

Universidade Estadual Paulista
Campus de Ilha Solteira

Alice Presotto

Dinâmica de vórtices em sistemas supercondutores
mesoscópicos do tipo I e do tipo II

Ilha Solteira
2023

ALICE PRESOTTO

Dinâmica de vórtices em sistemas supercondutores mesoscópicos
do tipo I e do tipo II

Tese de doutorado apresentada ao programa de Pós-Graduação em Ciência dos Materiais da Universidade Estadual Paulista como parte dos pré-requisitos para obtenção do título de Doutor.

Orientador: Prof. Dr. Rafael Zadorosny

Co-orientador: Prof. Dr. Edson Sardella

Ilha Solteira, Janeiro de 2023

FICHA CATALOGRÁFICA
Desenvolvido pelo Serviço Técnico de Biblioteca e Documentação

P934d Presotto, Alice.
Dinâmica de vórtices em sistemas supercondutores mesoscópicos do tipo I e do tipo II / Alice Presotto. -- Ilha Solteira: [s.n.], 2023
87 f. : il.

Tese (doutorado) - Universidade Estadual Paulista. Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira. Área de conhecimento: Física da Matéria Condensada, 2023

Orientador: Rafael Zadorosny
Coorientador: Edson Sardella
Inclui bibliografia

1. Supercondutores mesoscópicos. 2. GTDGL. 3. Dinâmica de vórtices. 4. Gradiente térmico. 5. Cunha. 6. Weak-link, flux-flow.


Raiane da Silva Santos

CERTIFICADO DE APROVAÇÃO

TÍTULO DA TESE: Dinâmica de vórtices em sistemas supercondutores mesoscópicos do tipo I e do tipo II

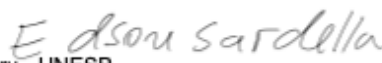
AUTORA: ALICE PRESOTTO

ORIENTADOR: RAFAEL ZADOROSNY

COORDENADOR: EDSON SARDELLA

Aprovada como parte das exigências para obtenção do Título de Doutora em CIÊNCIA DOS MATERIAIS, área: Física da Matéria Condensada pela Comissão Examinadora:

Prof. Dr. EDSON SARDELLA (Participação Virtual)
Departamento de Física / Faculdade de Ciências de Bauru - UNESP



Documento assinado digitalmente
EDSON SARDELLA
Data: 25/01/2023 16:19:00-0300
Verifique em <https://verificador.itl.br>

Prof. Dr. ANDRE LUIZ MALVEZZI (Participação Virtual)
Departamento de Física / UNESP/ Câmpus de Bauru

Prof. Dr. RODOLFO ENRIQUE IZQUIERDO SOTO (Participação Virtual)
Departamento de Física e Química / Universidade Estadual Paulista Júlio de Mesquita Filho, Faculdade de Engenharia Campus Ilha Solteira

Prof. Dr. TIAGO TEIXEIRA SARAIVA (Participação Virtual)
Escola de engenharia eletrônica / instituto Tikhonov de Eletrônica e Matemática de Moscow

Prof. Dr. JOSE JOSE BARBA ORTEGA (Participação Virtual)
Departamento de Física / Universidad Nacional de Colombia

Ilha Solteira, 25 de janeiro de 2023

Dedico ao meu amado Danilo, com amor e carinho.

Agradecimentos

A Deus, por ter-me concedido saúde, força e sabedoria para superar as dificuldades encontradas pelo caminho.

À Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior - Brasil (CAPES), pelo apoio financeiro - Código de Financiamento 001

À FAPESP, processo 2016/12390-6 e 2020/10058-0 pelo financiamento dos projetos de pesquisa que deram suporte a este trabalho.

Aos meus pais, Vera e Mário, pelo apoio e pelas orações. E por sempre acreditarem na minha capacidade.

Ao meu amado Danilo, por estar ao meu lado desde o início. Pelo carinho, amor, compreensão ao longo deste processo.

À minha irmã, Adriana, por estar ao meu lado. E me alegrar para que fosse possível continuar a caminhada.

Ao meu orientador, Prof. Dr. Rafael Zadorosny, e ao co-orientador Prof. Dr. Edson Sardella pela tutoria, ensinamentos, dedicação e compreensão durante a orientação deste trabalho.

Aos meus amigos do Grupo GSMA, Elwis, Danilo e Vinícius, pelas aprendizagens e companheirismo.

Aos membros da Banca Examinadora pelo desprendimento ao aceitar o convite para avaliar este trabalho e pelas ricas contribuições.

Resumo

Avanços na tecnologia de nanofabricação tem possibilitado o desenvolvimento de materiais em escala mesoscópica, da ordem de algumas dezenas de nanômetros. Nessas escalas, a dinâmica de vórtices é fortemente dominada por efeitos de confinamento. Dessa forma, a investigação de suas características tem importância fundamental para o desenvolvimento e aplicação desses materiais de forma eficaz, pois há uma mudança significativa nos parâmetros críticos. Assim, neste trabalho foram estudados supercondutores do tipo I e do tipo II com interesse na dinâmica e comportamento da matéria de vórtices em vários tipos de sistemas mesoscópicos. Utilizando as equações de Ginzburg-Landau dependentes do tempo tridimensionais, foi simulado um filme fino supercondutor do tipo I com um gradiente de temperatura. Mostramos que a formação de *clusters* de vórtices é favorecida, e que está relacionada com a interação vórtice-vórtice não monotônica. Fazendo uso da mesma teoria, foi simulado um supercondutor do tipo I com gradiente de espessura, onde verificamos que tal formato induz uma organização assimétrica das correntes supercondutoras no interior da amostra, o que favorece uma organização irregular dos vórtices e uma resposta paramagnética da magnetização, $M(H)$, para o ramo descendente do campo aplicado. Também foi estudado, por meio das equações generalizadas de Ginzburg-Landau dependentes do tempo, uma fita supercondutora infinitamente longa do tipo II, com grãos espaçados por *weak-links*. As amostras foram submetidas a campos magnéticos externos e campos elétricos, o que originou regimes de movimentos (*flux-flow*) distintos dentro da fita. Ainda utilizando a teoria generalizada, foi simulado um supercondutor do tipo II contendo constrição mesoscópica, onde estudou-se a dinâmica de vórtices cinemáticos, no qual foi elaborado um diagrama de fases $J_{tr}(H)$ (corrente de transporte por campo) que compreende os estados resistivos encontrados na amostra supercondutora. Os trabalhos brevemente citados são desenvolvidos em maiores detalhes na sequência, onde, para cada Capítulo, é apresentado um resumo mais extenso referente ao seu conteúdo.

Palavras-chave: supercondutores mesoscópicos, GTDGL, dinâmica de vórtices, gradiente térmico, cunha, *weak-link*, *flux-flow*, constrição.

Abstract

Advances in nanofabrication technology have enabled the development of materials on a mesoscopic scale, from order of a few tens of nanometers. At these scales, the vortex dynamics is strongly dominated by confinement effects. Thus, the investigation of their characteristics are fundamental important for the development and application of these materials effectively, as there is a significant change in the critical parameters. Thus, in this work type I and type II superconductors were studied with interest in the dynamics and behavior of the vortex matter in various types of mesoscopic systems. Using the three-dimensional time-dependent Ginzburg-Landau equations, a type I superconducting thin film with a gradient of temperature was simulated. We show that the development of *clusters* of vortices is favored, and we show that this related with no-monotonic vortex-vortex interaction. Making use of the same theory, a type I superconductor with a gradient of thickness was simulated, where we verified that such system induces an asymmetrical organization of the superconducting currents inside the sample, which favors an irregular configuration of the vortices and a paramagnetic magnetization response, $M(H)$, for the descending branch of the applied field. It was also studied, by means of the generalized time-dependent Ginzburg-Landau equations, an infinitely long type II superconducting strip, with grains spaced by weak-links. The samples were submitted to external magnetic fields and electric fields, which gave rise to movement regimes (flux-flow) within the tape. Still using the generalized theory, a type II superconductor containing mesoscopic constriction was simulated, where the dynamics of kinematic vortices were studied, in which a phase diagram $J_{tr}(H)$ was elaborated, comprising the resistive states found in the superconducting sample. The briefly cited works are developed in greater detail in the sequence, where, for each Chapter, a more extensive abstract is presented regarding its content.

Keywords: mesoscopic superconductors, GTDGL, vortex dynamics, thermal gradient, wedge, *weak-link*, *flux-flow*, constriction.

Publicações

Parte dos resultados desta tese aparecem na forma de artigo nas seguintes publicações:

1. Lucas Veneziani de Toledo, Alice Presotto, Leonardo Rodrigues Cadorim, Davi Firlenga, Rafael Zadorosny, Edson Sardella, *Clusters of vortices induced by thermal gradient in mesoscopic superconductors*, *Physics Letters A*, **406**, 127449 (2021). (Capítulo 2 da Tese).
2. Alice Presotto, Edson Sardella, André Luiz Malvezzi, e Rafael Zadorosny, *Dynamical regimes of kinematic vortices in the resistive state of a mesoscopic superconducting bridge*, *Journal of Physics: Condensed Matter*, **32**, 435702 (2020). (Capítulo 5 da Tese).

Participação como colaboradora do Grupo GSMA em outras publicações:

1. Rodolfo Carvalho dos Santos, Elwis Carlos Sartorelli Duarte, Danilo Okimoto, Alice Presotto, Edson Sardella, Maycon Motta, Rafael Zadorosny, *Influence of pinning centers of different natures on surrounding vortices*, *Physics Letters A*, **458**, 128595 (2023).
2. Elwis Carlos Sartorelli Duarte, Alice Presotto, Danilo Okimoto, Vinicius Suzuki Souto, Edson Sardella, Rafael Zadorosny, *Use of thermal gradients for control of vortex matter in mesoscopic superconductors*, *Journal of Physics: Condensed Matter*, **31**, 405901 (2019).

Lista de ilustrações

Figura 2.1 – Esboço de um filme supercondutor mesoscópico. No lado direito ($x = l_x/2$) a extremidade da amostra é aquecida por um laser a uma temperatura T_R enquanto o lado esquerdo ($x = -l_x/2$) está tem as temperatura do banho térmico $T_L < T_R$. Dentro do supercondutor, a temperatura local varia como $T(x, y, z) = (T_R - T_L)x/l_x + (T_R + T_L)/2$. Uma máscara com uma fenda é posicionada acima do supercondutor. A radiação produzida pelo laser passa pela fenda com uma lente óptica que desvia o feixe de laser direto para a borda supercondutora. Para filmes suficientemente finos, a variação da temperatura, da superfície superior para a inferior, é muito pequena. Portanto, podemos considerar sua temperatura ao longo da espessura do filme como constante, T_L à esquerda e T_R no lado direito. Observe também que, apenas para fins ilustrativos, deixamos uma pequena distância do lado direito do laser; essa distância é considerada pequena, sendo que os resultados das configurações de vórtices não devem ser influenciados por esta aproximação.	25
Figura 2.2 – Intensidade de $ \psi $ para valores diferentes do campo magnético externo para $T_L = T_R = 0.75T_C$. O parâmetro de ordem aumenta das regiões azul-escuro para vermelho-escuro.	28
Figura 2.3 – O mesmo que a Fig. 2.2 para $T_L = T_R = 0.85T_c$	29
Figura 2.4 – O mesmo que Fig. 2.2 para $T_L = 0.75T_C$ e $T_R = 0.85T_C$	30
Figura 2.5 – Força (em unidades de $F_0 = H_c^2(0)\lambda^2(0)/4\pi$) em função da distância entre dois vórtices vinculados para temperatura homogênea, e para um gradiente térmico conforme indicado na legenda da figura. <i>Inset</i> : a energia das respectivas configurações de distância entre os vórtices.	30
Figura 2.6 – (a) Energia de um sistema de três vórtices com dois sendo fixos nas extremidades e outro no meio livre para se mover. A energia é representada como uma função da posição do vórtice do meio. O <i>inset</i> mostra o parâmetro de ordem ao longo da linha $y = 0$ para ambos os vórtices vinculados e os que resultam das equações TDGL convencionais da Seção 2.3. (a) – (b) Quatro configurações distintas do sistema de três vórtices vinculados.	32
Figura 2.7 – Força atrativa para sistemas com maiores comprimentos.	33
Figura 2.8 – (a) Força máxima atrativa em função de l_x ; (b) derivada da força em função de l_x . O gradiente térmico usado foi de $T_L = 0.75T_c$ e $T_R = 0.85T_c$	34
Figura 2.9 – Curvas de J/J_0 em função de l_x para a distância em que a força é máxima para cada sistema.	35

Figura 3.10—Ilustração de cunha. Tal cunha está inserida em uma caixa de simulação (não mostrada na figura) de dimensões $(L_x, L_y, L_z) > (l_x, l_y, l_z)$; w_z é a <i>elevação</i> da cunha espessura. A figura de baixo é um corte seção longitudinal da cunha. A linha tracejada indica o plano em que o parâmetro de ordem e a densidade de corrente serão mostrados nas figuras da Seção de resultados e discussões 3.4	41
Figura 3.11—(a) A curva evidencia o perfil da densidade de corrente ao longo do eixo x para cunhas com diferentes inclinações para o campo no estado de Meissner $H = 0.020H_c$; (b) curvas mostram o perfil da densidade de corrente para as amostras em campos que antecedem a primeira penetração de vórtices. . . .	43
Figura 3.12—Fase do parâmetro de ordem exibindo a primeira penetração de vórtices para os diferentes sistemas, sendo (a) S2.5 em $H = 0.078H_c$, (b) S2.5+0.5 em $H = 0.082H_c$, e (c) S2.5+2.5 em $H = 0.086H_c$	43
Figura 3.13—Configuração do estado estacionário de vórtices para o sistema S2.5. (a) segunda penetração de vórtice em $H = 0.084\sqrt{2}H_c$, (b) quarta penetração de vórtice em $H = 0.097\sqrt{2}H_c$, (c) sexta penetração de vórtices em $H = 0.109\sqrt{2}H_c$ e (d) sétima penetração de vórtices em $H = 0.115\sqrt{2}H_c$. Na sequência dos painéis, pode-se notar a organização simétrica dos mesmos. . .	44
Figura 3.14—Configuração do estado estacionário de vórtices para o sistema S2.5+0.5 (a) segunda penetração de vórtice (eixo y) em $H = 0.086\sqrt{2}H_c$, (b) quinta penetração de vórtice (eixo x) em $H = 0.100\sqrt{2}H_c$, (c) sétima penetração de vórtices (eixo y) em $H = 0.107\sqrt{2}H_c$ e (d) décima penetração de vórtices (eixo y) em $H = 0.116\sqrt{2}H_c$. Na sequência dos painéis, pode-se notar uma pequena quebra de simetria na organização dos mesmos, e o início da formação de <i>clusters</i> no painel (c).	44
Figura 3.15—Configuração do estado estacionário de vórtices para o sistema S2.5+2.5 (a) terceira penetração de vórtice em $H = 0.092\sqrt{2}H_c$, (b) sexta penetração de vórtice em $H = 0.100\sqrt{2}H_c$, (c) décima penetração de vórtices em $H = 0.111\sqrt{2}H_c$ e (d) décima segunda penetração de vórtices em $H = 0.115\sqrt{2}H_c$. Na sequência dos painéis, nota-se a formação de <i>clusters</i> preferencialmente do lado mais espesso da amostra.	45
Figura 3.16—(a) Curva evidenciando a densidade de corrente para as cunhas no estado de Meissner para $H = 0.020\sqrt{(2)}H_c(0)$, (b) densidade de corrente para o valor de H que antecede a primeira penetração de vórtices, que ocorre pela lateral y da amostra.	46

Figura 3.17—Arranjo estacionário dos vórtices no sistema S2.5+2, (a) terceira penetração de vórtice em $H = 0.090\sqrt{2}H_c$, (b) quinta penetração de vórtice em $H = 0.096\sqrt{2}H_c$, (c) oitava penetração de vórtices em $H = 0.103\sqrt{2}H_c$ e (d) décima penetração de vórtices em $H = 0.110\sqrt{2}H_c$, onde nota-se a presença de <i>clusters</i> e a organização do fluxo preferencialmente nos “degraus” da cunha.	46
Figura 3.18—Arranjo estacionário dos vórtices no sistema S5.0+2, (a) terceira penetração de vórtice em $H = 0.115\sqrt{2}H_c$, (b) quinta penetração de vórtice em $H = 0.118\sqrt{2}H_c$, (c) sétima penetração de vórtices em $H = 0.122\sqrt{2}H_c$ e (d) décima penetração de vórtices em $H = 0.127\sqrt{2}H_c$. Devido ao sistema ser do tipo I, é possível ver a formação de <i>clusters</i> nas primeiras penetrações, conforme pode ser observado no painel (a).	47
Figura 3.19—Curvas de $M(H)$ para cunhas de diferentes inclinações (w_z), sendo $l_x = 75\lambda(0)$, $l_y = 45\lambda(0)$, e $l_z = 2.5\lambda(0)$, onde nota-se o efeito paramagnético sendo suprimido, a medida que a inclinação da cunha aumenta. A linha vermelha representa um ajuste da curva.	48
Figura 3.20—Curva da magnetização máxima de retorno (H decrescente) em função da inclinação da cunha, onde é possível observar que existe um valor de inclinação para o qual a resposta paramagnética deixa de existir.	48
Figura 4.21—Visão esquemática do sistema em estudo: uma fita supercondutora infinitamente longa de largura $L_y = 10\xi$. A densidade de corrente J_{tr} é aplicada ao longo da direção x , sendo $L_x = 12\xi$ o comprimento da célula unitária. A região destacada em azul entre duas células unitárias é um <i>weak-link</i> com $w_l = 2\xi$. A região em rosa é o supercondutor principal com $w_g = 10\xi$: com quatro defeitos na forma de um quadrado, sendo $a_x = a_y = 1\xi$ e $d_c = 3\xi$; (b) com apenas um defeito no centro, sendo $a_x = a_y = 2\xi$; (c) livre de defeitos. Para os sistemas (b) e (c) mostramos apenas uma célula unitária.	54
Figura 4.22—Curva da voltagem pela corrente, para $H = 0.3H_{c2}$ para os sistemas S01, S04 e S00.	55
Figura 4.23—Mapas de $ \psi $ para $H = 0.3H_{c2}$ sendo (a) S01 em $J_{tr} = 0.01875J_0$, (b) S04 em $J_{tr} = 0.01875J_0$ e (c) S00 em $J_{tr} = 0.01250J_0$. No <i>weak-link</i> está ocorrendo o início do <i>flux-flow</i> e os vórtices penetrados no grão são devido ao valor do campo.	57
Figura 4.24—Curva da Voltagem pelo tempo para $H = 0.3H_{c2}$ sendo (a) S01 em $J_{tr} = 0.01875J_0$, (b) S04 em $J_{tr} = 0.01875J_0$ e (c) S00 em $J_{tr} = 0.01250J_0$. As oscilações indicam o início do <i>flux-flow</i> no grão.	57
Figura 4.25—Mapa de $ \psi $ para $H = 0.3H_{c2}$ sendo (a) S01 em $J_{tr} = 0.06750J_0$, (b) S04 em $J_{tr} = 0.11250J_0$ e (c) S00 em $J_{tr} = 0.08750J_0$.	58

Figura 4.26—Mapa de $ \psi $ para $H = 0.3H_{c2}$ sendo (a) S01 em $J_{tr} = 0.15125J_0$, (b) S04 em $J_{tr} = 0.11375J_0$ e (c) S00 em $J_{tr} = 0.12375J_0$. Na figura está sendo mostrado o início do <i>flux-flow</i> no intragrão.	59
Figura 4.27—Curva da voltagem pelo tempo para $H = 0.3H_{c2}$ sendo (a) S01 em $J_{tr} = 0.15125J_0$, (b) S04 em $J_{tr} = 0.11375J_0$ e (c) S00 em $J_{tr} = 0.12375J_0$. As curvas $T - V$ demonstram quando ocorre um evento de <i>flux-flow</i> devido a mudança de padrão da oscilação.	59
Figura 4.28—Curva da voltagem pela corrente para o campo externo aplicado $H = 0.5H_{c2}$ para os três sistemas, S01, S04 e S00.	59
Figura 4.29—Mapa de ψ mostrando a organização dos vórtices penetrados após o campo $H = 0.5H_{c2}$ ser aplicado. (a) S01 em $J_{tr} = 0.00625J_0$, (b) S04 em $J_{tr} = 0.01500J_0$ e (c) S00 em $J_{tr} = 0.01500J_0$	60
Figura 4.30—Mapa de ψ mostrando o início do <i>flux-flow</i> na <i>weak-link</i> para o campo $H = 0.5H_{c2}$. (a) S01 em $J_{tr} = 0.00750J_0$, (b) S04 em $J_{tr} = 0.01625J_0$ e (c) S00 em $J_{tr} = 0.01625J_0$	61
Figura 4.31—Curvas da Voltagem por tempo para o início do <i>flux-flow</i> no <i>weak-link</i> para o campo $H = 0.5H_{c2}$. (a) S01 em $J_{tr} = 0.00750J_0$, (b) S04 em $J_{tr} = 0.01625J_0$ e (c) S00 em $J_{tr} = 0.01625J_0$	61
Figura 4.32—Mapa de ψ para o início do <i>flux-flow</i> no grão para o campo $H = 0.5H_{c2}$. (a) S01 em $J_{tr} = 0.07375J_0$, (b) S04 em $J_{tr} = 0.09500J_0$ e (c) S00 em $J_{tr} = 0.07875J_0$	62
Figura 4.33— $T - V$ para o início do <i>flux-flow</i> no grão para o campo $H = 0.5H_{c2}$. (a) S01 em $J_{tr} = 0.07375J_0$, (b) S04 em $J_{tr} = 0.09500J_0$ e (c) S00 em $J_{tr} = 0.07875J_0$	62
Figura 4.34—Curva da voltagem pela corrente para o campo externo aplicado $H = 0.1H_{c2}$ para os três sistemas, S01, S04 e S00.	63
Figura 4.35—Mapa de ψ para o início do <i>flux-flow</i> no <i>weak-link</i> para o campo $H = 0.1H_{c2}$. (a) S01 em $J_{tr} = 0.03750J_0$, (b) S04 em $J_{tr} = 0.03750J_0$ e (c) S00 em $J_{tr} = 0.03750J_0$	64
Figura 4.36— $T - V$ para o início do <i>flux-flow</i> no <i>weak-link</i> para o campo $H = 0.1H_{c2}$. (a) S01 em $J_{tr} = 0.03750J_0$, (b) S04 em $J_{tr} = 0.03750J_0$ e (c) S00 em $J_{tr} = 0.03750J_0$	64
Figura 4.37—Mapa de ψ para o início do <i>flux-flow</i> no grão para o campo $H = 0.1H_{c2}$. (a) S01 em $J_{tr} = 0.29375J_0$, (b) S04 em $J_{tr} = 0.30500J_0$ e (c) S00 em $J_{tr} = 0.33875J_0$	65
Figura 4.38— $T - V$ para o início do <i>flux-flow</i> no grão para o campo $H = 0.1H_{c2}$. (a) S01 em $J_{tr} = 0.29375J_0$, (b) S04 em $J_{tr} = 0.30500J_0$ e (c) S00 em $J_{tr} = 0.33875J_0$	65
Figura 4.39—(a) curva $T - V$ para $J_{tr} = 0.30750J_0$ (b) <i>zoom</i> dos picos de oscilação durante o <i>flux-flow</i> (c) mapa de ψ mostrando os vórtices penetrando no grão e sendo atraídos para os defeitos, e logo depois para o <i>weak-link</i>	65

Figura 4.40–Diagrama $J_c(H)$ onde é verificado para os três sistemas simulados um padrão de <i>Fraunhofer</i> para baixos campos aplicados.	66
Figura 5.41–Representação da amostra simulada, onde a corrente de transporte é aplicada através dos contatos metálicos. Veja o texto principal para mais detalhes.	73
Figura 5.42–(a) Curvas de voltagem-corrente das amostras simuladas. O <i>inset</i> é um zoom do primeiro salto. Como a intensidade do campo aplicado varia, existem quatro regimes diferentes de dinâmica de vórtices (veja o texto principal para mais detalhes). (b) Derivada da curva $I - V$ mostrando dois picos associados ao início do estado resistivo (corrente mais baixa) e a transição para o estado normal (corrente mais alta).	74
Figura 5.43–(a) Módulo de $\mathbf{J}_s$ sobreposto por linhas de corrente para $H = 0$ e $J_{tr} = 0.24J_0$. As áreas tracejadas representam as constrições formadas por um supercondutor de menor T_c . (b) a (d) intensidade de $ \psi $ em escala logarítmica mostrando o movimento do par V - aV e sua aniquilação no centro da amostra. (e) a intensidade de $ \psi $ ao longo do eixo y para diferentes tempos, desde a penetração V - aV até sua aniquilação. Aqui, Δt_i 's representam tempos consecutivos em que os valores de $ \psi $ foram obtidos.	75
Figura 5.44–(a) Esquema das correntes de blindagem devido ao campo e corrente de transporte aplicados; (b) e (c) intensidade do módulo de $\mathbf{J}_s$ sobreposto pelas linhas de corrente para $H = 0.035H_{c2}$ e $H = 0.07H_{c2}$, respectivamente. O primeiro para $J_{tr} = 0.22J_0$ e o segundo para $J_{tr} = 0.18J_0$; (d) e (e) intensidade de $ \psi $ ao longo do eixo y em diferentes tempos, para os casos mostrados nos painéis (b) e (c), respectivamente. Em (d), ocorre a distribuição assimétrica de $ \psi $. Um segundo mínimo em Δt_4 é devido ao aV quando o V está no meio da amostra. Em (e), $ \psi $ mostra apenas um mínimo como consequência da formação de apenas um V	77
Figura 5.45–Velocidade média do vórtice em função da corrente aplicada. Em (a), pode-se notar que, à medida que a intensidade do campo aumenta, a velocidade diminui. Em (b), evidencia-se o salto das curvas para o regime de baixo campo quando há mudança na dinâmica dos vórtices.	78
Figura 5.46–A frequência e a amplitude como funções da corrente aplicada para três valores diferentes do campo aplicado: (a) $H = 0.05H_{c2}$, (b) $H = 0.1H_{c2}$, e (c) $H = 0.2H_{c2}$. Pode-se notar que, à medida que a intensidade do campo aplicado aumenta, as curvas apresentam comportamentos diferentes, principalmente quanto à amplitude.	79

- Figura 5.47—Características tempo-tensão para três valores diferentes de H . Podemos ver que, ao aumentar H , as oscilações apresentam uma deformação, e o período aumenta devido à menor velocidade do vórtice através da amostra. 80
- Figura 5.48—Diagrama de fases $J_{tr}(H)$, logo acima de $J_{c1}(H)$ ocorre o estado resistivo. Na região compreendida entre J_{c1} e $J_v(H)$, apenas pares V - aV são formados, e acima de $J_v(H)$ até $J_{c2}(H)$, apenas o estado de V existe. A linha vertical tracejada indica o início de um regime de fluxo de vórtices do tipo Abrikosov. Finalmente, acima de $J_{c2}(H)$, o sistema volta ao estado normal. No material complementar, podem ser vistos alguns vídeos que ilustram esses resultados. <https://stacks.iop.org/JPCM/32/435702/mmedia> 81
- Figura 5.49—A derivada do componente horizontal J_s para J_{tr} em J_{c1} plotado como uma função de H para $y = 2\xi$ e $y = 6\xi$. Os H 's destacados indicam o fim da formação de aV em $y = 2\xi$, e kV em $y = 6\xi$ 82
- Figura 5.50—(a) A posição vertical do V em função do tempo para $H = 0.05H_{c2}$ para dois regimes diferentes de dinâmica de vórtices. O *inset* mostra a curva $y(t)$ quando o V está cruzando o *weak-link* inferior. (b) As respectivas velocidades em função do tempo: a curva preta representa o cenário sem efeito de uma barreira de superfície, enquanto a vermelha representa o efeito de barreira de superfície. (c) As velocidades do V para $H = 0.1H_{c2}$ e dois valores diferentes de J_{tr} , mostrando que a eficácia da barreira de superfície diminui com o aumento de J_{tr} 83

Sumário

1	INTRODUÇÃO	18
	Referências	20
2	CLUSTERS DE VÓRTICES INDUZIDOS POR GRADIENTE TÉR- MICO EM SUPERCONDUTORES MESOSCÓPICOS	21
2.1	Resumo	21
2.2	Introdução	21
2.3	Formalismo teórico	23
2.3.1	Equações TDGL	23
2.3.2	Equações TDGL para vórtices vinculados	26
2.4	Resultados e discussões	27
2.4.1	Vórtices não-vinculados	27
2.4.2	Vórtices vinculados	29
2.4.3	Mudança no gradiente de temperatura pelo aumento do tamanho do sistema	33
2.5	Considerações finais	35
	Referências	35
3	ESTADO DE VÓRTICES EM UM SUPERCONDUTOR DO TIPO I EM FORMA DE CUNHA	38
3.1	Resumo	38
3.2	Introdução	38
3.3	Formalismo teórico	40
3.3.1	Equações TDGL	40
3.3.2	Condições de contorno	41
3.4	Resultados e discussões	42
3.4.1	Cunhas com diferentes inclinações	42
3.4.2	Cunhas com diferentes espessuras	45
3.4.3	Resposta paramagnética	47
3.5	Considerações finais	49
	Referências	49
4	INTERAÇÃO DINÂMICA ENTRE VÓRTICES INTER E INTRA- GRANULARES EM LONGAS FITAS SUPERCONDUTORAS COM E SEM ESTRUTURAS DE DEFEITOS	51
4.1	Resumo	51
4.2	Introdução	51

4.3	Formalismo teórico	53
4.4	Resultados e discussões	55
4.4.1	Campo aplicado $H = 0.3H_{c2}$	55
4.4.2	Campo aplicado $H = 0.5H_{c2}$	58
4.4.3	Campo aplicado $H = 0.1H_{c2}$	62
4.5	Considerações finais	66
	Referências	67
 5	 ESTADO RESISTIVO DA DINÂMICA DE VÓRTICES CINEMÁTICOS EM SUPERCONDUTOR MESOSCÓPICO COM CONSTRIÇÃO	 69
5.1	Resumo	69
5.2	Introdução	69
5.3	Formalismo teórico	71
5.4	Resultados e Discussões	73
5.4.1	Dinâmicas e curvas características da voltagem-corrente	73
5.4.2	Amplitude, frequência e diagrama de fase $J_{tr}(H)$	79
5.4.3	Efeito de barreira superficial nos vórtices cinemáticos	81
5.5	Considerações finais	83
	Referências	84
 6	 IMPACTO SÓCIO-CIENTÍFICO	 87

1 Introdução

Este trabalho de doutorado foca no estudo teórico de supercondutores mesoscópicos usando a teoria fenomenológica de Ginzburg-Landau (GL), proposta em 1950. Antes da teoria de GL, em 1934 os irmãos London propuseram um modelo embasado nas propriedades eletrodinâmicas dos supercondutores fazendo uso das equações de Maxwell [1]. Este modelo foi capaz de explicar o efeito Meissner com sucesso e, ainda, evidenciam a existência de um comprimento fundamental do estado supercondutor, a profundidade de penetração de London λ_L . Este comprimento indica o quanto um campo magnético penetra no interior do material a partir da superfície.

