estado misto foi obtida por Kim *et al.* [33]. Qualquer resistência apreciável gera dissipação de energia, o que prejudica a supercondutividade como um todo. A origem dessa dissipação, como vimos na seção anterior, é a densidade de força de Lorentz (ou a força de Lorentz por unidade de comprimento):

$$\mathbf{F} = \mathbf{J} \times \frac{\mathbf{B}}{c} \quad (1.21)$$

Devido a esta força, as linhas de fluxo tendem a se mover transversalmente à corrente. Se elas se movem, digamos, com velocidade \mathbf{v} , é induzido um campo elétrico de magnitude:

$$\mathbf{E} = \mathbf{B} \times \frac{\mathbf{v}}{c} \quad (1.22)$$

que é paralelo à \mathbf{J} . Este campo age como uma voltagem resistiva, e conseqüentemente energia é dissipada.

A situação na qual não existe nenhuma corrente externa é a situação de equilíbrio, e portanto não pode haver nenhuma força resultante em qualquer um dos vórtices. Concluimos então que a densidade de corrente que determina a força resultante em um vórtice não é a corrente total, mas somente a componente de não-equilíbrio. Por convenção, a denotamos por \mathbf{J}_{ext} . Portanto, precisamente, a força que tende a mover os vórtices é dada por:

$$\mathbf{F}_{ef} = \mathbf{J}_{ext} \times \frac{\mathbf{B}}{c} \quad (1.23)$$

Essa densidade de força efetiva difere da anterior pois mantém de fora as forças exercidas pelo meio, que não tendem a deslocar as linhas de fluxo. Vamos primeiramente considerar o caso ideal onde não existe a presença de centros de *pinning*, neste caso o movimento dos vórtices é retardado apenas por um meio viscoso. Podemos começar com uma fenomenologia simples assumindo um coeficiente de arraste viscoso η de tal forma que a força por unidade de comprimento de uma linha de vórtice se movendo com velocidade \mathbf{v}_L é $-\eta\mathbf{v}_L$. Equacionando isto com a força 1.20, encontramos as magnitudes relacionadas por:

$$J \frac{\Phi_0}{c} = \eta v_L \quad (1.24)$$

Combinando com 1.22, encontramos que os campos promediados espacialmente estão relacionados por:

$$\rho_f = \frac{E}{J} = B \frac{\Phi_0}{\eta c^2} \quad (1.25)$$

onde ρ_f é a resistência ao movimento do vórtice (*flow resistivity*). Conforme η seja independente de B , ρ_f deve ser proporcional à B .

Esta análise reduz o problema ao de encontrar η , que pode ser expresso em termos energéticos notando que a taxa de dissipação de energia por unidade de comprimento do vórtice é:

$$W = -\mathbf{F} \cdot \mathbf{v}_L = \eta v_L^2 \quad (1.26)$$

No entanto, ainda devemos descobrir como a dissipação realmente ocorre devida ao movimento do vórtice. Vamos analisar um modelo relativamente elementar desenvolvido por Bardeen e Stephen [34], mas que fornece um panorama claro à respeito do verdadeiro mecanismo de dissipação.

Este modelo segue os passos do modelo de London, assumindo que existe um núcleo finito de raio $\sim \xi$ que é completamente normal, e que a dissipação ocorre por processos resistivos ordinários no núcleo. Podemos encontrar o campo elétrico microscópico \mathbf{e} fora do núcleo utilizando a primeira equação de London:

$$\begin{aligned} \mathbf{e} &= \frac{\partial}{\partial t} (\Lambda \mathbf{J}_S) = \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{m^* \mathbf{v}_S}{e^*} \right) \\ &= -\mathbf{v}_L \cdot \nabla \left(\frac{m^* \mathbf{v}_S}{e^*} \right) = -\mathbf{v}_L \cdot \nabla \left(\frac{\hbar \hat{\theta}}{2e r} \right) \end{aligned} \quad (1.27)$$

onde m^* e e^* correspondem à massa e carga dos super elétrons respectivamente.

Por exemplo, se \mathbf{v}_L está ao longo da direção x :

$$\mathbf{e} = - \left(\frac{v_{Lx} \Phi_0}{2\pi c} \right) \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\hat{\theta}}{r} \right) = \left(\frac{v_{Lx} \Phi_0}{2\pi c r^2} \right) (\cos\theta \hat{\theta} - \sin\theta \hat{r}) \quad (1.28)$$

onde θ é medido a partir da direção x . Este padrão de campo tem a forma do campo de uma linha de dipolos elétricos, e sua média se anula sobre o volume fora do núcleo. Portanto, qualquer campo elétrico efetivo terá que vir do núcleo. Impondo a continuidade da componente tangencial do campo elétrico na borda do núcleo, encontramos um campo uniforme no seu interior, dado por:

$$\mathbf{e}_{core} = \frac{v_{Lx} \Phi_0}{2\pi a^2 c} \hat{y} \quad (1.29)$$

Dado este campo elétrico, a dissipação de energia por unidade de comprimento do núcleo é:

$$W_{core} = \pi a^2 \sigma_n e_{core}^2 = \frac{v_L^2 \Phi_0^2}{4\pi a^2 c^2 \rho_n} \quad (1.30)$$

De acordo com Bardeen e Stephen, existe uma igual quantidade de dissipação por correntes normais na região de transição fora do núcleo. Isto pode ser facilmente verificado próximo de T_c pois a integração usando 1.28 mostra que:

$$\int_a^\infty \int_0^{2\pi} e^2(r) r dr d\theta = \frac{v_L^2 \Phi_0^2}{4\pi a^2 c^2} \quad (1.31)$$

Portanto se $\sigma_s \approx \sigma_n$, como é o caso próximo de T_c , haverá exatamente tanta dissipação fora do núcleo como dentro. Fora do núcleo o argumento não é tão simples. Assim, adicionamos um fator de 2 à equação 1.30 para incluir a dissipação fora do núcleo e então equacionamos em 1.26 para obter:

$$\eta = \frac{\Phi_0^2}{2\pi a^2 c^2 \rho_n} \approx \frac{\Phi_0 H_{c2}}{\rho_n c^2} \quad (1.32)$$

Substituindo em 1.25, obtemos para a resistência:

$$\frac{\rho_f}{\rho_n} = \frac{2\pi a^2 B}{\Phi_0} = \left(\frac{a}{\xi}\right)^2 \frac{B}{H_{c2}} \approx \frac{B}{H_{c2}} \quad (1.33)$$

Ao escrever as duas últimas expressões, foi usado o fato de que o raio do núcleo a é aproximadamente igual a ξ . Se dissermos simplesmente que $a = \xi$, ρ_f irá se aproximar suavemente de ρ_n em H_{c2} .

Este resultado não poderia vir de uma simples distribuição estática de núcleos normais. Neste caso, as correntes iriam simplesmente evitar os núcleos normais e fluir pela região supercondutora. O movimento dos vórtices é, portanto, essencial. Dado este movimento (com coeficiente de atrito dado por η), a densidade de corrente (normal) no núcleo se iguala à corrente de transporte aplicada que impulsiona os vórtices. Portanto a corrente de transporte flui diretamente através dos núcleos, produzindo dissipação. Se a velocidade do vórtice for afetada por outras contribuições de η , ou por forças de *pinning*, então essas duas densidades de corrente não serão iguais. Isto causará um padrão inverso de corrente imposto sobre a corrente de transporte, que resulta em uma densidade de corrente no núcleo menor do que a densidade de corrente de transporte. Isto leva a uma menor dissipação no núcleo e, conseqüentemente, a uma resistência elétrica mais baixa. No limite de núcleo estacionário, não haverá resistência.

A seguir discutiremos o problema do aprisionamento dos vórtices no material supercondutor devido à presença de centros de *pinning*. Como já foi discutido o controle sobre o *pinning* no material é essencial para se obter uma amostra com boa aplicação prática, e para isso é imprescindível entendermos a maneira como ocorre o aprisionamento.

1.5. *Pinning* de Vórtices

Dos argumentos anteriores concluímos que um supercondutor do tipo II não estará apto à sustentar uma corrente persistente sem resistência, a não ser que exista algum mecanismo que previna a força de Lorentz de movimentar os vórtices. Tal mecanismo é chamado de força de *pinning* (aprisionamento), pois ele fixa os vórtices a certos locais no material. O *pinning* resulta de qualquer não-homogeneidade do material, causando variações em E_1 , a energia livre por unidade de comprimento da linha de vórtice, fazendo com que alguns locais sejam mais favoráveis energeticamente do que outros. Para serem mais efetivas, essas não-homogeneidades devem estar em uma escala da ordem de ξ ou de λ , por exemplo, $\sim 10^{-6}$ à 10^{-5} cm. Se o *pinning* for forte o suficiente, o movimento do vórtice pode ser reduzido de tal forma que o supercondutor se comporte como um condutor perfeito. No entanto, para correntes intensas, sempre haverá um movimento termicamente ativado chamado de *flux creep*, no qual os vórtices passam de um centro de *pinning* para outro e, em alguns casos, isto irá ocorrer a uma taxa mensurável. Se o *pinning* é fraco comparado à força de movimento, os vórtices se movem de forma quase estacionária, à uma velocidade limitada pelo arraste viscoso. Este movimento é chamado de *flux flow*. Portanto, para aplicações práticas devemos evitar ao máximo o movimento dos vórtices mantendo a taxa de oscilação entre um centro de *pinning* e outro em um nível baixo.

A força de *pinning* determina portanto a corrente crítica necessária para que se inicie o movimento das linhas de fluxo. O *pinning* pode impedir o supercondutor de atingir o equilíbrio termodinâmico nas suas propriedades magnéticas e causa irreversibilidades no seu comportamento magnético. No que chamamos de estado crítico (*critical state*) o supercondutor carrega a máxima densidade de corrente em todas as regiões sem o aparecimento do movimento dos vórtices devido ao efeito de *pinning*.

Além da presença de centros de *pinning* localizados, distorções elásticas da rede de linhas de fluxo são necessárias para obter forças de *pinning* finitas, ao menos para uma distribuição arbitrária de sítios de *pinning*. Para uma rede de linhas de fluxo completamente rígida a força média sobre a rede, resultante de vários centros de *pinning*, é a mesma em todas as direções perpendiculares à orientação das linhas e portanto resulta em uma força de *pinning* nula. Por outro lado, em uma rede suficientemente elástica as linhas de vórtice podem assumir suas posições localmente, de tal forma que a força de *pinning* total em uma direção particular seja maximizada..

O ganho de energia da rede de vórtices atingido através do ajuste da configuração das linhas de fluxo à distribuição espacial de centros de *pinning* pode resultar de várias interações diferentes. Para linhas de vórtice quase isoladas o *pinning* pode resultar da interação entre o núcleo normal do vórtice e uma não-homogeneidade local no material da seguinte maneira. Como discutimos anteriormente, no centro de uma linha de vórtice o parâmetro de ordem cai à zero. Esta redução do parâmetro de ordem pode ser descrita aproximadamente por um núcleo normal de raio ξ . A energia de condensação, por unidade de comprimento do vórtice, a ser fornecida para gerar o núcleo normal é:

$$E_{1c} = \frac{H_c^2}{8\pi} \pi \xi^2 \quad (1.34)$$

Toda ou parte dessa energia pode ser recuperada se o núcleo da linha de vórtice passar através de uma região no material onde o parâmetro de ordem já é zero ou está abaixo do seu valor regular (através da presença de imperfeições como inclusões, vacâncias, etc.). Para imperfeições maiores que a região do núcleo a energia máxima de *pinning* por unidade de comprimento é dada pela expressão anterior. A força de *pinning* máxima por unidade de comprimento é:

$$f_{pcore} = \nabla E_{1c} \approx \frac{E_{1c}}{\xi} = \frac{H_c^2}{8} \xi \quad (1.35)$$

Além da energia do núcleo normal do vórtice, linhas de vórtice quase isoladas contêm uma contribuição para a energia proveniente dos campos magnéticos e das supercorrentes circulares associadas com as linhas. Imperfeições na amostra irão modificar a distribuição de campos magnéticos e de supercorrentes, resultando em variações espaciais da energia do vórtice e em uma interação magnética de *pinning*.

Um exemplo simples para esta interação é o efeito de uma não-homogeneidade (ou de uma região normal) extensa no material. Assumimos uma interface planar orientada paralelamente às linhas de vórtice e perpendicularmente à força de movimento. Como discutimos anteriormente uma barreira de energia contra o movimento dos vórtices existe próxima à interface. Esta barreira provém de uma interação atrativa com as imagens e uma repulsiva com a superfície. A força atrativa pode ser entendida em termos de um vórtice imagem de direção oposta e possui a forma $C \exp(-2x_l/\lambda)$, onde C é uma constante e x_l a distância da linha de fluxo à interface. A força repulsiva resulta da interação entre a linha de fluxo e o campo externo H . Assumindo que a densidade de vórtices seja pequena e que $H \approx H_{c1}$, a força repulsiva é $\varphi_0 H_{c1} \exp(-x_l/\lambda)/4\pi\lambda$. No equilíbrio termodinâmico o trabalho total feito para mover o vórtice da superfície ($x = 0$) para $x = \infty$ deve ser zero:

$$\int_0^{\infty} dx \{ [\varphi_0 H_{c1} \exp(-x_l/\lambda)/4\pi\lambda] - C \exp(-2x_l/\lambda) \} = 0 \quad (1.36)$$

Que resulta em:

$$C = \varphi_0 \frac{H_{c1}}{2\pi\lambda} \quad (1.37)$$

A força da interação magnética atinge o seu valor máximo em $x = 0$. Para a força magnética por unidade de comprimento obtemos:

$$f_{pmag} = \varphi_0 \frac{H_{c1}}{4\pi\lambda} \quad (1.38)$$

A interação com o núcleo prevalece sobre a interação magnética para altos valores de κ . A razão para isto pode ser encontrada nos diferentes alcances das duas interações. Este alcance equivale aproximadamente ao comprimento de coerência ξ para a interação com o núcleo e ao comprimento de penetração λ para a interação magnética. Como a força é dada pela derivada espacial da energia de interação, f_{pcore} será maior do que f_{pmag} em materiais com alto valor de κ .

Na próxima seção apresentamos a equação geral de movimento sobreamortecido para uma linha de fluxo impulsionada por uma corrente de transporte no volume do material supercondutor.

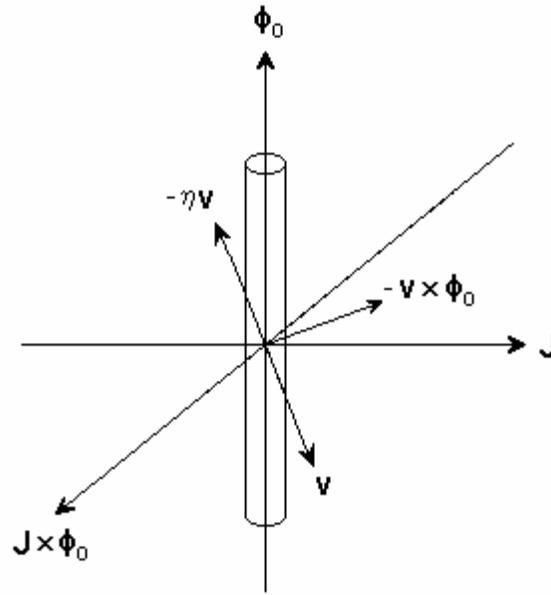


Figura 1.5: Distribuição de forças em um vórtice isolado de acordo com a equação de movimento.

1.6. Equação de Movimento

Consideramos um filme supercondutor localizado no plano x - y , na presença de um campo magnético aplicado ao longo da direção z . Assumimos que existe na amostra uma rede de linhas de vórtices, cada linha contendo um quantum de fluxo Φ_0 . Aplicando uma corrente elétrica externa \mathbf{J}_{ext} na direção perpendicular a \mathbf{H} , e por sua vez paralela à superfície do filme supercondutor. Se a densidade de corrente for suficientemente intensa a estrutura de fluxo magnético se moverá com velocidade \mathbf{v} que satisfaz a seguinte equação:

$$\frac{\mathbf{J}_{ext} \times \Phi_0}{c} - f n_s \frac{\mathbf{v} \times \Phi_0}{c} - \mathbf{f}_p - \eta \mathbf{v} = 0 \quad (1.39)$$

A força de Lorentz $\mathbf{J}_{ext} \times \Phi_0 / c$ é compensada por uma força de Magnus $f n_s \mathbf{v} \times \Phi_0 / c$, uma força de *pinning* \mathbf{f}_p e uma força dissipativa ou viscosa $\eta \mathbf{v}$. As forças são dadas por unidade de comprimento da linha de vórtice. Na Fig. 1.5 pode ser vista a distribuição de forças em um vórtice isolado, isto é, distante de outros vórtices e de centros de *pinning*, de acordo com a equação 1.39.

Na aproximação de London a força de Lorentz pode ser escrita como a soma das forças de Lorentz sobre cada vórtice $\mathbf{J}_i \times \Phi_0 / c$, onde \mathbf{J}_i é a corrente total que experimenta cada vórtice i . Esta força deve incluir, como vimos na seção 1.3, além da interação com a corrente externa \mathbf{J}_{ext} , a interação entre vórtices, da seguinte forma:

$$\frac{\mathbf{J}_i \times \Phi_0}{c} = \frac{\mathbf{J}_{ext} \times \Phi_0}{c} + \sum_j \frac{\mathbf{J}_v(r_i - r_j) \times \Phi_0}{c} \quad (1.40)$$

onde \mathbf{J}_v é a densidade de corrente de um vórtice à uma distância $|r_i - r_j|$ e a somatória em j é feita sobre todos os outros vórtices. Notamos que, para uma rede isotrópica de vórtices, ao somar sobre todos os vórtices recuperamos a força de Lorentz original $\mathbf{J}_{ext} \times \Phi_0 / c$ já que os termos de interação se anulam entre si. A verdadeira vantagem desta separação se tornará evidente quando analisarmos a força de *pinning*.

Sem levar em conta a dissipação e o *pinning*, a força de Magnus resulta em um movimento dos vórtices na direção perpendicular à força de movimento, isto é, paralela à densidade de corrente \mathbf{J} . A força de Magnus é o análogo magnético da força hidrodinâmica expressa na relação de Kutta-Joukowski, e a introdução da constante f indica a fração da força de Magnus que está ativa [26]. A consequência mais importante sobre as propriedades de transporte da força de Magnus é o efeito Hall. Exceto para supercondutores extremamente puros, $f \ll 1$, dessa forma a força de Magnus é menos relevante que a força dissipativa $\eta \mathbf{v}$ e a força de *pinning* \mathbf{f}_p . Por este motivo esta força será desprezada nesta dissertação.