Conforme citado acima, em 1950, Vitaly Ginzburg e Lev Landau desenvolveram a chamada teoria de GL, a qual foi derivada da teoria de Landau para transições de fase de segunda ordem [2, 3]. Esta teoria pode ser aplicada ao caso dos supercondutores pois a transição do estado normal para o supercondutor é de segunda ordem na ausência de campos magnéticos externos. Esta propriedade é verificada experimentalmente por uma descontinuidade (salto) no calor específico em função da temperatura em T_c (temperatura crítica). A teoria de GL ganhou notoriedade por descrever de forma simples as propriedades físicas macroscópicas dos supercondutores. Ela recupera (e estende) o resultado dos irmãos London, prevendo λ_L como uma função da temperatura. Também prevê a existência do comprimento de coerência ($\xi(T)$), que mede a distância a partir de uma interface normal-supercondutora, na qual o parâmetro ordem (ou equivalentemente, a densidade de portadores de carga) varia apreciavelmente, sendo máximo no interior do material. Em 1956, usando a teoria de GL, Alexei A. Abrikosov demonstrou que a densidade de energia de superfície (σ) de um supercondutor, quando na presença de um campo magnético externo aplicado próximo ao campo crítico, está relacionada com a razão $\lambda(T)/\xi(T)$, denominada parâmetro de GL, κ . Ele verificou que quando $\kappa < 1/\sqrt{2}$, $\sigma > 0$ e para $\kappa > 1/\sqrt{2}$, $\sigma < 0$. Neste último caso, torna-se energeticamente favorável a penetração de fluxo magnético no interior do material. Estes supercondutores são denominados como do tipo II. Para o primeiro caso, os supercondutores são denominados do tipo I [4]. Além disso, Abrikosov demonstrou que para os supercondutores do tipo II a penetração de fluxo se dá de forma quantizada. Cada unidade de fluxo é usualmente chamada de vórtice. Abrikosov mostrou ainda que, os vórtices se dispõem em uma rede regular hexagonal. Esta é a rede que minimiza a energia do sistema supercondutor, e ocorre para sistemas *bulk*, ou seja, sem a influência da superfície.

A teoria clássica de GL descreve os supercondutores, ambos do tipo I e II no estado de equilíbrio termodinâmico. Com a finalidade de considerar sistemas fora do equilíbrio, em 1966 Schmid incorporou à primeira equação de GL variações temporais do parâmetro

de ordem e do potencial vetor magnético de modo a preservar a invariância de calibre da mesma [5]. Essa equação é denominada por teoria de Ginzburg-Landau dependente do tempo (TDGL). Por outro lado, o formalismo TDGL vale apenas para supercondutores *gapless* (ψ não possui tempo de relaxação). Dessa forma, para o estudo dos supercondutores com *gap* é necessário o uso da forma generalizada da equação proposta por Schmid, conhecida abreviadamente como GTDGL [6, 7]. Com essa mudança, é possível estudar a dinâmica de vórtices cinemáticos, fenômeno das *phase-slips* [8], instabilidades no processo de *flux-flow* [3] e regime complexo de fluxo. Nestas situações, ψ é depreciado e esta resposta está relacionada a um termo extra de relaxação, que indica que um local depreciado não retorna ao estado supercondutor instantaneamente, gerando, inclusive, dissipação. Todas as equações citadas são equações diferenciais não lineares de segunda ordem no espaço e de primeira ordem no tempo. Assim, sem considerar aproximações de forma a linearizá-las, é necessário resolvê-las numericamente e, para discretizá-las de forma a manter a invariância de calibre, faz-se uso do método das variáveis de ligação [9].

Fazendo uso das equações TDGL e GTDGL estudamos os seguintes problemas descritos a seguir.

No Capítulo 2 deste trabalho de doutorado usamos as equações TDGL para estudar a dinâmica de vórtices em supercondutores do tipo I na presença de campos magnéticos e sob gradientes térmicos. Foi demonstrado que a interação vórtice-vórtice alterna entre atração de curto alcance e repulsão de longo alcance.

Os estados estacionários dos vórtices do sistema descrito no parágrafo anterior são parecidos com o de um supercondutor do tipo I em forma de uma cunha. Sistemas com estas características foram analisados no Capítulo 3. Os resultados demonstram que há uma forte dependência da dinâmica de penetrações, da disposição dos vórtices e um sinal paramagnético da magnetização com a inclinação da cunha.

Já no Capítulo 4 investigamos a dinâmica de vórtices inter e intragranulares em fitas granulares infinitamente longas sob três diferentes campos aplicados. O estado inicial do sistema foi preparado com o campo aplicado fixo obtendo assim a solução estacionária das equações de GL. Em seguida foi aplicada uma corrente de transporte e aumentada adiabaticamente até a supercondutividade ser totalmente suprimida, mantendo o campo fixo ao longo de todo esse processo. De forma geral, vórtices intergranulares iniciam um movimento pelos *weak-links*, interagem com os vórtices no interior dos grãos e estes iniciam um estado que denominamos por *flux-flow* compartilhado. A curva voltagem-corrente também é altamente dependente dessas dinâmicas.

Por fim, no Capítulo 5 estudamos a dinâmica de vórtices cinemáticos em supercondutores finitos com uma constrição definida por duas fendas superficiais de um supercondutor de menor temperatura crítica (ou, analogamente à amostras experimentais, fendas rasas - *blind slits*). Foi levantado um diagrama de fases dinâmicas destes vórtices sob a

ação de diferentes intensidades de campos aplicados. Ademais, foi demonstrado um efeito de barreira de superfície no movimento de saída dos vórtices cinemáticos.

Por fim, no Capítulo 6 são descritos possíveis impactos sócio-científicos deste trabalho.

Referências

- [1] Fritz London e Heinz London. “The electromagnetic equations of the supraconductor”. Em: *Proceedings of The Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* 149 (1935), pp. 71–88.
- [2] V. L. Ginzburg e L. D. Landau. “On the theory of superconductivity”. Em: *Zh. Eksperim. i Teor* 20 (1950), p. 1064.
- [3] Michael Tinkham. *Introduction to Superconductivity*. 2^a ed. Dover Publications, jun. de 2004. Cap. 4, pp. 135–138. ISBN: 0486435032.
- [4] A. A. Abrikosov. “On the Magnetic Properties of Superconductors of the Second Group”. Em: *Sov. Phys. JETP* 5 (1957), p. 1174.
- [5] A Schmid. “A time dependent Ginzburg-Landau equation and its application to the problem of resistivity in the mixed state”. Em: *Physik der kondensierten Materie* 5.4 (1966), pp. 302–317.
- [6] L. Kramer e R. J. Watts-Tobin. “Theory of Dissipative Current-Carrying States in Superconducting Filaments”. Em: *Phys. Rev. Lett.* 40 (1978), pp. 1041–1044.
- [7] R. J. Watts-Tobina, Y. Krähenbühl e L. Kramer. “Nonequilibrium Theory of Dirty, Current-Carrying Superconductors: Phase-Slip Oscillators in Narrow Filaments Near T_c ”. Em: *J. Low Temp. Phys.* 42 (1981), pp. 459–501.
- [8] A. Andronov et al. “Kinematic vortices and phase slip lines in the dynamics of the resistive state of narrow superconductive thin film channels”. Em: *Physica C* 213 (1993), pp. 193–199.
- [9] William D. Gropp et al. “Numerical Simulation of Vortex Dynamics in Type-II Superconductors”. Em: *Journal of Computational Physics* 123.2 (1996), pp. 254–266. ISSN: 0021-9991.

2 Clusters de vórtices induzidos por gradiente térmico em supercondutores mesoscópicos

2.1 Resumo

As propriedades estruturais e magnéticas da matéria de vórtices em supercondutores mesoscópicos têm sido de grande interesse nas últimas décadas. Recentemente, descobriu-se que a interação vórtice-vórtice, que geralmente é repulsiva, pode ser não monotônica sob determinadas circunstâncias. Neste trabalho, estudamos esse problema aplicando as equações de Ginzburg-Landau dependentes do tempo tridimensionais a um fino filme supercondutor mesoscópico do tipo I na presença de um gradiente térmico. Descobrimos que isso favorece a formação de pequenos *clusters* de vórtices em alguns domínios especiais do supercondutor. Também encontramos que isso está intimamente relacionado à interação vórtice-vórtice não monotônica, investigando o comportamento de dois vórtices restritos na presença de um gradiente térmico. Mostramos que a interação vórtice-vórtice alterna entre atração de curto alcance e repulsão de longo alcance. Este estudo mostra que o gradiente térmico tem potencial para ser uma ferramenta importante para manipular a matéria de vórtices.

2.2 Introdução

Talvez uma das características mais importantes dos supercondutores, tanto do ponto de vista de suas propriedades fundamentais quanto de suas possíveis aplicações, seja o comportamento das excitações topológicas no estado supercondutor. O exemplo mais conhecido e estudado de tais excitações é a linha de fluxo magnético, ou seja, o vórtice, em cujo centro a fase do parâmetro de ordem supercondutor ψ muda por um múltiplo de 2π ao redor deste, consequentemente limitando a quantidade de fluxo que cada vórtice carrega em múltiplos inteiros de um quantum de fluxo magnético Φ_0 [1, 2].

Os vórtices no estado supercondutor foram previstos pela primeira vez por A. Abrikosov [3] usando da teoria de Ginzburg-Landau (GL). Abrikosov mostrou que, para supercondutores do tipo II, os vórtices são termodinamicamente estáveis acima do primeiro campo crítico H_{c1} . Um supercondutor é classificado como sendo do tipo II quando seu parâmetro GL κ for maior que $1/\sqrt{2}$. Devido à energia de superfície negativa entre as regiões supercondutoras e normais para supercondutores do tipo II, as linhas de fluxo tendem a maximizar sua área de superfície, tornando assim a interação vórtice-vórtice repulsiva. Por outro lado, para supercondutores do tipo I ($\kappa < 1/\sqrt{2}$), embora os vórti-

ces isolados sejam termodinamicamente instáveis, a energia de superfície entre as regiões supercondutoras e normais é positiva, o que significa que a interação vórtice-vórtice é atrativa e as linhas de fluxo magnético se juntam para formar padrões altamente dependentes da geometria da amostra.

No caso especial em que $\kappa_c = 1/\sqrt{2}$, conhecido como ponto de Bogomolnyi, foi mostrado que as duas equações GL tornam-se auto-duais e cada configuração de vórtice tem precisamente a mesma energia, i.e., vórtices não interagem em $\kappa = \kappa_c$ [4]. No entanto, mesmo ligeiramente abaixo da temperatura crítica T_c , esta descrição simples de livro texto deixa de ser válida na vizinhança de κ_c [5], onde os efeitos não locais não presentes na teoria GL padrão tornam-se importantes. De fato, foi mostrado que, ao estender a expansão GL padrão para potências maiores que $\tau = 1 - T/T_c$, aparece um domínio intertipo no espaço $\kappa - T$, em que a interação vórtice-vórtice agora é não monotônica, ou seja, repulsiva de curto alcance e atrativa de longo alcance [6, 7].

Além dos efeitos não locais mencionados acima, também é sabido que os efeitos geométricos também são capazes de quebrar a auto-dualidade de Bogomolnyi abaixo de T_c mesmo usando a teoria padrão de GL, dando origem também ao domínio intertipo [8]. Em particular, foi mostrado em [9, 10, 11, 12] que os filmes finos de supercondutores do tipo I passam de um comportamento do tipo I para o do tipo II, passando pelo domínio intertipo, à medida que a espessura do filme diminui. Isso ocorre devido aos efeitos dos *stray fields* (campo de desmagnetização), que contribuem para a interação vórtice-vórtice com um termo repulsivo. Na região de espessura onde existe a fase intertipo, a atração vórtice-vórtice típica dos supercondutores do tipo I e a repulsão originada dos *stray fields* se equilibram e ocorre uma interação não monotônica. Ainda, no trabalho [13], os autores demonstraram que, ao contrário das expectativas, os supercondutores anisotrópicos seguem o mesmo cenário do intertipo entre os tipos I e II, no qual, o domínio IT depende da direção do campo magnético aplicado para esses supercondutores.

Neste trabalho, propomos um novo mecanismo, baseado em gradientes térmicos, para o início de uma interação não-monotônica vórtice-vórtice. Como no caso dos filmes finos descritos acima, a interação não-monotônica relatada aqui não depende de efeitos não locais e, portanto, já é encontrada usando a teoria convencional de GL. Os efeitos de um gradiente térmico sobre a matéria do vórtice foram estudados anteriormente nas referências [14, 15]. Os autores mostraram que o lado mais quente da amostra atua, principalmente, como uma região *pinning*, dando origem a uma penetração assimétrica de vórtices devido à penetração de campos mais baixos na referida região.

Aqui, mostramos que a presença de um gradiente térmico induz a formação de *clusters*¹ de vórtices, onde os vórtices tendem a se aglomerar em locais específicos da amostra.

¹ O termo em Português que melhor se aproxima de *cluster* é aglomerado. Preferimos manter o termo em Inglês.

Embora a existência desses aglomerados de vórtices indica que a interação vórtice-vórtice não é monotônica, fazendo uso do formalismo de GL que fixa as posições dos vórtices [16], mostramos explicitamente que os gradientes térmicos dão origem a uma interação vórtice-vórtice não-monotônica. Os resultados do presente trabalho não são apenas de fundamental interesse, uma vez que estende trabalhos anteriores sobre as propriedades de interações entre vórtices para sistemas com distribuições de temperatura não homogêneas, mas também pode ser de interesse prático, dado que este tipo de gradiente térmico poderia ser usado para controlar a matéria de vórtices de amostras supercondutoras [15]. Além disso, gradientes térmicos locais já foram sugeridos como uma rota possível para uma série de aplicações, como a indução de uma tensão de circuito aberto na ausência de uma corrente aplicada [17] e efeito de catraca de vórtice [18, 19].

O esboço deste Capítulo é o seguinte. Na Seção 2.3 introduzimos o formalismo teórico utilizado em nosso trabalho, qual seja, as equações de GL dependentes do tempo (TDGL) e as equações TDGL vinculadas. Na Seção. 2.4 apresentamos e discutimos os principais resultados, onde aqueles originários das equações TDGL são relatados na Subseção 2.4.1 e os do formalismo de GL assumindo os que os vórtices são vinculados na Subseção. 2.4.2. Finalmente, na Seção.2.5 apresentamos as considerações finais.

2.3 Formalismo teórico

2.3.1 Equações TDGL

O equilíbrio termodinâmico dos supercondutores é bem descrito pelas equações de Ginzburg-Landau (ver por exemplo [1]). Com base em teoria de primeiros princípios, em 1966 Schmid [20] propôs uma generalização das equações de GL convencionais, comumente conhecida como modelo de Ginzburg-Landau dependente do tempo. Elas descrevem a supercondutividade no estado de não equilíbrio. Essas equações consideram a evolução temporal do parâmetro de ordem ψ e do potencial vetorial $\mathbf{A}$. Em unidades adimensionais, as equações TDGL são dadas por

$$\eta \left(\frac{\partial}{\partial t} + i\varphi \right) \psi = - \left(-\frac{i}{\kappa(0)} \nabla - \mathbf{A} \right)^2 \psi + \frac{\psi}{(1 + T^2)^2} (1 - T^4 - |\psi|^2), \quad (2.1)$$

$$\beta \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} + \nabla \varphi = \mathbf{J}_s - \nabla \times \nabla \times \mathbf{A}, \quad (2.2)$$

onde a densidade de corrente supercondutora é dada por

$$\mathbf{J}_s = \text{Re} \left[\bar{\psi} \left(-\frac{i}{\kappa(0)} \nabla - \mathbf{A} \right) \psi \right], \quad (2.3)$$

Nas equações (2.1-3.1), T é a temperatura em unidades da temperatura crítica T_c .

A fim de levar em conta o gradiente térmico, assumimos que a temperatura tem uma dependência apenas ao longo o eixo x . Temos que

$$T(x, y, z) = (T_R - T_L)x/l_x + (T_R + T_L)/2, \quad (2.4)$$

onde l_x é o comprimento do supercondutor ao longo da direção x , T_L e T_R são as temperaturas do lado esquerdo e direito do supercondutor, respectivamente, conforme mostrado na Fig. 2.1. Consideramos um substrato suficientemente forte, de tal modo que possamos negligenciar flutuações térmicas através do supercondutor [15] (ver também a referência [21]).

Tão logo o sistema atinge o estado estacionário, determinamos a energia livre de Gibbs usando da equação

$$E = -\frac{1}{4} \int_{\Omega_{SC}} \frac{1}{(1 + T^2)^2} |\psi|^4 d^3r + \int_{\Omega} (\mathbf{h} - \mathbf{H})^2 d^3r, \quad (2.5)$$

onde Ω_{SC} cobre o domínio supercondutor e Ω todo o espaço, incluindo a região ocupada pelos *stray fields*. Aqui, $\mathbf{H}$ é o campo magnético externo aplicado.

A fim de cumprir o requisito para que a relação do campo crítico termodinâmico, $H_c(T) = H_c(0)(1 - T^2)$ seja válida, escolhemos as constantes fenomenológicas de acordo, de modo que o comprimento de coerência e penetração de London são dados por $\xi(T) = \xi(0)\sqrt{(1 - T^2)/(1 + T^2)}$ e $\lambda(T) = \lambda(0)/\sqrt{1 - T^4}$, respectivamente. Dentro deste contexto, o parâmetro de Ginzburg-Landau depende da temperatura, $\kappa(T) = \lambda(T)/\xi(T) = \kappa(0)/(1 + T^2)$ (ver referências [1], página 106, e [22]). Esta forma do campo crítico termodinâmico é obtida empiricamente.

Devido à dependência κ com a temperatura, é importante ter em mente que os resultados apresentados a seguir são estritamente válidos para a temperatura média entre T_L e T_R utilizada nos cálculos. Ou seja, mesmo que a diferença entre T_L e T_R seja a mesma, mas a temperatura média deles não, os resultados não seriam os mesmos. Como mostrado anteriormente na referência [11], isso ocorre porque o cruzamento entre a supercondutividade do tipo I e do tipo II (e, portanto, de uma atração para uma interação repulsiva entre vórtices) depende da temperatura. Uma vez que o objetivo do presente trabalho é mostrar a possibilidade de uma interação vórtice-vórtice não monotônica emergindo de uma gradiente, não buscamos um estudo mais extenso dos efeitos da temperatura média sobre este, o que exigiria também um estudo com diferentes valores de $\kappa(0)$ e diferentes espessuras do filme [11].

As unidades adimensionais foram introduzidas nas equações (2.1)-(2.3) usando as seguintes unidades: o parâmetro de ordem ψ em unidades de $\psi_{\infty} = \sqrt{\alpha(0)/\beta(0)}$, que é simplesmente o parâmetro de ordem no estado de Meissner à temperatura zero, onde α

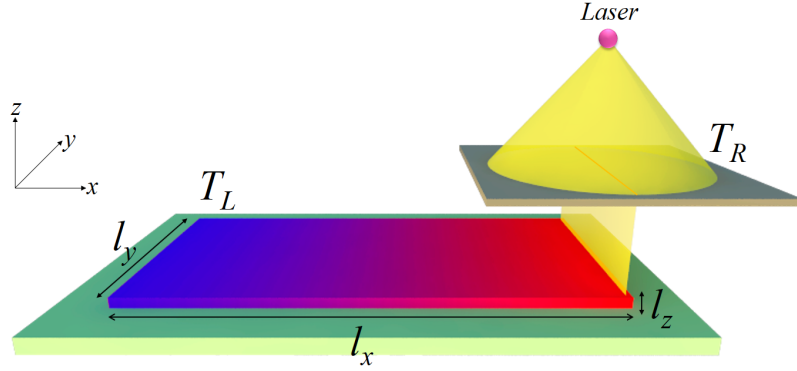


Figura 2.1 — Esboço de um filme supercondutor mesoscópico. No lado direito ($x = l_x/2$) a extremidade da amostra é aquecida por um laser a uma temperatura T_R enquanto o lado esquerdo ($x = -l_x/2$) está tem as temperatura do banho térmico $T_L < T_R$. Dentro do supercondutor, a temperatura local varia como $T(x, y, z) = (T_R - T_L)x/l_x + (T_R + T_L)/2$. Uma máscara com uma fenda é posicionada acima do supercondutor. A radiação produzida pelo laser passa pela fenda com uma lente óptica que desvia o feixe de laser direto para a borda supercondutora. Para filmes suficientemente finos, a variação da temperatura, da superfície superior para a inferior, é muito pequena. Portanto, podemos considerar sua temperatura ao longo da espessura do filme como constante, T_L à esquerda e T_R no lado direito. Observe também que, apenas para fins ilustrativos, deixamos uma pequena distância do lado direito do laser; essa distância é considerada pequena, sendo que os resultados das configurações de vórtices não devem ser influenciados por esta aproximação.

e β são duas constantes fenomenológicas; comprimento está em unidades de $\lambda(0)$; campo magnético está em unidades de $\sqrt{2}H_c(0)$; o potencial vetorial $\mathbf{A}$ está em unidades de $\sqrt{2}\lambda(0)H_c(0)$; o potencial escalar em unidades de $H_{c2}(0)D/c$, onde D é o coeficiente de difusão e

$H_{c2}(T) = \sqrt{2}\kappa(T)H_c(T)$ é o campo crítico superior no *bulk*; e por fim, a energia está em unidades de $F_0 = H_c^2(0)\lambda^3(0)/4\pi$.

Uma vez que nem cargas nem correntes aplicadas são levadas em consideração, podemos usar o calibre de Coulomb $\varphi = 0$. Assim, é suficiente usar as seguintes condições de contorno

$$\mathbf{n} \cdot \left(-\frac{i}{\kappa(0)} \nabla - \mathbf{A} \right) = 0. \text{ em } \partial\Omega_{sc}, \quad (2.6)$$

onde $\mathbf{n}$ é o vetor unitário normal para fora da interface supercondutor-vácuo, e

$$(\nabla \times \mathbf{A}) = \mathbf{H}, \text{ em } \partial\Omega, \quad (2.7)$$

onde agora $\mathbf{n}$ é o vetor normal para fora da superfície da caixa de simulação. A equação (2.6) indica que $\mathbf{n} \cdot \mathbf{J}_s$ é nulo em todos os pontos da superfície do supercondutor. Por outro lado, a equação (2.7) significa que o valor do campo local é igual ao do campo magnético externo aplicado, $\mathbf{H}$, distante do supercondutor. Nas equações (2.6) e ((2.7)), $\partial\Omega_{sc}$ e $\partial\Omega$ indicam as superfícies do supercondutor e da caixa de simulação, respectivamente.

Para resolver as equações (2.1-2.3) numericamente, usando as condições de contorno (2.6) e (2.7), usamos o método da variáveis de ligação conforme descrito nas referências [23, 24, 25]. O supercondutor de tamanho (l_x, l_y, l_z) é considerado dentro de uma caixa de simulação de dimensões (L_x, L_y, L_z) suficientemente grande para que o campo local torna-se uniforme em suas fronteiras; a caixa de simulação não é mostrada na Fig. 2.1 (para mais detalhes, veja a figura 1 da referência [24]). Assim, a condição de contorno

(2.7) é totalmente satisfeita. Aumentamos o campo magnético externo aplicado em pequenos passos, normalmente $\Delta H = 0.001\sqrt{2}H_c(0)$, de zero até um determinado valor para o qual o supercondutor vai para o estado normal. Durante este processo, a configuração dos vórtices é tal que a energia livre de Gibbs é mínima, de modo que nenhuma restrição é imposta a priori sobre ψ ou $\mathbf{A}$. É neste sentido que iremos nos referir as equações (2.1-2.3) como *equações TDGL para vórtices não vinculados*.

Como observação final, devemos enfatizar que, embora as equações TDGL são mais apropriadamente aplicadas para estudar o estado resistivo de supercondutores, aqui vamos usá-las como um método de relaxação para obter o estado estacionário da matéria de vórtices. Isto é uma prática comum nos métodos numéricos para resolver as equações convencionais de Ginzburg-Landau. Fizemos isso para um supercondutor mesoscópico na presença de um gradiente térmico que varia linearmente de um lado do supercondutor para o lado oposto. A geometria do sistema sob investigação é ilustrada na Fig. 2.1.

2.3.2 Equações TDGL para vórtices vinculados

Agora, por *vórtices vinculados*, como na referência [16], queremos dizer dois vórtices em posições fixas. Agora, considere dois vórtices em posições fixas, *vórtices vinculados*. Sejam $(l_x/2 - d/2, 0, 0)$ e $(l_x/2 + d/2, 0, 0)$ as posições do centro de cada vórtice e d a distância entre eles. Consideramos o centro do núcleo do vórtice como uma linha reta ao longo da direção z , de modo que d é constante. Assim, o parâmetro de ordem pode ser escrito como uma superposição dos dois vórtices

$$\psi(\mathbf{r}) = e^{in_1\theta_1} e^{in_2\theta_2} f(\mathbf{r}), \quad (2.8)$$

onde n_1 e n_2 são as vorticidades de ambos os vórtices, e

$$\theta_k(\mathbf{r}) = \left(\frac{x_k + iy_k}{x_k - iy_k} \right)^{n_k/2}, \quad (2.9)$$

são as formas cartesianas de cada uma das fases, para $\{k = 1, 2\}$. Aqui, $\mathbf{r}_1 = (x - l_x/2 - d/2, y, 0)$, e $\mathbf{r}_2 = (x - l_x/2 + d/2, y, 0)$. Note que ao fixarmos a fase do parâmetro de ordem, estamos fixando a posição de cada vórtice. No centro do vórtice o módulo do parâmetro de ordem, f , é rigorosamente nulo.

Em seguida, introduzindo as equações (2.8) e (2.9) nas equações (2.1) e (2.2). Assim, obtemos

$$\begin{aligned} \frac{\partial f}{\partial t} &= \frac{1}{\kappa^2(0)} \nabla^2 f \\ &\quad - \left[\bar{X}^2 + \bar{Y}^2 + 2(A_x \bar{Y} - A_y \bar{X}) + A^2 \right] f \\ &\quad + \frac{f}{(1 + T^2)^2} (1 - T^4 - f^2), \end{aligned} \quad (2.10)$$

$$\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} = \left[\mathbf{A} - \frac{n_1}{r_1} \hat{\theta}_1 - \frac{n_2}{r_2} \hat{\theta}_2 \right] f^2 - \nabla \times \nabla \times \mathbf{A}, \quad (2.11)$$

onde

$$\bar{X} = \frac{n_1 x_1}{r_1^2} + \frac{n_2 x_2}{r_2^2}, \quad (2.12)$$

$$\bar{Y} = \frac{n_1 y_1}{r_1^2} + \frac{n_2 y_2}{r_2^2}, \quad (2.13)$$

$$\hat{\theta}_k = \left(-\frac{y_k}{r_k}, \frac{x_k}{r_k}, 0 \right). \quad (2.14)$$

Em oposição ao que foi considerado na referência [16], vamos levar em conta os efeitos da desmagnetização resolvendo numericamente as equações TDGL 3D para vórtices vinculados.