A força dissipativa $\eta \mathbf{v}$ é descrita por um coeficiente de arraste viscoso η , que pode ser estimado a partir da análise de dos distintos processos dissipativos que ocorrem no interior e ao redor do núcleo dos vórtices. O modelo de Bardeen e Stephen permite estimar η de maneira simples, como descrito na seção 1.4:

$$\eta \approx \frac{\Phi_0 H_{c2}}{\rho_n c^2} \quad (1.41)$$

A força de *pinning* \mathbf{f}_p é direcionada na direção oposta ao movimento das linhas de fluxo. O *pinning* de vórtices basicamente resulta de uma depressão local do parâmetro de ordem supercondutor, como foi discutido na seção 1.5. Este poço de potencial pode ser causado por defeitos na estrutura do material ou por efeitos geométricos, tais como impurezas, bordas da amostra, ranhuras, etc. Para que ocorra o movimento dos vórtices, a força de Lorentz deve exceder a força de *pinning*. Assim a força de *pinning* pode ser escrita como:

$$\mathbf{f}_p = \sum_p \mathbf{F}_p(r_i - r_p) \quad (1.42)$$

onde \mathbf{F}_p é a força exercida por um centro de *pinning* sobre um vórtice à uma distância $|r_i - r_p|$ e a somatória em p é feita sobre todos os centros de *pinning*.

Larkin e Ovchinnikov [18] demonstraram que a força de aprisionamento total sobre a rede de vórtices estática depende de comprimentos de correlação espaciais, que por sua vez resultam da competição entre a interação vórtice-vórtice e a desordem estática. As interações entre vórtices tendem a formar uma estrutura ordenada, com constantes elásticas, e os centros de aprisionamento tendem a deformar essa estrutura. Como resultado desta competição podemos definir um volume ou área de correlação, conhecido como domínio de Larkin. Este conceito nos permite obter uma estimativa da corrente crítica de movimento.

Diferentemente do caso estático, estudado por Larkin e Ovchinnikov, quando $\mathbf{v} \neq 0$ a força de *pinning* total \mathbf{f}_p é uma grandeza que flutua temporalmente e depende da estrutura dinâmica da rede de vórtices em movimento. Argumentos em termos da energia como os de Larkin e Ovchinnikov não se aplicam para o caso dinâmico, pois o sistema se encontra fora do equilíbrio e não existe a princípio uma energia livre a ser minimizada para obter uma função ótima \mathbf{f}_p . Os recentes experimentos de transporte [5-7] têm levado a considerar o movimento da rede de linhas de fluxo como um fenômeno de transporte coletivo não-linear, com muitos graus de liberdade. Para compreendermos os novos experimentos é necessário então analisar a dinâmica com muitos graus de liberdade acoplados. Teoricamente uma das opções (a que adotamos nesta dissertação) é realizar simulações numéricas de um modelo relativamente simples que descreva a dinâmica dos vórtices individuais. Isto requer técnicas adequadas de simulação numérica para sistemas com muitos graus de liberdade. A equação de movimento para um vórtice pode então ser generalizada da seguinte forma:

$$\eta \mathbf{v}_i = \frac{\mathbf{J}_{ext} \times \Phi_0}{c} + \sum_j \mathbf{F}_v(r_i - r_j) + \sum_p \mathbf{F}_p(r_i - r_p) \quad (1.43)$$

onde \mathbf{v}_i é a velocidade do vórtice i e os termos \mathbf{F}_v e \mathbf{F}_p representam as interações entre vórtices e com os *pinnings*, respectivamente. A partir desta equação construímos um sistema de equações diferenciais acopladas, uma para cada vórtice e para cada dimensão, sendo que no presente trabalho o sistema é bidimensional.

Na seção seguinte discutiremos os efeitos que surgem na proximidade da superfície e como isso influencia o comportamento dos vórtices.

1.7 Efeitos da Superfície

No que segue iremos considerar a energia de uma linha de vórtice próxima da superfície plana do material supercondutor. A direção axial da linha de vórtice e do campo magnético é assumida como paralela à superfície. Nós veremos que dependendo

do campo magnético, uma “barreira de energia” pode existir próxima à superfície, influenciando fortemente o movimento do vórtice na direção perpendicular à superfície.

Na seção 1.3 foi descrito o cálculo da energia de uma linha de vórtice através do modelo de London. Neste cálculo foi assumido que o vórtice estava localizado no interior do volume de uma amostra supercondutora. Mas se ele for colocado próximo à superfície da amostra, com o plano da superfície estando paralelo à linha de vórtice, serão necessárias considerações adicionais [35].

Assumimos que o supercondutor ocupa metade do espaço $x > 0$ e sua superfície coincide com o plano yz em $x = 0$. O campo magnético e o vórtice são paralelos à direção z . Além disso, assumimos a validade do modelo de London ($\kappa \gg 1$). Começamos com o análogo da equação 1.6 para o campo $\mathbf{h}(\mathbf{r})$:

$$\lambda^2 \nabla \times \nabla \times \mathbf{h} + \mathbf{h} = \Phi_0 \delta_2(\mathbf{r} - \mathbf{r}_l) \quad (1.44)$$

onde \mathbf{r}_l é a coordenada da linha de vórtice. À seguir tomamos $\mathbf{r}_l = (x_l, 0)$. Na superfície temos a condição de contorno:

$$\mathbf{h} = \mathbf{H} \text{ e } (\nabla \times \mathbf{h})_x = 0 \text{ (corrente normal nula)} \quad (1.45)$$

onde \mathbf{H} é o campo magnético aplicado. A solução será a soma:

$$\mathbf{h} = \mathbf{h}_1 + \mathbf{h}_2 \quad (1.46)$$

onde $\mathbf{h}_1 = \mathbf{H} \exp(-x/\lambda)$ descreve a penetração do campo na ausência de uma linha de vórtice. A componente \mathbf{h}_2 resulta da linha de vórtice e pode ser obtida pelo método das imagens da seguinte maneira. Para o vórtice em $(x_l, 0)$ adicionamos a linha imagem de sinal oposto em $(-x_l, 0)$. O campo \mathbf{h}_2 é soma do campo do vórtice com o da sua imagem. Notamos que \mathbf{h}_2 automaticamente se anula na superfície, satisfazendo dessa maneira a condição de contorno.

Da equação 1.11 a energia livre de Gibbs é escrita como:

$$G = \int \left[\frac{h^2 + \lambda^2 |\nabla \times \mathbf{h}|^2}{8\pi} - \frac{\mathbf{H} \cdot \mathbf{h}}{4\pi} \right] d\mathbf{r} \quad (1.47)$$

onde a integral é tomada sobre o volume da amostra, $x > 0$, exceto para a região do núcleo do vórtice, que é excluída. A integral pode ser transformada em uma integral de superfície usando um procedimento similar ao que levou à equação 1.13. Desta forma obtemos:

$$G = \frac{\lambda^2}{4\pi} \int d\sigma \left(\frac{1}{2} \mathbf{h} - \mathbf{H} \right) \times \nabla \times \mathbf{h} \quad (1.48)$$

aqui a integral de superfície é tomada sobre a superfície do núcleo do vórtice e a superfície da amostra. Resolvendo esta integral resulta na seguinte expressão para a energia livre de Gibbs por comprimento L da linha de vórtice:

$$\frac{G}{L} = \frac{\Phi_0}{4\pi} \left[H \exp(-x_l / \lambda) - \frac{1}{2} \frac{\Phi_0}{2\pi\lambda^2} K_0(2x_l / \lambda) - (H - H_{c1}) \right] \quad (1.49)$$

aqui o primeiro termo contém a interação entre a linha de vórtice e o campo externo e representa um força repulsiva. O segundo termo descreve a interação atrativa entre a linha de fluxo e sua linha imagem. A magnitude dessa contribuição difere de 1.17 por um fator de $\frac{1}{2}$. No entanto, o fator de 2 é recuperado quando é calculada a força através da derivada com relação à x_l . O terceiro termo representa a energia do vórtice dentro do supercondutor distante da superfície.

A variação da energia do vórtice com respeito à coordenada x_l ocorre da seguinte maneira. Para $H < H_{c1}$, dentro do supercondutor a linha de vórtice é termodinamicamente instável. No intervalo $H_{c1} < H < H_{en}$, uma barreira de energia se desenvolve próxima à superfície, devida essencialmente à ação combinada do primeiro (repulsivo) e do segundo (atrativo) termos da energia livre. Com o aumento do campo H , essa barreira encolhe e finalmente desaparece no campo $H = H_{en}$. Para $H > H_{en}$, a linha de fluxo atinge sua energia mais baixa bem no interior do supercondutor. Notemos que esta discussão se refere à situação para uma única linha de fluxo, tal que ainda nenhuma outra linha de fluxo reside no supercondutor. O campo H_{en} representa portanto o campo crítico de entrada e é obtido através da condição de que a derivada ($\partial G / \partial x_l$), com $x_l = \xi$, se anule em $H = H_{en}$. Dessa forma encontra-se:

$$H_{en} = \frac{\Phi_0}{4\pi\lambda\xi} \quad (1.50)$$

este valor de campo está relacionado com o campo crítico inferior por:

$$H_{en} = \frac{\lambda}{\xi} \frac{H_{c1}}{\ln(\lambda/\xi)} \quad (1.51)$$

Como consequência da barreira de energia, em um campo magnético aplicado, a penetração do fluxo no supercondutor ocorre somente quando o campo $H = H_{en} > H_{c1}$ é alcançado. O tratamento para o caso de um coeficiente de desmagnetização finito, como representado por uma fita supercondutora plana, mostra [36] que o campo crítico de entrada depende das dimensões da seção transversal da amostra. Nesta geometria a energia magnética da linha de vórtice fora do supercondutor contribui significativamente para a barreira da energia livre de Gibbs próximo às bordas da amostra.

No capítulo a seguir discutimos os principais aspectos que envolvem o estudo dos regimes dinâmicos de não equilíbrio do sistema de vórtices, incluindo medidas de transporte, observações diretas da estrutura da rede de linhas de fluxo e os principais trabalhos teóricos e de simulação.

Capítulo 2

2. Regimes Dinâmicos

Neste capítulo fazemos uma discussão geral sobre este vasto campo de pesquisa que consiste no estudo do comportamento dinâmico de redes de vórtices em um meio desordenado. Nos últimos anos têm surgido uma infinidade de novos trabalhos discutindo e analisando os diferentes aspectos deste campo, dentre eles o mais controverso é o de caracterizar os regimes dinâmicos pelos quais os vórtices se submetem em função de diversos parâmetros como a desordem, o campo magnético aplicado, a temperatura, uma corrente de transporte aplicada, a proximidade com a superfície, etc. Controverso pois muitos trabalhos apresentam resultados discrepantes para situações aparentemente equivalentes. O intuito deste capítulo é portanto o de situar o presente trabalho no contexto dos avanços obtidos na área apresentando e discutindo alguns dos mais importantes resultados experimentais, teóricos e de simulação numérica a respeito.

A seção 2.1 analisa a previsão da transição de ordenamento da rede de vórtices para valores altos da corrente aplicada. Na seção 2.2 são discriminados alguns resultados com medidas de transporte e é discutida a relevância que elas possuem. Alguns dos principais trabalhos de observação direta da estrutura das redes de vórtices são mostrados na seção 2.3. Em seguida, na seção 2.4, discutimos os diversos regimes dinâmicos apresentados nos últimos anos. E a seção 2.5 resume alguns trabalhos que incluíram os efeitos da barreira geométrica.

2.1. Transição de Fusão Dinâmica

O panorama atual do nosso conhecimento a respeito dos regimes dinâmicos de não-equilíbrio teve como uma de suas principais motivações 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 [2], motivou uma massiva 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* $F_p(\mathbf{r}, t)$ 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 Fig. 2.1. 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*.

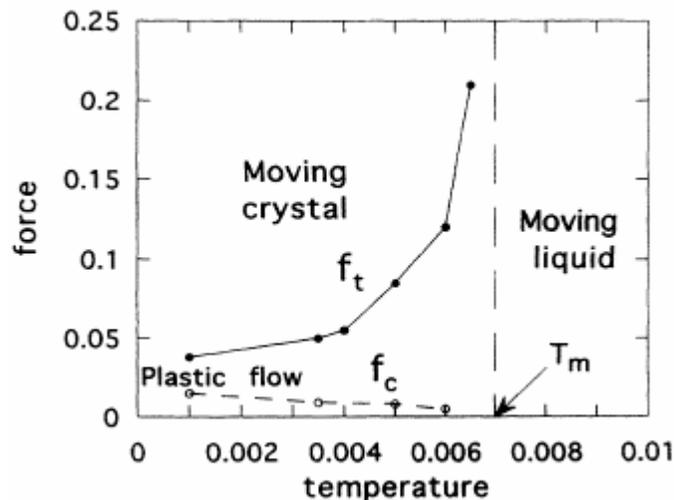


Figura 2.1: Diagrama de fases obtido por Koshelev e Vinkour [2].

2.2. Medidas de Transporte

Sem dúvida os experimentos de transporte em supercondutores na presença de vórtices deram início à investigação das fases dinâmicas da rede de vórtices. A dependência da corrente de transição com o campo separando diferentes regimes de movimento dos vórtices no supercondutor anisotrópico $2H\text{-NbSe}_2$ foi estudada recentemente por Bhattacharya e Higgins [5] na vizinhança do chamado *peak effect* (um pico na corrente crítica logo abaixo de H_{c2}). A Fig. 2.2(esquerda) mostra várias curvas de resistência diferencial $R_d (=dV/dI)$ extraídas de curvas IV para diferentes campos H , à uma temperatura fixa $T=4.2\text{K}$. A resistência diferencial apresenta picos na região de campo onde ocorre o *peak effect*. As setas marcam a corrente de *crossover* I_{cr} acima da qual R_d se torna constante (isto é, onde as curvas IV se tornam lineares). O diagrama de fases de não-equilíbrio construído por eles para a dinâmica da rede de linhas de fluxo pode ser visto na Fig. 2.2(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 os defeitos se “curam” 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.

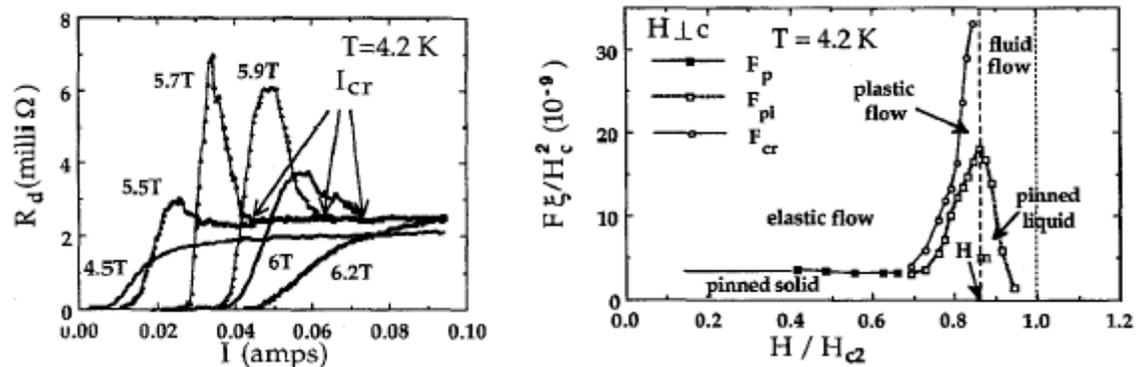


Figura 2.2: Curvas de resistência diferencial (esquerda) e o diagrama de fases (direita) obtidos por Bhattacharya e Higgins [5].

Um outro trabalho, desta vez apresentando uma investigação da dinâmica de vórtices em filmes finos bidimensionais (com aproximadamente 60\AA de espessura) no supercondutor amorfo $\text{Mo}_{77}\text{Ge}_{23}$, foi elaborado por Hellerqvist *et al.* [6]. Eles observaram fortes evidências de um aumento nas correlações da rede de vórtices para correntes altas. Para baixas temperaturas, encontraram que o início do movimento dos vórtices ocorre

muito abruptamente conforme a corrente é intensificada, e que seu movimento inicial exibe características de *plastic flow*. Enquanto este tipo de dinâmica foi observada no supercondutor tridimensional 2H-NbSe₂ (citado acima), suas amostras de Mo₇₇Ge₂₃ eram consideravelmente mais desordenadas e o seu trabalho foi o primeiro a apresentar resultados em um sistema estritamente bidimensional. Isto lhes permitiu realizar comparações diretas entre seus dados e as previsões de Koshelev e Vinokur [2], e encontraram que a curva de corrente em função da temperatura que caracteriza o ordenamento em seus dados era equivalente em forma à prevista na Ref. [2]. A Fig. 2.3(esquerda) mostra uma série de curvas de resistência diferencial (dV/dI) em função da corrente (I) e as correspondentes curvas IV para um campo aplicado de 0.5kOe. As curvas IV foram obtidas por integração das curvas de dV/dI . Considerando a questão do pico na resistência diferencial, observaram que ele não aparece nas curvas de alta temperatura. A curva de mais alta temperatura cresce monotonicamente com o aumento da corrente e se aproxima assintoticamente do valor de *flux flow* (comportamento linear da voltagem). Por outro lado, nas curvas de temperatura mais baixa existe um intervalo de correntes no qual a resistência diferencial excede o valor de *flux flow*, marcado pelo pico nas curvas de dV/dI .

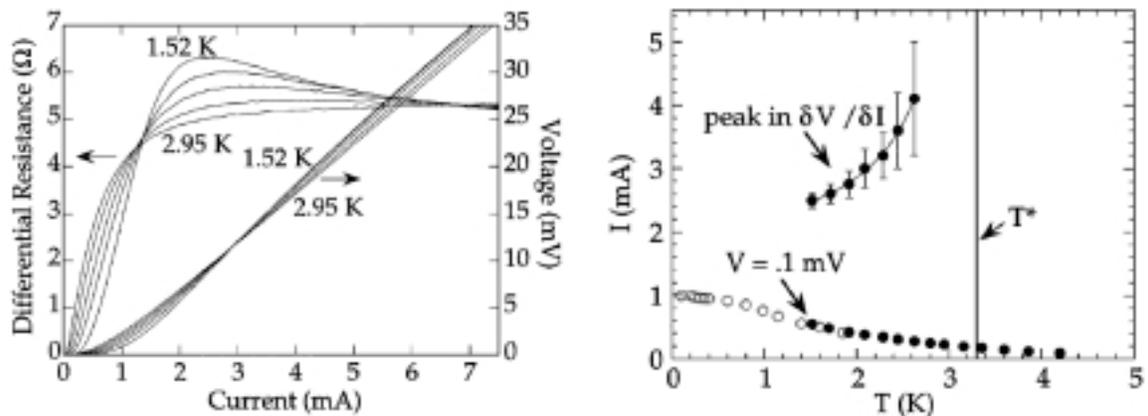


Figura 2.3: Curvas IV e resistência diferencial (esquerda) e diagrama de fases (direita) obtidos por Hellerqvist *et al.* [6].

Eles caracterizaram a ocorrência do ordenamento, para cada temperatura, pela corrente correspondente ao pico na resistência diferencial, e então construíram uma curva de corrente em função da temperatura definindo a interface entre os regimes menos e mais ordenados. Mostrado na curva superior da Fig. 2.3(direita), que se assemelha qualitativamente à curva que separa o regime de *plastic flow* do sólido móvel proposto por Koshelev e Vinokur para um sistema bidimensional. Utilizando um critério de $V=0.1\text{mV}$ para caracterizar o início do movimento dos vórtices a cada temperatura, construíram as curvas inferiores mostradas na Fig. 2.3(direita). Assim eles determinaram um diagrama de fases que define o início do movimento plástico e seu posterior ordenamento para correntes altas, que resulta em uma configuração mais rígida de linhas de fluxo em movimento. No entanto, eles não obtiveram evidências diretas indicando que o estado mais ordenado resultante era o estado de sólido cristalino proposto nas simulações da Ref. [2].

2.3. Observação da Estrutura da Rede de Vórtices

Levados pela motivação criada pelos trabalhos citados acima, surgiram recentemente um grande número de trabalhos buscando realizar uma observação direta da rede de vórtices em movimento. Um dos primeiros a obter sucesso foi Pardo *et al.* [37] que observaram através de estudos de decoração magnética, evidências de uma transição, como função do aumento da densidade de linhas de fluxo, de uma rede de camadas (*smectic*) de vórtices para uma mais ordenada *moving Bragg glass*. Em sua técnica de decoração magnética a rede de vórtices, em monocristais de NbSe₂, foi observada evaporando partículas magnéticas (~50Å) sobre a superfície do supercondutor mantido abaixo da sua temperatura de transição T_c com um campo magnético aplicado. As partículas então seguem as linhas de campo dos vórtices na superfície da amostra, pousando onde os vórtices estão localizados. Devido ao fato de cada pilha de partículas magnéticas possuir um tamanho finito, a técnica estava limitada a campos abaixo de algumas centenas de oersteds. No entanto, este intervalo de campo cobre uma região interessante onde eles puderam variar a força da interação entre vórtices com relação à força de *pinning*.

Suas imagens obtidas podem ser vistas na Fig. 2.4. Existem três tipos de imagens mostradas para quatro regimes diferentes. A primeira coluna mostra as imagens no espaço real (RS) da rede de linhas de fluxo, a segunda mostra os dados da transformada de Fourier (FT) ou fator de estrutura e a terceira mostra uma imagem do espaço real filtrada via Fourier (FF) ou a re-transformada do fator de estrutura. Na primeira coluna a direção do movimento é indicada por uma seta. A linha de imagens (a) é para campos baixos e baixas velocidades, a linha (b) para campos baixos e altas velocidades, a (c) para campos altos e baixas velocidades e a (d) para campos e velocidades altos. Pelo fato dos dados na linha (a) estarem no regime quasi-estático a imagem RS resolve vórtices individuais. São observadas linhas de vórtices alinhadas ao longo da direção de movimento e não um padrão hexagonal isotrópico como seria observado para uma rede estática. A imagem FF filtrou os vórtices individuais, mas a estrutura de linhas ou *smectic* nos dados persiste. Os dados FT mostram a assinatura de uma fase *smectic*. Os dois picos na imagem FT mostram que os canais estão bem ordenados na direção transversal ao movimento dos vórtices, e as largas linhas de espalhamento mostram que os vórtices possuem um comportamento do tipo líquido nos canais com correlações posicionais de curto alcance ao longo da direção de movimento. Os dados na linha (b) já não estão mais no regime quasi-estático, e a imagem RS não mais resolve os vórtices individualmente com clareza mas o mesmo padrão *smectic* pode ser visto. Um olhar mais cuidadoso nesta imagem revela a existência de um movimento desacoplado entre os canais. De fato, a imagem FF sugere que os domínios de movimento são menores para esta velocidade do que para velocidades mais baixas. Um comportamento bem diferente pode ser visto na linha (c). Sua imagem sugere que os comprimentos de correlação em ambas as direções são finitos. Os defeitos topológicos restantes aparecem principalmente devido ao pequeno gradiente de campo. A imagem FT confirma isto, já que podem ser vistos seis picos bem definidos embora ainda haja uma modulação unidimensional com dois dos picos mais

intensos que os outros quatro, indicando que o comprimento de correlação posicional perpendicular à direção do movimento ainda é mais longo do que na direção paralela. Estes dados sugerem que o campo mais intenso permite que as interações vórtice-vórtice dominem sobre a desordem, o que é equivalente à reduzir a desordem.

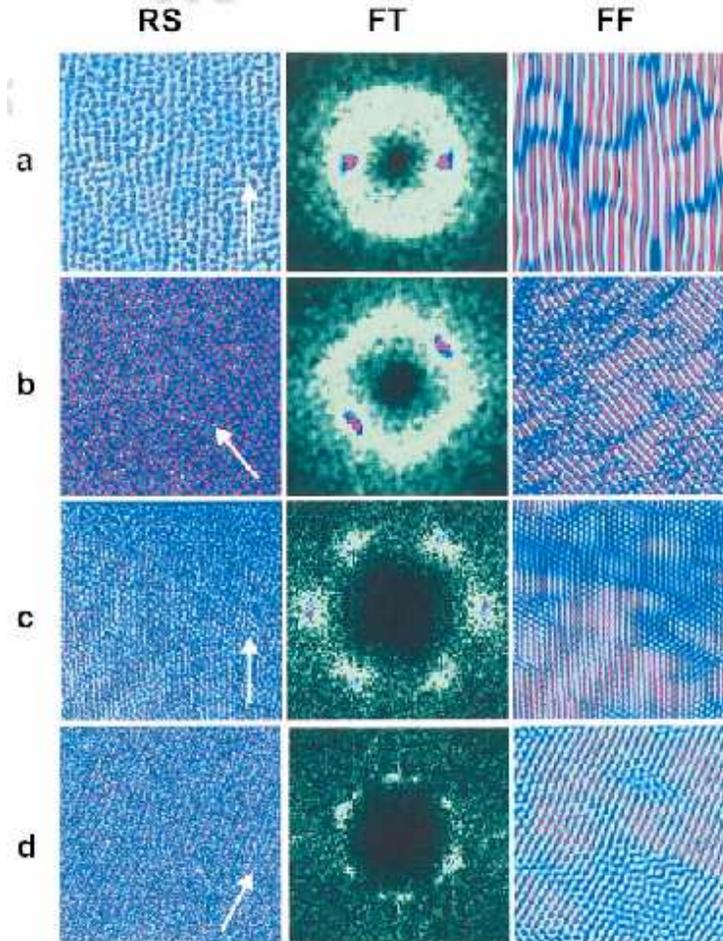


Figura 2.4: Imagens de decoração magnética no espaço real (RS) a sua transformada de Fourier (FT) e a imagem filtrada via Fourier (FF) para vários valores de campo e velocidades, obtidas por Pardo *et al.* [37].

Para os dados na linha (d) a imagem RS também não resolve os vórtices individuais já que o sistema não se encontra no regime quasi-estático. A imagem FT mostra seis picos bem resolvidos o que é um indicativo de uma rede hexagonal, novamente com uma óbvia modulação unidimensional imposta, com dois dos picos mais intensos do que os outros quatro. A imagem FF mostra um movimento coerente evidenciado pelos grandes domínios de movimento. Seus resultados confirmam portanto a noção de que o movimento pode induzir um ordenamento na rede de linhas de fluxo, mas também expressam a sutileza e a complexidade com que essa ordem pode surgir.

Resultados marcantes foram obtidos a respeito da observação experimental da estrutura de vórtices, mas a maioria se restringiu a vórtices bem separados uns dos outros com densidades muito baixas. A microscopia de tunelamento (*scanning tunnelling microscopy* – STM), por outro lado, tem o potencial de resolver vórtices individuais à

densidades muito maiores. O trabalho de Troyanovski *et al.* [38] mostrou taxas de imagens suficientemente altas para resolver a dinâmica nesse regime. Eles encontraram que na presença de defeitos lineares com alto grau de aprisionamento, a rede de vórtices permanece presa até que o número de vórtices seja o dobro do número de defeitos, onde neste ponto se inicia o movimento do tipo *creep*. Mas na presença de desordem pontual fraca, os vórtices adquirem um movimento do tipo *creep* coerente ao longo de um dos eixos principais da rede de vórtices, onde exibem marcantes modulações na velocidade que estariam relacionadas com a periodicidade da rede.

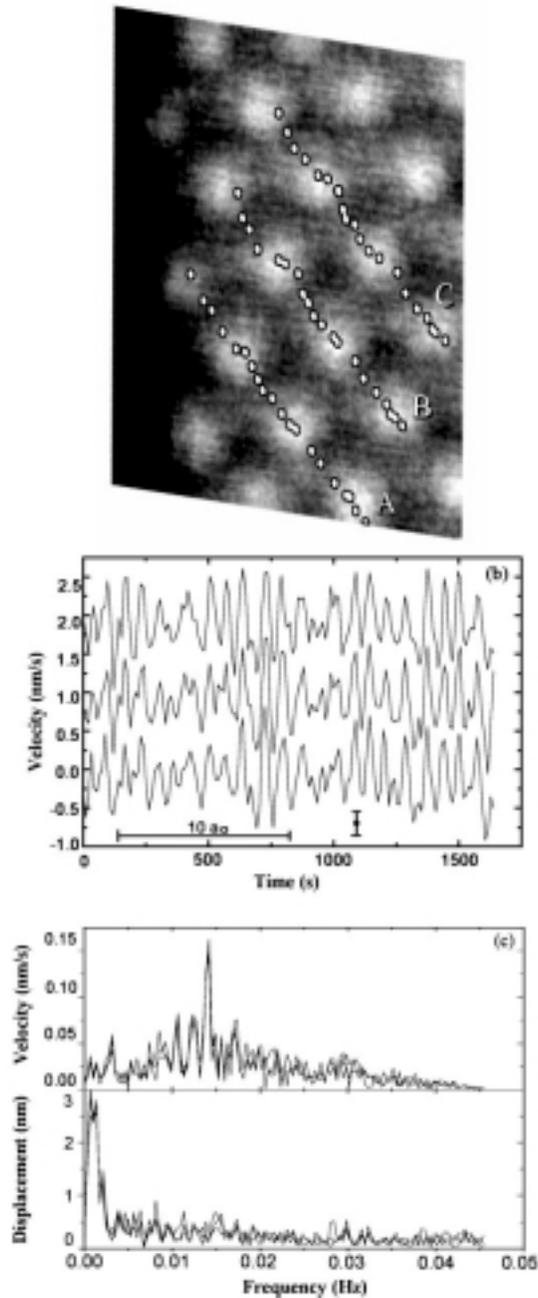


Figura 2.5: (a) Imagem de microscopia de tunelamento; (b) velocidades em função do tempo; (c) transformada de Fourier da velocidade. Dados obtidos por Troyanovski *et al.* [38].

Seus experimentos de tunelamento foram realizados em cristais de NbSe₂, sendo que muitos cristais foram irradiados para criar defeitos colunares, com uma distribuição aleatória e grandes flutuações. O campo magnético externo foi aplicado na direção dos defeitos colunares e perpendicular à superfície da amostra. A Fig. 2.5(a) mostra uma imagem típica: ela foi tomada 20 min depois do campo ter sido acrescido de 0 à 6.0 T. Ela contém 22 vórtices, e é uma da 168 imagens subsequentes cada uma tomando 11 segundos levando a um tempo total de 30 min. É marcante o fato de que os 22 vórtices se movam coerentemente como um único pacote. Vinte posições subsequentes de três vórtices (A, B, C) foram denotados por pontos brancos. Esta observação se encaixa com o panorama de *creep* no qual os pacotes de vórtices saltam entre os mínimos locais no potencial de *pinning* aleatório que tem o comprimento de coerência como a menor escala relevante de comprimento.

Seu resultado mais importante segue de plotar as posições dos vórtices A, B e C em função do tempo. Quando os vórtices se moviam fora do campo de visão eles adicionavam na_0 , com n inteiro, à posição do vórtice correspondente que acabara de aparecer na figura. Este procedimento é permitido pois, nesse caso, os vórtices se movem coerentemente com orientação e velocidade média bem conhecida ($v = 0.89 \text{ nm s}^{-1}$). Tomando a derivada dessas trajetórias levou ao gráfico das velocidades longitudinais em função do tempo (Fig. 2.5(b)). Os resultados para os vórtices A e C foram deslocados por $\pm 1 \text{ nm s}^{-1}$ para maior clareza. A barra de erros denota a incerteza na velocidade v ($\delta v = \pm 0.15 \text{ nm s}^{-1}$) devido ao erro nas posições dos vórtices. A barra horizontal marca o tempo necessário para atravessar uma distância de $10a_0$ (630 nm). A velocidade é modulada por uma componente periódica de amplitude $\Delta v \approx 0.6 \text{ nm s}^{-1}$ e período a_0/v . Na transformada de Fourier (Fig. 2.5(c)), isto se mostra como um pico em 14.1 mHz.

2.4. Vidros em Movimento

Como citado nas seções anteriores uma quantidade obviamente importante a ser determinada é a curva de voltagem V em função da força aplicada F devida à uma corrente de transporte (curva IV). Como mostrado na Fig. 2.6, três regimes podem ser distinguidos através desta curva.

No regime de *creep*, para $F < F_c$, o sistema se move devido à ativação térmica, como o movimento é extremamente lento ele pode ser analisado em termos das propriedades do sistema estático. A curva IV resultante irá depender crucialmente se o sistema estático está em um estado vítreo (como o *Bragg glass*) quando $F \rightarrow 0$, ou um líquido para F pequena resultando em uma resistividade linear.

O segundo regime, próximo à transição de *depinning* ($F \approx F_c$), é conhecido como estado crítico. Uma questão particularmente importante é determinar quando o movimento plástico ocorre ao invés do movimento elástico. Perto do limiar de movimento em situações com desordem intensa o *depinning* ocorre através de “canais plásticos” entre as regiões aprisionadas. Este tipo de movimentação filamentar foi encontrado em simulações em duas dimensões em filmes finos com desordem forte [39], onde o *depinning* ocorre via canais filamentosos que se tornam cada vez mais densos.

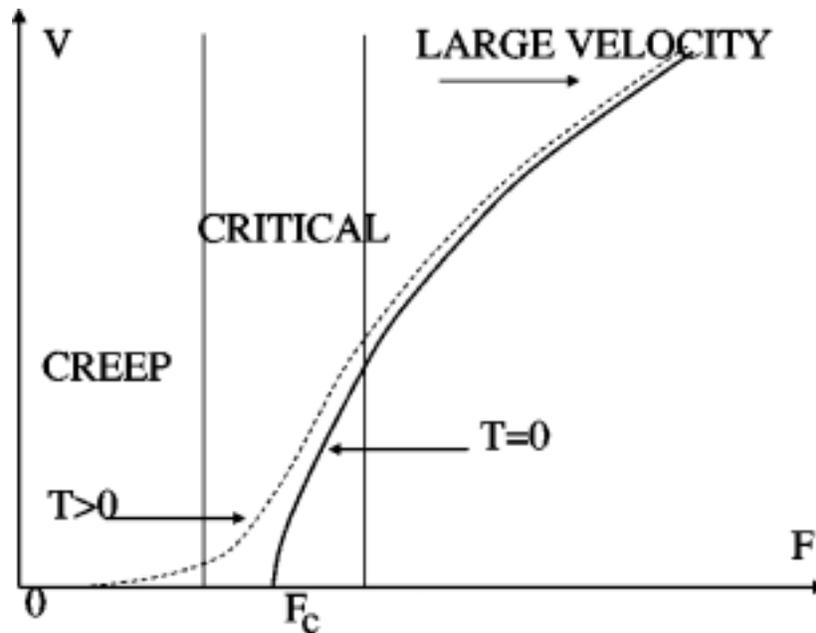


Figura 2.6: Curva de tensão em função da força aplicada

O terceiro regime se encontra acima do limiar de *depinning* ($F > F_c$). O fenômeno importante deste regime é o reordenamento dinâmico. De fato, foi observado inclusive experimentalmente [37], que para altas velocidades a rede de vórtices é mais ordenada translacionalmente do que para baixas velocidades. Intuitivamente a idéia é que para altas velocidades, a força de *pinning* em cada vórtice varia rapidamente e por isso a desordem deveria ter o seu efeito reduzido. Baseados nesta suposição Koshelev e Vinokur [2] estenderam a teoria de perturbações em $1/v$ para computar os deslocamentos dos vórtices u induzidos pela desordem na rede móvel. O efeito da desordem foi descrito por eles como equivalente ao aquecimento à uma temperatura efetiva $T' = T - T_{sh}$ com $T_{sh} \sim 1/v$. Assim foi argumentado que uma transição de fusão dinâmica ocorre abaixo da temperatura de *melting* T_m de um líquido móvel para um sólido móvel com o aumento da velocidade. Esses argumentos foram então estendidos para descrever o próprio sólido móvel, e foi argumentado que o efeito de *pinning* poderia também ser descrito por alguma temperatura efetiva de *shaking* $T_{sh} \sim 1/v$. Isto sugere que para temperatura baixa e acima de uma certa velocidade a rede móvel se torna um cristal perfeito. Como será discutido a seguir, o panorama de redes móveis emergindo destes argumentos qualitativos se mostra errôneo de diversas maneiras.

Um dos trabalhos mais relevantes nesse sentido foi o trabalho de Giamarchi e Le Doussal [1], utilizando diversas técnicas de grupos de renormalização. Eles encontraram que ao contrário do que o esperado [2] alguns modos da desordem não são afetados pelo movimento, mesmo a altas velocidades. Como resultado a rede em movimento não é um cristal perfeito mas sim um vidro em movimento (*moving glass*). Segundo eles o efeito mais importante na estrutura móvel é o papel crucial da periodicidade transversal ao movimento na determinação do comportamento dinâmico da rede de vórtices, o que leva a uma classe diferente de sistemas impulsionados. Os *moving glass* possuem as seguintes

propriedades genéricas: (i) decaimento da ordem translacional de longo alcance, (ii) as partículas fluem ao longo de canais estáticos, (iii) o padrão de canais é altamente correlacionado ao longo da direção transversa ao movimento através de modos de compressão elástica, (iv) existem barreiras ao movimento transverso.