2.4 Resultados e discussões

Conforme esquematizado na Fig. 2.1, o sistema aqui estudado possui os seguintes parâmetros: $l_x = 90\lambda(0)$, $l_y = 45\lambda(0)$, $l_z = 2\lambda(0)$, $L_x = 120\lambda(0)$, $L_y = 75\lambda(0)$, $L_z = 40\lambda(0)$, $T_R = 0.85T_c$, $T_L = 0.75T_c$ e o parâmetro de GL $\kappa(0) = 0.444$. Com a finalidade de fazer um estudo comparativo com o sistema sob um gradiente térmico aplicado, também investigamos o mesmo sistema, mas com a distribuição homogênea de temperaturas $T = T_R = T_L = 0.75T_c$, e $T = T_R = T_L = 0.85T_c$. Na sequência, apresentamos e discutimos os resultados das equações TDGL originais e as equações vinculadas de GL nas Subseções 2.4.1 e 2.4.2, respectivamente. E na Subseção 2.4.3, discutimos os efeitos sobre o gradiente térmico, quando variamos o comprimento do sistema em estudo.

2.4.1 Vórtices não-vinculados

Começamos apresentando e discutindo os resultados para os vórtices não-vinculados dentro da teoria de GL convencional. A fim de investigar como a presença de um gradiente térmico afeta a configuração dos vórtices, apresentamos primeiro os resultados para um sistema com temperatura constante em todo o seu volume. Isso foi feito para dois valores de temperatura $T = 0.75T_c$ e $T = 0.85T_c$. Em seguida, investigamos um sistema cujo lado esquerdo é mantido a uma temperatura $T_L = 0.75T_c$, enquanto a temperatura do lado direito é fixada em $T_R = 0.85T_c$. A Fig. 2.2 mostra o gráfico da intensidade do módulo do parâmetro de ordem para $T_L = T_R = 0.75T_c$ e quatro valores diferentes do campo aplicado. O painel (a) da Fig. 2.2 mostra a configuração dos vórtices para $H = 0.095\sqrt{2}H_c(0)$. Como pode ser visto, uma única linha com quatro vórtices é formada ao longo da direção x do filme. Isso ocorre quando os vórtices se repelem, sendo assim energeticamente favorável uma configuração com a maior distância possível entre os vórtices. Observe que, uma vez que o parâmetro de GL $\kappa(0) < 1/\sqrt{2}$, a interação repulsiva vórtice-vórtice ocorre devido aos *stray field*.

Para um campo aplicado maior, $H = 0.111\sqrt{2}H_c(0)$, mostrado no painel (b) da Fig. 2.2, mais seis vórtices penetram na amostra, que agora temos duas fileiras paralelas com cinco vórtices cada. Para este campo, os vórtices ainda podem se organizar dentro do supercondutor em um padrão regular sem deformação. No entanto, à medida que o campo magnético aumenta, o número de vórtices torna-se maior e os efeitos de confinamento tornam-se mais visíveis, como no caso do painel (c) para $H = 0.117\sqrt{2}H_c(0)$, onde mais dois vórtices penetram na amostra e seus arranjos se distorcem. Para $H = 0.122\sqrt{2}H_c(0)$ (painel (d)), à medida que mais vórtices são nucleados, este comportamento é reforçado principalmente perto das bordas do supercondutor, onde os efeitos de confinamento causados pelas correntes de blindagem são mais fortes.

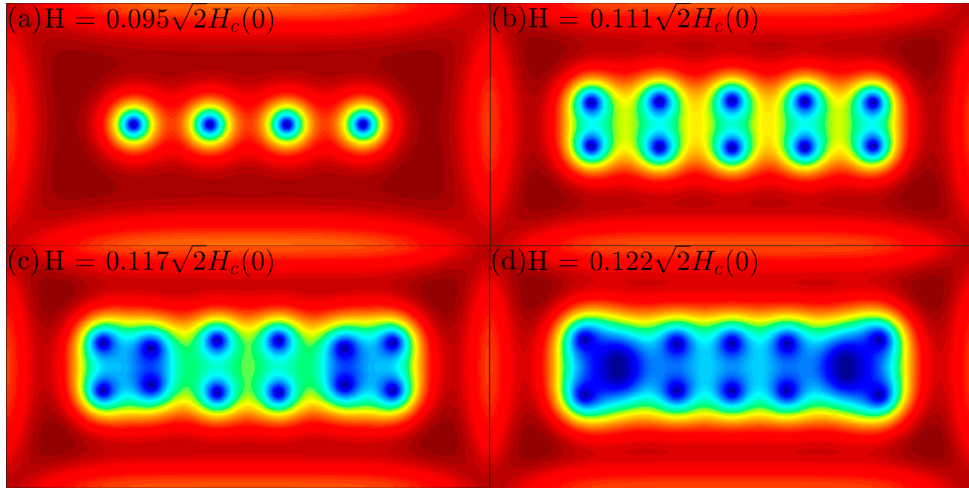


Figura 2.2 – Intensidade de $|\psi|$ para valores diferentes do campo magnético externo para $T_L = T_R = 0.75T_C$. O parâmetro de ordem aumenta das regiões azul-escuro para vermelho-escuro.

Agora, a Fig 2.3 mostra a intensidade de $|\psi|$ para $T_L = T_R = 0.85T_c$, também para quatro valores diferentes do campo aplicado. Para $H = 0.065\sqrt{2}H_c(0)$ (painel (a)), assim como no caso do painel (a) da Fig 2.2, quatro vórtices são exibidos em uma fileira dentro do supercondutor. Devido à temperatura mais alta, o tamanho do núcleo do vórtice é maior neste caso do que para $T_L = T_R = 0.75T_C$, mas os vórtices também são organizados de forma a atingir a distância máxima entre os vórtices. No entanto, o tamanho maior do vórtice aumenta a interação dos vórtices com as correntes de superfície, aumentando assim os efeitos do confinamento. Isso já pode ser visto no painel (b), que mostra a intensidade do parâmetro de ordem para $H = 0.076\sqrt{2}H_c(0)$. À medida que o campo magnético aumenta, esses efeitos de confinamentos tornam-se mais claros e o maior tamanho do vórtice faz com que os núcleos dos mesmos se sobreponham, criando uma região de supercondutividade suprimida no centro da amostra, conforme pode ser visto nos painéis c) e d).

Finalmente discutimos a configuração dos vórtices na presença de um gradiente térmico, onde $T_L = 0.75T_c$ e $T_R = 0.85T_c$. A principal diferença entre este caso e os

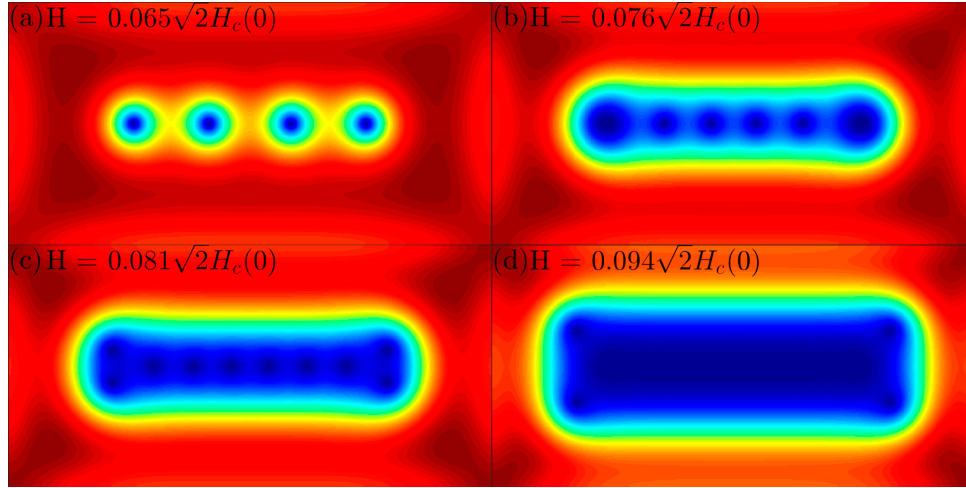


Figura 2.3 — O mesmo que a Fig. 2.2 para $T_L = T_R = 0.85T_c$

anteriores é evidente logo no painel (a) da Fig 2.4, que mostra a intensidade do parâmetro de ordem para $H = 0.076\sqrt{2}H_c(0)$. Aqui, como foi discutido anteriormente, os quatro vórtices são alinhados, mas agora a distância entre eles varia, sendo menor na região mais quente do que na fria. Se nos casos anteriores a separação igual e máxima possível significava uma interação vórtice-vórtice repulsiva, agora, a distribuição encontrada sugere que essa interação também possa ser atrativa na presença de um gradiente térmico. O painel (b), que representa o caso $H = 0.079\sqrt{2}H_c(0)$, evidencia melhor este cenário.

À medida que mais vórtices penetram na amostra, a formação de aglomerados de vórtices fica mais visível na região mais quente. Para $H = 0.084\sqrt{2}H_c(0)$ (painel (c)) a formação de *clusters* de vórtices pode ser vista também na região mais fria e o surgimento de uma interação não-monotônica vórtice-vórtice torna-se mais clara. Para valores ainda maiores do campo aplicado (painel (d)) os núcleos dos vórtices se sobrepõem na região mais quente (onde o comprimento de coerência é maior) e a visualização da configuração dos vórtices torna-se mais difícil. Para provar completamente a não-monotonicidade da interação vórtice-vórtice indicada pela formação de *clusters* de vórtices discutidos acima, é preciso acessar o perfil de energia das configurações de vórtices e estudar como ela evolui à medida que as distâncias entre vórtices são alteradas. Essa análise é realizada na próxima seção.

2.4.2 Vórtices vinculados

Vamos agora provar que a presença de um gradiente térmico de fato induz uma interação vórtice-vórtice não-monotônica. Para fazer isso, usamos o formalismo de GL vinculado para calcular como a energia da configuração de dois vórtices muda à medida que mudamos a distância entre eles. De acordo com a referência [16] para eliminar efeitos de borda na interação vórtice-vórtice, os cálculos são realizados na ausência de um campo

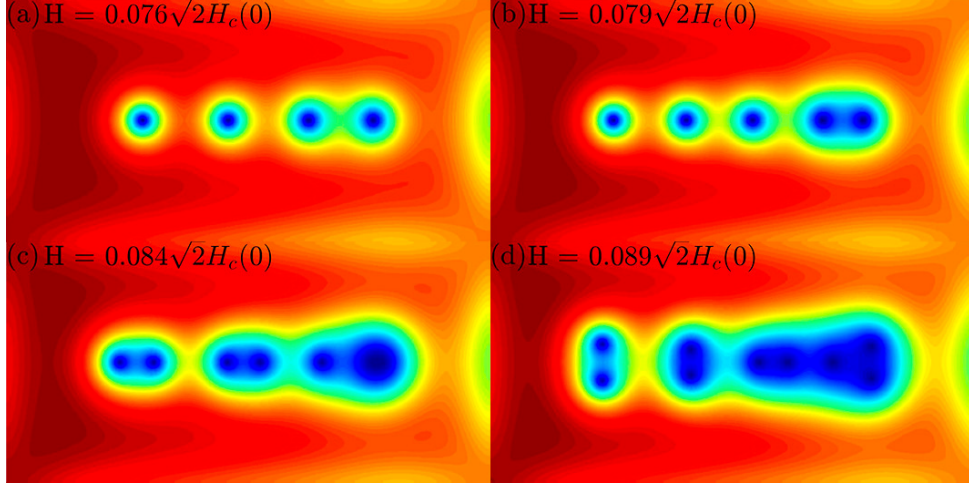


Figura 2.4 – O mesmo que Fig. 2.2 para $T_L = 0.75T_C$ e $T_R = 0.85T_C$.

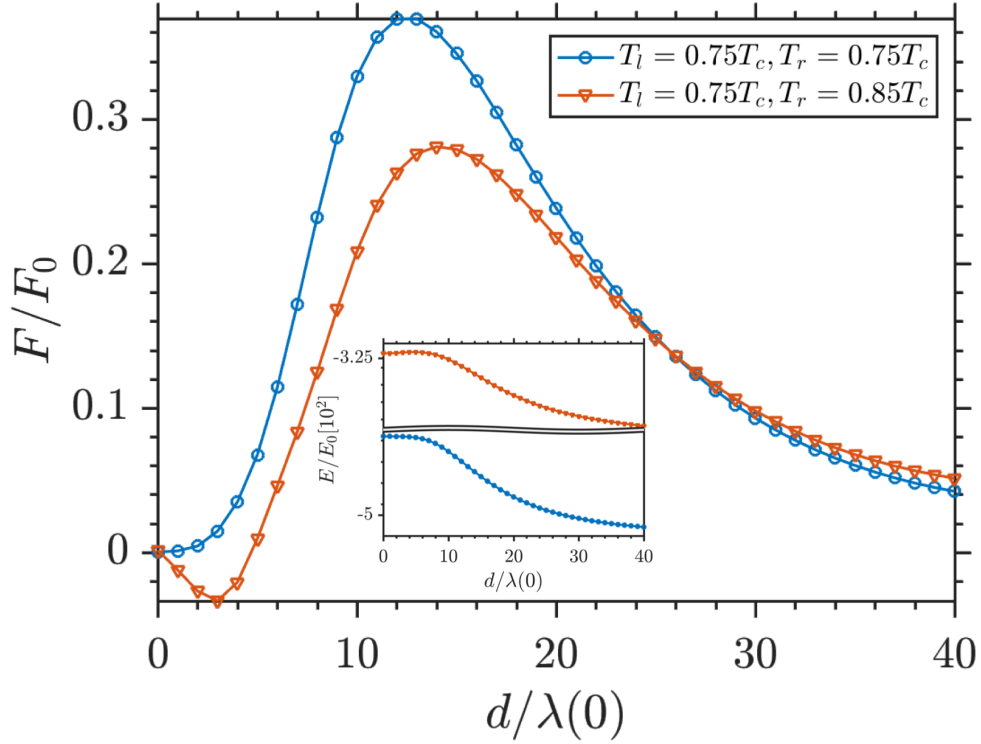


Figura 2.5 – Força (em unidades de $F_0 = H_c^2(0)\lambda^2(0)/4\pi$) em função da distância entre dois vórtices vinculados para temperatura homogênea, e para um gradiente térmico conforme indicado na legenda da figura. *Inset*: a energia das respectivas configurações de distância entre os vórtices.

aplicado. O tamanho da caixa supercondutora foi escolhida de tal maneira que esta condição seja satisfeita. O procedimento geral é descrito como segue. Começamos com dois vórtices no centro do supercondutor, ou seja, $(x, y, z) = (l_x/2, l_y/2, l_z/2)$ e, em seguida, afastamos um vórtice do outro lentamente ao longo do eixo x , direcionando um para a esquerda e o outro na direção oposta, mantendo a coordenada y constante. Para cada distância vórtice-vórtice d , a energia do sistema é então calculada.

O *inset* da Fig. 2.5 mostra a energia em função de d para o caso sem gradiente

térmico (curva azul) com $T_L = T_R = 0.75T_c$ e para o caso com presença de gradiente térmico (curva laranja) com $T_L = 0.75T_c$ e $T_R = 0.85T_c$. A partir dessas curvas, a força de interação entre os dois vórtices pode ser calculada usando a equação $F = -\partial E/\partial d$. Ambos os casos são exibidos na Fig. 2.5. Como podemos ver a partir da curva azul, a interação entre os vórtices é sempre repulsiva na ausência de um gradiente térmico, pois esta é positiva para todos os valores de d . Isto está de acordo, por exemplo, com o painel (a) da Fig. 2.2, onde os vórtices se organizam de tal forma para alcançar a maior distância possível entre eles.

Por outro lado, a curva laranja apresenta um comportamento mais complexo, com o surgimento de uma região de distâncias onde a interação vórtice-vórtice é atrativa para os valores de d onde $F < 0$. Como podemos ver, a interação entre os vórtices neste caso é apenas repulsiva para uma separação de vórtices $d \gtrsim 6\lambda(0)$, enquanto que para pequenas distâncias entre os vórtices ($d \lesssim 6\lambda(0)$) existe uma atração entre os mesmos. Pode-se então imediatamente ver que a assimetria entre os lados esquerdo e o direito da amostra, induzida pelo gradiente térmico, faz com que ocorra o surgimento de uma atração de curto alcance entre os dois vórtices que estão sendo simetricamente deslocados do centro do supercondutor.

Isso confirma que, como sugerido pela formação de *clusters* de vórtices discutidos na Seção anterior, o gradiente induz uma interação vórtice-vórtice não-monotônica na direção da mudança de temperatura. Isso ocorre devido ao fato de que, na presença de um gradiente térmico, o sistema torna-se não homogêneo e os vórtices preferem estar na região mais quente do supercondutor. Assim, a interação não-monotônica *vortex-vortex* surge como uma competição entre a repulsão vórtice-vórtice que existe sem o gradiente térmico e a tendência do vórtice estar na região mais quente da amostra.

No entanto, a análise acima vale apenas se os dois vórtices são deslocados simetricamente do centro do supercondutor (lembre-se de que nossa amostra não é homogênea). Assim, para discutir os aglomerados de vórtices apresentados anteriormente, necessitamos de uma investigação mais específica. Os resultados são mostrados em Fig. 2.6, onde agora estudamos a energia para configuração de três vórtices. Aqui, o campo externo é $H = 0.73\sqrt{2}H_c$ e dois vórtices (o esquerdo e o da direita) são fixados nas posições que são obtidas pela simulação TDGL não-vinculados para o mesmo valor de H . A posição do terceiro vórtice é então variada e buscamos a configuração de energia mínima.

O painel (a) da Fig. 2.6 mostra a energia como uma função da posição do terceiro vórtice e os painéis (b) – (e) mostram a intensidade do parâmetro de ordem de algumas posições específicas do vórtice intermediário. Como podemos ver, à medida que o vórtice se move da posição do vórtice fixo à esquerda (painel(b)) a energia de configuração diminui (painel (c)) até que o sistema atinja seu valor mínimo de energia (painel (d)). Se agora movermos o vórtice para mais perto do vórtice fixo à direita, a energia começa a aumentar

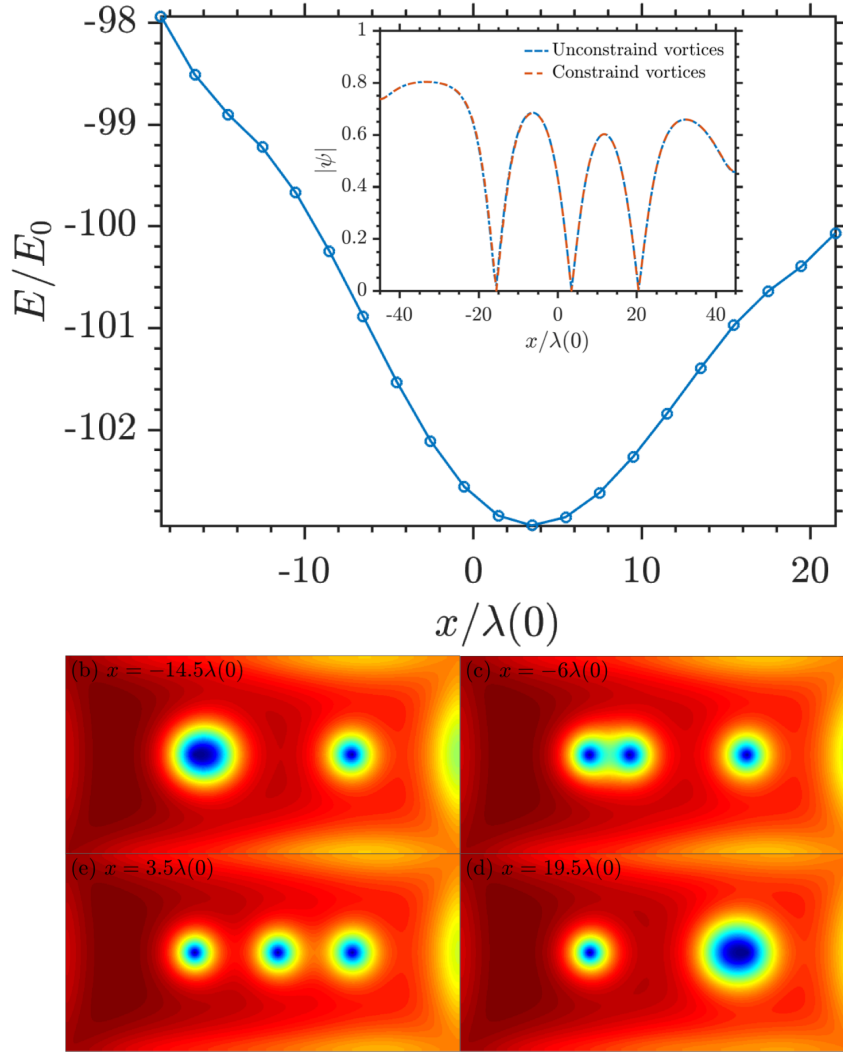


Figura 2.6 – (a) Energia de um sistema de três vórtices com dois sendo fixos nas extremidades e outro no meio livre para se mover. A energia é representada como uma função da posição do vórtice do meio. O *inset* mostra o parâmetro de ordem ao longo da linha $y = 0$ para ambos os vórtices vinculados e os que resultam das equações TDGL convencionais da Seção 2.3. (a) – (b) Quatro configurações distintas do sistema de três vórtices vinculados.

novamente.

Como esperado, a configuração com energia mínima (painel (e)) coincide exatamente com a configuração encontrada na simulação das equações TDGL de vórtices não-vinculados. Isto pode ser visto pelo *inset* da Fig. 2.6 a), onde a intensidade do módulo do parâmetro de ordem no centro da amostra supercondutora em função da posição x . As curvas azul e laranja correspondem aos resultados para as simulações não-vinculadas e vinculadas, respectivamente.

A Fig. 2.6 a) também confirma nossas análises anteriores que o gradiente térmico torna energeticamente favorável para o vórtice estar na região mais quente, uma vez que a posição ideal do vórtice livre é estar mais próximo do vórtice fixo à direita do que à esquerda. Isso também pode ser visto pelo fato de que a energia de configuração é maior

quando o vórtice livre está mais próximo do vórtice fixo à esquerda, refletindo mais uma vez a “atração” exercida pela região mais quente.

2.4.3 Mudança no gradiente de temperatura pelo aumento do tamanho do sistema

Nesta seção realizamos um estudo do efeito da inclinação da reta $T(x)$ sobre a força atrativa considerando o formalismo de GL dos vórtices vinculados. Dessa forma, mantivemos o gradiente térmico com $T_L = 0.75T_c$ e $T_R = 0.85T_c$, fixamos a largura do supercondutor em $l_y = 45\lambda(0)$ (largura da caixa de simulação em $L_y = 75\lambda(0)$) e variamos o comprimento do sistema, iniciando em $l_x = 75\lambda(0)$ (com o comprimento da caixa de simulação de $L_x = 105\lambda(0)$) até $l_x = 140\lambda(0)$ ($L_x = 170\lambda(0)$) aumentando $5\lambda(0)$ de um sistema para o outro. Com os resultados obtidos da energia, obtivemos a força calculando a sua derivada. Em seguida plotamos o gráfico da força em função da distância, onde percebemos que a força atrativa está presente em todos os sistemas, como mostrado na Fig. 2.7. No entanto sua intensidade diminui à medida que a inclinação do gradiente de temperatura é menor, ou seja, conforme o tamanho da amostra aumenta.

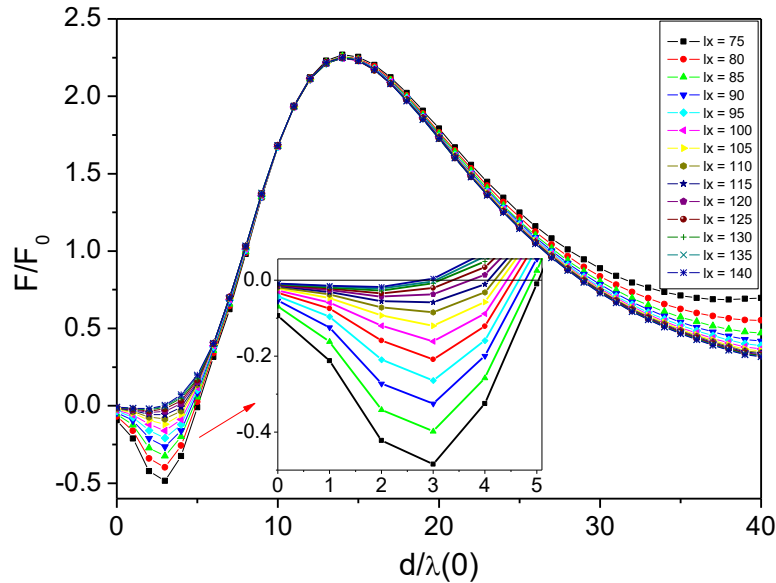


Figura 2.7 – Força atrativa para sistemas com maiores comprimentos.

No *inset* da Fig. 2.7 é possível perceber que, na medida que o tamanho do sistema aumenta, a força atrativa entre os vórtices ocorre para menores distâncias, ou seja, só acontece enquanto os vórtices estão mais próximos.

Para analisar o comportamento da força atrativa em função do comprimento da amostra, plotamos uma curva com os valores absolutos da força atrativa máxima em função de l_x . Percebe-se que o comportamento da curva é exponencial e tende a zero à medida que aumentamos o comprimento da amostra, ou seja, diminuimos a inclinação

da reta $T(x)$, como mostrado no painel (a) da Fig. 2.8. Em seguida, fizemos a derivada de primeira ordem dessa curva, e notamos que a mesma apresenta uma mudança de comportamento em dois pontos específicos destacados com um círculo, como podemos observar no painel (b) da Fig. 2.8. Tais pontos estão relacionadas às distâncias nas quais a força atrativa ocorre.

No primeiro ponto, entre $l_x = 75\lambda(0)$ e $80\lambda(0)$ ocorre uma transição, onde para o primeiro a força atrativa está presente até a distância de $5\lambda(0)$ e no segundo a força atrativa está presente até a distância de $4\lambda(0)$. No segundo ponto, que encontra-se entre $l_x = 115\lambda(0)$ e $120\lambda(0)$ ocorrem dois tipos de transição. Uma é em relação a quantidade de distâncias em que a força é atrativa, em que para $l_x = 115\lambda(0)$ essa distância é de $4\lambda(0)$ e para $l_x = 120\lambda(0)$ esse número é de $3\lambda(0)$. Outra transição que podemos notar, é que a distância no qual a força atrativa é máxima também muda entre esses dois comprimentos de amostra, sendo que para $l_x = 115\lambda(0)$ a força máxima atrativa ocorre em $d = 3\lambda(0)$ e para $l_x = 120\lambda(0)$ essa distância muda para $d = 2\lambda(0)$.