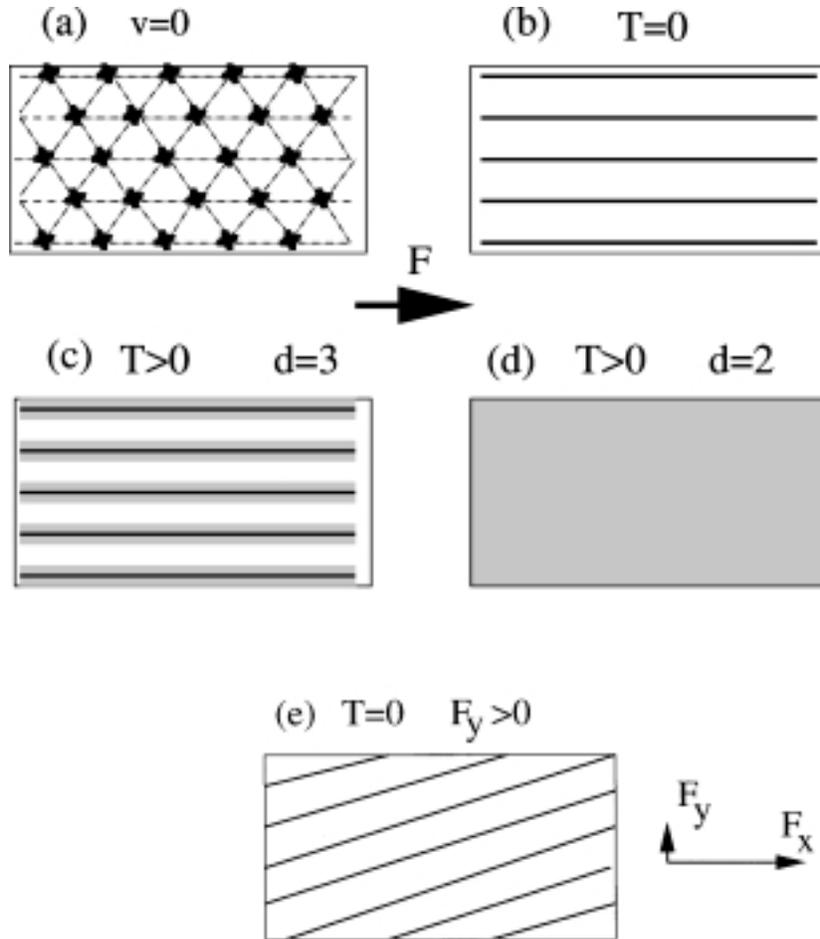


Figura 2.7: Trajetórias dos vórtices para um supercondutor sem desordem para diferentes valores de temperatura e dimensionalidade.

Além da questão das curvas IV existem muitas outras questões importantes a serem respondidas, a primeira é a questão do efeito do movimento nas correlações espaciais e em particular quando existe ordem translacional em um sistema móvel. Isto está relacionado com a questão do movimento plástico em contraposição ao movimento elástico. Devemos também investigar como o movimento afeta o diagrama de fases do caso estático. E em particular o que restam das propriedades vítreas dos sistemas quando em movimento (relaxação lenta, dependência da história, comportamentos não-lineares) devem ser analisadas.

Uma das propriedades mais marcantes das estruturas móveis descritas no trabalho de Giamarchi e Le Doussal [1] é que a força estática não-linear de *pinning* resulta no aprisionamento dos deslocamentos transversais em configurações estáticas preferenciais. Assim o movimento resultante pode ser descrito em termos de canais estáticos onde as

partículas seguem umas às outras como contas em uma corda. Estes canais são determinados pela desordem estática e não flutuam no tempo. Eles podem ser visualizados em simulações ou experimentos pela simples superposição de imagens em tempos diferentes. O que torna o problema radicalmente diferente comparado à sistemas convencionais que apresentam *pinning* é que a despeito da natureza estática desses canais há uma dissipação constante no estado estacionário. De fato a existência de canais demonstra de uma maneira transparente que o movimento de partículas diferentes é altamente correlacionado no espaço e no tempo, levando portanto à uma imagem radicalmente diferente do que a incorporada na “temperatura de *shaking*” baseada em movimento térmico incoerente [2].

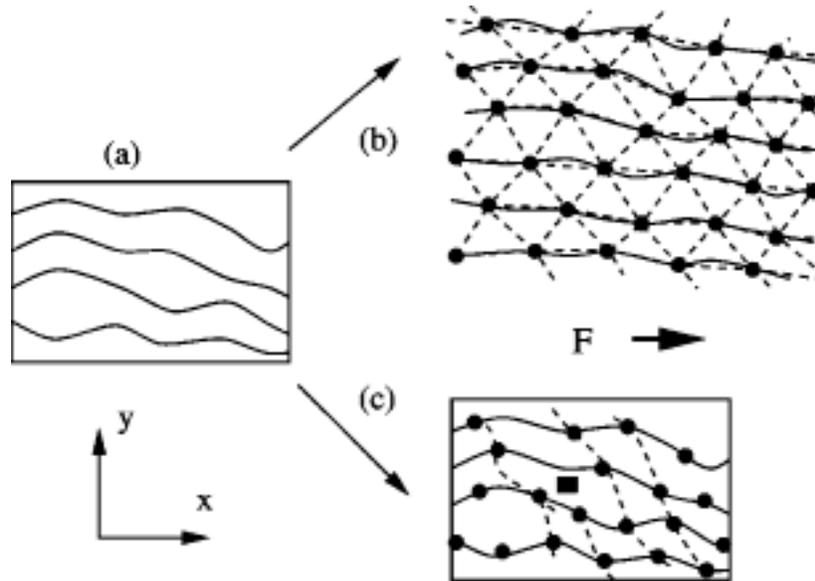


Figura 2.8: Trajetória dos vórtices para um supercondutor com desordem, (a) *moving glass*; (b) *moving Bragg glass*; (c) *moving transverse glass*.

Os canais são portanto os caminhos mais fáceis seguidos pelas partículas. E o “custo” para se deformar um canal é o aumento na dissipação. Desta maneira os canais são determinados por uma sutil competição entre energia elástica, desordem e dissipação. Como consequência estes canais são mais espessos. É muito ilustrativo comparar as trajetórias dos vórtices em um supercondutor com e sem desordem. O caso sem desordem pode ser visto na Fig. 2.7. Para $F = 0$ e $T = 0$ temos um cristal de vórtices, Fig. 2.7(a). Se aumentarmos a força aplicada a rede se moverá na mesma direção e as trajetórias dos vórtices serão linhas retas como mostra a Fig. 2.7(b). Se aumentarmos a temperatura, para três dimensões, os canais ainda se mantêm retos mas com uma largura finita devido à flutuação térmica das partículas, Fig. 2.7(c). Em duas dimensões como as flutuações térmicas são mais efetivas e os canais ficam completamente superpostos não podendo ser definidos, Fig.2.7(d). Se, para $T = 0$, além da força longitudinal (F_x) for adicionada uma pequena força transversal (F_y) resulta imediatamente em canais inclinados com ângulo F_y/F_x , Fig. 2.7(e). Por outro lado, quando existe desordem, os vórtices se movem em canais rugosos acoplados elasticamente na direção transversal, correspondendo à um *moving glass*, como mostra a Fig.2.8(a). Dependendo da dimensão, da velocidade e da

Tendo estabelecido a existência do *moving Bragg glass* em três dimensões e do *moving transverse glass* em duas e três dimensões, resta agora analisar em qual região do diagrama de fases estas fases são esperadas. A seguir serão discutidos os diagramas de fases propostos por Giamarchi e Le Doussal em duas e três dimensões.

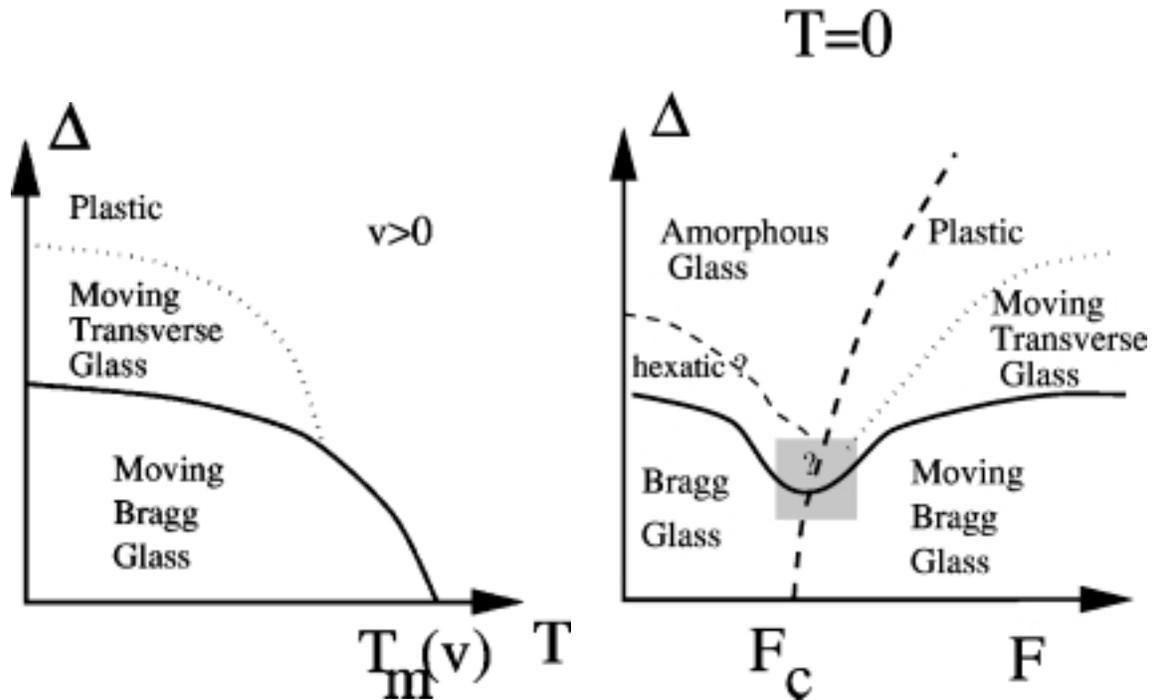


Figura 2.10: Planos referentes ao digrama de fase da Fig. 2.9.

Discutindo primeiro o caso em três dimensões, é apresentado na Fig. 2.9 um diagrama de fases esquemático esperado como função da temperatura, desordem (Δ) e da força aplicada. Para força externa nula recuperamos o diagrama de fases estático. Há uma transição com desordem finita de *Bragg glass* para um vidro amorfo (*Vortex glass*) onde as deslocções proliferam. Ao aplicar uma força a fase *Bragg glass* se torna a *moving Bragg glass* no regime de baixa velocidade (regime de *creep*) e se estende continuamente para altas velocidades. Para desordem fraca o suficiente a continuidade entre as duas fases sugere que o *depinning* deveria ser elástico sem uma região plástica intermediária. Aumentando a temperatura a *moving Bragg glass* se funde em um líquido de vórtices, provavelmente através de uma transição de fusão dinâmica de primeira ordem. O plano $T = 0$ contém uma região aprisionada para $F < F_c$ e é natural esperar que a *Bragg glass* ainda exista até a transição de *depinning*. Para desordem alta surgem deslocções e a *Bragg glass* é substituída pelo *Vortex glass*, com defeitos topológicos. Assim o *depinning* desse vidro amorfo deveria ser via um movimento plástico filamentar altamente desordenado. Aumentando a força e conseqüentemente a velocidade, o sistema deve reverter para a *moving Bragg glass*.

Estes comportamentos também estão representados ao longo de cada plano na Fig. 2.10. Nestas figuras foram também indicadas fases intermediárias como a *moving transverse glass*. O maior desafio está em determinar forma exata dos vários contornos e em particular na região quadrada das Fig. 2.9 e 2.10(direita). Uma das características

mais fortes que emergem destes diagramas de fases é o fato da *Bragg glass* sobreviver ao movimento se transformando em *moving Bragg glass*. Por outro lado fases mais desordenadas como o *vortex glass* são destruídas para força finita (e temperatura finita).

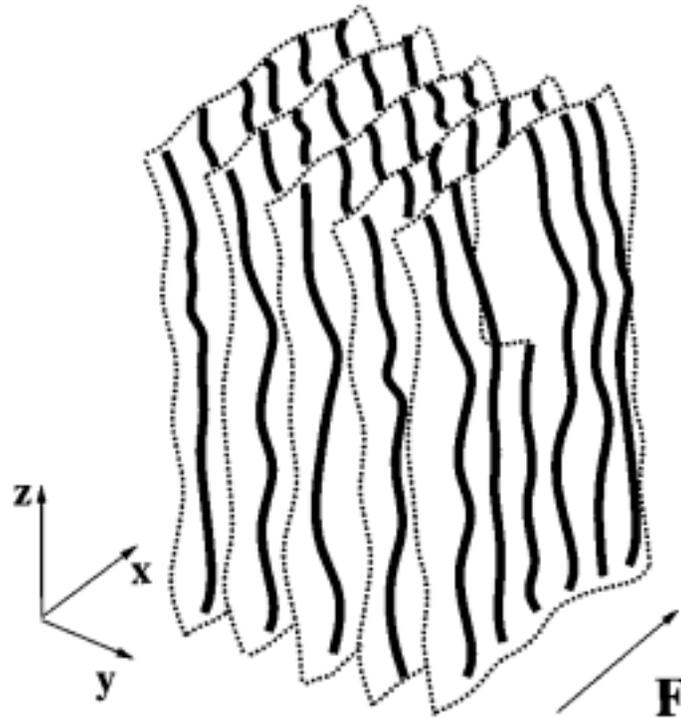


Figura 2.11: Esquema ilustrando o regime *moving smectic* em três dimensões.

Para duas dimensões o diagrama de fases estático não é bem definido. Um argumento razoável é que não há fase ordenada topologicamente embora isto esteja longe de estar firmemente estabelecido. A maioria das transições então se reduzem à simples *crossovers* (cruzamentos). Para $F = 0$ e desordem finita é esperada a presença de deslocamentos. A fase resultante deveria então estar continuamente conectada ao líquido, embora ela possa reter ordem translacional de curto alcance. Para $T = 0$ há uma fase aprisionada até que se atinja F_c , que deve se soltar através de um movimento plástico. Para forças maiores os efeitos da desordem se tornam menores e o sistema reverte para um estado de *moving glass*. Devido à presença de deslocamentos induzidas por desordem, este estado é um *moving transverse glass*.

Uma investigação similar à feita por Giamarchi e Le Doussal foi realizada por Balents, Marchetti e Radzihovski [24]. Consideráveis elementos do trabalho de Giamarchi e Le Doussal foram mantidos em seus cálculos. A força crítica transversal também é finita em seu modelo, e conduz à um movimento do tipo vítreo em canais para temperaturas muito baixas. Existem, no entanto, muitas diferenças importantes no seu trabalho. Eles argumentam que a fase móvel mais estável é a *moving smectic*, com ordem de quase longo alcance na direção transversal e de curto alcance na direção longitudinal,

ao invés da *moving Bragg glass*, e que os deslocamentos transversais da rede em movimento são muito menos vítreos que no equilíbrio.

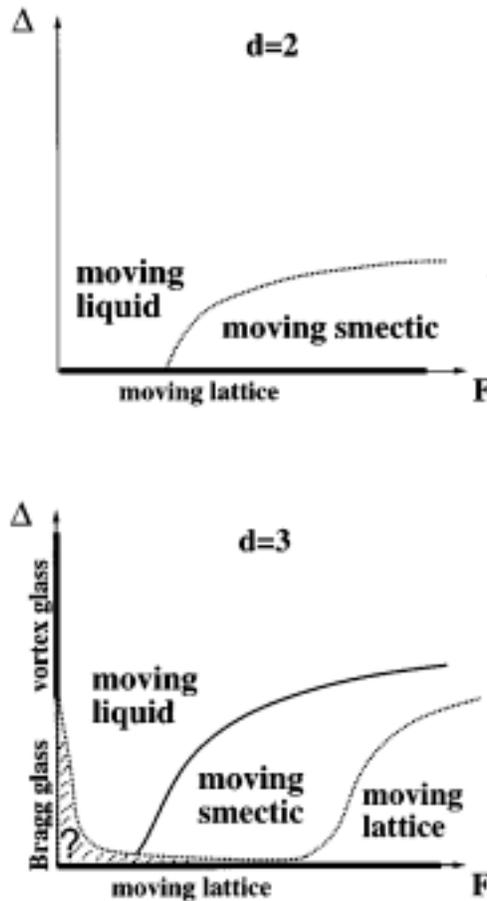


Figura 2.12: Diagramas de fases dinâmicos para desordem em função da força aplicada propostos por Balents *et al.* [24].

Na Fig. 2.11 é mostrado esquematicamente o *moving smectic* para linhas de vórtice em três dimensões. Do ponto de vista estrutural esta fase é totalmente equivalente ao *moving transverse glass* predito por Giamarchi e Le Doussal, em princípio foi dado um nome diferente devido a algumas diferenças aparentes. Em seu modelo as equações hidrodinâmicas que descrevem o *moving smectic* têm como variável a densidade ao invés dos deslocamentos transversais. Isto dá lugar a um modo de permeabilidade que permite aos vórtices saltar transversalmente entre os canais estáticos espontaneamente, como pode ser visto na Fig. 2.11. Estes saltos não aparecem na descrição de Giamarchi e Le Doussal, onde as únicas variáveis são os deslocamentos na direção transversal ao movimento. O estado de *moving smectic* consiste então em folhas do tipo líquido de linhas de fluxo em planos paralelos à direção de movimento. Estas folhas são separadas periodicamente na direção perpendicular à força externa. Dentro de cada folha, no entanto, não existe ordem posicional das linhas de vórtice e as correlações são do tipo líquido.

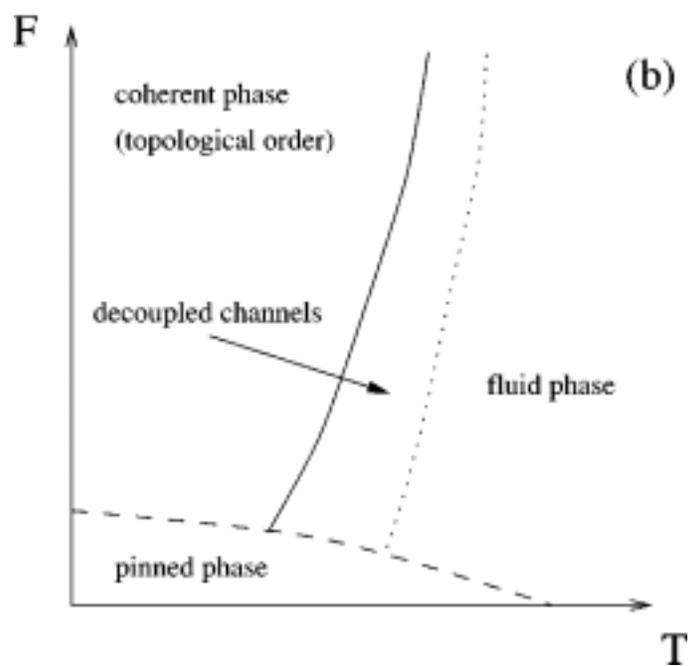
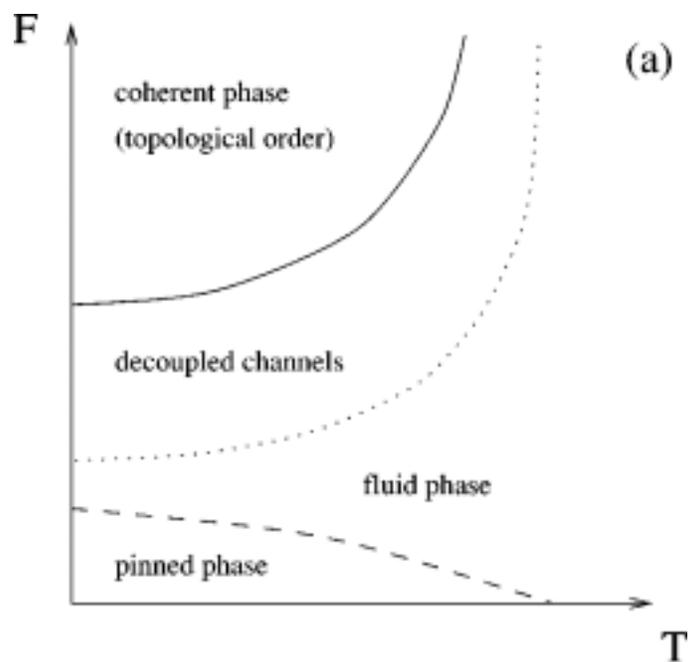


Figura 2.13: Diagramas de fases dinâmicos para (a) desordem forte e (b) desordem fraca, propostos por Scheidl e Vinokur [25].

Os diagramas de fases dinâmicos de desordem em função da força aplicada propostos por Balents *et al.* se encontram na Fig. 2.12. Eles consideraram apenas o caso para $T > 0$. Do lado esquerdo se encontra o diagrama de fases para o caso bidimensional. Para correntes baixas e desordem não-nula ou para desordem alta e qualquer valor de corrente os vórtices se comportam como um líquido em movimento. A única fase

ordenada possível neste caso é a *moving smectic*, que ocorre para altas velocidades e desordem débil e apresenta algum grau de ordem na direção perpendicular à velocidade. Para o caso em três dimensões (lado direito) e $F = 0$ é recuperado o diagrama de fases estático com o *Bragg glass* para desordem baixa e *vortex glass* para desordem intensa. Aqui novamente o sistema passa de um líquido em movimento para um *moving smectic* com o aumento da força e para desordem fraca. A estabilidade da rede móvel em três dimensões permite uma transição de fase dinâmica de *moving smectic* (para velocidades intermediárias) para uma *moving lattice* (rede móvel a altas velocidades).

Outro trabalho analisando a dinâmica de vórtices em grande escala sob a ação de um potencial desordenado, foi desenvolvido por Scheidl e Vinokur [25]. Usando um procedimento perturbativo do tipo *coarse-graining* para a dinâmica do sistema periódico, eles apresentam uma derivação explícita dos termos de não-equilíbrio para uma equação de movimento efetiva. A Fig. 2.13 resume a sua visão do diagrama de fases dinâmico para dois casos: (a) desordem forte e (b) desordem fraca.

Para desordem forte (Fig. 2.13(a)), começando pelas forças mais altas é esperado um movimento coerente da fase topologicamente ordenada. Diminuindo a força, as flutuações dos vínculos entre os vórtices vizinhos causam uma produção massiva de defeitos topológicos na transição do movimento coerente para o incoerente marcado pela linha sólida. Esta linha corresponde à transição de congelamento da Ref. [2]. A questão à respeito da natureza da fase que se move plasticamente (*decoupled channels*) ainda se mantém neste trabalho. Sua análise sugere que existe uma tendência à formação de canais, mas eles não puderam concluir se esses canais se mantêm estáveis sobre um consecutivo decréscimo da força aplicada, e portanto se a fusão dinâmica descreve a transição de um quase-cristal móvel para um *moving smectic* ou se passa diretamente para a fase líquida (*fluid phase*). A possível transição entre as fases *smectic* e líquida é denotada pela linha pontilhada. A faixa abaixo da corrente crítica, delimitada pela linha tracejada, corresponde ao estado aprisionado (*pinned phase*) onde o sistema se move via saltos termicamente ativados entre estados metaestáveis (regime de *creep*).

Para desordem fraca (Fig. 2.13(b)), uma transição dinâmica de uma fase aprisionada coerentemente para uma fase móvel coerente é possível sem passar através do regime plástico, como ocorre para desordem forte. O movimento plástico ocorre somente para uma temperatura suficientemente alta e para velocidade baixas o bastante. Como a anisotropia do sistema decresce quando a velocidade é reduzida, o alcance do regime *smectic* também diminui nesta direção. De fato, ainda se mantém uma questão fundamental de até que ponto o regime de *creep* pode ser considerado como coerente no sentido de que a ordem topológica persiste até grandes escalas de comprimento. Em princípio, é possível que apenas para velocidade nula a coerência da rede seja restaurada.

A diferença principal entre o trabalho de Balents, Marchetti e Radzihovsky [24] e o trabalho de Scheidl e Vinokur é que neste último prevalece a idéia da fusão dinâmica da rede de vórtices, de um regime de fluxo elástico (já não mais um cristal) para um de fluxo plástico. Neste sentido este resultado é consistente com o trabalho de Giamarchi e Le Doussal [1].

Mesmo tendo sido obtido um grande avanço no entendimento da dinâmica coletiva da rede de vórtices, ainda não existe um consenso sobre a natureza das fases dinâmicas e suas transições. Isto pode ser visto em se comparando os diferentes diagramas de fases dinâmicos discutidos nesta seção. Para que seja feita uma interpretação

destes resultados e sua relação com os experimentos é necessário compreendermos muitas outras questões como efeitos de metaestabilidade e história, efeitos de nucleação, efeitos da geometria (superfície), etc. E são exatamente os efeitos de superfície que representam o foco principal deste trabalho, e os avanços neste sentido são analisados na próxima seção.

2.5. Influência da Barreira Geométrica

Até alguns anos atrás o fenômeno das redes móveis de vórtices vinha sendo estudado sob a suposição de uma amostra infinita, isto é, não eram levados em conta os efeitos geométricos ou de superfície. Como já é bem sabido, os efeitos de superfície podem desempenhar um papel importante e até mesmo dominante sobre as propriedades irreversíveis do material supercondutor.

Há alguns anos Carneiro [40] analisou as configurações de equilíbrio das linhas de vórtice e as correntes críticas em filmes finos incluindo a interação dos vórtices com a superfície. Ele minimizou numericamente uma expressão para a energia de um sistema de linhas retas de vórtice, paralelas às superfícies de um filme com espessura menor ou igual ao comprimento de penetração λ , através da técnica de *simulated annealing*. As configurações de equilíbrio obtidas por este método consistem de cadeias de vórtices. Ele observou que ao aumentar a corrente de transporte com campo constante até a corrente crítica, ocorrem dois comportamentos distintos, dependendo do valor do campo. No primeiro o número de cadeias de vórtices se mantém o mesmo. O efeito da corrente está em empurrar as cadeias em direção à superfície do filme e aumentar um pouco o número de vórtices dentro das cadeias. Próximo da corrente crítica este efeito não é uniforme. No segundo caso conforme a corrente cresce além de um certo valor, menor do que a corrente crítica, ocorre uma transição para uma configuração com uma cadeia adicional. Isto é similar à transição que ocorre quando o campo é aumentado sem a presença da corrente de transporte.

Um outro trabalho desenvolvido por Brandt [41] analisou a eletrodinâmica de supercondutores com forma arbitrária, utilizando uma aproximação no contínuo onde o espaçamento entre as linhas de fluxo e o comprimento de penetração são menores do que todos os outros comprimentos relevantes. Esta aproximação foi então aplicada para um supercondutor exposto à um campo magnético dependente do tempo para obter a penetração e a saída dos vórtices em fitas supercondutoras de seção transversal retangular. Seus resultados na ausência de impurezas são mostrados na Fig. 2.14. No interior do supercondutor as linhas de campo magnético devem ser interpretadas como vórtices, que entram e saem da fita e rapidamente saltam através das regiões livres de linhas de campo. Pode ser visto que o fluxo magnético penetra nos cantos retangulares na forma de linhas de fluxo aproximadamente retas, inclinadas em um ângulo de 45° . Quando as linhas de fluxo se encontram o equador para $B_a = 0.4B_{c1}$, o fluxo salta para o centro e se acomoda na forma de linhas de fluxo quase retas e equidistantes, o que significa uma densidade de corrente quase nula no volume. Durante o ciclo inteiro a corrente flui principalmente próximo das bordas do material. Com o decréscimo de $B_a(t)$ o fluxo sai com atraso mas já deixou completamente o interior em $B_a = 0$, isto é, não

existe fluxo estático remanescente. Com o consecutivo decréscimo de B_a o padrão se repete exatamente mas com J e B de sinais opostos.

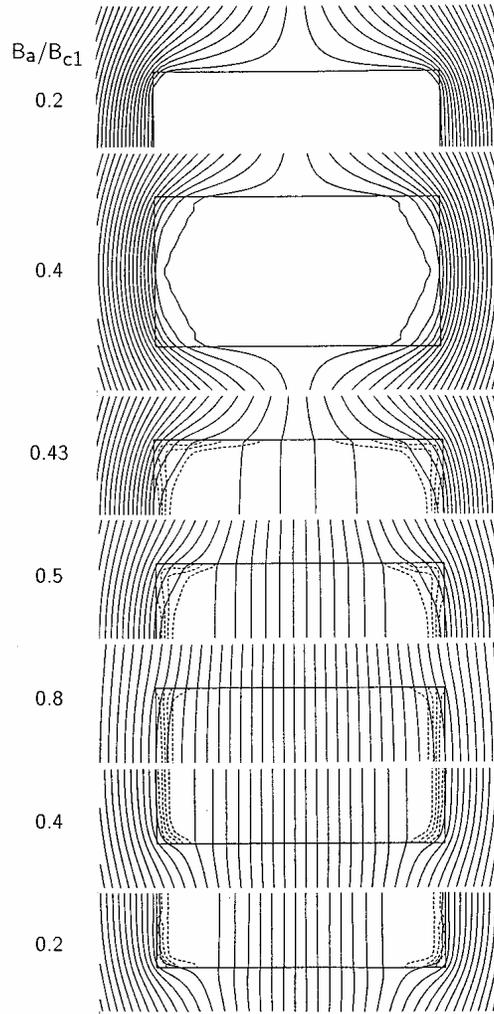


Figura 2.14: Estrutura das linhas de campo no interior de uma amostra finita, obtida por Brandt [41].

Mais recentemente Silva *et al.* [42] estudaram o comportamento dos vórtices em uma fita (*strip*) supercondutora com uma distribuição periódica de centros de *pinning*, onde foi incluída a barreira geométrica. Eles simularam medidas da velocidade do centro de massa (V_{CM}) promediada no tempo variando a corrente de transporte laminar (J_l) e encontraram que a forte não-homogeneidade da corrente leva a diferentes comportamentos dinâmicos em regiões distintas da fita. Na Fig. 2.15 pode ser vista a dependência de V_{CM} com a corrente para forças de *pinning* crescentes. Observaram que existe uma corrente crítica finita mesmo para *pinning* nulo, pois a barreira geométrica aprisiona a rede de vórtices na direção do seu movimento. Para outros valores de *pinning*, dois regimes podem ser identificados: para correntes baixas os vórtices intersticiais estão soltos e começam a se mover; para corrente mais intensa toda a rede está em movimento. Como mostrado pela função de correlação densidade-densidade da posição dos vórtices (painéis na Fig. 2.15), nenhum ordenamento ocorre no intervalo de correntes estudado.

Isto ocorre devido a que o ordenamento da rede é contaminado pela natureza aleatória da penetração das linhas de fluxo através da barreira da superfície. No entanto eles observaram ordem temporal de longo alcance.

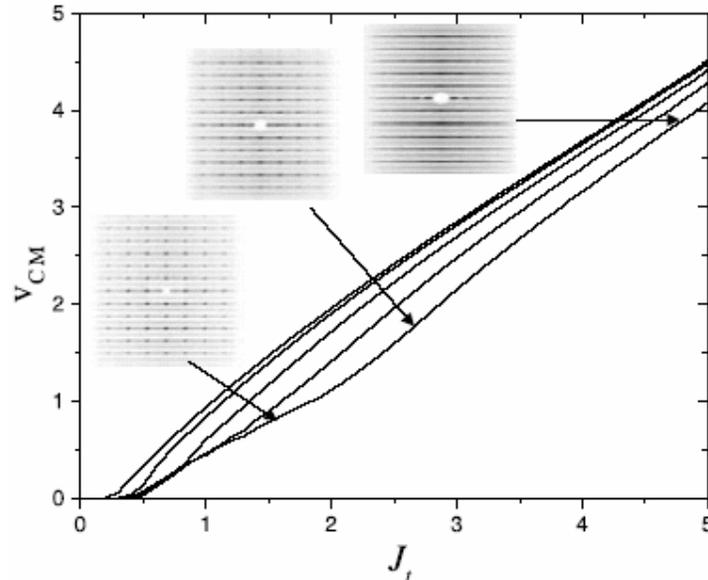


Figura 2.15: Curvas de velocidade (voltage) em função da corrente aplicada para diversos valores de intensidade do *pinning*, obtidas por Silva *et al.* [42].

Do ponto de vista experimental poucos trabalhos foram apresentados com estudos dos efeitos da superfície sobre a dinâmica de vórtices. Um dos mais recentes, desenvolvido por Xiao *et al.* [43], conseguiram obter pela primeira vez curvas de voltage em função da corrente individualmente para as correntes de borda (*edge*) e de volume (*bulk*). Abaixo da região do efeito pico (um pico na corrente crítica logo abaixo da temperatura crítica) eles encontraram que a entrada e saída de vórtices nas bordas é governada por ativação térmica através de uma barreira de superfície dependente da corrente, ao passo que o movimento dos vórtices no volume é não-ativado. Seus resultados mostram que as não-linearidades observadas nas curvas *IV* são devidas à contribuição da superfície enquanto que as curvas *IV* de volume são lineares. Estes experimentos demonstram que as bordas têm um efeito profundo sobre o comportamento dinâmico do sistema de vórtices.

Seus experimentos foram realizados no supercondutor 2H-NbSe₂, a barreira da superfície foi determinada após a separação das contribuições de borda e de volume para a corrente. O procedimento de separação envolve o corte da amostra para reduzir a sua largura e a comparação das curvas *IV* antes e depois do corte. Os resultados são analisados com a separação da corrente total $I = I_s + I_b$ em uma contribuição de volume distribuída uniformemente I_b e uma contribuição não-uniforme da barreira da superfície I_s . Este modelo é aplicável quando a largura da amostra após o corte ainda se mantém muito maior do que a extensão característica das correntes de borda. Segue então que a velocidade dos vórtices e portanto a resposta da voltage para uns dados campo e temperatura é unicamente determinada pela soma das duas contribuições da corrente. Resultados para $T = 4.25$ K e $B = 1$ T são mostrados nas Figs. 2.16(a) e (b) para a amostra

inicial ($w_0 = 1.72$ mm) e após o corte ($w_2 = 0.471$ mm), respectivamente. Eles notaram que a contribuição relativa da superfície é maior na amostra mais fina Fig. 2.16(b) do que na mais larga Fig. 2.16(a), de acordo com a suposição de que I_s não é modificada, ao passo que I_b é proporcional à largura da amostra. Além disso, a contribuição relativa da borda à corrente de transporte total diminui com o aumento do nível de dissipação indicando que a voltagem cresce muito mais rápido com o aumento de I_s do que com I_b . Observaram também que as curvas IV medidas para ambos os casos inicial e após o corte são não-lineares para níveis baixos de dissipação. Interpretações anteriores das não-linearidades nas curvas IV em 2H-NbSe₂ foram normalmente baseadas na suposição de um fenômeno de volume. No entanto das Figs. 2.16(a) e (b), seus dados mostram que as não-linearidades são devidas à contribuição da superfície pois as curvas IV de volume são notavelmente lineares. Na Fig. 2.16(c) estão graficadas as curvas $I_s V$ de borda para $B = 1$ T para diversas temperaturas. Os dados são melhor ajustados com uma dependência logarítmica da corrente com a barreira da superfície, como mostrado pelas linhas retas obtidas na escala “log-log”.

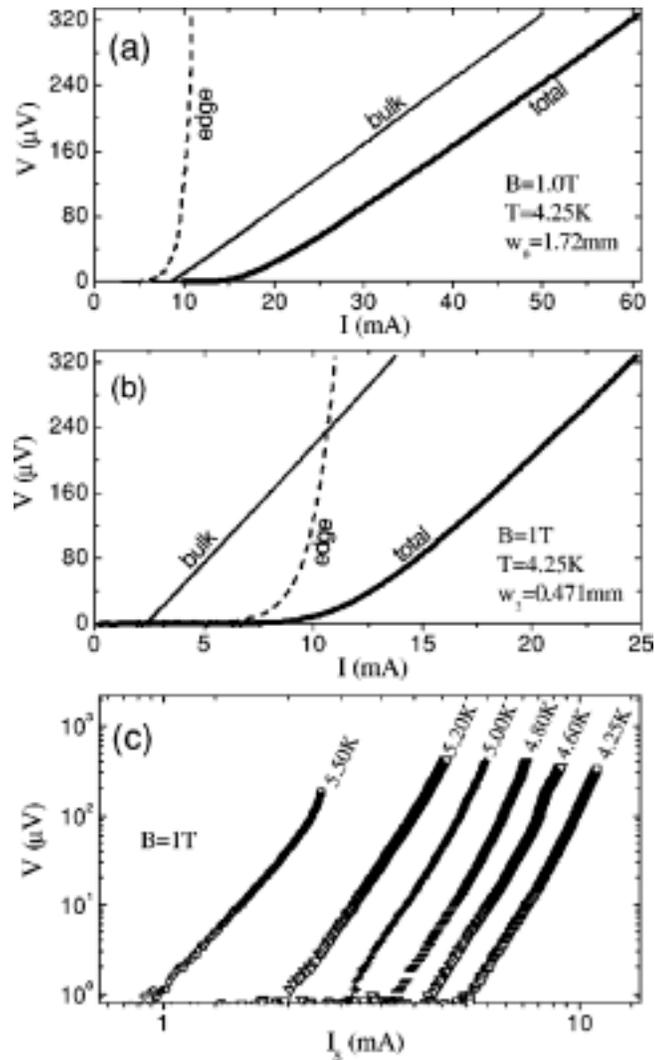


Figura 2.16: Curvas de corrente-voltagem obtidas por Xiao *et al.* [43] (ver detalhes no texto).

Como foi mostrado nesta seção, os trabalhos direcionados a analisar os efeitos da barreira geométrica, tanto teóricos quanto experimentais, se focaram principalmente na estrutura estática da rede de vórtices e na determinação da corrente crítica. Assim, até o momento, a estrutura microscópica da rede de vórtices em movimento na presença da superfície ainda permanece desconhecida. Os resultados dessa dissertação são portanto os primeiros a apresentar uma análise desta estrutura em um sistema com geometria finita na direção transversal ao movimento. Os motivos da escolha dessa geometria em particular serão discutidos no capítulo seguinte, quando são apresentados os modelos utilizados neste trabalho.

Capítulo 3

3. Dinâmica de Vórtices com Geometria Finita

Neste capítulo apresentamos a metodologia e os resultados obtidos neste trabalho de pesquisa. Este trabalho representa senão o primeiro, um dos primeiros resultados de simulação numérica a analisar a estrutura dinâmica de vórtices em função da presença de uma superfície na direção transversal ao movimento. Conforme discutimos neste capítulo os efeitos de tal superfície modificam drasticamente o comportamento dinâmico das linhas de fluxo, principalmente no regime de altas velocidades. Observamos também que a influência da barreira geométrica aumenta com a redução do tamanho da amostra.