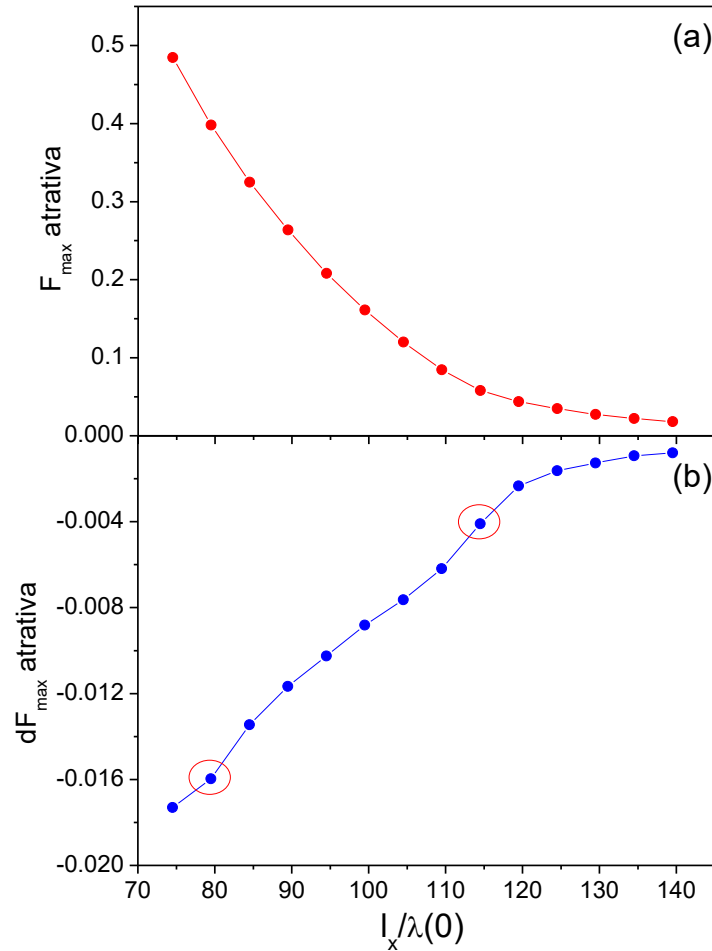


Figura 2.8 – (a) Força máxima atrativa em função de l_x ; (b) derivada da força em função de l_x . O gradiente térmico usado foi de $T_L = 0.75T_c$ e $T_R = 0.85T_c$

Notamos que esta transição aparece como assinatura no comportamento das curvas da densidade de corrente J/J_0 em função de l_x . Na Fig. 2.9 plotamos as curvas de corrente

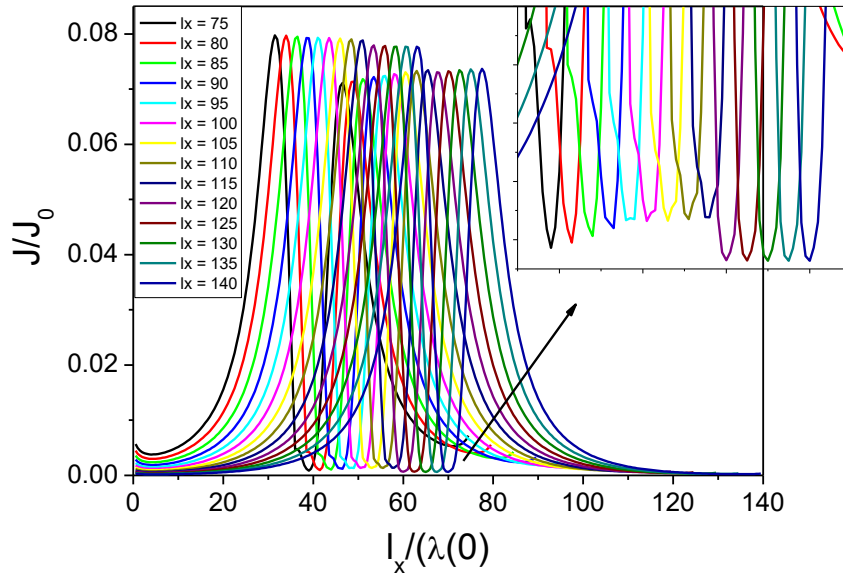


Figura 2.9 – Curvas de J/J_0 em função de l_x para a distância em que a força é máxima para cada sistema.

em função relação da distância na qual a força é máxima para todos os comprimentos do sistema. Podemos perceber pelo *inset* dessa figura uma alteração no comportamento das correntes entre $l_x = 115\lambda(0)$ e $120\lambda(0)$, o que é evidenciado pela derivada da força no painel (b) da Fig. 2.8.

2.5 Considerações finais

Em resumo, mostramos que a aplicação de um gradiente térmico em um filme supercondutor favorece a formação de *clusters* de vórtices. Esses *clusters* resultam da competição entre a repulsão entre vórtices devido aos *stray fields* e a tendência do vórtice ocupar a região mais quente da amostra. De fato, como mostra a análise das equações vinculadas de Ginzburg-Landau, esta competição resulta no surgimento de uma interação vórtice-vórtice não-monotônica, que não depende apenas das distâncias entre os vórtices, como em filmes com temperatura uniforme, mas também da posição do vórtice em relação ao gradiente de temperatura. Isto é esperado, uma vez que a região mais quente exerce o efeito de *pinning center*. A presente investigação preliminar sugere que gradientes de temperatura podem ser usados para manipular a configuração da matéria de vórtices, em particular para criar uma distribuição de vórtices não-uniforme.

Referências

- [1] Michael Tinkham. *Introduction to Superconductivity*. 2^a ed. Dover Publications, jun. de 2004. Cap. 4, pp. 135–138. ISBN: 0486435032.

- [2] Pierre-Gilles De Gennes. *Superconductivity of metals and alloys*. CRC Press, 2018.
- [3] A. A. Abrikosov. “On the magnetic properties of superconductors of the second group”. Em: *Soviet Physics JETP* 5.6 (1957), p. 1174.
- [4] E. B. Bogomolny. “The stability of classical solutions”. Em: *Sov. J. Nucl. Phys.* 24 (1976), pp. 449–454.
- [5] I. Luk’yanchuk. “Theory of superconductors with κ close to $1/\sqrt{2}$ ”. Em: *Phys. Rev. B* 63 (17 abr. de 2001), p. 174504.
- [6] A. V. Vagov et al. “Extended Ginzburg-Landau formalism: Systematic expansion in small deviation from the critical temperature”. Em: *Phys. Rev. B* 85 (1 jan. de 2012), p. 014502.
- [7] A. Vagov et al. “Superconductivity between standard types: Multiband versus single-band materials”. Em: *Phys. Rev. B* 93 (17 mai. de 2016), p. 174503.
- [8] Leonardo R. Cadorim et al. “Intermediate type-I superconductors in the mesoscopic scale”. Em: *Phys. Rev. B* 103 (1 jan. de 2021), p. 014504. DOI: [10.1103/PhysRevB.103.014504](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.103.014504). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.103.014504>.
- [9] W. Y. Córdoba-Camacho et al. “Between types I and II: Intertype flux exotic states in thin superconductors”. Em: *Phys. Rev. B* 94 (5 ago. de 2016), p. 054511.
- [10] W. Y. Córdoba-Camacho et al. “Quasi-one-dimensional vortex matter in superconducting nanowires”. Em: *Phys. Rev. B* 98 (17 nov. de 2018), p. 174511.
- [11] Leonardo Rodrigues Cadorim et al. “Crossover from type I to type II regime of mesoscopic superconductors of the first group”. Em: *Journal of Physics: Condensed Matter* 32.9 (dez. de 2019), p. 095304.
- [12] W Y Córdoba-Camacho et al. “Spontaneous pattern formation in superconducting films”. Em: *J. Phys. Condens. Matter* 32.7 (nov. de 2019), p. 075403.
- [13] T. T. Saraiva et al. “Anisotropic superconductors between types I and II”. Em: *Phys. Rev. B* 99 (2 jan. de 2019), p. 024515. DOI: [10.1103/PhysRevB.99.024515](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.99.024515). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.99.024515>.
- [14] E C S Duarte et al. “Influence of thermal gradient in vortex states of mesoscopic superconductors”. Em: *Journal of Physics: Conference Series* 568.2 (dez. de 2014), p. 022011.
- [15] E C S Duarte et al. “Use of thermal gradients for control of vortex matter in mesoscopic superconductors”. Em: *Journal of Physics: Condensed Matter* 31.40 (jul. de 2019), p. 405901.
- [16] Andrey Chaves et al. “Vortex-vortex interaction in bulk superconductors: Ginzburg-Landau theory”. Em: *Phys. Rev. B* 83 (5 fev. de 2011), p. 054516.

- [17] Cun Xue et al. “Open circuit voltage generated by dragging superconducting vortices with a dynamic pinning potential”. Em: *New Journal of Physics* 21.11 (2019), p. 113044.
- [18] An He, Cun Xue e You-He Zhou. “Switchable reversal of vortex ratchet with dynamic pinning landscape”. Em: *Applied Physics Letters* 115.3 (2019), p. 032602.
- [19] An He e Cun Xue. “Multiple reversals of vortex ratchet effects in a superconducting strip with inclined dynamic pinning landscape”. Em: *Chinese Physics B* 29.12 (2020), p. 127401.
- [20] A Schmid. “A time dependent Ginzburg-Landau equation and its application to the problem of resistivity in the mixed state”. Em: *Physik der kondensierten Materie* 5.4 (1966), pp. 302–317.
- [21] Lucas Veneziani de Toledo et al. “Clusters of vortices induced by thermal gradient in mesoscopic superconductors”. Em: *Physics Letters A* 406 (2021), p. 127449. ISSN: 0375-9601. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.physleta.2021.127449>. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0375960121003133>.
- [22] V I Ginzburg. “Some remarks concerning the macroscopic theory of superconductivity”. Em: *Soviet Physics JETP* 3.4 (1956), p. 621.
- [23] William D. Gropp et al. “Numerical Simulation of Vortex Dynamics in Type-II Superconductors”. Em: *Journal of Computational Physics* 123.2 (1996), pp. 254–266. ISSN: 0021-9991.
- [24] J. Barba-Ortega, Edson Sardella e J. Albino Aguiar. “Superconducting properties of a parallelepiped mesoscopic superconductor: A comparative study between the 2D and 3D Ginzburg–Landau models”. Em: *Physics Letters A* 379.7 (2015), pp. 732–737. ISSN: 0375-9601.
- [25] J. Barba-Ortega e Edson Sardella. “Superconducting properties of a mesoscopic parallelepiped with anisotropic surface conditions”. Em: *Physics Letters A* 379.47 (2015), pp. 3130–3135. ISSN: 0375-9601.

3 Estado de vórtices em um Supercondutor do tipo I em forma de cunha

3.1 Resumo

O estudo da dinâmica de vórtices e como esta pode ser manipulada, é de grande interesse. Neste trabalho, utilizamos as equações tridimensionais de Ginzburg-Landau dependentes do tempo em um supercondutor mesoscópico do tipo I com gradiente de espessura. Descobriu-se que esse formato torna as correntes supercondutoras menos homogêneas, o que favorece a formação de *clusters* e uma organização assimétrica dos vórtices. Foi observado também uma resposta paramagnética, que possui dependência com a inclinação da amostra. Este estudo mostra que o gradiente de espessura pode ser utilizado para manipular a dinâmica de vórtices, como por exemplo, o lado pelo qual os mesmos adentram na amostra.

3.2 Introdução

De acordo com a literatura, já é bem conhecido que existem dois tipos de supercondutores. Esses supercondutores apresentam propriedades distintas, e são caracterizados por uma diferente densidade de energia superficial e também pelo parâmetro de GL κ . Dessa forma, eles são divididos em supercondutores do tipo I e tipo II.

Para supercondutores do tipo I, $\kappa < 1/\sqrt{2}$, a energia superficial é positiva. Por esta razão, não é favorável a penetração de fluxo magnético, apresentando apenas o *estado de Meissner* e o *estado normal*. Para os do tipo II, $\kappa > 1/\sqrt{2}$, a energia superficial é negativa. Neste caso, é energeticamente favorável a penetração de fluxo magnético em seu interior, apresentando assim o *estado misto*. Neste estado, não temos apenas penetração superficial de campo magnético, mas também no interior do supercondutor. A penetração se dá em forma de fluxo *quantizado*, sendo que o *quantum de fluxo* é normalmente chamado de vórtice. Os vórtices comportam-se como partículas e interagem repulsivamente. O vórtice é formado por um núcleo central onde a supercondutividade é suprimida e o campo magnético local é máximo. O seu entorno é preenchido por correntes fluindo na região supercondutora. Em resumo, o estado misto exibe a coexistência dos estados normal e supercondutor [1].

Os supercondutores do tipo I não permitem campo magnético em seu interior. No entanto, dependendo da geometria do sistema [2], pode haver a formação de um *estado intermediário*, com a coexistência de fluxo magnético e o estado supercondutor. Tal estado

ocorre devido ao fator de desmagnetização, que intensifica o campo aplicado na superfície da amostra, devido ao desvio das linhas de fluxo magnético em alguns pontos de amostras finitas e ao *stray field*. O fator desmagnetização faz com que alguns pontos da superfície atinja primeiro o campo crítico termodinâmico H_c , e dessa forma penetre fluxo no sistema [3].

Para reduzir o campo desmagnetizante, o sistema minimiza a área supercondutora, formando em seu interior canais normais e supercondutores. Esse modelo é chamado de laminar, formando listas normais e supercondutoras de acordo com modelos teóricos [3]. Do ponto de vista experimental [4] as estruturas são mais complexas, mas também são identificadas regiões normais e supercondutoras, ainda que com alguma regularidade estrutural.

No estado intermediário, em supercondutores do tipo I, ocorre a penetração de fluxo magnético. No entanto, dependendo da espessura do filme, é possível que o material apresente a presença de vórtices, a depender se a espessura do filme d for menor que o comprimento de coerência ξ , ou seja, $d < \xi$ [5, 6]. Recentemente, o estado intermediário em supercondutores do tipo I foi estudado na referência [7]. Neste estudo, foi considerado supercondutores mesoscópicos de tamanho finito. Os autores mostram que o estado intermediário possui as seguintes fases: (a) *intermediário diamagnético*, quando há o estado de vórtices no ramo descendente do campo e o sinal de magnetização do sistema é sempre diamagnético; (b) *intermediário paramagnético*, com comportamento similar ao anterior, mas agora com a presença de paramagnetismo em alguns campos; (c) *quasi-tipo II*, onde o estado de vórtices ocorre também no ramo ascendente do campo.

A fim de estudar os estados de vórtice entre os dois tipos de supercondutores, Gladilin *et. al* [8] simulou um supercondutor do tipo I no formato de cunha, com variação de espessura, introduzindo um parâmetro $d(x)$ ¹ na equação de GL. Com isso, na parte mais fina da amostra, onde $d \ll \xi$, o comportamento da amostra é tipicamente do tipo II, apresentando a presença de vórtices. A medida que a espessura do filme vai aumentando, o supercondutor vai adquirindo o comportamento do tipo I, e as estruturas de fluxo magnético em seu interior começam a mudar. A força entre os domínios magnéticos passa a ser atrativa de curto alcance, o que induz a formação de vórtices gigantes, ou ainda aglomerados de vórtices.

Estas configurações de vórtices também são típicas do *intertype*, que se refere a região entre o tipo I e tipo II, onde $\kappa_c = 1/\sqrt{2}$. Para $T \rightarrow T_c$, tem-se o ponto de Bobomolnyi [9] que se refere a $\kappa = \kappa_c = 1/\sqrt{2}$, sendo exatamente o ponto de transição entre os dois tipos de supercondutores. Na referência [10] é mostrado que a medida que T diminui,

¹ Esta função é dada por uma reta, análoga à forma da temperatura local usada usada no Capítulo 2. No entanto, na referência *et. al* [8], as equações de GL são escritas em 2D. A espessura variável é introduzida fazendo-se uma média das equações 3D ao longo da direção z .

o regime do *intertype* se alarga, onde o comportamento da magnetização indica penetração de fluxo magnético no sistema, sendo que este se configura como canais ou listras de vórtice, *clusters* e vórtices gigantes [11]. Essas estruturas são também encontradas em amostras 1D [12] utilizando material do tipo I na presença de campo magnético aplicado, onde, a depender da espessura do fio, o regime *intertype* é atingido. Ainda, de acordo com as dimensões da amostra, para o campo decrescente, surge uma resposta paramagnética, indicando aprisionamento de fluxo no nanofio.

Recentemente, na referência [13], os autores trabalharam com supercondutor do tipo II, sendo um filme fino de Pb com gradiente de espessura, onde por meio de imagens de *magneto-optical* verificou-se características interessantes durante os regimes de penetração abrupta e suave do fluxo magnético, bem como a densidade de corrente crítica dependente da espessura (J_c). A dependência da variação de J_c com a espessura promove uma grande diversidade de padrões de avalanche de fluxo para uma temperatura fixa, e o estudo deste tipo de amostra se torna promissor, onde indica a possibilidade da descoberta de diferentes propriedades que dependem da espessura por meio de uma mesma amostra.

Neste trabalho, estudamos um supercondutor do tipo I com gradientes de espessuras variáveis (cunha) na presença de um campo magnético externo. Foi analisado os estados estacionários de vórtices para amostras com diferentes inclinações. Foi observado também um comportamento paramagnético no ramo decrescente da magnetização em função do campo aplicado. Mostramos que isto tem uma dependência com a inclinação da cunha.

3.3 Formalismo teórico

3.3.1 Equações TDGL

Conforme descrito na Seção 2.3, as equações de Ginzburg-Landau dependentes do tempo, para um supercondutor na presença de um campo aplicado, em unidades reduzidas podem ser escritas como

$$\eta \frac{\partial \psi}{\partial t} = - \left(-\frac{i}{\kappa(0)} \nabla - \mathbf{A} \right)^2 \psi + \psi(1 - T - |\psi|^2), \quad (3.1)$$

$$\beta \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} = \mathbf{J}_s - \nabla \times \nabla \times \mathbf{A}, \quad (3.2)$$

onde a densidade de corrente supercondutora é dada por

$$\mathbf{J}_s = \text{Re} \left[\bar{\psi} \left(-\frac{i}{\kappa(0)} \nabla - \mathbf{A} \right) \psi \right]. \quad (3.3)$$

Note que neste Capítulo, estamos assumindo que a constante fenomenológica de GL, $\alpha(T)$ depende linearmente com a temperatura e a constante β independe de T .

Nesse Capítulo, iremos resolver estas equações numericamente para o sistema ilustrado na Fig. 3.10, o qual consiste em um supercondutor em forma de uma cunha na presença de uma campo aplicado ao longo da direção z . A cunha encontra-se dentro de uma caixa de simulação de dimensões (L_x, L_y, L_z) maiores que as dimensões da cunha (l_x, l_y, l_z) . O lado direito a cunha possui uma elevação w_z . A caixa de simulação não é mostrada na figura; para maiores detalhes, ver referência [14].

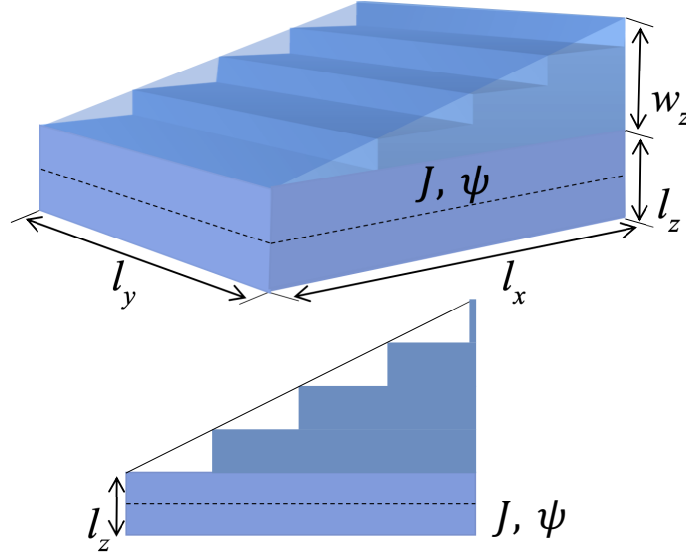


Figura 3.10 – Ilustração de cunha. Tal cunha está inserida em uma caixa de simulação (não mostrada na figura) de dimensões $(L_x, L_y, L_z) > (l_x, l_y, l_z)$; w_z é a *elevação* da cunha espessura. A figura de baixo é um corte seção longitudinal da cunha. A linha tracejada indica o plano em que o parâmetro de ordem e a densidade de corrente serão mostrados nas figuras da Seção de resultados e discussões 3.4

3.3.2 Condições de contorno

Em nossas simulações, o tamanho da caixa de simulação foi escolhido suficientemente grande de tal forma que o campo local $\mathbf{h} = \nabla \times \mathbf{A}$ seja igual ao campo aplicado longe das superfícies do supercondutor. Além disso, as componentes normais da densidade de corrente supercondutora da equação (3.2) devem ser nulas nas interfaces supercondutor-vácuo. Assim, as seguintes condições de contorno devem ser obedecidas

$$\mathbf{n} \cdot \left(-\frac{i}{\kappa(0)} \nabla - \mathbf{A} \right) = 0, \text{ em } \partial\Omega_{sc}, \quad (3.4)$$

$$(\nabla \times \mathbf{A}) = \mathbf{H}, \text{ em } \partial\Omega, \quad (3.5)$$

onde $\mathbf{H} = H\hat{\mathbf{z}}$ é o campo aplicado.

Nas faces esquerda, direita, frontal, anterior, e inferior da cunha temos apenas uma componente perpendicular da densidade de corrente. No entanto, uma vez que resolvemos

as equações numericamente em coordenadas retangulares, na face superior, temos que usar ambas as condições de contorno J_{sx} e J_{sz} nulas, pois aproximamos o plano da cunha, $z = (w_z/l_z)x + l_z$ por uma escada em forma de *zig-zag* com vários pisos e espelhos, dependendo do valor de w_z . Esta aproximação é tão melhor quanto maior a resolução da malha de discretização das equações TDGL. O método de discretização utilizado foi o de variáveis de ligação, conforme descrito detalhadamente na referência [15].

3.4 Resultados e discussões

De acordo com o metodologia descrita anteriormente, simulamos amostras no formato de cunha (tal como exemplificado na Fig. 3.10 para diferentes espessuras e inclinações utilizando $\kappa = 0.444$ e $T = 0.75T_c$; aqui, o valor de κ corresponde ao do chumbo. As análises foram divididas em três grupos, a saber, (i) mudança na inclinação das cunhas (Subseção 3.4.1), (ii) variação de espessura (Subseção 3.4.2), e (iii) resposta paramagnética (Subseção 3.4.3).

3.4.1 Cunhas com diferentes inclinações

Nesta Subseção discutiremos os resultados obtidos para as simulações de três sistemas com diferentes inclinações mas de mesmo tamanho, i.e., $l_x = 75\lambda(0)$, $l_y = 45\lambda(0)$ e $l_z = 2.5\lambda(0)$. Uma amostra é um filme de espessura constante, por isso, $w_z = 0$ que denominaremos abreviadamente por S2.5. Um segundo sistema com $w_z = 0.5\lambda(0)$, denominado por S2.5+0.5 e um terceiro sistema de maior inclinação onde $w_z = 2.5\lambda(0)$, chamado de S2.5+2.5. A região de menor espessura ($l_z = 2.5\lambda(0)$) foi mantida constante para avaliar apenas os efeitos da inclinação.

Para comparar os efeitos da inclinação na distribuição da densidade de corrente supercondutora, a Fig. 3.11(a) mostra as curvas da densidade de corrente supercondutora $J(x)$ ² para $H = 0.020H_c$, ao longo do eixo x para todas as amostras em $l_z = 2.5\lambda(0)$. Dessa forma, a distribuição de corrente mostra a influência real da inclinação das amostras. Nota-se que, com o aumento da inclinação da cunha, a distribuição de $J(x)$ fica inomogênea, tornando-se menos intensa ao se aproximar da borda mais espessa. Esse fato acarreta em uma mudança na penetração de vórtices ao compararmos com amostras que apresentam uma distribuição de J mais uniforme. A entrada de vórtices em amostras mais inclinadas ocorre pelo lado mais fino, onde J é mais intensa. Nesses caso é nucleado apenas um vórtice para cada valor de corrente aplicada, como pode ser visto um exemplo na Fig. 3.12(c), que é referente a fase da primeira penetração de vórtices em $H = 0.086H_c$ para a amostra S2.5+2.5 e evidencia a penetração do fluxo pelo lado mais fino do sistema.

² Daqui em diante, iremos suprimir o subíndice de J_s .

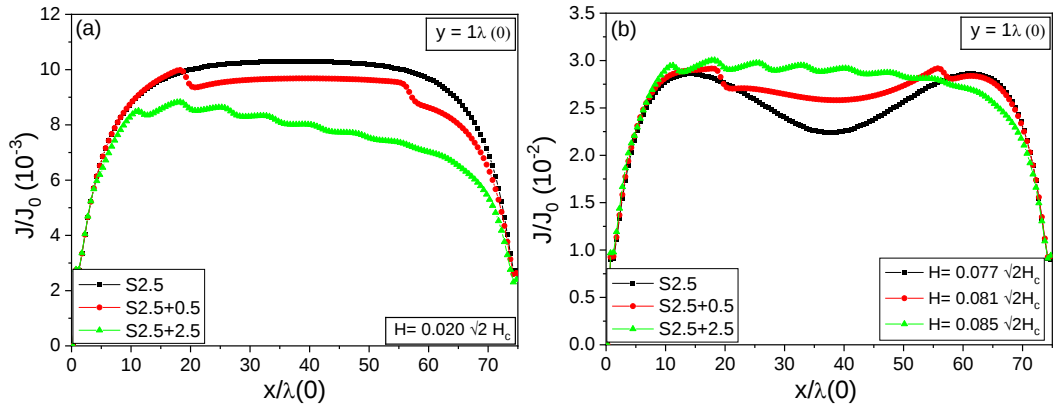


Figura 3.11 – (a) A curva evidencia o perfil da densidade de corrente ao longo do eixo x para cunhas com diferentes inclinações para o campo no estado de Meissner $H = 0.020H_c$; (b) curvas mostram o perfil da densidade de corrente para as amostras em campos que antecedem a primeira penetração de vórtices.

O painel (b) da Fig. 3.11 mostra $J(x)$ para os valores de H que antecedem a primeira penetração de vórtices para todas as amostras. Neste caso, $J(x)$ apresenta um mínimo local no centro das amostras S2.5 e S2.5+0.5 (curvas preta e vermelha, respectivamente). Este mínimo local é devido à entrada de vórtices pelo eixo x , como evidenciado pela fase da primeira penetração nos painéis (a) e (b) da Fig. 3.12, onde para o sistema S2.5 ocorre em $H = 0.078H_c$, e S2.5+0.5 em $H = 0.082H_c$.

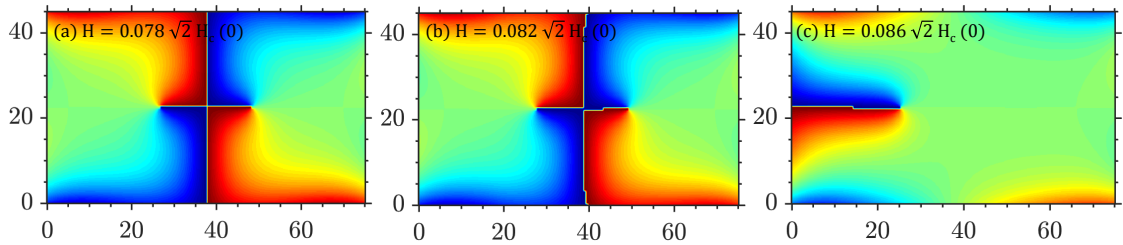


Figura 3.12 – Fase do parâmetro de ordem exibindo a primeira penetração de vórtices para os diferentes sistemas, sendo (a) S2.5 em $H = 0.078H_c$, (b) S2.5+0.5 em $H = 0.082H_c$, e (c) S2.5+2.5 em $H = 0.086H_c$.

Além da mudança na penetração causada pela inclinação das cunhas e consequente mudança na distribuição de J , verifica-se também uma diferente organização dos vórtices no interior das amostras, como será mostrado adiante. Para o sistema S2.5, a entrada de vórtices sempre ocorre aos pares e pelas laterais ao longo do eixo x , se alojando de forma simétrica como mostrado nos painéis da Fig. 3.13.

Para o sistema S2.5+0.5, a entrada de vórtices ocorre aos pares pelo eixo x em alguns campos, e ao longo do eixo y para outros campos. Isso acontece desta maneira muito provavelmente devido a uma não-uniformidade da densidade de corrente visto na curva vermelha da Fig. 3.11(a). Tal efeito quebra a simetria de organização dos vórtices, induzindo a formação de *clusters*, como é mostrado na Fig. 3.14(c). Esses *clusters*, como

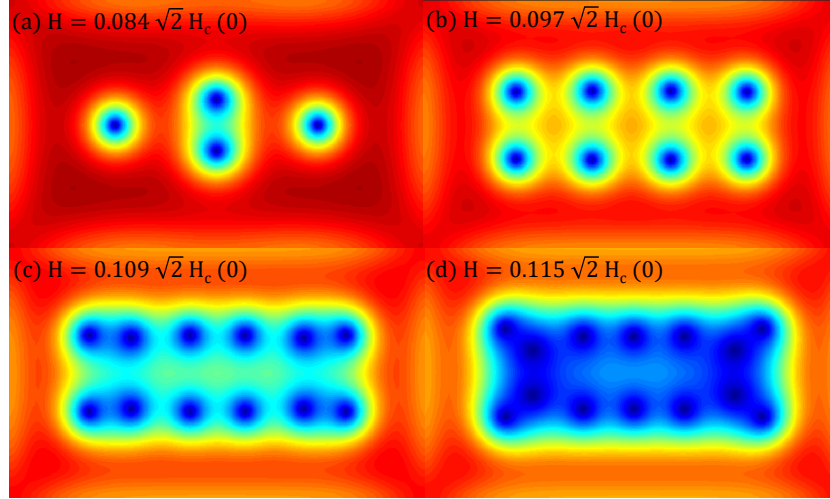


Figura 3.13 – Configuração do estado estacionário de vórtices para o sistema S2.5. (a) segunda penetração de vórtice em $H = 0.084\sqrt{2}H_c$, (b) quarta penetração de vórtice em $H = 0.097\sqrt{2}H_c$, (c) sexta penetração de vórtices em $H = 0.109\sqrt{2}H_c$ e (d) sétima penetração de vórtices em $H = 0.115\sqrt{2}H_c$. Na sequência dos painéis, pode-se notar a organização simétrica dos mesmos.

veremos adiante, é devido a uma interação atrativa entre os vórtices nesses supercondutores mesoscópicos do tipo I.