Os cálculos foram efetuados em duas dimensões assumindo que para filmes finos o suficiente o vórtices se apresentam como estruturas rígidas com um comportamento praticamente bidimensional. Estes resultados podem ser estendidos para os planos de CuO_2 de um supercondutor laminar fortemente anisotrópico, na forma de uma pilha de finas camadas supercondutoras contendo “vórtices panqueca” (*pancake vortices*) bidimensionais

Dedicamos a seção 3.1 à explicação dos modelos utilizados nos cálculos. As equações de movimento incluindo os potenciais de interação para cada modelo são apresentadas na seção 3.2. Em seguida na seção 3.3 descrevemos a metodologia utilizada na obtenção dos resultados. E por fim na seção 3.4 apresentamos e discutimos os resultados obtidos no trabalho de pesquisa desta dissertação.

3.1. Modelos

Nesta dissertação foram trabalhados dois modelos diferentes sendo que um deles, o que não inclui a interação com a superfície, foi calculado para fins de comparação e assim verificar os efeitos mais relevantes. O segundo modelo, que inclui a interação com a superfície, representa o objetivo de estudo desta pesquisa. O primeiro será chamado de infinito, justamente por não possuir bordas, e o segundo de finito, por possuir geometria finita e uma das direções.

O modelo infinito consiste de um filme fino supercondutor do tipo II, com impurezas distribuídas aleatoriamente no seu interior. Na presença de um campo magnético externo \mathbf{B} aplicado na direção de \mathbf{z} e de uma corrente de transporte \mathbf{J} aplicada na direção \mathbf{x} , como mostra a Fig. 3.1.

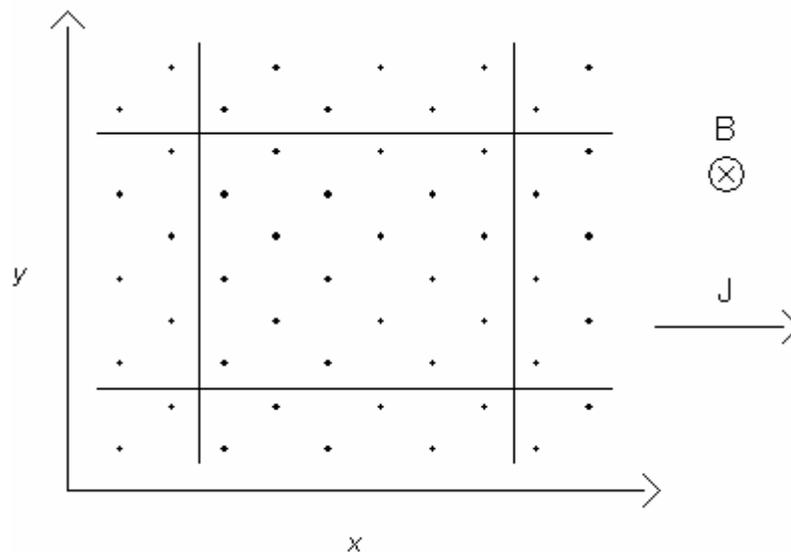


Figura 3.1: Modelo utilizado para simular uma amostra com geometria infinita.

Como nesse modelo não existem bordas, a caixa de simulação (retângulo central da figura) é repetida inúmeras vezes e todas as direções. Este procedimento consiste de condições de contorno periódicas, assim se um vórtice sai da caixa de simulação por um lado, ele entra novamente pelo lado oposto.

No modelo finito consideramos uma lâmina supercondutora, também com impurezas distribuídas aleatoriamente no seu interior. A lâmina é finita na direção \mathbf{x} , e infinita na direção \mathbf{y} . Sob a ação de um campo magnético externo \mathbf{B} penetrando na direção \mathbf{z} e uma corrente de transporte \mathbf{J} na direção \mathbf{x} , conforme a Fig. 3.2.

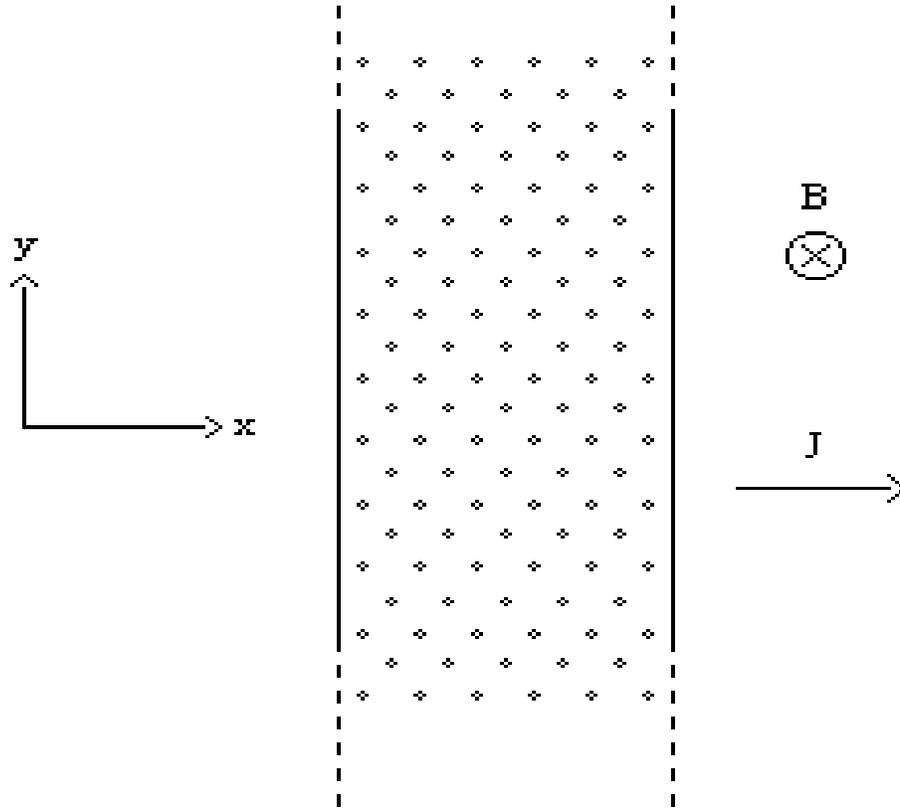


Figura 3.2: Modelo utilizado para simular uma amostra com geometria finita na direção x .

Neste modelo utilizamos condições de contorno periódicas somente na direção y , sendo que na direção x os vórtices são confinados ao interior da amostra devido à interação com a superfície.

3.2. Equações de Movimento

Como foi dito, nesta dissertação foram resolvidos basicamente dois sistemas de vórtices, um infinito e outro finito. Como estes sistemas apresentam diferenças marcantes na sua concepção, para simulá-los são necessárias duas equações de movimento distintas mas ambas com a forma geral apresentada pela equação 1.43. Sendo assim o que as diferencia são os potenciais de interação inclusos.

Para o caso infinito a equação pode ser escrita como [9]:

$$\eta \frac{d\mathbf{r}_i}{dt} = -\sum_{j \neq i} \nabla_i U_v(r_{ij}) - \sum_p \nabla_i U_p(r_{ip}) + \mathbf{F} \quad (3.1)$$

onde $r_{ij} = |\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|$ é a distância entre os vórtices i e j , $r_{ip} = |\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_p|$ é a distância entre o vórtice i e o centro de aprisionamento em \mathbf{r}_p , o coeficiente de atrito de Bardeen-Stephen é dado por:

$$\eta \approx \frac{\Phi_0 H c^2}{\rho_n c^2} \quad (3.2)$$

e a força \mathbf{F} devida a uma corrente aplicada \mathbf{J} é dada por:

$$\mathbf{F} = \frac{\Phi_0}{c} \mathbf{J} \times \hat{\mathbf{z}} \quad (3.3)$$

Um supercondutor estritamente bidimensional se realiza em filmes delgados de espessura $d \ll \lambda$. Tais filmes possuem um comprimento de penetração efetivo $\Lambda = 2\lambda^2/d$ ($\Lambda \approx 200\mu\text{m}$ em [6]). Neste caso a interação entre vórtices é:

$$U_v(r) = -C_v \ln\left(\frac{r}{\Lambda}\right) \quad (3.4)$$

onde $C_v = \Phi_0^2/8\pi\Lambda$. Para força de *pinning* devida à desordem puntual descorrelacionada consideramos uma distribuição randômica de centros de aprisionamento atrativos com potencial de interação:

$$U_p(r) = -C_p e^{-(r/a_p)^2} \quad (3.5)$$

onde C_p é proporcional a C_v e o alcance da interação (*pinning range*) é dado por a_p , que é da ordem do comprimento de coerência ξ .

Agora para o caso finito escrevemos a equação como:

$$\eta \frac{d\mathbf{r}_i}{dt} = -\sum_{j \neq i} \nabla_i U_{vv}(r_{ij}) - \sum_p \nabla_i U_p(r_{ip}) + \nabla_i U_H(r_i) + \nabla_i U_S(r_i) + \mathbf{F} \quad (3.6)$$

onde $U_p(r_{ip})$ é dado pela equação 3.5 e \mathbf{F} é dada pela equação 3.3, os outros potenciais incluem os efeitos da superfície e foram obtidos por G. Carneiro [40]. O potencial de interação entre vórtices e com as imagens (excluindo as auto-imagens), já separado em componentes, é agora dado por:

$$U_{vv}(r) = C_v \ln \left[\frac{\cosh \pi(y_i - y_j)/L_x - \cos \pi(x_i + x_j)/L_x}{\cosh \pi(y_i - y_j)/L_x - \cos \pi(x_i - x_j)/L_x} \right] \quad (3.7)$$

onde L_x é a largura da amostra. O potencial de interação com as correntes superficiais (barreira da superfície) é:

$$U_H(r) = C_v H \left[\frac{\cosh(x - L_x/2)/\lambda}{\cosh L_x/2\lambda} - 1 \right] \quad (3.8)$$

onde H é o campo externo dado em unidades de H_{c1} .

E a auto-energia do vórtice somada ao potencial de interação com as suas próprias imagens é dado por:

$$U_s(r) = C_v \ln \left[\frac{4 \operatorname{sen}^2(\pi x / L_x) + (\pi \xi / L_x)^2}{(\pi \xi / L_x)^2} \right] \quad (3.9)$$

3.3. Metodologia

Simulamos a dinâmica de vórtices em filmes supercondutores analisando os diferentes regimes pelos quais a rede de linhas de fluxo se submete com a variação da intensidade da corrente aplicada e à temperatura nula. Utilizamos a equação 3.6 para o sistema finito e a equação 3.1 para o infinito. As escalas de comprimento são normalizadas por λ , as escalas de energia por $C_v = \Phi_0^2/4\pi^2\Lambda$, e o tempo é normalizado por $\tau = \eta\lambda^2/C_v$. Consideramos uma força de *pinning* de $C_p/C_v = 0.2$ e uma caixa de simulação de tamanho variável $L_x \times L_y$ com a razão $L_x/L_y = \sqrt{3}/2$.

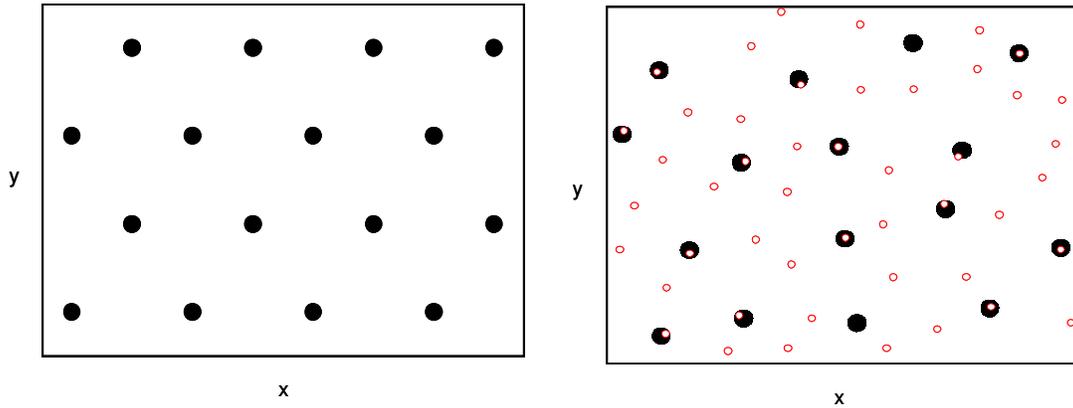


Figura 3.3: Ilustração da rede triangular de Abrikosov (esquerda) e da rede relaxada em função do substrato de impurezas (direita).

O sistema consiste de $N_v = 16$ vórtices (utilizamos um número limitado de vórtices devido ao fato da escala do sistema ser da ordem do comprimento de penetração λ) com uma densidade que varia de $n_v = 16$ à $n_v = 64$, a densidade de *pinning*s é constante e igual a $n_p = 96$. No caso do sistema infinito são utilizadas condições de contorno periódicas nas duas dimensões e a interação de longo alcance periódica é obtida através de uma soma exata de rápida convergência [39]. No caso finito as condições de contorno

periódicas são aplicadas apenas na direção y , com periodicidade L_y , e na direção x incluímos a barreira da superfície.

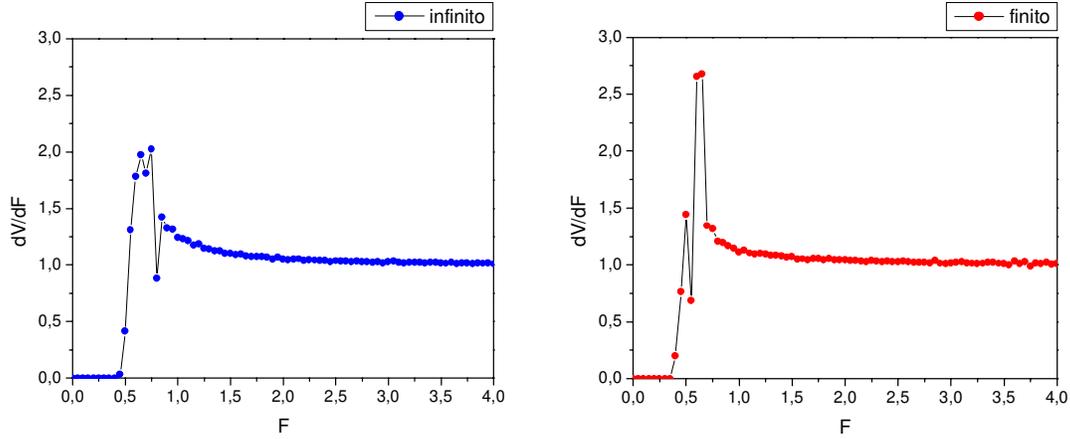


Figura 3.4: Curvas de resistência diferencial para os dois sistemas, infinito e finito.

Integramos as equações diferenciais utilizando um intervalo de tempo $\Delta t = 0.01\tau$. Iniciamos a simulação com uma rede de Abrikosov perfeita (Fig. 3.3(esquerda)) aumentando a força da corrente de $F = 0.0$ para $F = 4.0$ em intervalos de $\Delta F = 0.05$, e as médias são obtidas em 20000 passos de integração após realizar 3000 iterações para fins de equilíbrio do sistema. A rede relaxada para $F = 0.0$ pode ser vista na Fig. 3.3(direita), onde as impurezas são representadas pelos círculos abertos.

3.4. Resultados e Discussão

Os resultados apresentados a seguir consistem da comparação entre os sistemas finito e infinito, descritos pelos dois modelos citados na seção 3.1, por esse motivo os resultados são apresentados aos pares permitindo uma melhor análise comparativa dos mesmos.

O primeiro resultado a ser apresentado consiste de curvas de resistência diferencial obtidas a partir da derivada da velocidade média dos vórtices em função da força devida à corrente aplicada (Fig. 3.4). A velocidade média é obtida pela variação da posição dos vórtices na direção y em função do tempo:

$$V = \langle V_y(t) \rangle = \left\langle \frac{1}{N_v} \sum_i \frac{dy_i}{dt} \right\rangle \quad (3.10)$$

Essa velocidade está relacionada à voltagem que surge com o movimento dos vórtices pela expressão $V = E/\rho_f J_0$ (onde ρ_f é a resistividade de flux flow e $J_0 = cC_v/d\xi\Phi_0$). Assim dV/dF é proporcional à resistência diferencial $dV/dF = \rho_f^{-1} dE/dF$. Observando

então a Fig. 3.4 vemos que para as forças mais baixas os vórtices estão todos presos às impurezas, a velocidade média é nula e consequentemente a resistência diferencial também. Quando a força é acrescida até um determinado valor onde alguns vórtices começam a se soltar e iniciam um movimento bem tortuoso invariavelmente passando de um centro de *pinning* para outro, detecta-se um acréscimo na resistência diferencial. Ao valor de força no qual se inicia esse movimento damos o nome de força crítica F_c . Se observarmos com cuidado vemos que a força crítica é ligeiramente menor para o caso finito (na presença da superfície), este efeito ocorre devido ao fato da superfície concentrar os vórtices mais ao centro da amostra reduzindo o número de impurezas que interagem efetivamente com a rede de vórtices e por consequência reduzindo também a corrente crítica. Nesta situação a diferença entre os dois casos é pequena mas talvez reduzindo o tamanho do filme poderíamos esperar uma diferença maior entre os dois. Com o aumento da força ocorre um pico na resistência diferencial, que em outras simulações foi interpretado que coincidia com o número máximo de deslocações [8], e no experimento de Hellerqvist *et al.* foi associado a uma transição de fase dinâmica. O pico na resistência diferencial é mais intenso no sistema finito do que no infinito, ao que atribuímos o fato de que os vórtices se soltam de uma maneira mais abrupta na presença da superfície, isto é, mais vórtices se soltam ao mesmo tempo do que no caso infinito, produzindo então uma maior variação na velocidade média do sistema. Para valores superiores de força ocorre um decaimento na resistência diferencial tendendo para o regime linear, este comportamento é semelhante nos dois sistemas sendo que ocorre mais rapidamente no caso finito.

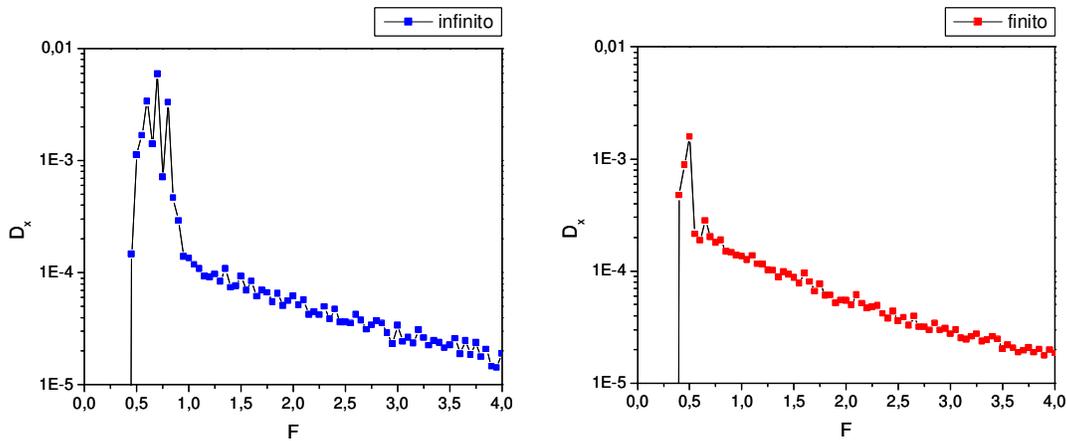


Figura 3.5: Coeficiente de difusão transversal em função da corrente para os casos infinito e finito.