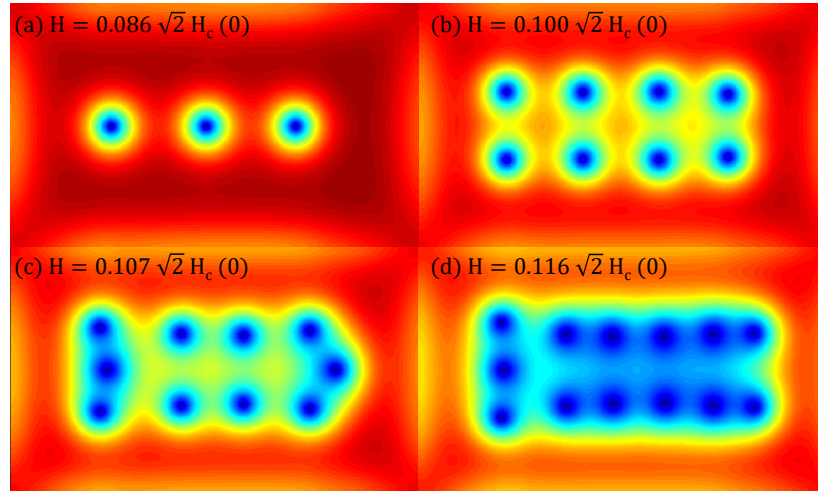


Figura 3.14 – Configuração do estado estacionário de vórtices para o sistema S2.5+0.5 (a) segunda penetração de vórtice (eixo y) em $H = 0.086\sqrt{2}H_c$, (b) quinta penetração de vórtice (eixo x) em $H = 0.100\sqrt{2}H_c$, (c) sétima penetração de vórtices (eixo y) em $H = 0.107\sqrt{2}H_c$ e (d) décima penetração de vórtices (eixo y) em $H = 0.116\sqrt{2}H_c$. Na sequência dos painéis, pode-se notar uma pequena quebra de simetria na organização dos mesmos, e o início da formação de *clusters* no painel (c).

Quando a inclinação da cunha é aumentada, para amostra S2.5+2.5 percebe-se que, como descrito anteriormente, as penetrações dos vórtices acontecem pelo lado mais fino do sistema, e sempre um vórtice por vez. Ainda pode-se notar que a organização dos vórtices perde a simetria por conta da densidade de corrente, como mostrado na Fig. 3.15.

Para este caso, nota-se também que, como as amostras são do tipo I, há uma força

atrativa entre os vórtices quando em pequenas distâncias entre si, tal como discutido no Capítulo 2. Devido a isso, há um maior acúmulo de vórtices (e/ou eles ficam mais próximos uns dos outros) no lado mais espesso da amostra (lado direito).

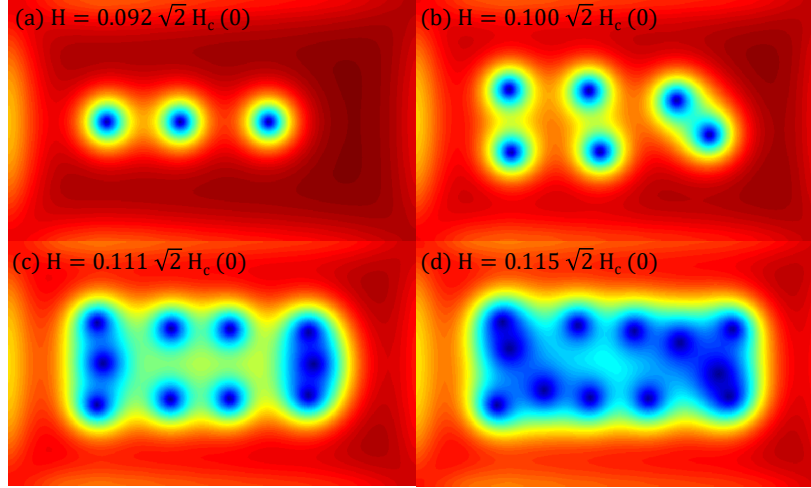


Figura 3.15 – Configuração do estado estacionário de vórtices para o sistema S2.5+2.5 (a) terceira penetração de vórtice em $H = 0.092\sqrt{2}H_c$, (b) sexta penetração de vórtice em $H = 0.100\sqrt{2}H_c$, (c) décima penetração de vórtices em $H = 0.111\sqrt{2}H_c$ e (d) décima segunda penetração de vórtices em $H = 0.115\sqrt{2}H_c$. Na sequência dos painéis, nota-se a formação de *clusters* preferencialmente do lado mais espesso da amostra.

3.4.2 Cunhas com diferentes espessuras

Nesta Subseção discutiremos as simulações de amostras em formato de cunha com diferentes espessuras em seus extremos, mas com a mesma inclinação e tamanhos laterais de $l_x = 75\lambda(0)$ e $l_y = 45\lambda(0)$. As amostras estudadas são: S2.5+2 ($l_z = 2.5\lambda(0)$ e $w_z = 2.0\lambda(0)$), e S5+2 ($l_z = 5.0\lambda(0)$ e $w_z = 2.0\lambda(0)$).

Os painéis (a) e (b) da Fig. 3.16 mostram a densidade de corrente supercondutora para $H = 0.020\sqrt{2}H_c(0)$ e para o valor de H que antecede a primeira penetração de vórtices em cada amostra. No painel (a), percebe-se que J é maior para S2.5+2 do que para S5+2, ambas sob o mesmo campo aplicado. Os patamares nas curvas se devem ao fato da inclinação da cunha consistir de pequenos “degraus”, como mostrado na Fig. 3.10. Contudo, olhando para as curvas no painel (b), notamos que nas duas amostras, a penetração não ocorre pela lateral (ao longo do eixo x). Ainda parece haver um valor de J limite que dispara a penetração de vórtices nas amostras, pois observa-se que H é bastante distinto para as duas amostras, contudo a distribuição de J é similar entre ambas.

Analisando a dinâmica de vórtices percebe-se que para S2.5+2 a penetração ocorre pela lateral y menos espessa e se organiza com a tendência de formação de *clusters*, como pode ser visto na Fig. 3.17. Os aglomerados ficam localizados preferencialmente nas regiões onde a corrente é menos uniforme, ou seja, nos degraus apresentados pela curva

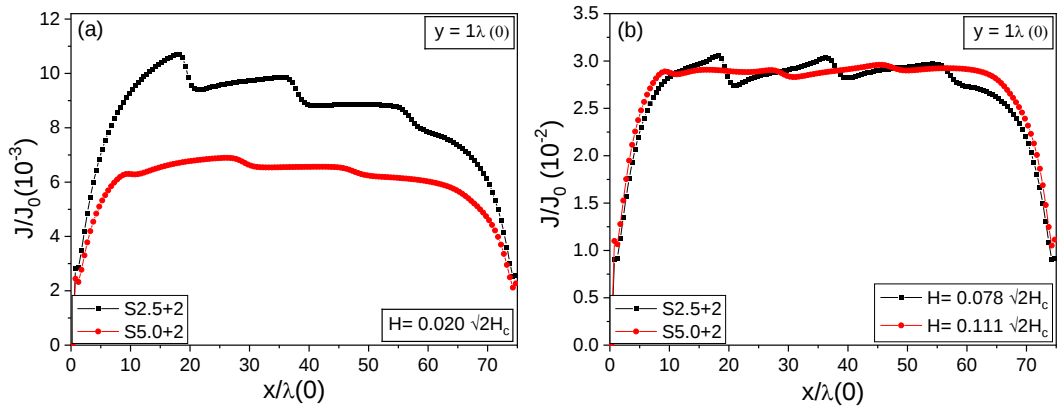


Figura 3.16 – (a) Curva evidenciando a densidade de corrente para as cunhas no estado de Meissner para $H = 0.020\sqrt{2}H_c(0)$, (b) densidade de corrente para o valor de H que antecede a primeira penetração de vórtices, que ocorre pela lateral y da amostra.

preta da Fig. 3.16(a). Nota-se também que, à medida que aumenta-se o campo aplicado, os aglomerados de vórtices ficam mais concentrados na região mais espessa da amostra (lado direito), pois há a atratividade imposta pelo supercondutor do Tipo I.

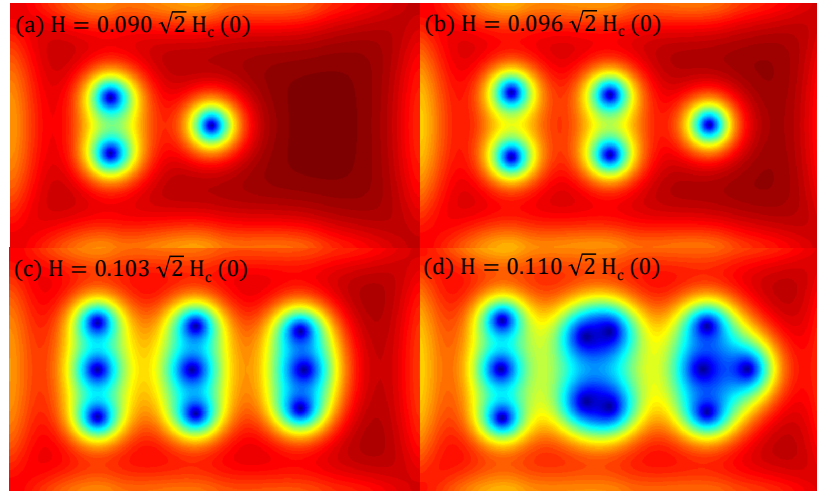


Figura 3.17 – Arranjo estacionário dos vórtices no sistema S2.5+2, (a) terceira penetração de vórtice em $H = 0.090\sqrt{2}H_c$, (b) quinta penetração de vórtice em $H = 0.096\sqrt{2}H_c$, (c) oitava penetração de vórtices em $H = 0.103\sqrt{2}H_c$ e (d) décima penetração de vórtices em $H = 0.110\sqrt{2}H_c$, onde nota-se a presença de *clusters* e a organização do fluxo preferencialmente nos “degraus” da cunha.

Analisando a dinâmica para a cunha S5.0+2, nota-se uma diferença significativa em relação à anterior. Isso acontece devido a espessura desta amostra ser maior, dessa forma o comportamento do tipo I é mais evidenciado. A organização dos vórtices é apresentada na Fig. 3.18, onde verifica-se que a formação de *clusters* logo nas primeiras penetrações (ver painel (a) da Fig. 3.18).

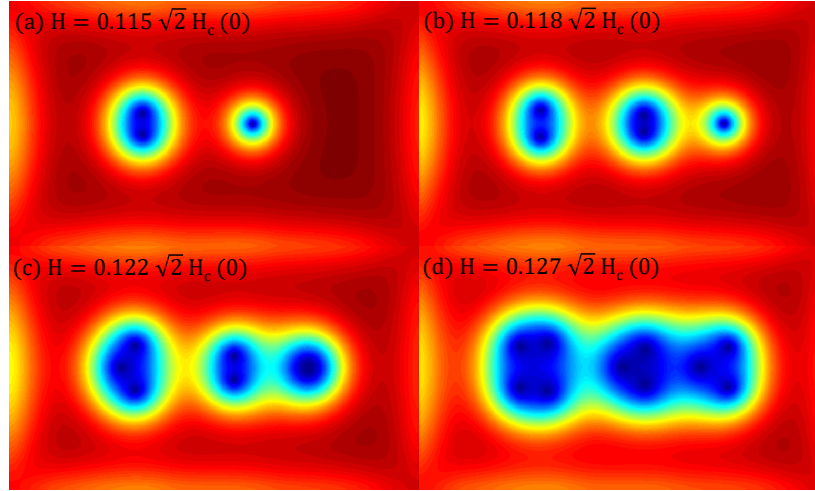


Figura 3.18 – Arranjo estacionário dos vórtices no sistema S5.0+2, (a) terceira penetração de vórtice em $H = 0.115\sqrt{2}H_c$, (b) quinta penetração de vórtice em $H = 0.118\sqrt{2}H_c$, (c) sétima penetração de vórtices em $H = 0.122\sqrt{2}H_c$ e (d) décima penetração de vórtices em $H = 0.127\sqrt{2}H_c$. Devido ao sistema ser do tipo I, é possível ver a formação de *clusters* nas primeiras penetrações, conforme pode ser observado no painel (a).

3.4.3 Resposta paramagnética

Nesta Subseção analisaremos a curva da magnetização em função do campo aplicado, $M(H)$, para amostras de diferentes inclinações, i.e., S2.5, S2.5+0.5, S2.5+0.75, S2.5+1.5, S2.5+1.75, S2.5+2, e S2.5+2.5. Iniciamos com uma amostra plana, S2.5, e aumentando w_z gradativamente até alcançar o valor máximo $w_z = 2.5\lambda(0)$ mantendo-se o lado mais fino constante em $l_z = 2.5\lambda(0)$.

A Fig. 3.19, apresenta as curvas $M(H)$ obtidas para tais sistemas, onde a curva vermelha representa uma suavização das mesmas para melhor visualização. Pode-se notar que no ramo descendente de H ocorre uma resposta paramagnética, que é mais evidenciado pela amostra S2.5 no painel (a). À medida que aumenta a inclinação da cunha, nota-se que a intensidade do sinal positivo de $M(H)$ diminui a ponto do sinal da magnetização ser negativo para todos os valores de H decrescentes.

A resposta paramagnética nessas amostras está relacionada com a homogeneidade da distribuição das correntes. Em S2.5, amostra plana, $J(x)$ é homogênea e simétrica, contudo, conforme a inclinação aumenta, a simetria da distribuição de J é quebrada, ficando menos homogênea também. (ver Fig. 3.11). Dessa forma, quando a densidade de corrente é homogênea, e estamos simulando a retirada do campo aplicado, os vórtices encontram uma barreira superficial que os impedem de deixar o sistema. À medida que aumenta a inclinação da cunha, esta barreira se enfraquece devido à perda de homogeneidade de J e os vórtices são expulsos mais facilmente.

Para facilitar esta interpretação, a Fig. 3.20 mostra uma curva do valor máximo da magnetização no ramo decrescente de H . Há um valor limite de inclinação de uma

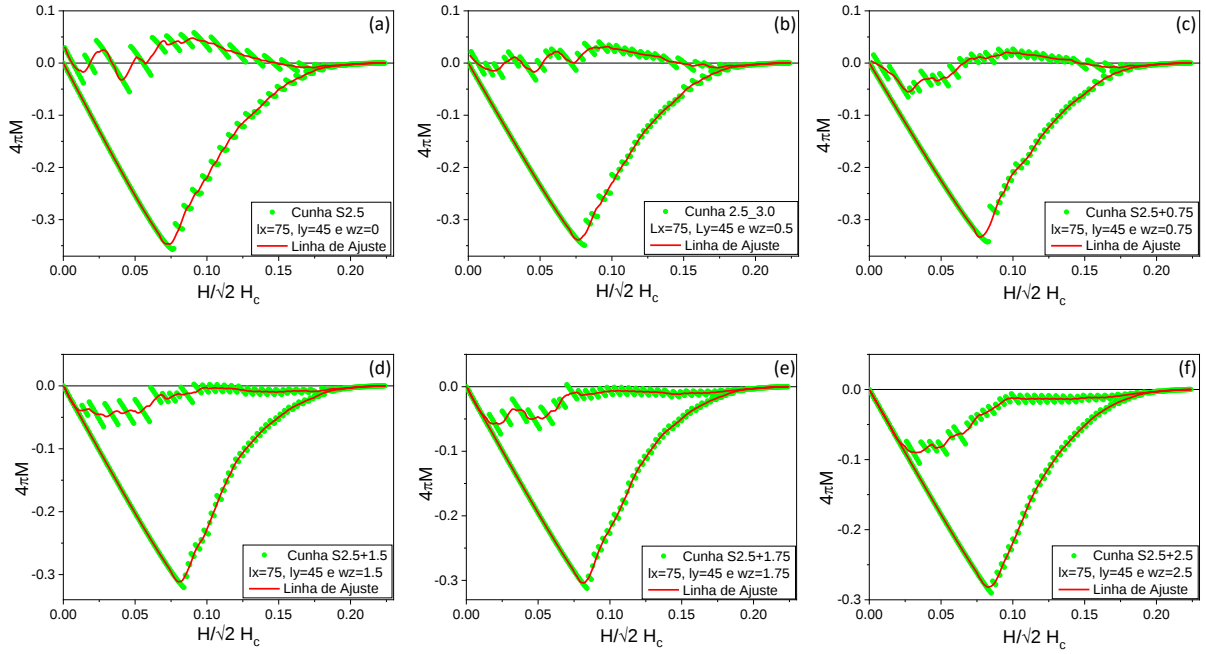


Figura 3.19 – Curvas de $M(H)$ para cunhas de diferentes inclinações (w_z), sendo $l_x = 75\lambda(0)$, $l_y = 45\lambda(0)$, e $l_z = 2.5\lambda(0)$, onde nota-se o efeito paramagnético sendo suprimido, a medida que a inclinação da cunha aumenta. A linha vermelha representa um ajuste da curva.

das superfícies da cunha acima do qual a resposta paramagnética deixa de existir. No caso, a amostra que apresenta $M = 0$ é a S2.5+2, com uma inclinação de ≈ 0.027 , ou seja, a resposta paramagnética só ocorre para inclinações menores dentro dos parâmetros usados nas simulações.

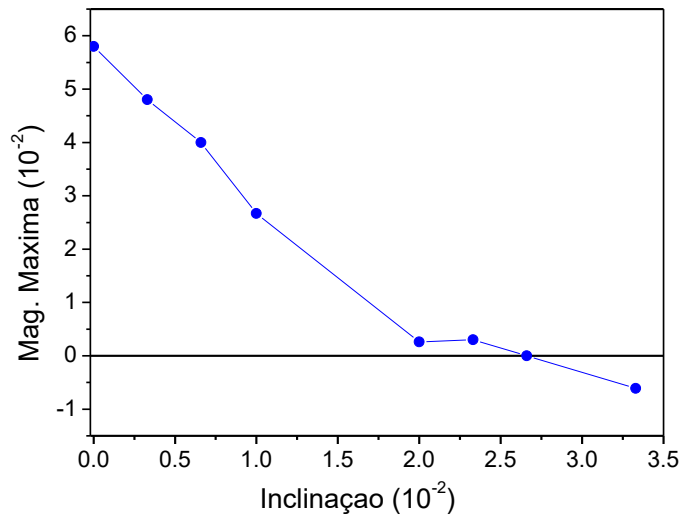


Figura 3.20 – Curva da magnetização máxima de retorno (H decrescente) em função da inclinação da cunha, onde é possível observar que existe um valor de inclinação para o qual a resposta paramagnética deixa de existir.

3.5 Considerações finais

Os estudos realizados neste trabalho, mostraram que de acordo com o gradiente de espessura das amostras, estas apresentam J menos uniforme. Devido a isso, os sistemas apresentam dinâmicas de vórtices distintas, havendo a formação de *clusters* nas amostras mais espessas, que é uma característica de supercondutores do tipo I. Para ramo descendente do campo aplicado da $M(H)$, foi observado que as cunhas apresentam uma resposta paramagnética, no qual, seu sinal diminui a medida que a inclinação do sistema aumenta, sugerindo assim que tal efeito está também relacionado com homogeneidade das correntes, que são quebradas pela forma de elevação das amostras.

Referências

- [1] C. P. Poole Jr. et al. “Superconductivity”. Em: *Elsevier* ed. 2 (2007), San Diego, USA.
- [2] M. Tinkham. “Introduction to Superconductivity.” Em: *Dover Publications, Inc.* ed. 2 (2004), New York, USA.
- [3] Philippe Mangin e Remi Kanh. “Superconductivity - An introduction”. Em: *Springer International Publishing* ed. 1 (2017), Grenoble, France.
- [4] Ernst Helmut Brandt e Mukunda P. Das. “Attractive Vortex Interaction and the Intermediate-Mixed State of Superconductors”. Em: *J Supercond Nov Magn* 24 (2011), pp. 57–67.
- [5] M. Tinkham. “Effect of Fluxoid Quantization on Transitions of Superconducting Films”. Em: *Phys. Rev.* 129 (1963), p. 2413.
- [6] J. Pearl. “Current distribution in superconducting films carrying quantized fluxoids”. Em: *Appl. Phys. Lett.* 5 (1964), p. 65.
- [7] Leonardo R. Cadornim et al. “Intermediate type-I superconductors in the mesoscopic scale”. Em: *Phys. Rev. B* 103 (2021), p. 014504.
- [8] V.N. Gladilin et al. “Vortices in a wedge made of a type-I superconductor”. Em: *New J. Phys.* 17 (2015), p. 063032.
- [9] E. B. Bogomolny. “The stability of classical solutions”. Em: *Sov. J. Nucl. Phys.* 24 (1976), pp. 449–454.
- [10] A. Vagov et al. “Superconductivity between standard types: Multiband versus single-band materials”. Em: *Phys. Rev. B* 93 (2016), p. 174503.
- [11] W. Y. C´ordoba-Camacho et al. “Between types I and II: Intertype flux exotic states in thin superconductors”. Em: *Phys. Rev. B* 94 (2016), p. 054511.

- [12] W. Y. Córdoba-Camacho et al. “Quasi-one-dimensional vortex matter in superconducting nanowires”. Em: *Phys. Rev. B* 98 (2018), p. 174511.
- [13] L. B. L. G. Pinheiro et al. “Magnetic flux penetration in nanoscale wedge-shaped superconducting thin films”. Em: *Phys. Rev. B* 106 (2022), p. 224520.
- [14] J. Barba-Ortega, Edson Sardella e J. Albino Aguiar. “Superconducting properties of a parallelepiped mesoscopic superconductor: A comparative study between the 2D and 3D Ginzburg–Landau models”. Em: *Physics Letters A* 379.7 (2015), pp. 732–737. ISSN: 0375-9601.
- [15] William D. Gropp et al. “Numerical Simulation of Vortex Dynamics in Type-II Superconductors”. Em: *Journal of Computational Physics* 123.2 (1996), pp. 254–266. ISSN: 0021-9991.

4 Interação dinâmica entre vórtices inter e intragranulares em longas fitas supercondutoras com e sem estruturas de defeitos

4.1 Resumo

Correntes de transporte interagem com os vórtices de *Abrikosov* nos supercondutores do tipo II via força de *Lorentz* (F_L), o que pode resultar em seu movimento. Esse movimento ocorrerá se F_L suprimir a força de *pinning* (F_P) que mantém os vórtices ancorados, tais como defeitos e orifícios artificiais nas amostras. Nos casos em que $F_L \gg F_P$, os vórtices se movem livremente e experimentam apenas resistência viscosa devido à sua interação com o condensado supercondutor. Assim, no presente trabalho, estudamos a dinâmica dos vórtices em uma fita supercondutora infinita, com os grãos espaçados por um supercondutor de menor T_c , i.e., um *weak-link*. Além disso, em cada grão foram considerados ou não defeitos, simulando defeitos intrínsecos. Para tal estudo, as equações generalizadas de Ginzburg-Landau dependentes do tempo (GTDGL) foram resolvidas numericamente. Assim, foram considerados valores diferentes de campos magnéticos externos e a intensidade das correntes de transporte variou adiabaticamente desde zero até alcançar um valor em que a supercondutividade é destruída. Observou-se que a intensidade de H externo, influencia diretamente nos regimes de movimento, onde foi verificado o regime de *flux-flow* intergranular e o regime de *flux-flow* compartilhado para todos os sistemas, no entanto com características distintas de dinâmica, velocidade e corrente para qual ocorrem.

4.2 Introdução

De acordo com a literatura, já é bem conhecido que supercondutores mesoscópicos com dimensões comparáveis aos seus comprimentos característicos, na presença de um campo magnético externo, apresentam comportamentos diferentes de materiais *bulk*. Por exemplo, forte efeito de confinamento que leva à formação de vórtices gigantes e uma rede de Abrikosov que adquire a simetria da amostra [1, 2, 3]. Dessa forma, a geometria do sistema se torna muito importante, não apenas para determinar as estruturas de equilíbrio do fluxo magnético, mas também para determinar os parâmetros críticos dos supercondutores mesoscópicos [4].

O estudo dos supercondutores torna-se mais rico quando, além da aplicação de

um campo magnético (H), é aplicado um campo elétrico sobre os mesmos. Isto resulta no fenômeno conhecido por *phase-slip* e no aparecimento dos vórtices cinemáticos [5, 6, 7]. Ainda, na presença de corrente elétrica aplicada (J_{tr}) e sob certos valores de H , há a formação de pares *vórtice-antivórtice* de Josephson a partir de um vórtice de Abrikosov preso em uma cavidade [8]. Já as propriedades estáticas e dinâmicas de vórtices em uma região supercondutora contendo um defeito do tipo *weak-link* também foram estudadas na presença de J_{tr} e H [9]. Foi verificado que vórtices residem no *weak-link* por um curto intervalo de tempo, onde foram observadas entradas e saídas dos mesmos. Ainda, a mobilidade dos vórtices fracamente ancorados, pode ser reduzida aumentando o campo magnético aplicado, o que implica em características distintas na tensão.

Quando na presença de J_{tr} , os vórtices se movem devido à força de Lorentz (F_L) que age sobre eles. Com isso, o estado resistivo se instala na amostra, porém sua resistividade é menor do que a do estado normal, levando a uma diferença de potencial finita. Para evitar esse movimento dissipativo, os vórtices podem ser aprisionados em defeitos do material, chamados de centros de ancoramento ou, em inglês, *pinning centers* (PC) [10, 11, 12, 13, 14]. Com isso, a matéria de vórtices adquire novas propriedades, enriquecendo a dinâmica de vórtices nesses supercondutores.

Quando a força de ancoramento (*pinning force*, F_P) é maior que a F_L , os vórtices podem se mover em grupos (pacotes) guiados pelos PC do material. Como o vórtice está aprisionado, para que possa se mover pelo material, há a necessidade de interagir com outros espécimes. Este movimento é conhecido por *flux-creep* (FCr) [15, 16, 17]. Em situações onde o potencial efetivo de *pinning* não é muito maior que a energia térmica, ou $F_L \gg F_P$, os vórtices estão livres para se movimentar e experimentam, efetivamente, apenas uma resistência viscosa devida à sua interação com o mar supercondutor. Em tais condições, tem-se um estado de líquido de vórtices com a instalação de um regime de *flux-flow* (FF) [17]. Em [18] é demonstrado experimentalmente esse comportamento, onde, ainda, os dois regimes de movimento dos vórtices, i.e., o FCr e FF, são diferenciados com relação à uma expressão do cálculo da velocidade dos mesmos, sendo que, quando suas velocidades se tornam comparáveis, a velocidade de movimento do fluxo leva em consideração os valores para ambos em regimes.

Vodolazov [19] estudou teoricamente a dinâmica de vórtices em um regime denominado por *flux-flow instability* (FFI), caracterizado por um movimento desordenado dos vórtices dentro do supercondutor. Este, por sua vez, é causado pela não homogeneidade da densidade de corrente em amostras mesoscópicas sendo que, existe um valor mínimo para J_{tr} acima do qual há alterações na rede de vórtices e estes passam a se mover em linha.

Assim, no presente trabalho simulamos sistemas mais complexos do ponto de vista teórico, mas que se aproximam de amostras que podem ser produzidas experimentalmente.

Dessa forma, realizou-se o estudo da dinâmica de vórtices em nanofitas simuladas usando o formalismo de Ginzburg-Landau. Os estados dinâmicos dos vórtices, tal como possíveis regimes de *flux-flow*, rearranjos da rede e suas consequências nas funções-resposta (magnetização e voltagem induzida em função do tempo) e da corrente aplicada foram analisadas. As amostras escolhidas foram filmes supercondutores infinitamente longos espaçados por um supercondutor de menor T_c , que denominamos por *weak-link* ou, ainda, intergrão. Na região supercondutora principal, ou grão, foram inseridos defeitos de mesma natureza dos *weak-link*, ou buracos cegos (*blind holes*).

4.3 Formalismo teórico

Ao contrário dos sistemas estudados nos Capítulos 2 e 3, usaremos a equação de Ginzburg-Landau generalizada dependente do tempo (GTDGL), que é mais adequada para descrever o estado resistivo de supercondutores com *gap*. Em unidades reduzidas esta equação é dada por

$$\frac{u}{\sqrt{1 + \gamma^2 |\psi|^2}} \left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\gamma^2}{2} \frac{\partial |\psi|^2}{\partial t} \right) \psi = -(-i\nabla - \mathbf{A})^2 \psi + \psi(g(\mathbf{r}) - |\psi|^2), \quad (4.1)$$

que é acoplada à lei de Ampère

$$\Sigma \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} = \mathbf{J}_s - \kappa^2 \nabla \times \mathbf{h}, \quad (4.2)$$

onde

$$\mathbf{J}_s = \text{Im} [\bar{\psi}(\nabla - i\mathbf{A})\psi] \quad (4.3)$$

é a densidade de corrente supercondutora.

Diferentemente dos Capítulos 2 e 3, as equações estão escritas nas seguintes unidades reduzidas. A temperatura T está em unidades da temperatura crítica T_c ; o parâmetro de ordem em unidades do parâmetro de ordem do estado de Meissner $|\psi_\infty(T)| = \sqrt{\alpha(T)/\beta}$; os comprimentos em unidades de $\xi(T)$; o potencial vetor em unidades de $\xi(T)H_{c2}(T)$; e os campos magnéticos em unidades de $H_{c2}(T)$, que é o campo crítico suficiente para destruir a supercondutividade no *bulk*; Σ é a condutividade elétrica do estado normal em unidades reduzidas.