Uma outra grandeza dinâmica que pode nos dar uma idéia mais aprofundada sobre o comportamento da rede de vórtices frente aos efeitos da superfície é a difusão transversal (D_x) que mede o deslocamento quadrático médio na direção perpendicular ao movimento, ou seja na direção da superfície. Na Fig. 3.5 graficamos a difusão transversal dos vórtices em função da posição do centro de massa ($X_{cm}(t), Y_{cm}(t)$) e em função do tempo. Definimos o deslocamento quadrático médio como:

$$w_x(t) = \frac{1}{N_v} \sum_i \{ [x_i(t) - X_{cm}(t)] - [x_i(0) - X_{cm}(0)] \}^2 \quad (3.11)$$

que se relaciona ao coeficiente de difusão por $w_x(t) \sim D_x t$ [36]. Inicialmente a difusão é muito baixa (várias ordens de grandeza menor que seus valores para correntes mais altas), sofrendo um acréscimo abrupto quando é atingida a força crítica. Esta região de maior difusão, que ocorre para um certo intervalo de forças, coincide com o máximo na resistência diferencial e confirma a idéia de que ocorre quando o sistema apresenta um número máximo de flutuações na direção transversal. Nitidamente observamos que essa região se estende para valores maiores de força no caso infinito, e que também a própria intensidade da difusão é maior para este caso. Atribuímos este comportamento ao fato da superfície apresentar uma restrição ao movimento dos vórtices na direção transversal, assim o valor máximo da difusão no caso finito deve ser menor como mostra a Fig. 3.5. A queda abrupta na difusão para valores maiores de força indica um ordenamento na direção transversal, que ocorre mais rapidamente (para valores menores de força) no caso finito, devido justamente aos efeitos gerados pela superfície sobre o movimento dos vórtices. A partir desse ponto a difusão apresenta um decaimento mais suave e equivalente para os dois sistemas.

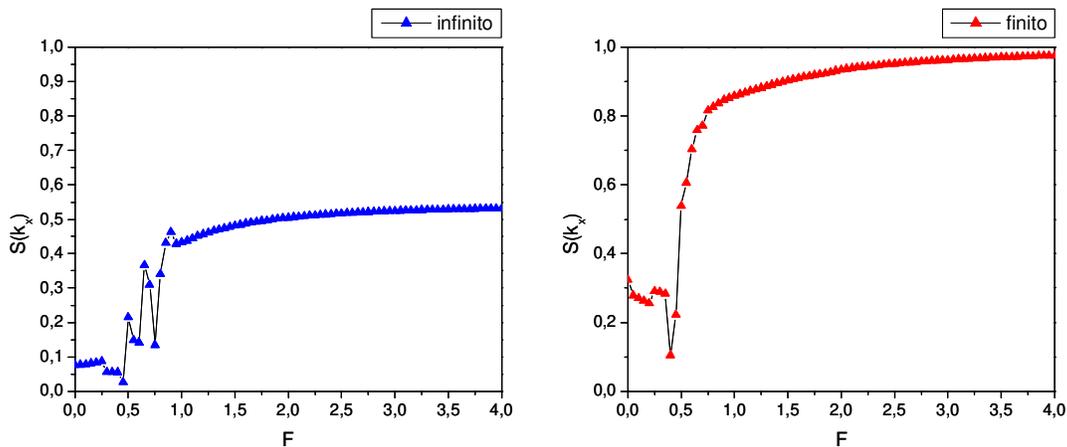


Figura 3.6: Intensidade dos picos de Bragg na direção transversal.

As medidas de transporte nos fornecem fortes indícios do comportamento dinâmico da rede de linhas de fluxo, além de serem relevantes quando se deseja comparar com resultados experimentais. Por outro lado a simulação numérica, nos moldes do presente trabalho, nos fornece informações sobre a evolução temporal real das posições e das velocidades individuais de cada linha de vórtice, permitindo assim uma análise estrutural muito mais minuciosa do seu comportamento dinâmico. Uma das quantidades mais interessantes que pode ser obtida a partir destas informações é o fator de estrutura, que é definido como a média temporal do módulo quadrado da transformada de Fourier da densidade instantânea de vórtices:

$$S(\mathbf{k}) = \left\langle \left| \frac{1}{N_v} \sum_i \exp[i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_i(t)] \right|^2 \right\rangle \quad (3.12)$$

que nos permite caracterizar o grau de ordenamento da estrutura de vórtices. O módulo quadrado da transformada de Fourier da densidade é medido diretamente em experimentos de difração (neutrons, raios-x). Para uma rede perfeita o padrão de difração consiste de picos do tipo funções- δ , chamados de picos de Bragg, nas posições dos vetores recíprocos. O grau de ordenamento da estrutura estudada é medido pelo decaimento dos picos de Bragg a partir do pico central, quanto maior e mais rápido for este decaimento menor será seu ordenamento.

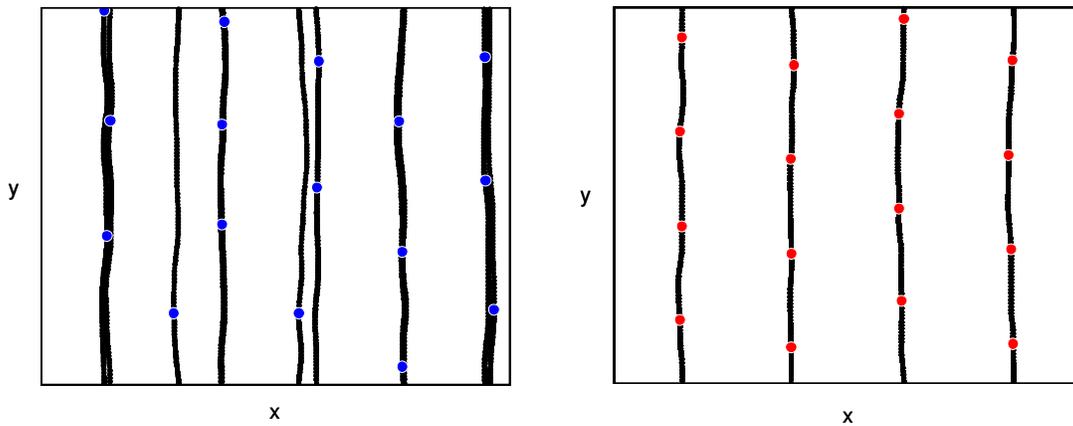


Figura 3.7: Trajetórias dos vórtices para altas velocidades nos sistemas infinito (esquerda) e finito (direita).

Podemos analisar o ordenamento temporal da rede de vórtices na direção perpendicular ao movimento em função da corrente graficando a intensidade dos picos de Bragg transversais $S(k_x)$ em função da força F , como mostra a Fig. 3.6. Comparando os dois casos vemos que para pequenos valores de força a intensidade dos picos no caso infinito é bem baixa e no caso finito já apresenta um valor apreciável (~ 0.3), isto ocorre porque a superfície exerce uma pressão sobre os vórtices na direção do centro da amostra, compactando a rede nessa região, de tal forma que a interação entre vórtices se torna mais relevante dando sinais de um pré-ordenamento mesmo para corrente baixa. Quando a força atinge o seu valor crítico ocorre uma queda na intensidade dos picos que marca o início da região de máxima difusão, os seja os vórtices apresentam um alto grau de movimentação transversal ocasionando em uma grande variação do ordenamento da rede. Esta região novamente se apresenta mais extensa, isto é, para maiores valores de força, no caso infinito, apresentando grandes oscilações de $S(k_x)$ nessa região. Para o sistema finito ela se apresenta bem estreita, como no caso da difusão, e com um crescimento posterior rápido mas sem maiores oscilações. Nos dois sistemas os picos crescem assintoticamente para valores altos de corrente sendo que no caso infinito sua intensidade tende à valores da ordem de $S(k_x) \sim 0.5$ mas, por outro lado, no sistema finito ela tende à valores da ordem de $S(k_x) \sim 1.0$ o que significa um grande ordenamento da rede de vórtices.

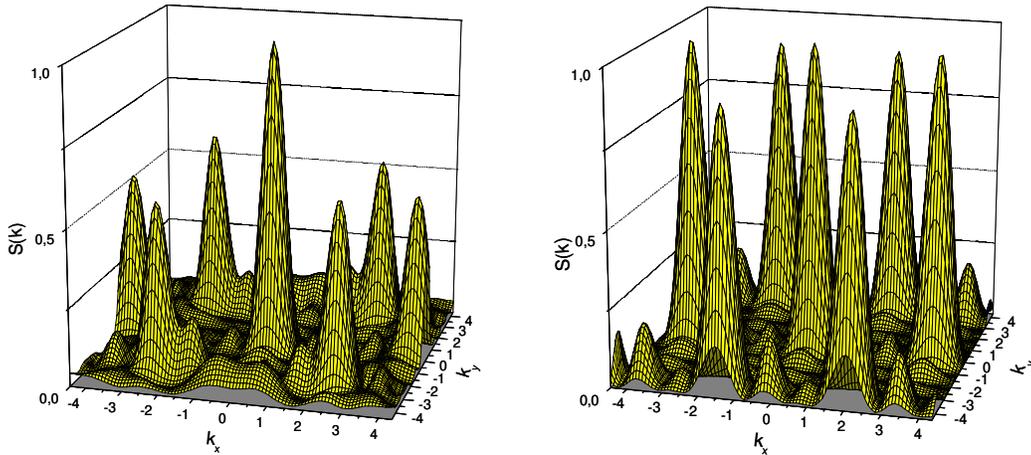


Figura 3.8: Fator de estrutura dinâmico para altas velocidades nos sistemas infinito (esquerda) e finito (direita).

Tal ordenamento da rede de linhas de fluxo para altas velocidades pode ser melhor observado através das trajetórias dos vórtices (Fig. 3.7) e do seu correspondente fator de estrutura (Fig. 3.8). Nas figuras de trajetórias as linhas verticais representam os caminhos percorridos pelos vórtices (vistos desde um eixo perpendicular ao plano do filme) individualmente em um número grande de intervalos de tempo. Os círculos fechados representam a posição instantânea dos vórtices num dado instante de tempo bem definido. Comparando agora os dois casos observamos que no sistema finito as trajetórias são estreitas e bem definidas seguidas por uma cadeia de vórtices, o que não ocorre no sistema infinito onde as trajetórias são mais largas e pouco definidas apresentando inclusive trajetórias intermediárias geradas por vórtices individuais não encadeados. Analisando as posições relativas entre os vórtices (círculos fechados) vemos que no caso infinito existe a tendência para a formação de um sólido em movimento mas com a presença de imperfeições e de componentes deslocados impedindo que haja um maior ordenamento da sua estrutura. Já para o caso finito ocorre também a formação de um sólido em movimento mas sem apresentar deslocamentos e quase sem imperfeições recuperando a estrutura de uma rede quase-triangular. Esta discrepância na estrutura da rede de vórtices para altas velocidades entre os dois sistemas fica ainda mais evidente se observarmos o fator de estrutura dinâmico para ambos os casos como mostra a Fig. 3.8. Para ambos os sistemas vemos que o fator de estrutura apresenta picos de Bragg nas posições referentes à estrutura triangular, indicando que mesmo o sistema infinito possui correlações tanto na direção transversal quanto na longitudinal. Atribuímos esse resultado ao fato da rede apresentar uma alta densidade de vórtices ($16 \text{ vórtices}/\lambda^2$) e também por possuir número reduzido vórtices na caixa de simulação (ver seção 3.3). A diferença entre os dois sistemas se concentra então na intensidade dos picos de Bragg já discutida com relação à Fig. 3.6, mas que agora se mostra não somente na direção transversal mas também na longitudinal. Vemos então novamente que os picos de Bragg para o caso infinito possuem uma intensidade de $S(k_x) \sim 0.5$, o que significa um sensível decaimento da sua intensidade a partir do pico central, apresentando o que chamamos de ordem de quase-longo alcance. Por outro lado no caso finito a intensidade dos picos atinge quase o

valor de $S(k_x) \sim 1.0$, isto é, praticamente não ocorre mais nenhum decaimento no fator de estrutura, o que representa ordem de longo alcance, indicando um ordenamento quase completo da rede de vórtices para altas velocidades. Um efeito induzido essencialmente pela presença da superfície na direção transversal ao movimento.

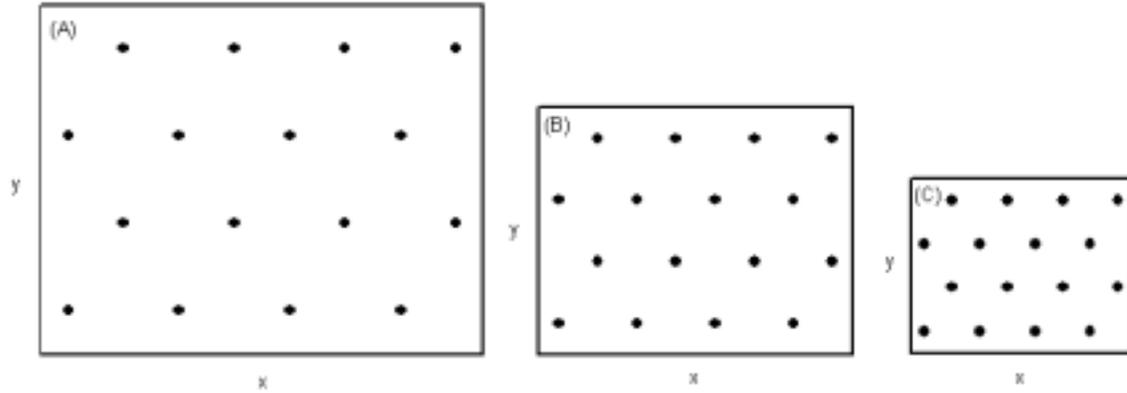


Figura 3.9: Ilustração das proporções entre as três amostras estudadas, (a) $L_x \approx \lambda$, (b) $L_x \approx 0.7\lambda$ e (c) $L_x \approx 0.5\lambda$.

A partir de agora serão discutidas as propriedades dinâmicas em função do tamanho da fita supercondutora. Os resultados são apresentados para três casos distintos, onde foram variados o tamanho (largura) da amostra e também a densidade vórtices, mantendo constante a densidade de centros de *pinning*. Fazendo uma analogia em termos experimentais é como se fosse realizada a dinâmica para uma amostra de largura finita ($L_x \approx \lambda$) e com uma determinada densidade de vórtices e de *pinnings* (amostra A), e em seguida fosse feito o mesmo cálculo mas com a amostra sendo clivada, deixando uma nova amostra com uma área compreendendo cerca de 70% da amostra anterior ($L_x \approx 0.7\lambda$), com a mesma densidade de impurezas mas com uma densidade de vórtices maior de maneira que exista o mesmo número de vórtices em seu interior (amostra B). Este processo é então repetido só que desta vez para uma amostra com cerca de 50% da área da primeira ($L_x \approx 0.5\lambda$), e novamente com uma densidade de vórtices maior (amostra C). Manter a mesma quantidade de vórtices ao se reduzir o tamanho da amostra implica em um aumento da intensidade do campo magnético externo para se obter uma configuração de equilíbrio. A Fig. 3.9 exibe a proporção entre as três amostras, com uma rede de vórtices triangular (para ilustração). Os resultados apresentados a seguir estão agrupados portanto, em conjuntos de três, para a análise e comparação entre as amostras citadas acima.

Na Fig. 3.10 são mostradas as curvas de resistência diferencial (dV/dF) referentes às três amostras (A, B e C). O comportamento geral para os três casos é semelhante, mas como podemos notar o movimento dos vórtices se inicia para valores mais baixos de força conforme reduzimos o tamanho. Isto se deve ao fato que ao mesmo tempo que reduzimos o tamanho da amostra nós aumentamos o campo externo para manter a mesma quantidade de vórtices no seu interior. Conforme já foi observado por Carneiro [40], o aumento do campo externo gera uma redução no valor da corrente crítica, que está de acordo com as presentes observações. Podemos observar também que após o pico na resistência diferencial, o decaimento em direção ao regime linear ocorre para valores

cada vez mais baixos de força, o que serve como um indicativo de que para sistemas menores a rede é forçada a se ordenar mais rapidamente.

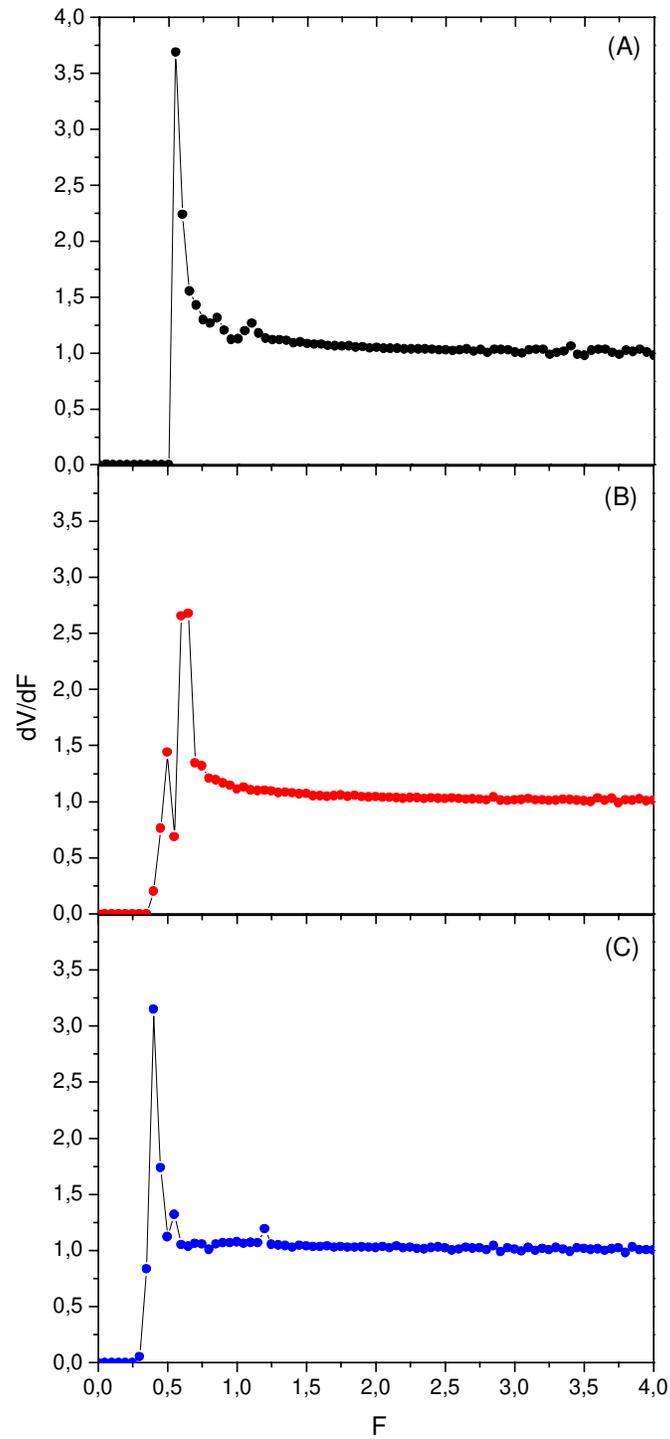


Figura 3.10: Curvas de resistência diferencial para as três amostras.