Note que o lado esquerdo da GTDGL contém novos termos γ e u . O primeiro leva em conta o tempo que o parâmetro de ordem precisa para se recompor quando são formados pares de vórtice e antivórtice quando o supercondutor é submetido à aplicação de um campo elétrico, ou seja, uma corrente de transporte. Este termo é dado por $\gamma = 2\tau_E \Delta / \hbar$, onde τ_E é o tempo de colisão inelástico [20]. A segunda constante u pode ser derivada de primeiros princípios e o seu valor é da por $u = 5.79$ [20].

A ilustração do sistema que iremos estudar encontra-se no painel (a) da Fig. 4.21. Trata-se de um filme supercondutor infinitamente longo. Nela, apresentamos apenas duas

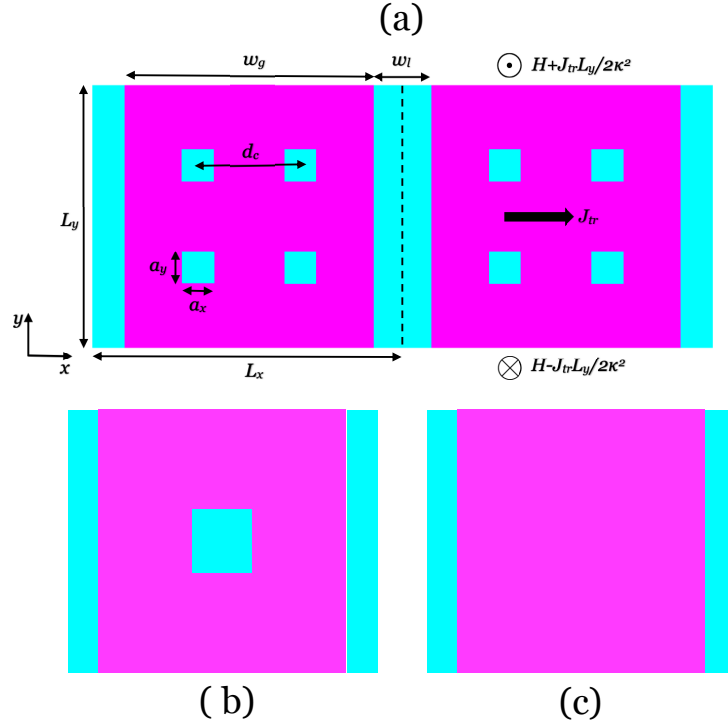


Figura 4.21 – Visão esquemática do sistema em estudo: uma fita supercondutora infinitamente longa de largura $L_y = 10\xi$. A densidade de corrente J_{tr} é aplicada ao longo da direção x , sendo $L_x = 12\xi$ o comprimento da célula unitária. A região destacada em azul entre duas células unitárias é um *weak-link* com $w_l = 2\xi$. A região em rosa é o supercondutor principal com $w_g = 10\xi$: com quatro defeitos na forma de um quadrado, sendo $a_x = a_y = 1\xi$ e $d_c = 3\xi$; (b) com apenas um defeito no centro, sendo $a_x = a_y = 2\xi$; (c) livre de defeitos. Para os sistemas (b) e (c) mostramos apenas uma célula unitária.

células unitárias uma ao lado da outra. Entre duas células unitárias adjacentes, temos a presença de um *weak-link* (um supercondutor de mais baixa temperatura crítica destacada em azul). Entre os *weak-links* temos a região supercondutora principal, porém com quatro defeitos formando um quadrado. Denominaremos esta região por *grão*. Neste estudo, também consideraremos dois outros sistemas com tipos distintos de grãos: painel (b) um único defeito no centro; painel (c) livre de defeitos. A função $g(\mathbf{r})$ que aparece na equação GTDGL é igual a um na região supercondutora, ao passo que nos defeitos dos grãos e nos *weak-links* é nula.

Usamos as condições periódicas de contorno ao longo da direção x em que $\psi(x + L_x, y) = \psi(x, y)$ e $\mathbf{A}(x + L_x, y) = \mathbf{A}(x, y)$. A corrente de transporte aplicada, a qual é dada por $\mathbf{J}_{tr} = J_{tr}\hat{\mathbf{x}}$, é introduzida através das condições de contorno para o campo magnético local. Sem levar em conta os efeitos de magnetização, é suficiente considerarmos apenas a componente z do campo magnético perpendicular ao filme supercondutor. Assim, pela lei de Ampère, os valores do campo nas bordas do supercondutor são dados por $H = \pm J_{tr} L_y / 2\kappa^2$. Uma vez que o campo induzido pela corrente aplicada é positivo (negativo) na borda norte (sul) do filme, temos a nucleação de vórtices (antivórtices) nesta face.

4.4 Resultados e discussões

Conforme descrito na Seção 4.3, simulamos o sistema supercondutor da Fig. 4.21 para 3 tipos de defeitos distintos, considerando os campos externos aplicados iguais a $H = 0.1H_{c2}$, $H = 0.3H_{c2}$ e $H = 0.5H_{c2}$. De acordo com os dados obtidos, analisamos as curvas características de voltagem em função da corrente aplicada ($I - V$), da tensão pelo tempo ($T - V$), e também os mapas de $|\psi|$.¹ Comparando esses mapas com a curva $I - V$, percebe-se que esta última é sensível às mudanças nas dinâmicas de vórtices apresentadas pelo sistema simulado, como expulsão de vórtices e início de um regime tanto no inter quanto no intragrão.

Na sequência apresentamos e discutimos os resultados obtidos para as simulações, considerando os campos citados, sendo que na Subseção 4.4.1 são apresentados os resultados para $H = 0.3H_{c2}$, na Subseção 4.4.2 os resultados para $H = 0.5H_{c2}$ e na Subseção 4.4.3 as análises para $H = 0.1H_{c2}$.

4.4.1 Campo aplicado $H = 0.3H_{c2}$

Na Fig. 4.22, é mostrada a curva característica da voltagem em função da densidade de corrente, $V(J_{tr})$, para o campo externo aplicado igual a $0.3H_{c2}$, comparando as três amostras estudadas. O *inset* representa um *zoom* dos primeiros saltos de $V(J_{tr})$ indicando estados resistivos por conta da movimentação de vórtices.

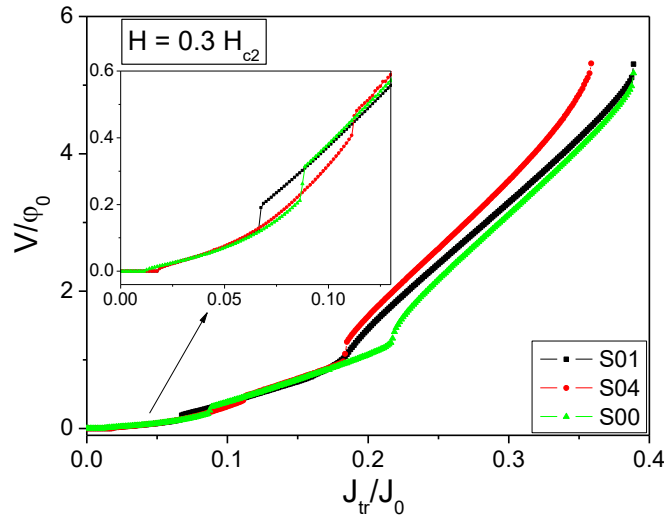


Figura 4.22 – Curva da voltagem pela corrente, para $H = 0.3H_{c2}$ para os sistemas S01, S04 e S00.

Daqui em diante, denominaremos por S00, S01 e S04, grãos com zero, 1 e 4 defeitos, respectivamente.

¹ Por *mapa de $|\psi|$* queremos dizer a intensidade do módulo do parâmetro de ordem em formas de cores. Esta será a terminologia usada no presente Capítulo.

O primeiro salto das curvas, (veja *inset* da Fig. 4.22), indica o início de um estado de *flux-flow* na região intergranular (que é um supercondutor de menor T_c). Este salto ocorre em $J_{tr} = 0.01875J_0$ para as amostras S01 e S04 e em $J_{tr} = 0.01250J_0$ para S00. Para as correntes anteriores, não há movimento de vórtices no sistema, o que é indicado pelo valor nulo da voltagem na Fig. 4.22. Apesar de não ocorrer movimentação de vórtices, já há fluxo magnético penetrado no sistema, tal como na referência [21]. O fato da movimentação de vórtices ocorrer para a mesma J_{tr} nas amostras S01 e S04, e esta ser maior que a corrente que ocorre o salto em $V(J_{tr})$ para a S00, indica que a presença de defeitos nos grãos são efetivos no aprisionamento de vórtices e, a presença destes prolonga o estado de resistência nula independente da configuração dos defeitos (mas com o mesmo “volume” supercondutor no intragrão). Esta pode ser uma característica de sistemas confinados tal como os estudados, onde a interação repulsiva entre os vórtices impede a penetração de outros que causariam movimentação e consequentemente dissipação. Contudo, acreditamos que mesmo em sistemas *bulk* este efeito possa ocorrer por conta da grande quantidade de vórtices que estarão aprisionados. A configuração dos vórtices nas três amostras é mostrada na Fig. 4.23(a),(b) e (c) para S01, S04 e S00 respectivamente. Nessas três figuras, $J_{tr} = 0.01875J_0$ para S01 e S04 e $J_{tr} = 0.01250J_0$ para S00. Elas evidenciam também a configuração dos vórtices para correntes anteriores, onde não há movimentação de vórtices. Note que há vórtices aprisionados no defeito central de S01 e dois ocupam os defeitos diagonais de S04. A proximidade dos vórtices às bordas dos grãos e de seus contornos são os responsáveis por evitar a movimentação dos vórtices no intergrão. Já no S00, dois vórtices ficam lado-a-lado no grão, distantes das bordas superiores e inferiores dos grãos, o que garante uma menor interação repulsiva com o “vórtice imagem”, garantindo uma penetração adicional no interstício em um J_{tr} menor, ocasionando um regime de *flux-flow* nesta região.

Analisando, agora, o comportamento temporal da voltagem, $V(t)$, quando $J_{tr} = 0.01875J_0$ para S01 e S04 (Figs. 4.24(a) e (b)) e $J_{tr} = 0.01250J_0$ para S00 (Fig. 4.24(c)) nota-se que tal quantidade é sensível não apenas à movimentação dos vórtices (também evidenciado na referência [21]), como também à configuração das estruturas nas amostras.

Os mapas de $|\psi|$ da Fig. 4.23 estão relacionados com a Fig. 4.24 pelos círculos vermelhos, onde fica claro que o primeiro salto da curva $T - V$ indica que um vórtice é expulso do intergrão, e o segundo salto indica que um vórtice entrou no mesmo. O período de oscilação de $V(t)$ é de $t = 0.8 \times 10^3 t_{GL}$ para S01, $t = 1.0 \times 10^3 t_{GL}$ para S04 e $t = 2.0 \times 10^3 t_{GL}$ para S00. De forma geral, t de S00 é o dobro do período dos outros sistemas, mas a amplitude máxima de V é 25% menor. Parte desta diferença pode estar associada à uma maior área supercondutora de S00.

À medida que J_{tr} é aumentada, os vórtices penetrados no grão se movimentam, sendo expulsos do mesmo. A diferença é que em S01 haviam dois vórtices ancorados

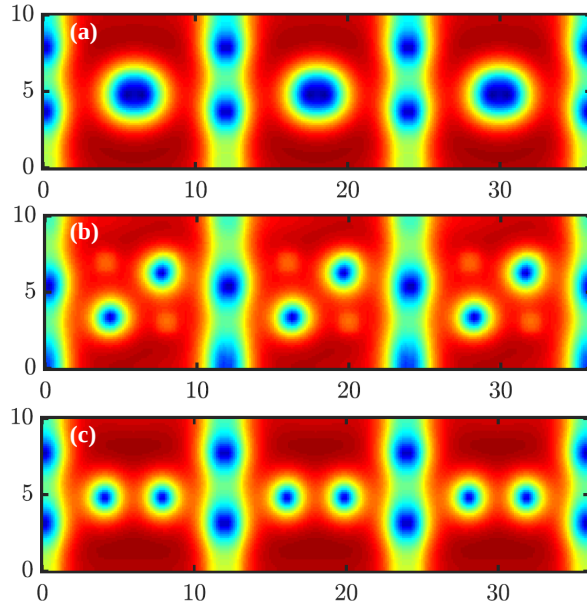


Figura 4.23 – Mapas de $|\psi|$ para $H = 0.3H_{c2}$ sendo (a) S01 em $J_{tr} = 0.01875J_0$, (b) S04 em $J_{tr} = 0.01875J_0$ e (c) S00 em $J_{tr} = 0.01250J_0$. No *weak-link* está ocorrendo o início do *flux-flow* e os vórtices penetrados no grão são devido ao valor do campo.

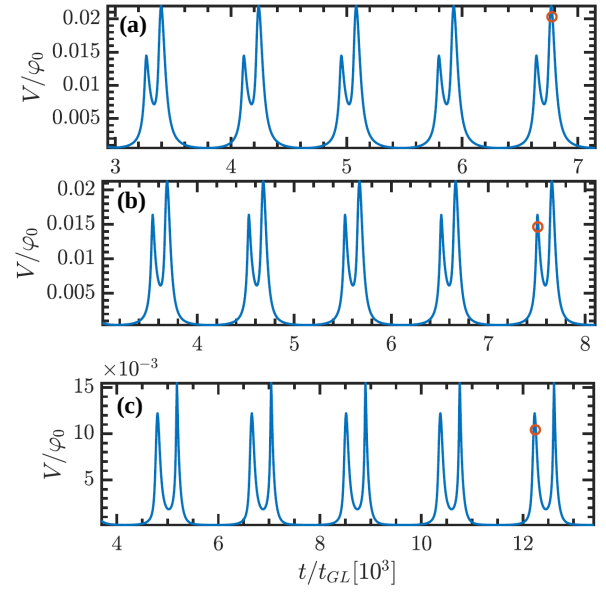


Figura 4.24 – Curva da Voltagem pelo tempo para $H = 0.3H_{c2}$ sendo (a) S01 em $J_{tr} = 0.01875J_0$, (b) S04 em $J_{tr} = 0.01875J_0$ e (c) S00 em $J_{tr} = 0.01250J_0$. As oscilações indicam o início do *flux-flow* no grão.

no defeito e um deles é expulso quando $J_{tr} = 0.06750J_0$. No caso S04, os dois vórtices ancorados são expulsos em $J_{tr} = 0.11250J_0$ e para S00, um vórtice é atraído para o intergão. As dinâmicas aqui descritas podem ser visualizadas na Fig. 4.25. Todas essas movimentações são evidenciadas pela curva $I - V$, indicadas pelo segundo salto do *inset* da Fig. 4.22.

Com o aumento de J_{tr} , a blindagem na parte superior dos grãos diminui e, com isso, um regime de *flux-flow* se instala no interior do grão. Como inicialmente o movimento dos vórtices intragranulares é lento, a dissipação adicional não é detectada pela curva $I - V$. No entanto, é possível identificá-la analisando o mapa de $|\psi|$ e as curvas $T - V$, tal como mostradas na Figs. 4.26 e 4.27, respectivamente.

Na Fig. 4.26(a), o mapa de $|\psi|$ mostra a dinâmica do movimento em S01. Conforme um vórtice vai nucleando no grão, o que estava no defeito vai sendo repellido até seu desancoramento e saída da amostra. Esta dinâmica dura cerca de $\Delta t = 0.12t_{GL}$ (valor obtido da Fig. 4.27(a)). Para o sistema S04, a dinâmica de entrada de vórtice no grão, e expulsão do que estava no sistema, dura cerca de $\Delta t = 0.20t_{GL}$ e para o sistema S00, $\Delta t = 0.12t_{GL}$. Interessante notar que a variação temporal de início da movimentação até a expulsão tem o mesmo valor para S01 e S00 e um tempo maior para S04. Isso demonstra que os defeitos em S01 possuem uma *força de pinning* menor que os de S04.

Aumentando J_{tr} , nota-se que a curva $I - V$ da Fig. 4.22 apresenta um terceiro

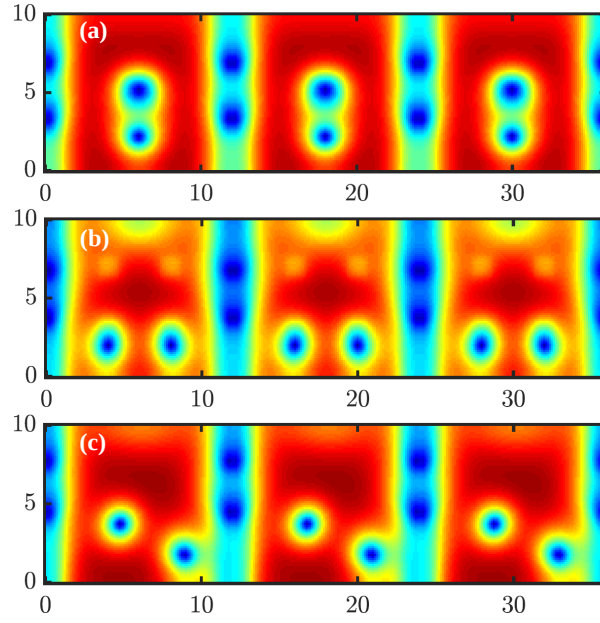


Figura 4.25 – Mapa de $|\psi|$ para $H = 0.3H_{c2}$ sendo (a) S01 em $J_{tr} = 0.06750J_0$, (b) S04 em $J_{tr} = 0.11250J_0$ e (c) S00 em $J_{tr} = 0.08750J_0$.

salto. E é devido à mudança de padrão do regime de *flux-flow*. Os vórtices adquirem uma velocidade maior. Esta é caracterizada por uma configuração do tipo *phase-slip line*[21]. Tal mudança de comportamento ocorre em $J_{tr} = 0.18625J_0$ para S01, $J_{tr} = 0.18375J_0$ para S04, e $J_{tr} = 0.21750J_0$ para S00.

4.4.2 Campo aplicado $H = 0.5H_{c2}$

Nesta Subseção, vamos discutir sobre os resultados obtidos para o campo externo aplicado $H = 0.5H_{c2}$. A Fig. 4.28 apresenta as curvas da voltagem em função da corrente aplicada para as amostras simuladas. Assim como para o campo discutido anteriormente, nota-se que a curva $I - V$ é sensível à movimentação e mudanças na dinâmica de vórtices.

Devido ao campo aplicado ser mais intenso do que o anterior, mais vórtices penetram quando da preparação do sistema antes da corrente de transporte ser aplicada. A Fig. 4.29 mostra a organização dos vórtices após a estabilização do campo externo. Tais mapas de ψ foram analisados para o valor de J_{tr} anterior à corrente de início do *flux-flow* no intergrão, i.e, $J_{tr} = 0.00625J_0$, $J_{tr} = 0.01500J_0$ e $J_{tr} = 0.01500J_0$ para S01, S04 e S00, respectivamente. Todas as amostras tem a matéria de vórtices estabilizada (estado estacionário) com três vórtices no intergrão, sendo que em S01 estes estão mais próximos uns dos outros e mais centralizados. Já os vórtices do interstício se arranjam em S01 com três vórtices no defeito central (veja *inset* com a fase de ψ). E tanto em S04 quanto em S00, os vórtices se arranjam em um quadrado, cujos vértices correspondem à posição dos quatro defeitos em S04. Esta configuração justifica ambas as amostras apresentarem o mesmo valor de J_{tr} para o segunda salto da curva I_V .

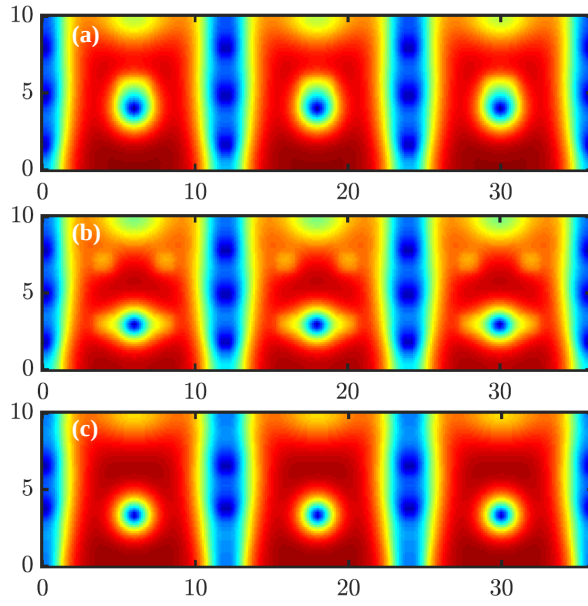


Figura 4.26 – Mapa de $|\psi|$ para $H = 0.3H_{c2}$ sendo (a) S01 em $J_{tr} = 0.15125J_0$, (b) S04 em $J_{tr} = 0.11375J_0$ e (c) S00 em $J_{tr} = 0.12375J_0$. Na figura está sendo mostrado o início do *flux-flow* no intragrão.

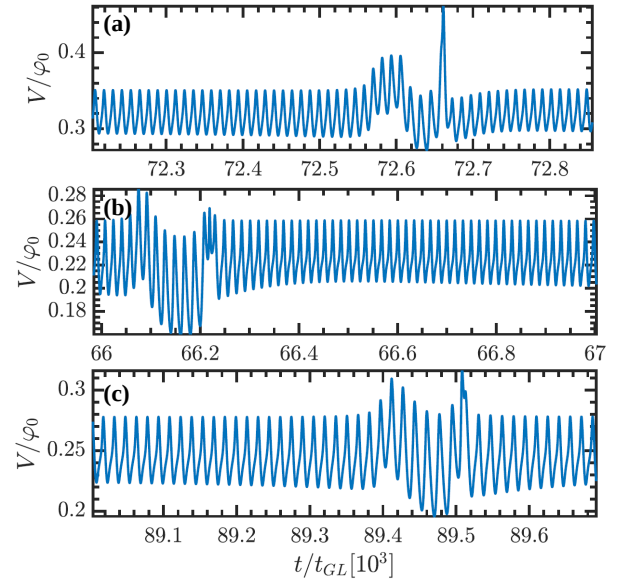


Figura 4.27 – Curva da voltagem pelo tempo para $H = 0.3H_{c2}$ sendo (a) S01 em $J_{tr} = 0.15125J_0$, (b) S04 em $J_{tr} = 0.11375J_0$ e (c) S00 em $J_{tr} = 0.12375J_0$. As curvas $T - V$ demonstram quando ocorre um evento de *flux-flow* devido a mudança de padrão da oscilação.

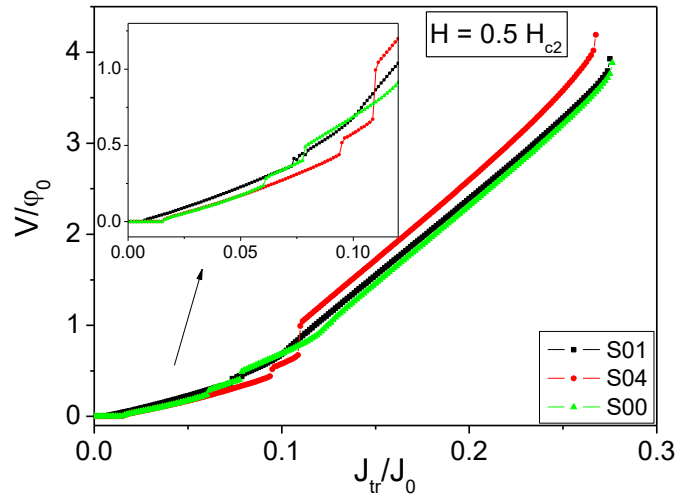


Figura 4.28 – Curva da voltagem pela corrente para o campo externo aplicado $H = 0.5H_{c2}$ para os três sistemas, S01, S04 e S00.

O primeiro salto evidenciado pelo *inset* da Fig. 4.28 representa o início do regime de *flux-flow* no intergrão (*weak-link*). Que, devido o campo aplicado ser maior, tal dinâmica ocorre para correntes menores do que no caso de $H = 0.3H_{c2}$.

A Fig. 4.30 apresenta o início do regime de *flux-flow* no intergrão. Na Fig. 4.30(a) é mostrada uma sequência de mapas de ψ onde nota-se que o início da movimentação de vórtices no intergrão gera uma ligeira distorção na distribuição do fluxo no defeito central.

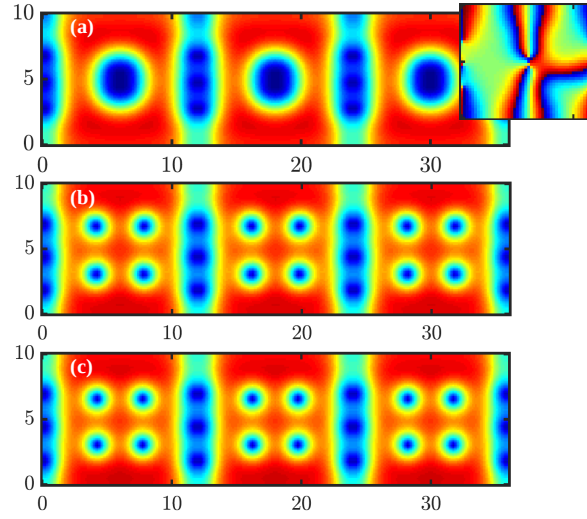


Figura 4.29 — Mapa de ψ mostrando a organização dos vórtices penetrados após o campo $H = 0.5H_{c2}$ ser aplicado. (a) S01 em $J_{tr} = 0.00625J_0$, (b) S04 em $J_{tr} = 0.01500J_0$ e (c) S00 em $J_{tr} = 0.01500J_0$.

Ao penetrar no intergrão, o vórtice do lado de cima é empurrado para o centro da amostra pelas correntes de blindagem de forma que ele se aproxima do vórtice que ali se encontra. Este, por sua vez, empurra o próximo até que o mais externo do lado de baixo deixa a amostra.

Dinâmica parecida acontece em S04 e S00, contudo, no intragrão a configuração de vórtices parece não se alterar. Veja que, inclusive, a região de depreciação de ψ ao redor do *weak-link* é menor, estando relacionada à interação entre as correntes que circundam os vórtices inter e intragranulares.

Analisando agora o gráfico $V(t)$, percebe-se uma mudança no padrão da curva quando a dinâmica intergranular se inicia. As curvas $V(t)$ são apresentadas na Fig. 4.31. Os círculos vermelhos nos picos correspondem aos mapas iniciais de ψ da Fig. 4.30, onde podemos perceber que, para (a), o primeiro pico indica a entrada de vórtice no sistema e o segundo indica a saída de vórtice. Tal oscilação se assemelha ao caso da Fig. 4.24 para $H = 0.3H_{c2}$. No entanto, nota-se nos painéis (b) e (c) um padrão distinto de oscilação, onde o primeiro pico destacado em (a) se torna um "ombro", indicando a entrada de vórtice. O pico destacado indica a saída do vórtice do intergrão. Isto se deve à maior velocidade que o vórtice adquire em seu movimento no interstício de S04 e S00. Esta velocidade é evidenciada pelo período de oscilação $V(t)$ que para S01 é $t = 0.8 \times 10^3 t_{GL}$, para S04 é $t = 0.6 \times 10^3 t_{GL}$ e para S00 também é $t = 0.6 \times 10^3 t_{GL}$. Como há uma menor interação entre o fluxo no intragão e aqueles no intergrão, a velocidade dos vórtices intergranulares é maior em S04 e S00.

Com o aumento da corrente aplicada, há uma mudança na dinâmica de vórtices, onde um regime de *flux-flow* intragranular é adicionado ao já existente no intergrão. este

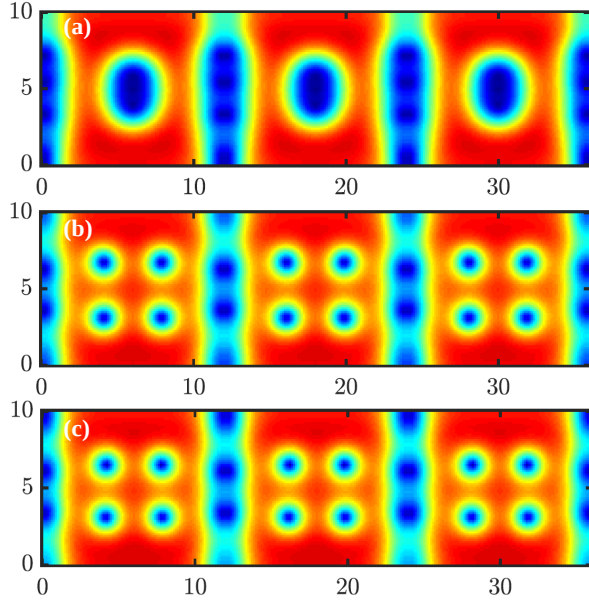


Figura 4.30 – Mapa de ψ mostrando o início do *flux-flow* na *weak-link* para o campo $H = 0.5H_{c2}$. (a) S01 em $J_{tr} = 0.00750J_0$, (b) S04 em $J_{tr} = 0.01625J_0$ e (c) S00 em $J_{tr} = 0.01625J_0$.

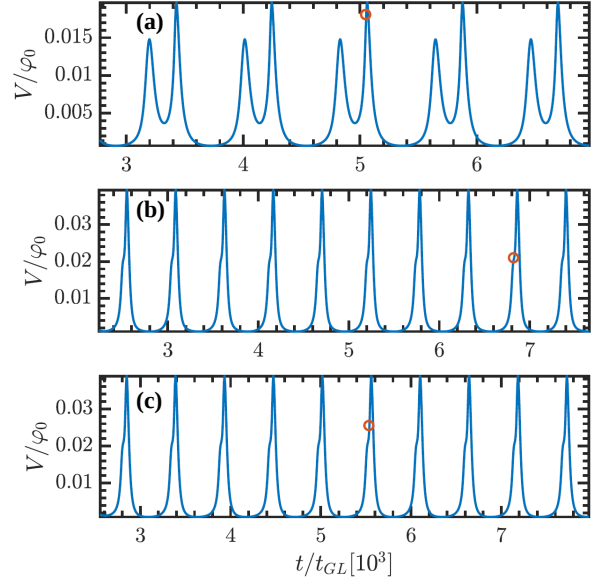


Figura 4.31 – Curvas da Voltagem por tempo para o início do *flux-flow* no *weak-link* para o campo $H = 0.5H_{c2}$. (a) S01 em $J_{tr} = 0.00750J_0$, (b) S04 em $J_{tr} = 0.01625J_0$ e (c) S00 em $J_{tr} = 0.01625J_0$.

regime de *flux-flow* compartilhado é evidenciado na Fig. 4.28 pelo salto em $J_{tr} = 0.07375J_0$ para S01, em $J_{tr} = 0.09750J_0$ para S04 e em $J_{tr} = 0.07875J_0$ para S00. No caso deste último sistema (curva verde) podemos visualizar também um pequeno salto para $J_{tr} = 0.06125J_0$ que representa a entrada de um vórtice e expulsão de outros dois do sistema, o que nos enfatiza que a curva $I - V$ é sensível a toda movimentação de vórtice nas amostras simuladas.

A Fig. 4.32 mostra os mapas de $|\psi|$ que evidenciam a dinâmica do *flux-flow* compartilhado. O painel (a) da Fig. 4.32 mostra que neste regime de *flux-flow* compartilhado em S01, há um acúmulo dos vórtices intergranulares na região central da amostra. No intragão, o vórtice que penetra pelo topo do grão expulsa um vórtice do defeito que, posteriormente, deixa a amostra.

O regime compartilhado para S04 também apresenta uma depreciação de ψ no centro da amostra por conta da proximidade dos vórtices do intergrão, mas menor do que em S01. Isto ocorre porque enquanto em S01 o defeito central comporta mais de um vórtice (veja *inset* que mostra a fase de ψ na Fig. 4.29), em S04 os dois defeitos superiores não são eficientes no aprisionamento de vórtices, apenas deformam as correntes que circundam aquele que está penetrado, guiando o movimento do mesmo, que ao mesmo tempo, expelle um vórtice para a região central entre os defeitos. Este vórtice empurra um dos que estão aprisionados nos defeitos inferiores, provocando a sua expulsão do grão. O mesmo regime para S00 é caracterizado por uma trajetória linear dos vórtices, mantendo um regime

estacionário, onde ao penetrar um vórtice pelo topo do grão, um outro deixa o mesmo pela base da amostra.

Analisando, agora, as curvas $V(t)$ mostradas na Fig. 4.33, nota-se que neste regime de altas correntes aplicadas, que o período de oscilação de $V(t)$ é semelhante ($\Delta(t) = 0.4 \times 10^3 t_{GL}$) entre S04 e S00 pelo fato, possivelmente, dos defeitos não serem efetivos no aprisionamento dos vórtices. Contudo a dinâmica é bem distinta, o que é caracterizado tanto pelo padrão distinto de $V(t)$ quanto pela amplitude devidamente normalizada de V no grão.

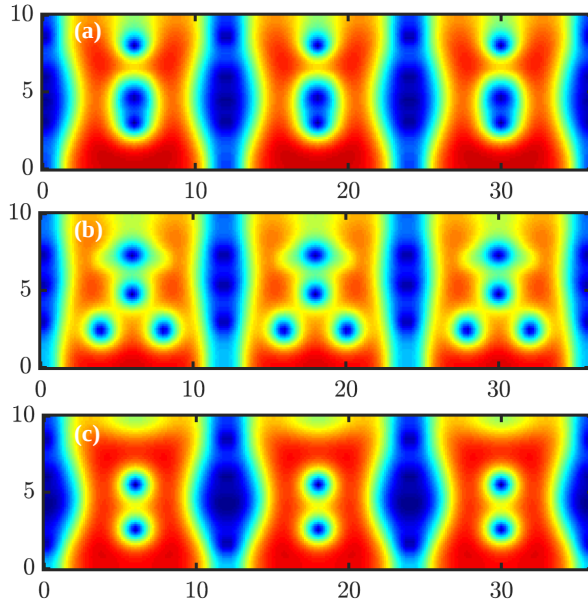


Figura 4.32 – Mapa de ψ para o início do *flux-flow* no grão para o campo $H = 0.5H_{c2}$. (a) S01 em $J_{tr} = 0.07375J_0$, (b) S04 em $J_{tr} = 0.09500J_0$ e (c) S00 em $J_{tr} = 0.07875J_0$.

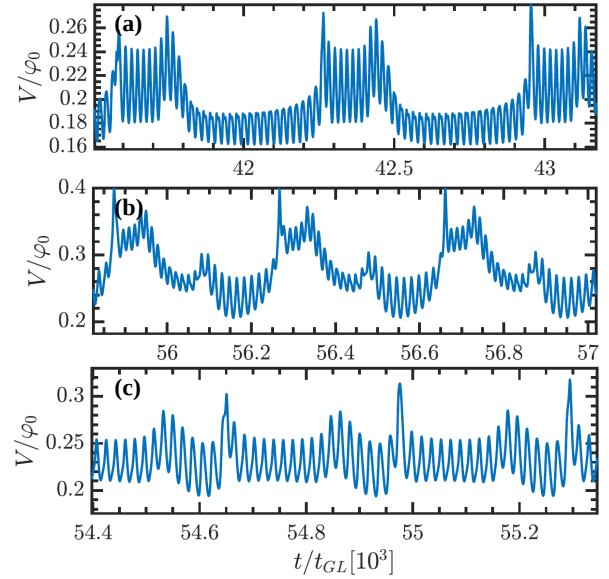


Figura 4.33 – $T-V$ para o início do *flux-flow* no grão para o campo $H = 0.5H_{c2}$. (a) S01 em $J_{tr} = 0.07375J_0$, (b) S04 em $J_{tr} = 0.09500J_0$ e (c) S00 em $J_{tr} = 0.07875J_0$.

Conforme a corrente aplicada é aumentada, nota-se na Fig. 4.28 que as curvas apresentam ou um salto, ou uma mudança de inclinação. Este comportamento está associado a um aumento na velocidade dos vórtices intragranulares a ponto de originar uma *phase-slip line*. Esse fenômeno acontece em $J_{tr} = 0.10375J_0$ para S01, em $J_{tr} = 0.11000J_0$ para S04 (que apresenta um salto) e em $J_{tr} = 0.12750J_0$ para S00.

4.4.3 Campo aplicado $H = 0.1H_{c2}$

Nesta Subseção, vamos apresentar os resultados e discussões para os sistemas simulados em $H = 0.1H_{c2}$. A Fig. 4.34 mostra a curva característica $I-V$ para este campo aplicado. Pode-se notar que, diferentemente dos campos discutidos anteriormente, este apresenta apenas dois saltos, ou seja, o primeiro salto indicativo do início do regime de *flux-flow* no intergrão e o segundo para o início do regime compartilhado de *flux-flow*, i.e., compreendendo a movimentação de vórtices no grão e no intergrão.

Outra diferença apresentada devido ao campo externo ser menor, é que não há penetração de vórtices no interior do grão, após o estado inicial das amostras ser preparado, análogo a um procedimento ZFC (*Zero Field Cooling*).

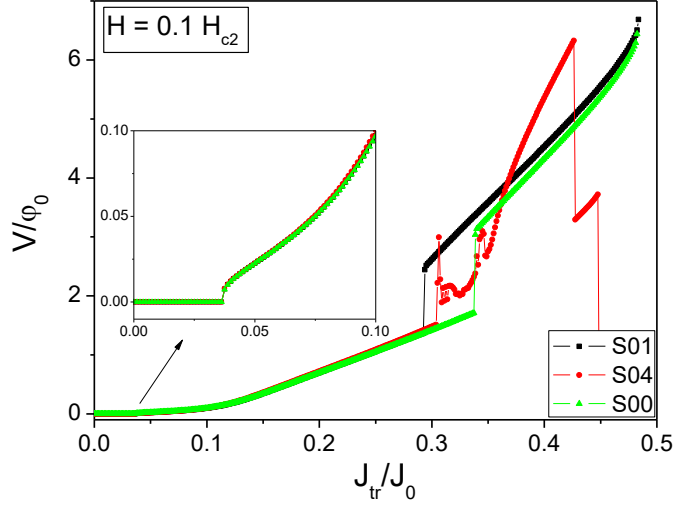


Figura 4.34 – Curva da tensão pela corrente para o campo externo aplicado $H = 0.1H_{c2}$ para os três sistemas, S01, S04 e S00.

A Fig. 4.35 apresenta os mapas de ψ , indicando o início do regime de *flux-flow* no intergrão, onde também pode-se visualizar a ausência de vórtices na região intragranular.

Neste caso, por não haver vórtices no intragão, a densidade de corrente de transporte acima da qual inicia-se o regime de *flux-flow* intergranular é a mesma para todas as amostras, i.e., $J_{tr} = 0.03750J_0$, não havendo influência dos defeitos.

As curvas $V(t)$ das três amostras simuladas estão apresentadas na Fig. 4.36. Uma vez que os grãos de todas as amostras estão blindados pelas correntes de blindagem, e a tensão não está normalizada pela área efetiva supercondutora; além dos sinais serem idênticos, possuem mesma amplitude e período de oscilação. Como nos casos anteriores, o pico menos intenso é referente à penetração de um vórtice e o mais intenso se deve à saída de um outro vórtice.

Conforme o valor de J_{tr} aplicado é aumentado, as amostras apresentam uma segunda dinâmica, ou seja, o início do regime de *flux-flow* compartilhado. Este regime é representado na Fig. 4.34 por um segundo salto nas curvas $I - V$, onde o mesmo ocorre em $J_{tr} = 0.29375J_0$ para S01, em $J_{tr} = 0.30500J_0$ para S04, e em $J_{tr} = 0.33875J_0$ para S00. Como as correntes nas quais esse fenômeno tem início são mais intensas do que para os campos anteriormente analisados, o regime de *flux-flow* compartilhado tem seu início caracterizado pela formação de *phase-slip line*, como mostrado na Fig. 4.37. Apesar da dinâmica ser semelhante para os três sistemas, no painel (a) da Fig. 4.38, nota-se que o defeito central da amostra S01 confere um padrão de tensão mais irregular, quando comparado com o que ocorre na S00, como mostrado no painel (c). Contudo, devido aos

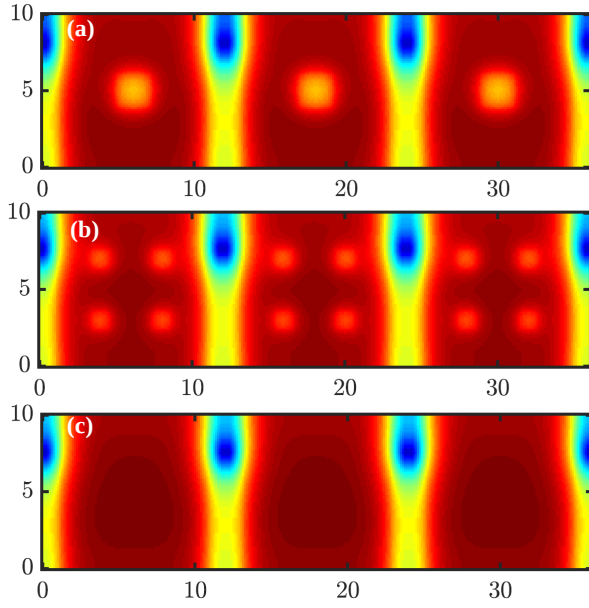


Figura 4.35 – Mapa de ψ para o início do *flux-flow* no *weak-link* para o campo $H = 0.1H_{c2}$. (a) S01 em $J_{tr} = 0.03750J_0$, (b) S04 em $J_{tr} = 0.03750J_0$ e (c) S00 em $J_{tr} = 0.03750J_0$.

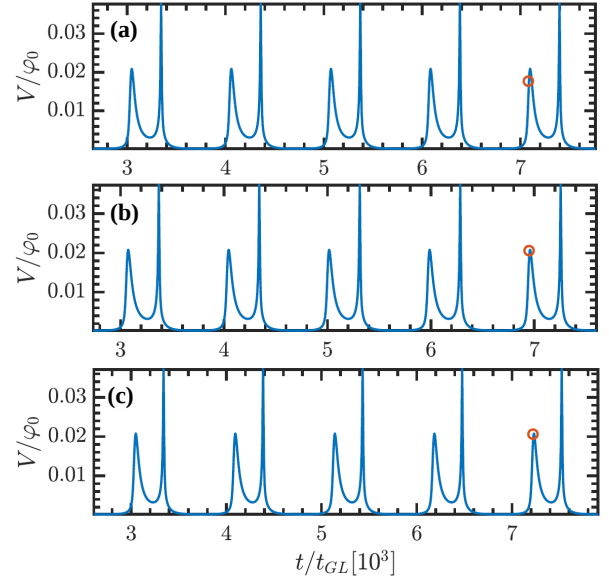


Figura 4.36 – $T - V$ para o início do *flux-flow* no *weak-link* para o campo $H = 0.1H_{c2}$. (a) S01 em $J_{tr} = 0.03750J_0$, (b) S04 em $J_{tr} = 0.03750J_0$ e (c) S00 em $J_{tr} = 0.03750J_0$.

altos valores de J_{tr} , há várias movimentações de vórtices no intergrão, enquanto completa-se uma entrada e uma saída de vórtice no intragrão. Neste caso, o valor de t pode ser obtido ao longo do tempo decorrido, para um mesmo padrão ter novo início. Já o período de $V(t)$ para S04 é semelhante as da amostra S01, mostrando uma certa semelhança no retardo do movimento de vórtice intragranular. Esta ação dos defeitos é evidenciada na Fig. 4.37 nos painéis (a) e (b) para S01 e S04, respectivamente. Note que em (a), ψ fica mais degradado ao redor do defeito central, agindo diretamente no núcleo do vórtice. Já no painel (b), o vórtice passa por entre os defeitos. Contudo estes deformam as correntes ao redor do vórtice promovendo uma degradação de ψ que perpassa todos os defeitos, retardando a movimentação do espécime. Por outro lado, na Fig. 4.37, vê-se o vórtice intragranular sem restrição ao seu movimento, justificando um padrão de $V(t)$ menos caótico (Fig. 4.38)(c)).

Outro comportamento que chama a atenção na Fig. 4.34 é o comportamento da curva característica $I - V$ acima de $J_{tr} = 0.30750J_0$ para S04. Este é um comportamento real (as simulações convergiram, por exemplo, para todos os pontos) e acontece devido a uma mudança na dinâmica desse sistema, i.e, acima de tal corrente, o vórtice intragranular é atraído para o intergrão por conta de uma combinação da movimentação deste com os que estão fluindo com maior velocidade pelo *weak-link*. A Fig. 4.39 (a) mostra o comportamento de $V(t)$ correspondente a esta dinâmica. O painel (b) da mesma figura mostra um *zoom* da curva onde ocorre toda a dinâmica. O círculo vermelho corresponde ao painel (c), onde apresentamos o mapa de ψ , no qual está evidenciado que os vórtices

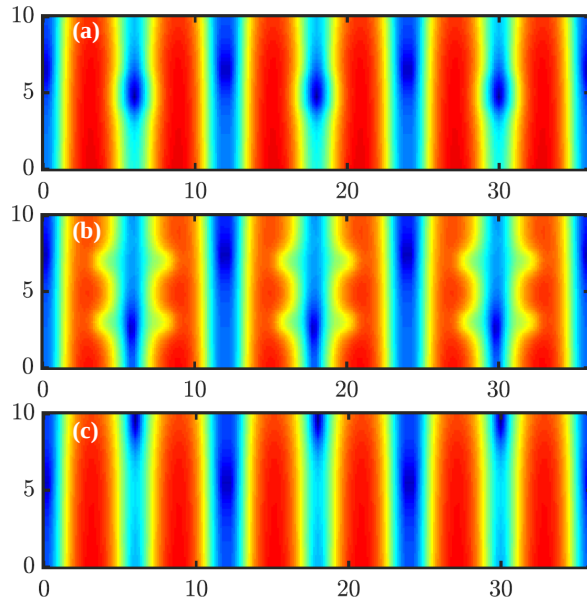


Figura 4.37 – Mapa de ψ para o início do *flux-flow* no grão para o campo $H = 0.1H_{c2}$. (a) S01 em $J_{tr} = 0.29375J_0$, (b) S04 em $J_{tr} = 0.30500J_0$ e (c) S00 em $J_{tr} = 0.33875J_0$.

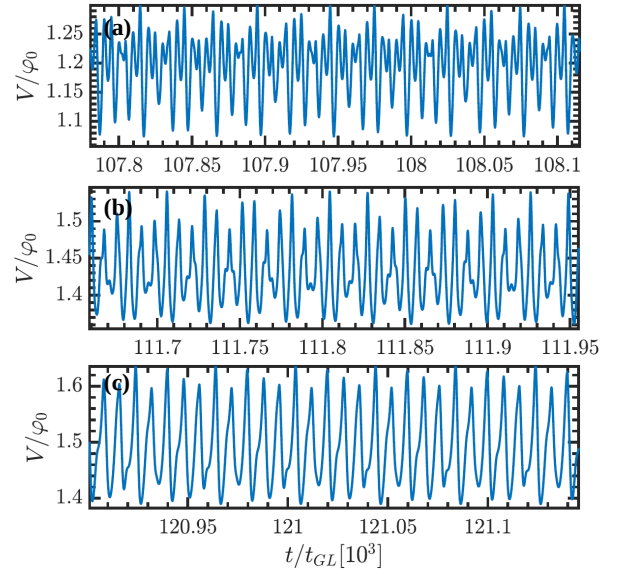


Figura 4.38 – $T-V$ para o início do *flux-flow* no grão para o campo $H = 0.1H_{c2}$. (a) S01 em $J_{tr} = 0.29375J_0$, (b) S04 em $J_{tr} = 0.30500J_0$ e (c) S00 em $J_{tr} = 0.33875J_0$.

passam a ser atraídos para o intergrão.

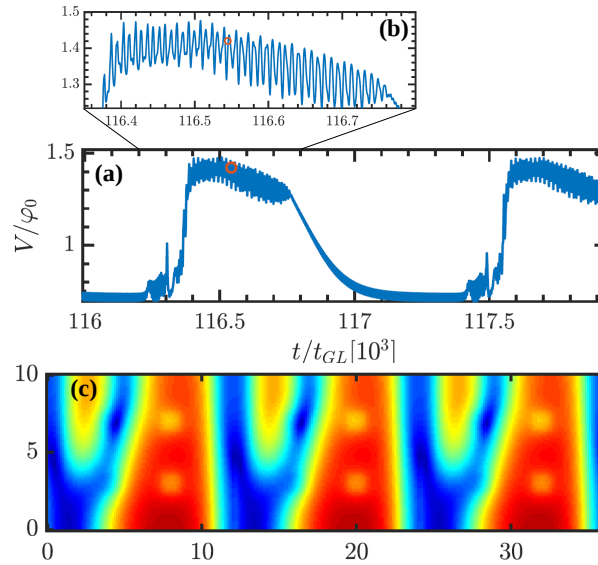


Figura 4.39 – (a) curva $T-V$ para $J_{tr} = 0.30750J_0$ (b) *zoom* dos picos de oscilação durante o *flux-flow* (c) mapa de ψ mostrando os vórtices penetrando no grão e sendo atraídos para os defeitos, e logo depois para o *weak-link*.

Para finalizar, levantou-se o padrão da corrente crítica J_c (aquela a partir da qual é instalado um estado resistivo na amostra, que, no nosso caso, representa o regime de *flux-flow* intergranular) para as três amostras em função do campo aplicado. O que se percebe na Fig. 4.40 é que as três apresentam um padrão de *Fraunhofer*, típico de *junções Josephson* cuja periodicidade desaparece para $H > 0.253125H_{c2}$. Esse padrão indica que

sistemas granulares longos podem ter algum indicio de aplicações como detectores/sensores, entre outros.

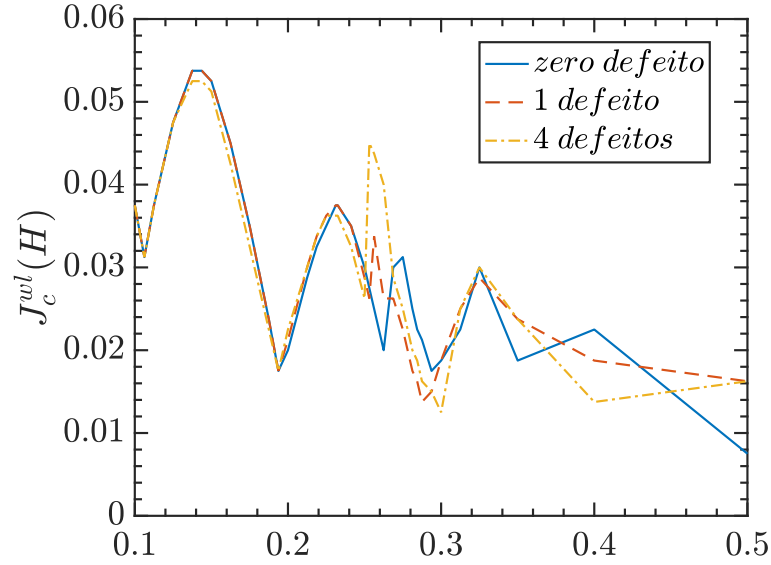


Figura 4.40 – Diagrama $J_c(H)$ onde é verificado para os três sistemas simulados um padrão de *Fraunhofer* para baixos campos aplicados.

4.5 Considerações finais

Neste trabalho analisamos, de forma geral, os regimes de movimentos em fitas supercondutoras granulares. As amostras foram simuladas de forma infinita, separados por *weak-link*, e cada grão contendo defeitos de mesma natureza dos *weak-link*. Verificamos a influência do campo magnético e da corrente nas respostas dos supercondutores. Comparando as três amostras simuladas para os $H = 0.1H_{c2}$, $0.3H_{c2}$ e $0.5H_{c2}$, notamos que a dinâmica se inicia para correntes menores conforme o H aplicado possui maior intensidade. O que foi possível verificar nos gráficos de $I - V$, é que a dinâmica se torna mais rica para o campo intermediário. Onde os sistemas em $H = 0.3H_{c2}$ e $H = 0.5H_{c2}$ apresentam o estado com resistência nula, sem a movimentação de vórtices, o regime de *flux flow* no intergrão, e o regime de *flux flow* compartilhado, compreendendo movimento de vórtices no inter e intragrão. Esse último compreende diferentes velocidades, desde seu início até a destruição do estado supercondutor. Para $H = 0.1H_{c2}$, o regime compartilhado se inicia para altas correntes, apresentando apenas um salto na curva resistiva. Os defeitos no interior do grão, não se mostraram efetivos para o aprisionamento dos vórtices, no entanto, devido a degradação do ψ , estes têm influência sobre a dinâmica de vórtices no intragrão, sendo que, para algumas situações, atuaram como guias para os vórtices.

Referências

- [1] T. Cren et al. “Vortex Fusion and Giant Vortex States in Confined Superconducting Condensates”. Em: *Phys. Rev. Lett.* 107 (2011), p. 097202.
- [2] A. Kanda et al. “Experimental Evidence for Giant Vortex States in a Mesoscopic Superconducting Disk”. Em: *Phys. Rev. Lett.* 93 (2004), p. 257002.
- [3] R. Zadorosny et al. “Crossover between macroscopic and mesoscopic regimes of vortex interactions in type-II superconductors”. Em: *Phys. Rev. B* 85 (2012), p. 214511.
- [4] G. R. Berdiyorov et al. “Effect of sample geometry on the phase boundary of a mesoscopic superconducting loop”. Em: *Phys. Rev. B* 80 (2009), p. 064511.
- [5] A. Weber e L. Kramer. “Dissipative states in a current-carrying superconducting film”. Em: *J. Low Temp. Phys.* 84 (1991), pp. 289–299.
- [6] G. R. Berdiyorov, M. V. Milošević e F. M. Peeters. “Kinematic vortex-antivortex lines in strongly driven superconducting stripes”. Em: *Phys. Rev. B* 79 (2009), p. 184506.
- [7] A. Andronov et al. “Kinematic vortices and phase slip lines in the dynamics of the resistive state of narrow superconductive thin film channels”. Em: *Physica C* 213 (1993), pp. 193–199.
- [8] G. R. Berdiyorov et al. “Parametric amplification of vortex-antivortex pair generation in a Josephson junction”. Em: *Phys. Rev. B* 90 (2014), p. 134505.
- [9] G.R. Berdiyorov et al. “Dynamic and static phases of vortices under an applied drive in a superconducting stripe with an array of weak links”. Em: *Eur. Phys. J. B* 85 (2012), p. 130.
- [10] K. Harada et al. “Direct Observation of Vortex Dynamics in Superconducting Films with Regular Arrays of Defects”. Em: *Science* 274 (1996), pp. 1167–1170.
- [11] Vyacheslav R. Misko et al. “Negative differential resistivity in superconductors with periodic arrays of pinning sites”. Em: *Phys. Rev. B* 75 (2007), p. 024509.
- [12] G. R. Berdiyorov, M. V. Milošević e F. M. Peeters. “Vortex configurations and critical parameters in superconducting thin films containing antidot arrays: Nonlinear Ginzburg-Landau theory”. Em: *Phys. Rev. B* 74 (2006), p. 174512.
- [13] G. R. Berdiyorov, M. V. Milošević e F. M. Peeters. “Superconducting film with weak pinning centers: Incommensurate vortex lattices”. Em: *Phys. Rev. B* 76 (2007), p. 134508.
- [14] G. R. Berdiyorov et al. “Pillars as antipinning centers in superconducting films”. Em: *Phys. Rev. B* 77 (2008), p. 024526.

- [15] P. W. Anderson. “Theory of Flux Creep in Hard Superconductors”. Em: *Phys. Rev. Lett.* 9 (1962), p. 309.
- [16] P. W. Anderson e Y. B. Kim. “Hard Superconductivity: Theory of the Motion of Abrikosov Flux Lines”. Em: *Rev. Mod. Phys.* 36 (1964), p. 39.
- [17] M. Tinkham. “Introduction to Superconductivity.” Em: *Dover Publications, Inc.* ed. 2 (2004), New York, USA.
- [18] Y. B. Kim, C. F. Hempstead e A. R. Strnad. “Resistive States of Hard Superconductors”. Em: *Rev. Mod. Phys.* 36 (1964), p. 43.
- [19] D. Y. Vodolazov e F. M. Peeters. “Rearrangement of the vortex lattice due to instabilities of vortex flow”. Em: *Phys. Rev. B* 76 (2007), p. 014521.
- [20] L. Kramer e R. J. Watts-Tobin. “Theory of Dissipative Current-Carrying States in Superconducting Filaments”. Em: *Phys. Rev. Lett.* 40 (1978), pp. 1041–1044.
- [21] Alice Presotto et al. “Dynamical regimes of kinematic vortices in the resistive state of a mesoscopic superconducting bridge”. Em: *J. Phys. Condens. Matter* 32 (2020), p. 435702.

5 Estado resistivo da dinâmica de vórtices cinemáticos em supercondutor mesoscópico com constrição

5.1 Resumo

Neste trabalho, estudamos a dinâmica dos vórtices cinemáticos (kV) em um supercondutor mesoscópico sob a influência de campos magnéticos externos aplicados (H) e correntes de transporte (J_{tr}), determinando assim um diagrama de fases $J_{tr}(H)$. Mostramos que a dinâmica dos vórtices é profundamente afetada pela presença de constrições e por H . Encontramos que entre os estados de Meissner e Normal, o estado resistivo é compreendido por três estados distintos. Um desses estados é um par cinemático vórtice-antivórtice para valores baixos de H . Para valores moderados de campos, o estado kV é desequilibrado e existe apenas um único vórtice cinemático. No regime de alto campo, o vórtice cinemático apresenta um comportamento do tipo Abrikosov com uma velocidade mais baixa. Também foi mostrado que para décimos de picossegundos, um efeito de barreira de superfície atua sobre a velocidade instantânea do kV .

5.2 Introdução

Uma corrente de transporte que flui através de filmes supercondutores nanoscópicos pode induzir estados resistivos causados pelo aparecimento de *phase-slip lines* (PSL) [1, 2, 3, 4, 5, 6] ou pelo movimento de vórtices cinemáticos (kV) [1, 3, 7, 8].¹ Este último é formado por uma não homogeneidade das correntes supercondutoras [1]. Este fenômeno ocorre mesmo na ausência de campos magnéticos externos e desconsiderando o auto-campo gerado pelas correntes [1].