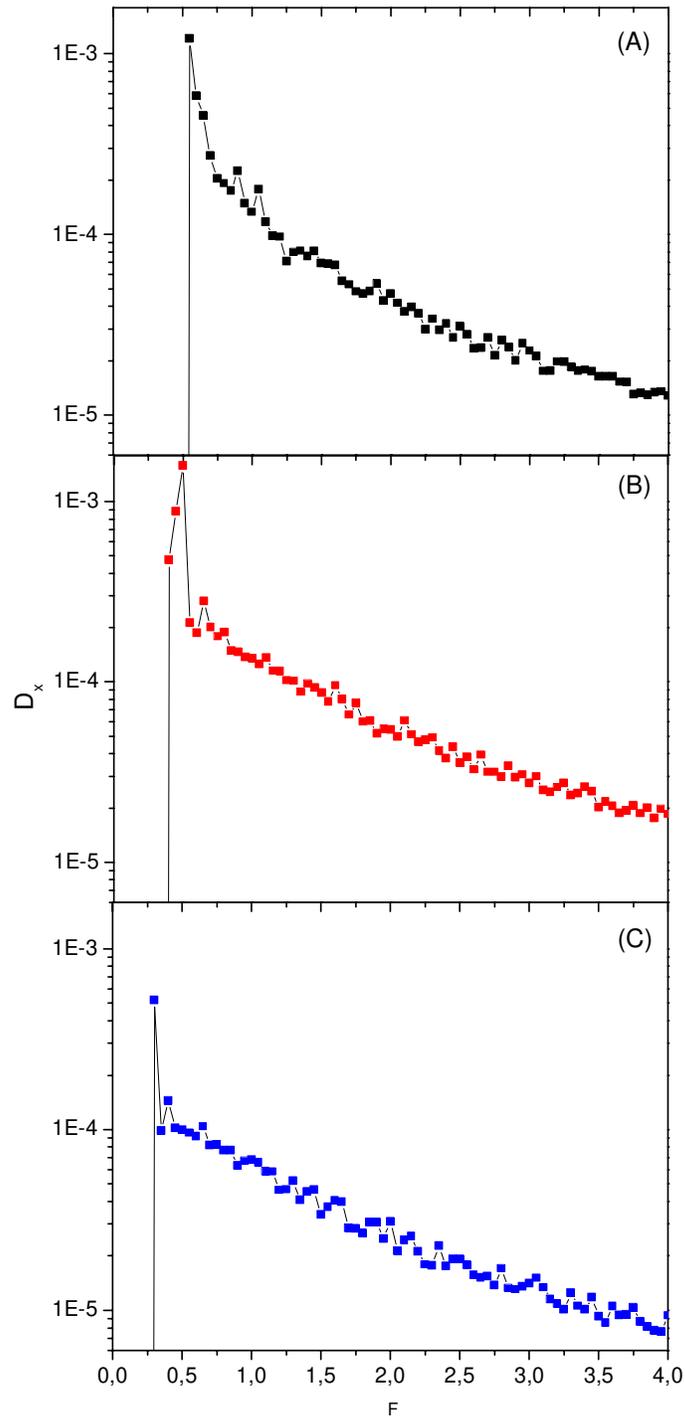


Figura 3.11: Difusão transversal em função da força aplicada para as três amostras.

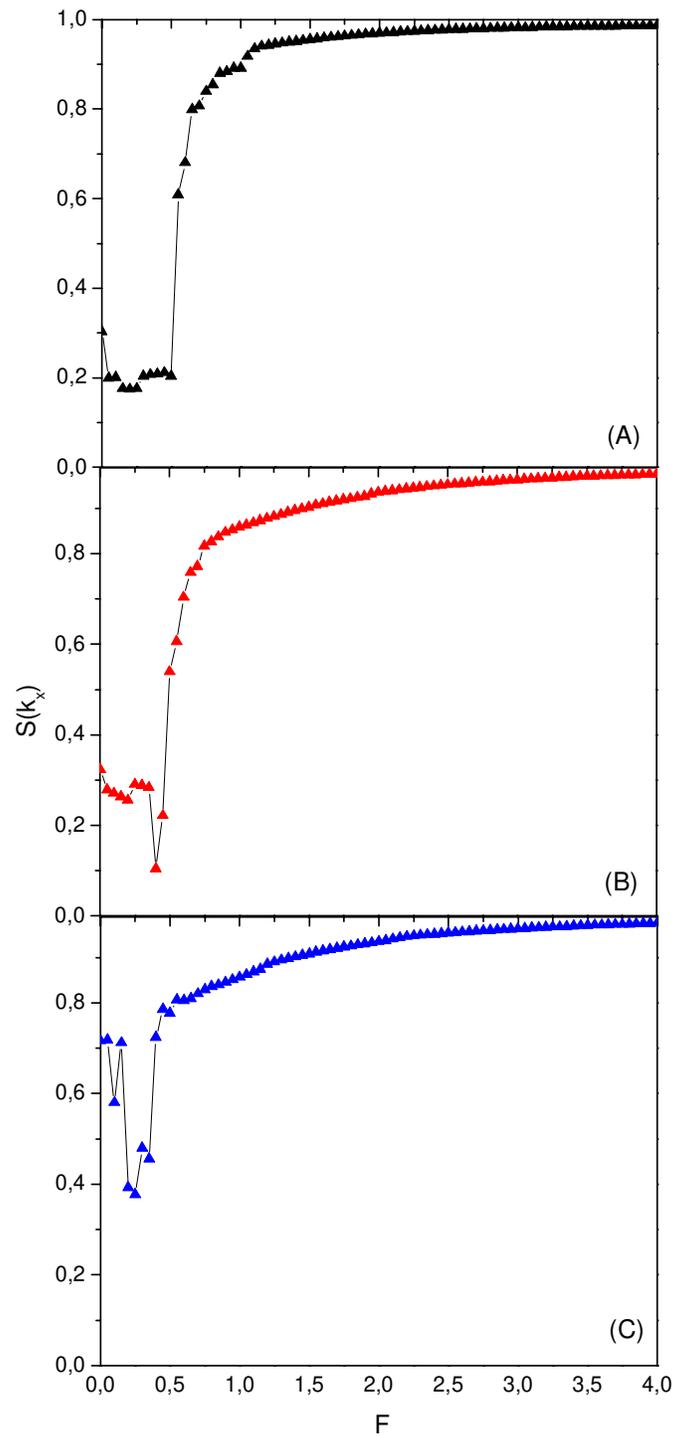


Figura 3.12: Intensidade dos picos de Bragg em função da força para as três amostras.

Os resultados obtidos para a difusão transversal (D_x) nas três amostras estudadas podem ser vistos na Fig. 3.11. O pico na difusão ocorre para valores consecutivamente

menores de força o que faz ressurgir a idéia de que para amostras com larguras menores ocorreria um ordenamento mais rápido da estrutura de vórtices, isto é, para valores cada vez menores de força da corrente. Logo após o pico na difusão inicia-se o seu decaimento, para a amostra A este decaimento ocorre de maneira muito mais suave (lembrando que a difusão está graficada em escala logarítmica) do que para as outras duas amostras onde o decaimento ocorre de maneira mais abrupta. Isto se deve ao fato de que nas amostras B e C a largura da amostra é menor e que também a densidade de vórtices está aumentada, fazendo com que a alta difusão cesse de uma vez, levando o sistema à um regime onde a difusão decai mais suavemente para valores maiores de força. Vale ressaltar também que a região onde ocorre o máximo na difusão também é mais estreita para tamanhos menores, de maneira que para amostras com largura menor o sistema se mantém para menos valores de força no regime de alta difusão.

Falta agora analisar o grau de ordenamento propriamente dito da rede de linhas de fluxo. Como feito para os resultados anteriores estudamos a intensidade dos picos de Bragg do fator de estrutura dinâmico, resultados estes que podem ser visualizados na Fig. 3.12. Aqui surge um efeito interessante, causado diretamente pelos efeitos de tamanho. Para valores baixos de força a rede de vórtices deveria apresentar picos de Bragg bem baixos ou simplesmente não apresentar nenhum pico, mas como vimos anteriormente a presença da superfície estimula um ordenamento (de curto alcance) da rede, mesmo para valores baixos de corrente. Portanto ao comparar os resultados para as três amostras vemos que a intensidade dos picos aumenta conforme diminuimos o tamanho da amostra de modo que a amostra C apresenta um alto grau de ordenamento mesmo para baixos valores de força. Quando aumentamos a corrente observamos a queda na intensidade dos picos que, como já foi discutido anteriormente, ocorre pois o sistema se encontra na região de máxima difusão e conseqüentemente também de máxima desordem. A partir destes valores de força os picos apresentam um rápido crescimento, assintoticamente se aproximando do valor de máximo ordenamento. Aqui fica ainda mais evidente o fato de que conforme diminuimos o tamanho da amostra a rede de vórtices em seu interior inicia o seu ordenamento para valores de corrente cada vez menores. Por outro lado, a intensidade dos picos parece atingir um valor máximo, nas três amostras, para um valor semelhante de força.

Capítulo 4

4. Conclusão Geral

Estudamos através de simulações numéricas os efeitos da geometria finita na dinâmica de vórtices de materiais supercondutores do tipo II, comparando com o caso para geometria infinita e analisando o seu comportamento em diferentes escalas de tamanho. Para estudar o comportamento dinâmico calculamos diversas quantidades físicas com as quais pudemos observar as propriedades de transporte e a estrutura interna da rede de linhas de fluxo em movimento. Os resultados obtidos com as propriedades de transporte podem ser facilmente comparados com resultados experimentais e teóricos, e os resultados que mostram informações sobre a estrutura da rede apresentam novas e importantes características, especialmente no regime de altas velocidades.

Na comparação feita entre o sistema infinito, sem efeitos de superfície, e o sistema finito, com a superfície na direção perpendicular à força da corrente, observamos claramente que a presença da superfície propicia modificações relevantes tanto nas propriedades de transporte como nas propriedades estruturais da rede de vórtices. Vimos que a superfície tem o papel de empurrar os vórtices em direção ao centro da amostra, se contrapondo à força de repulsão que existe entre eles. No regime de força intermediária os vórtices estão praticamente todos soltos dos *pinnings* e se movem em trajetórias bastante tortuosas seguindo as impurezas, o que equivale aos picos na resistência diferencial (Fig. 3.4) e na difusão transversal (Fig. 3.5). No sistema finito o movimento dos vórtices na direção transversal sofre uma restrição devido aos efeitos da barreira geométrica, isto é, as linhas de fluxo não se movimentam na direção transversal tanto quanto no sistema infinito. Devido a esta fenomenologia a rede de vórtices inicia o seu ordenamento para valores de corrente mais baixos no caso finito do que no infinito, de fato observamos que no caso finito os vórtices apresentam uma tendência de ordenamento maior, mesmo para valores baixos de força. Isto implica que a existência de uma barreira geométrica na direção perpendicular ao movimento dos vórtices induz um maior ordenamento da rede no seu interior. Como a superfície exerce uma pressão sobre as linhas de fluxo em direção ao interior da amostra, isto aumenta a intensidade da sua interação e conseqüentemente reduz o efeito do *pinning*, fazendo com que a rede tenda a se ordenar mais facilmente. Além do ordenamento precoce no sistema finito, observamos que para altas velocidades o ordenamento é também muito mais notável (Figs. 3.6, 3.7 e 3.8), chegando a ocorrer até mesmo a cristalização da rede em movimento nos moldes do regime previsto por Koshelev e Vinokur [2]. Sendo que no caso infinito o sistema não atinge o grau de ordem de longo alcance, se limitando a um regime semelhante ao *moving Bragg glass* determinado por Giamarchi e Le Doussal [1] (ver seção 2.4).

A idéia de que no sistema finito o ordenamento ocorre para valores de corrente mais baixos é reafirmada quando estudamos a dinâmica para três amostras de tamanhos diferentes, e verificamos que para amostras de largura menor o ordenamento surge para

valores ainda menores de corrente. Além disso observamos que mesmo para valores bem baixos de força a rede de vórtices já apresenta picos de Bragg, indicando que já existe um certo ordenamento. Este ordenamento para baixas velocidades é mais efetivo nas amostras de largura menor, e isto se deve principalmente à alta densidade de vórtices no seu interior que reforça a interação entre os vórtices e os guia para um ordenamento. Diferentemente do que foi observado na comparação entre os sistemas finito e infinito, neste caso foi feita uma análise comparativa apenas entre sistemas finitos e por isso observamos que nas três amostras a rede de vórtices atinge um alto grau de ordenamento para altas velocidades, indicando que este ordenamento independe da escala com que é realizada a dinâmica, contanto que seja da ordem do comprimento de penetração λ .

Concluimos portanto, com base nos resultados obtidos durante a pesquisa e apresentados nesta dissertação de mestrado, que a presença da superfície de fato apresenta novas características relevantes para a dinâmica de vórtices. O efeito principal da superfície é então restringir a difusão na direção transversal, empurrando a rede de linhas de fluxo em direção ao interior do material e, conseqüentemente estimulando um maior ordenamento da mesma. Estamos satisfeitos em ter cumprido o objetivo inicial deste projeto que era analisar alguns aspectos da dinâmica de vórtices em sistemas com geometria finita, e de termos conseguido observar efeitos marcantes e realmente importantes obtidos na presença da superfície. Para nos aprofundarmos nesse estudo o próximo passo agora é realizar a dinâmica para um número maior de linhas de vórtice e verificar os efeitos de incluir a superfície na direção longitudinal. Até o momento nós conseguimos analisar diversos aspectos dessa fenomenologia, mas temos consciência de que além das muitas questões que já existiam, junto com estes aspectos surgiram diversas questões a serem respondidas, incluindo os efeitos de diferentes geometrias e interações, e acreditamos que esta seja nossa maior contribuição ao estudo destes sistemas.

Referências Bibliográficas

- [1] T. Giamarchi e P. Le Doussal, Phys. Rev. Lett. **76**, 3408 (1996); P. Le Doussal e T. Giamarchi, Phys. Rev. B **57**, 11356 (1998).
- [2] A. E. Koshelev e V. M. Vinokur, Phys. Rev. Lett. **73**, 3580 (1994).
- [3] M. C. Cha e H. A. Fertig, Phys. Rev. B **50**, 14368 (1994).
- [4] D. Fisher, Phys. Rev. B **31**, 1396 (1985); A. Middleton, Phys. Rev. Lett. **68**, 670 (1992).
- [5] S. Bhattacharya e M. J. Higgins, Phys. Rev. Lett. **70**, 2617 (1993); M. J. Higgins e S. Bhattacharya, Physica C **257**, 232 (1996).
- [6] M. C. Hellerqvist *et al.*, Phys Rev. Lett. **76**, 4022 (1996).
- [7] A. Maeda *et al.*, Physica C **369**, 177 (2002).
- [8] C. J. Olson *et al.*, Phys Rev. Lett. **81**, 3757 (1998).
- [9] A. B. Kolton, D. Domínguez, N. Gronbech-Jensen, Phys. Rev. Lett. **83**, 3061 (1999); A. B. Kolton *et al.*, Phys Rev. B **62**, R14657 (2000).
- [10] M. C. Faleski *et al.*, Phys. Rev. B **54**, 12427 (1996).
- [11] H. Kamerlingh Onnes, Leiden. Comm. **120b**, **122b**, **124c** (1911).
- [12] W. Meissner e R. Ochsenfeld, Naturwissenschaften **21**, 787 (1933).
- [13] F. e H. London, Proc. Roy. Soc. (London) **A149**, 71 (1935).
- [14] V. L. Ginzburg e L. D. Landau, Zh. Eksperim. i Teor. Fiz. **20**, 1064 (1950).
- [15] J. Bardeen, L. N. Cooper, e J. R. Schrieffer, Phys. Rev. **108**, 1175 (1957).
- [16] A. A. Abrikosov, Sov. Phys. JETP **5**, 1174 (1957).
- [17] P. W. Anderson e Y. B. Kim, Rev. Mod. Phys. **36**, 39 (1964).
- [18] A. I. Larkin e Yu. V. Ovchinnikov, J. Low Temp. Phys. **34**, 409 (1979).
- [19] G. Bednorz e K. A. Müller, Z. Phys. **B64**, 189 (1986).
- [20] D. R. Nelson, Phys. Rev. Lett. **60**, 1973 (1988).
- [21] G. Blatter *et al.*, Rev. Mod. Phys. **66**, 1125 (1994).
- [22] M. P. A. Fisher, Phys. Rev. Lett. **62**, 1415 (1989).

- [23] D. R. Nelson e V. M. Vinokur, Phys. Rev. Lett. **68**, 2398 (1992); Phys. Rev. B **48**, 13060 (1993).
- [24] L. Balents, M. C. Marchetti e L. Radzihovski, Phys. Rev. B **57**, 7705 (1998).
- [25] S. Sheidl e V. M. Vinokur, Phys. Rev. E **57**, 2574 (1998).
- [26] R. P. Huebener, *Magnetic Flux Structures in Superconductors*, Springer (1979).
- [27] D. Saint-James e G. Sarma, *Type II Superconductivity*, Pergamon Press (1969).
- [28] R. D. Parks, *Superconductivity (In Two Volumes)*, Marcel Dekker (1969).
- [29] M. Tinkham, *Introduction to Superconductivity*, McGraw-Hill (1996).
- [30] G. Blatter, Physica C **282**, 19 (1997).
- [31] C. J. Gorter, Phys. Lett. **1**, 69 (1962); C. J. Gorter, Phys. Lett. **2**, 26 (1962).
- [32] P. W. Anderson, Phys. Rev. Lett. **9**, 309 (1962).
- [33] Y. B. Kim, C. F. Hempstead, A. R. Strnad, Phys. Rev. **129**, 528 (1963); Y. B. Kim, C. F. Hempstead, A. R. Strnad, Phys. Rev. **131**, 2486 (1963).
- [34] J. Bardeen e M. J. Stephen, Phys. Rev. **140**, A1197 (1965).
- [35] C. P. Bean e J. D. Livingston, Phys. Rev. Lett. **12**, 14 (1964).
- [36] A. B. Kolton, *Tese de Doutorado em Física*, Universidade Nacional de Cuyo, 2003.
- [37] F. Pardo *et al.*, Nature (London) **396**, 348 (1998).
- [38] A. M. Troyanovski *et al.*, Nature (London) **399**, 665 (1999).
- [39] N. Gronbech-Jensen, A. R. Bishop e D. Domínguez, Phys. Rev. Lett. **76**, 2985 (1996).
- [40] G. Carneiro, Phys Rev. B **57**, 6077 (1998).
- [41] E. H. Brandt, Phys. Rev. B **59**, 3369 (1999).
- [42] C. C. S. Silva *et al.*, Physica C **369**, 217 (2002).
- [43] Z. L. Xiao *et al.*, Phys. Rev. B **65**, 094511 (2002).