Para descrever estados resistivos de um sistema supercondutor mesoscópico usando as equações de Ginzburg-Landau dependentes do tempo são possíveis duas soluções. A primeira solução é o PSL, onde a magnitude do parâmetro de ordem vai periodicamente para zero em uma linha perpendicular à corrente aplicada. Além disso, sua fase varia por um valor de 2π em tal linha. A segunda solução é kV , onde o parâmetro de ordem é suprimido (mas agora não é totalmente zero) ao longo de uma linha perpendicular à

¹ Usamos o seguinte procedimento. Quando queremos nos referir a um par vórtice-antivórtice, usamos a abreviatura kV , embora com bastante frequência usemos a abreviatura explícita $V - aV$. Enquanto isso, quando queremos nos referir a um vórtice ou a um antivórtice individualmente, usamos as abreviaturas V e aV , respectivamente.

corrente aplicada. Ao mesmo tempo, existem dois pontos onde o parâmetro de ordem é rigorosamente zero, e eles se propagam através dessa linha [1].

Esses dois pontos correspondem a um par vórtice-antivórtice, que são os chamados vórtices cinemáticos. A fase do parâmetro de ordem muda em 2π em torno de cada vórtice, tornando essas duas soluções topologicamente equivalentes. Em ambas as situações, o parâmetro de ordem oscila entre seus valores máximo e mínimo [3, 9]. Consequentemente, uma oscilação na voltagem é induzida através da amostra com uma frequência da ordem de terahertz [3]. Com isso, o estado supercondutor pode coexistir com um campo elétrico estático [3, 7, 9]. O estado kV proposto por Andronov *et al.* [1] foi observado experimentalmente pela primeira vez por Sivakov *et al.* [10] medindo passos de Shapiro sob radiação de microondas em filmes supercondutores de Sn, pois o par kV é aniquilado.

Os kV possuem características interessantes em comparação com os vórtices do tipo Abrikosov (AbV). Suas velocidades estão entre uma e duas ordens de grandeza maiores que a apresentada por AbV [3]. Consequentemente, os kV são anisotrópicos com um núcleo alongado [1]. Além disso, as velocidades dos kV 's estão relacionadas com a distribuição das correntes através da amostra. Isso significa que o vórtice se moverá mais rápido quando o arranjo das correntes for mais uniforme [3].

No entanto, campos magnéticos externos aplicados induzem uma distribuição assimétrica da densidade de corrente supercondutora, $\mathbf{J}_s$, influenciando a dinâmica dos kV 's e diminuindo suas velocidades [3]. Além disso, estados resistivos induzidos por correntes de transporte não são desejáveis, pois reduzem a sensibilidade de dispositivos, como os supercondutores *single-photon detectors* [11, 12, 13, 14]. Enquanto isso, há uma relação dupla entre as junções PSL e Josephson (JJs), que também pode permitir o projeto de dispositivos de corrente [15, 16, 17, 18].

Em relação aos JJs, vários trabalhos estudaram a influência de diferentes materiais na dinâmica de vórtices de Josephson e nas propriedades elétricas de dispositivos supercondutores. Por exemplo, o formalismo de Ginzburg-Landau também foi aplicado no estudo de correntes anarmônicas em JJs [19, 20]. Na referência [21, 22], os autores analisaram teórica e experimentalmente a influência da medida JJs nas propriedades supercondutoras de amostras anulares. Uma série de junções feitas de materiais como ferromagnético [23, 24], isolante topológico [25] e Weyl semimetal [26] foram estudados teoricamente. Em resumo, esses trabalhos mostram a manipulação de propriedades supercondutoras pela medida de JJs. Além disso, como aspectos de JJs são simulados por kV e PSL, estudos sistemáticos sobre esse assunto são de importância científica.

Assim, considere dois contatos metálicos fixados nas extremidades de um tira supercondutora com uma constrição no centro da amostra, conforme ilustrado na Fig. 5.41.²

² Aqui, a constrição funcionará como uma ponte entre as duas partes supercondutoras conectadas aos contatos metálicos.

Tem sido argumentado [1, 3] que onde a largura dos contatos é a mesma que a largura da amostra e não há constrição no sistema supercondutor, então o estado resistivo é devido à solução PSL. No entanto, se $a < L_y$, então a distribuição de densidade de corrente não é homogênea. Consequentemente, o estado resistivo é caracterizado por uma solução kV . Foi mostrado por Andronov *et al.* que ao introduzir dois defeitos nas bordas, a constrição, a solução kV aparece, mesmo se $a = L_y$.

Neste trabalho fomos mais longe, estudando a dinâmica de kV em uma amostra com constrição central sob a influência de correntes de transporte e campos magnéticos aplicados externamente com diferentes amplitudes. Como será discutido em detalhes mais adiante, a constrição produz uma distribuição não uniforme da corrente de transporte através da amostra, permitindo a formação de pares cinemáticos vórtice-antivórtice (V - aV). Nesse sentido, seu efeito é semelhante a diminuição dos contatos elétricos da corrente de transporte. A presença do campo magnético aplicado produzirá três regimes diferentes da dinâmica de vórtices no estado resistivo. Para campos baixos, apenas os pares V - aV estarão presentes. Então, para valores intermediários de H , apenas o vórtice de um V - aV é nucleado em um lado da constrição, mas ainda assim é preservando as características de um kV . Terceiro, apenas AbV é formado para grandes valores de H . Um diagrama de corrente-campo foi construído mostrando todas as fases da dinâmica dos vórtices. Além disso, também mostramos que efeitos de barreira de superfície podem influenciar no movimento de um kV .

Este trabalho está organizado da seguinte forma. Na Seção 5.2, o referencial teórico é brevemente apresentado. Nossa abordagem baseia-se na equação generalizada de Ginzburg-Landau dependente do tempo (GTDGL) na Seção 5.3. Os resultados e discussões aparecem na Seção 5.4. Primeiramente, apresentamos as características da curva tensão-corrente (I - V). Em segundo lugar, analisamos a frequência e amplitude e as características da curva voltagem-tempo, e determinamos um diagrama de fases $J_{tr} - H$ delimitando os estados Meissner, V - aV , apenas V e AbV ; sendo que uma base teórica para este diagrama também é fornecida. Terceiro, exibimos efeitos de barreira de superfície no movimento do kV . Por fim, as considerações finais são apresentadas na Seção 5.5.

5.3 Formalismo teórico

O objetivo deste trabalho é analisar um sistema supercondutor na presença correntes de transporte e campos magnéticos aplicados. Dessa forma, foi inserido dois defeitos de superfície que é um supercondutor com menor T_c para formar uma constrição na região central de uma fita supercondutora. A densidade de corrente aplicada dc , J_{tr} , é injetada através dos contatos metálicos, como pode ser visto na Fig. 5.41. Em seguida, simulamos

a amostra supercondutora resolvendo a equação GTDGL [27, 28], que é dada por

$$\frac{u}{\sqrt{1 + \gamma^2 |\psi|^2}} \left(\frac{\partial}{\partial t} + i\varphi + \frac{\gamma^2}{2} \frac{\partial |\psi|^2}{\partial t} \right) \psi = -(-i\nabla - \mathbf{A})^2 \psi + \psi(g(\mathbf{r}) - |\psi|^2), \quad (5.1)$$

onde $\gamma = 2\tau_E \Delta_0 / \hbar$; τ_E é o tempo característico da colisão inelástica dos elétrons normais; Δ_0 é a função gap no estado de Meissner; $g(\mathbf{r})$ é uma função *ad-hoc* relacionada ao valor local de T_c , ou seja, nos defeitos $g(\mathbf{r}) = 0$ (supercondutor com T_c inferior) e no domínio supercondutor $g(\mathbf{r}) = 1$. Portanto, os defeitos de superfície atuarão como *weak-links*. O parâmetro $u = 5.79$ é determinado a partir de considerações de mecânica quânticas [27]. Em geral, a densidade dos portadores de carga é controlada pelos parâmetros γ e u (ver equação 5.1), e ambos estão relacionados a um relaxamento de ψ . Além disso, o kV pode ser adequadamente descrito usando o formalismo GTDGL.

A equação (5.1) é acoplada com a equação o potencial escalar através da seguinte equação,

$$\nabla^2 \varphi = \nabla \cdot \mathbf{J}_s, \quad (5.2)$$

onde $\mathbf{J}_s = \text{Im}[\bar{\psi}(-i\nabla - \mathbf{A})\psi]$ é a densidade de corrente supercondutora. Esta equação pode ser determinada assumindo a continuidade das correntes no supercondutor, isso é,

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{J} = 0. \quad (5.3)$$

onde $\mathbf{J} = \mathbf{J}_s + \mathbf{J}_n$ é a densidade de corrente total e $\mathbf{J}_n = -\nabla \varphi$ é a densidade de corrente normal, respectivamente [29]. Supondo que não haja acúmulo de carga, podemos escrever $\frac{\partial \rho}{\partial t} = 0$, da qual a equação (5.2) pode ser obtida imediatamente. Outro argumento para esta consideração é a neutralidade de carga de um supercondutor metálico [30]. Andronov *et al.* [1], em seu trabalho pioneiro, justifica essa aproximação argumentando que ela é válida para supercondutores com condutividade alta suficiente no estado normal. Além disso, as referências [31, 32, 33] descrevem a influência das quasipartículas no potencial escalar. Além de mostrar uma relação entre γ (ou τ_E) e o tempo de relaxação característico das quasipartículas (τ_{qp}). Assim, considerando $T = 0.96T_c$, e $\gamma = 10$, pode-se mostrar que nossa abordagem está dentro do limite sujo, uma vez que o comprimento característico da quasipartícula $l_{qp} \propto \xi(0)$. Também, considerando um limite quase-estático (ou seja, a difusão da quasipartícula tem a mesma ordem de τ_E) [9], pode-se assegurar o aparecimento de uma *phase-slip* e então desprezar as correções sobre o potencial escalar devido às quasipartículas.

As equações (5.1) e (5.2) já estão escritas de forma normalizada, onde o comprimento é expresso em unidades do comprimento de coerência ξ , temperatura T em unidades de T_c , tempo em unidades do tempo característico de GL, $\tau_{GL} = \pi\hbar/k_B T_c u$. Além disso, o campo magnético em unidades do campo crítico superior H_{c2} , o potencial eletrostático em unidades de $\varphi_0 = \hbar/2e\tau_{GL}$, o potencial vetorial em unidades de ξH_{c2} , densidade de corrente em unidades de $J_0 = c\sigma\hbar/2e\tau_{GL}$ (σ é a condutividade elétrica no estado normal),

e o parâmetro de ordem em unidades de $\psi_\infty = \sqrt{|\alpha|/\beta}$ (o parâmetro de ordem no estado de Meissner), onde α e β são as constantes fenomenológicas de GL. Resolvemos as equações (5.1) e (5.2) usando o método de variáveis de ligação [34].

A geometria considerada no presente trabalho está ilustrada na Fig. 5.41. É constituída por uma fita supercondutora mesoscópica com uma constrição no meio, e dois contatos metálicos normais fixados em suas laterais. Consideramos o potencial vetorial fixo como $\mathbf{A} = \frac{1}{2}\mathbf{r} \times \mathbf{H}$. A condição de contorno de Neumann $\mathbf{n} \cdot \nabla \varphi = 0$ é utilizada em todos os lados, exceto nos contatos metálicos onde usamos $\mathbf{n} \cdot \nabla \varphi = -J_{tr}$. Para o parâmetro de ordem, usamos a condição de contorno $\mathbf{n} \cdot (i\nabla + \mathbf{A})\psi = 0$ em todos os lados, exceto nos contatos metálicos onde empregamos a condição de contorno de Dirichlet $\psi = 0$. Aqui, $\mathbf{n}$ é um vetor normal unitário e em todos os lados da amostra tem sentido apontado para fora.

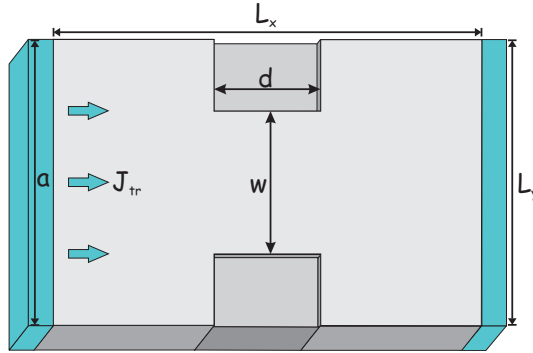


Figura 5.41 – Representação da amostra simulada, onde a corrente de transporte é aplicada através dos contatos metálicos. Veja o texto principal para mais detalhes.

5.4 Resultados e Discussões

5.4.1 Dinâmicas e curvas características da voltagem-corrente

As simulações foram realizadas para uma amostra com tamanhos laterais de $L_x = 12\xi$ e $L_y = 8\xi$. Os tamanhos de constrição são fixados em $w = 4\xi$ e $d = 3\xi$, e a largura dos contatos elétricos é considerada como $a = L_y$. Tal geometria, tipo fita, foi escolhida por fazer parte de alguns dispositivos supercondutores como *single-photon detectors* [2, 12, 13, 14, 35] e para melhor comparação com os resultados do trabalho anterior [3]. Embora a equação GTDGL tenha sido derivada para T muito próxima de T_c , ela pode ser aplicada a $T \geq 0.5T_c$ [6].

As dimensões da amostra podem ser ajustadas adequadamente, de acordo com $\xi(T) = \xi(0)/\sqrt{1 - T/T_c}$ [3]. Por exemplo, para $T = 0.96T_c$ e $\xi(0) = 10$ nm, temos $\xi = 50$ nm para filmes finos de Nb. Com esses valores obtemos, $L_x = 600$ nm e $L_y = 400$ nm, que foram usados na referência [3]. Além disso, enquanto J_{tr} é variado em pequenos

incrementos, o campo externo $\mathbf{H}$ (aplicado perpendicularmente à superfície da amostra) é mantido fixo.

O comportamento dos sistemas é analisado através das curvas características $I-V$, distribuições de $\mathbf{J}_s$, intensidade de ψ , entre outras quantidades físicas.

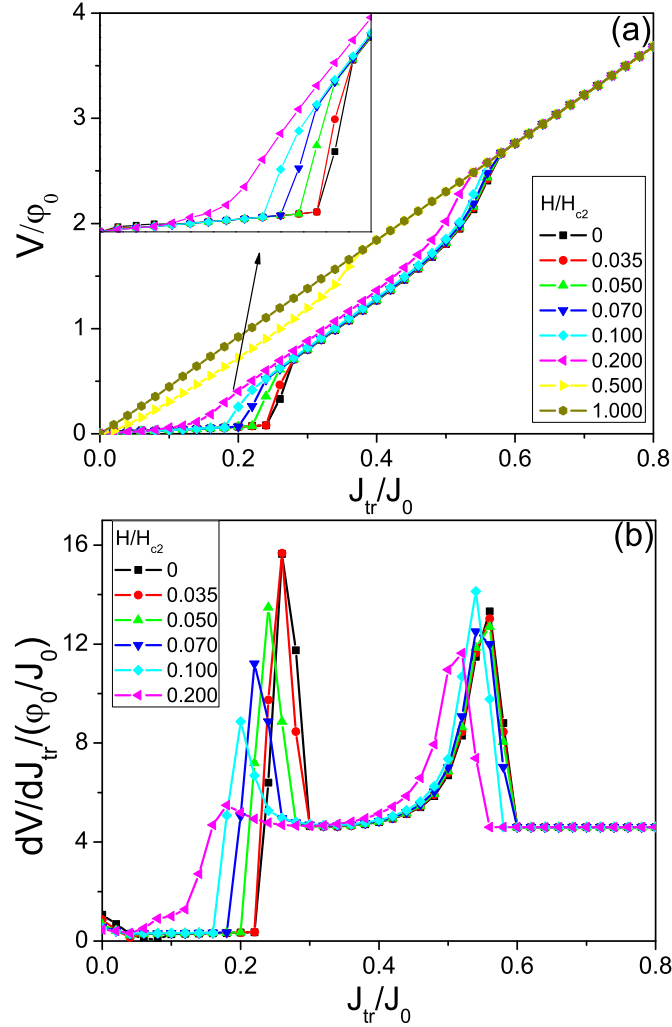


Figura 5.42 – (a) Curvas de tensão-corrente das amostras simuladas. O *inset* é um zoom do primeiro salto. Como a intensidade do campo aplicado varia, existem quatro regimes diferentes de dinâmica de vórtices (veja o texto principal para mais detalhes). (b) Derivada da curva $I - V$ mostrando dois picos associados ao início do estado resistivo (corrente mais baixa) e a transição para o estado normal (corrente mais alta).

A Fig. 5.42(a) mostra as características $I-V$ normalizadas para vários valores de H . Para evitar efeitos ôhmicos dos contatos elétricos, a tensão foi calculada entre as posições $x = 3,8\xi$ e $x = 8,2\xi$ na borda da amostra. Os saltos nas curvas $I-V$ mostrados no *inset* indicam o início do estado resistivo com o aparecimento dos três estados distintos que foram mencionados anteriormente na Seção 5.1, dependendo do valor de H . O painel (b) da mesma figura mostra a derivada da resistência, que até valores intermediários de H , apresenta dois picos: o primeiro, para correntes mais baixas, em J_{c1} , denota o início do estado resistivo; e o segundo pico, J_{c2} , denota a transição para o estado normal. Para

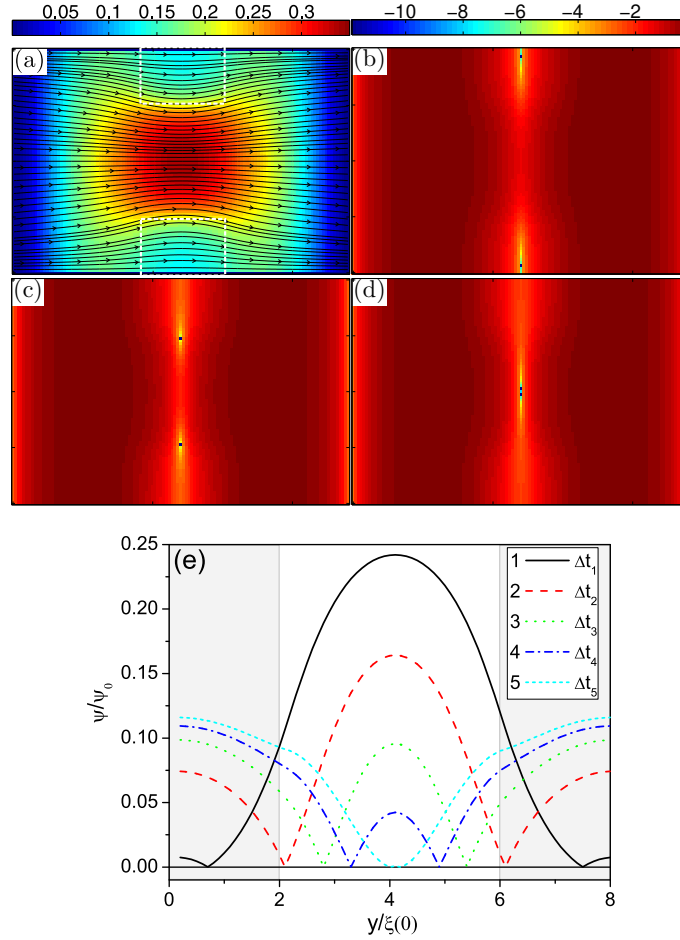


Figura 5.43 – (a) Módulo de $\mathbf{J}_s$ sobreposto por linhas de corrente para $H = 0$ e $J_{tr} = 0.24J_0$. As áreas tracejadas representam as constrições formadas por um supercondutor de menor T_c . (b) a (d) intensidade de $|\psi|$ em escala logarítmica mostrando o movimento do par V - a V e sua aniquilação no centro da amostra. (e) a intensidade de $|\psi|$ ao longo do eixo y para diferentes tempos, desde a penetração V - a V até sua aniquilação. Aqui, Δt_i 's representam tempos consecutivos em que os valores de $|\psi|$ foram obtidos.

valores mais altos de H , o sistema apresenta alguns recursos exclusivos que serão discutidos posteriormente. Finalmente, para $H = H_{c2}$, a amostra está no estado normal e apresenta uma resposta ôhmica.

De acordo com a dinâmica de vórtices, quatro regimes de campo são distinguidos da seguinte forma: (i) campo zero, (ii) campos baixos, $H \leq 0.05H_{c2}$, (iii) campos moderados, $0.05H_{c2} < H \leq 0.14H_{c2}$, (iv) e campos altos, $H \geq 0.16H_{c2}$.

Como esperado, para $H = 0$, $\mathbf{J}_s$ é mais intensa na constrição, como pode ser visto no painel (a) da Fig. 5.43 para $J_{tr} = 0.24J_0$.³

³ Observe que as linhas de corrente da densidade de corrente supercondutora vazam para a região ao redor da constrição, porque os *weak-links* são considerados como *blind holes* onde ψ ainda existe, embora muito pequeno. No entanto, a quantidade de corrente que passa por este domínio é pequena. Para ver onde $\mathbf{J}_s$ é mais significativa através das linhas de corrente, devemos segui-las ao longo das linhas mais curvas no meio da amostra.

Além disso, a supercondutividade mais fraca nos *weak – links* permite a formação de pares cinemáticos V - aV para $J_{tr} \geq J_{c1}$. Como enfatizamos na Seção 5.1, a não homogeneidade de $\mathbf{J}_s$ neste domínio produzida pelos defeitos facilitará a nucleação dos pares V - aV . O par é formado um de cada vez e eles se deslocam para o centro da amostra, aniquilando-se. Os painéis (b) a (d) da Fig. 5.43 mostram uma sequência da intensidade de ψ em uma escala logarítmica, ilustrando a dinâmica descrita. Tal dinâmica persiste até a transição para o estado normal. O painel (e) mostra a intensidade de $|\psi|$ ao longo do eixo y em diferentes momentos; o movimento dos centros dos núcleos do V e do aV onde $|\psi| = 0$ pode ser seguido, desde a sua penetração até o ponto de aniquilação no centro, em $y/\xi(0) = 4$. As áreas sombreadas representam os *weak – links*.

No nosso caso, vale ressaltar que o sistema apresenta apenas um estado resistivo (ou seja, apenas um tipo de dinâmica V - aV), em contraste com os achados descritos por Berdyorov *et al.*, onde verificaram-se duas dinâmicas distintas. Ou seja, entre J_{c1} e J_{c2} , existe um máximo da curva resistiva. Neste ponto, há uma inversão da colisão do par V - aV . No início, eles são formados no centro e se movem em direção às bordas. Então, logo após o máximo da curva, eles são nucleados na borda da amostra e colidem no centro. Dessa forma, parece que a constrição inserida em nosso problema suprime esse efeito de variação na dinâmica dos vórtices cinemáticos.

Agora, quando um campo magnético aplicado é considerado, a simetria do sistema é quebrada, causando uma distribuição assimétrica de $\mathbf{J}_s$, como pode ser observado na Fig. 5.44. O painel (a) desta figura mostra um esquema das correntes supercondutoras induzidas apenas devido a H , linhas circundadas em vermelho. À medida que aplicamos uma corrente de transporte (linhas retilíneas em azul), a simetria das correntes de blindagem é perdida, devido a soma vetorial das respectivas correntes. Nos painéis (b) e (c), mostramos a intensidade do módulo de $\mathbf{J}_s$ sobreposto pelas linhas de corrente para $H = 0.035H_{c2}$ e $H = 0.07H_{c2}$, respectivamente. Portanto, no regime de campo baixo (caso do painel (b) para $J_{tr} = 0.22J_0$), as dinâmicas V - aV são as mesmas descritas na referência [3]: em outras palavras, inicialmente o V é formado na borda superior da amostra e se move diretamente em direção à borda inferior. Logo após o aparecimento do V , um aV é formado. Então, a aniquilação ocorre fora do centro da amostra. À medida que H aumenta, o ponto de aniquilação do par se aproxima da borda inferior do sistema. Essa dinâmica pode ser acompanhada no painel (d), que apresenta a intensidade de $|\psi|$. Após a penetração de um V , surge o segundo mínimo de ψ em $y \approx 1.2\xi(0)$, indicando o aparecimento de um aV , quando um V já cruzou o meio da amostra (veja a linha azul neste painel).

Ainda em relação à Fig. 5.44, podemos ver que aumentando J_{tr} com um valor fixo de H , evita-se a formação do aV e apenas um V aparece na borda superior da amostra e escapa no lado oposto. Este comportamento depende do valor de H e J_{tr} ; por exemplo,

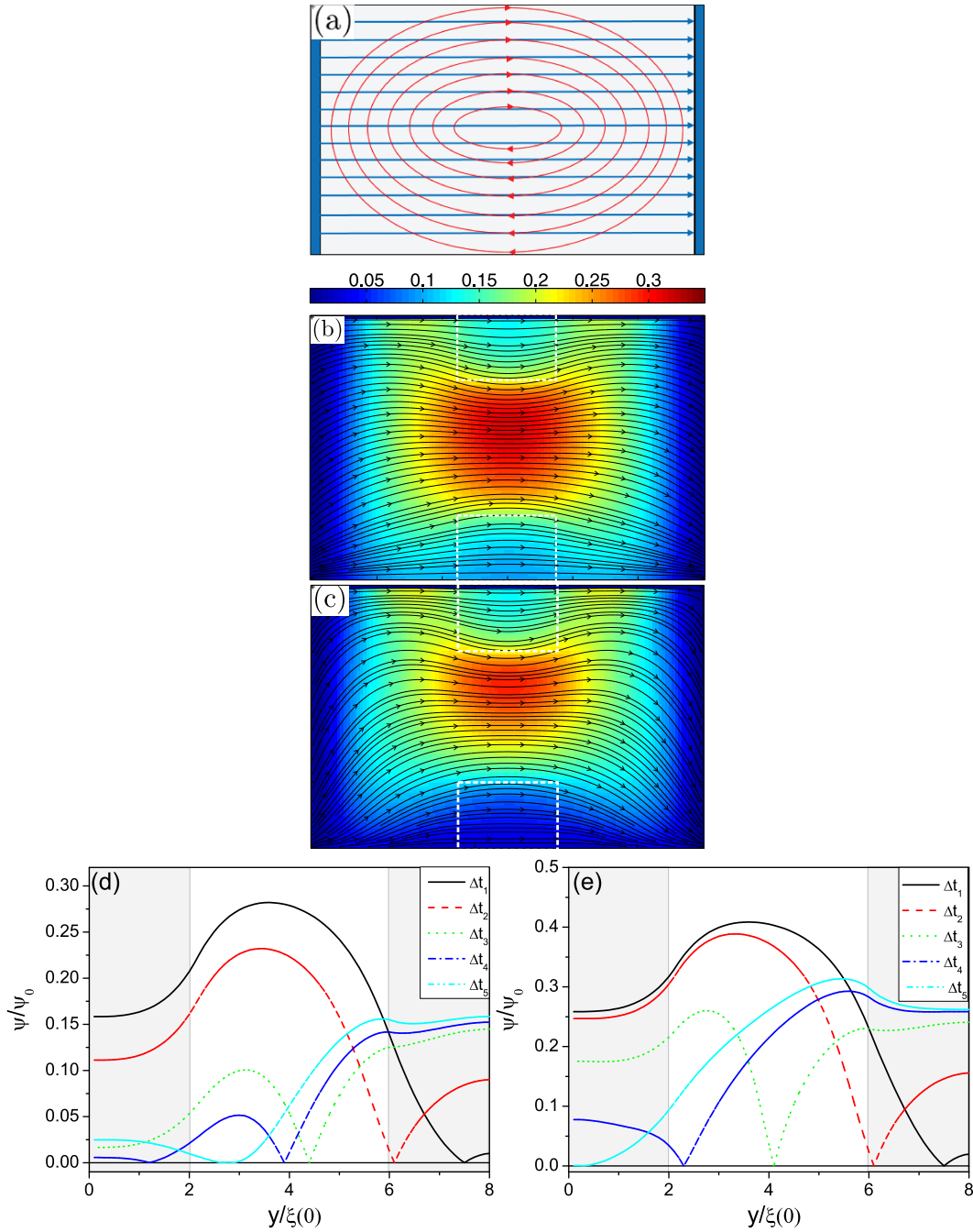


Figura 5.44 – (a) Esquema das correntes de blindagem devido ao campo e corrente de transporte aplicados; (b) e (c) intensidade do módulo de $\mathbf{J}_s$ sobreposto pelas linhas de corrente para $H = 0.035H_{c2}$ e $H = 0.07H_{c2}$, respectivamente. O primeiro para $J_{tr} = 0.22J_0$ e o segundo para $J_{tr} = 0.18J_0$; (d) e (e) intensidade de $|\psi|$ ao longo do eixo y em diferentes tempos, para os casos mostrados nos painéis (b) e (c), respectivamente. Em (d), ocorre a distribuição assimétrica de $|\psi|$. Um segundo mínimo em Δt_4 é devido ao aV quando o V está no meio da amostra. Em (e), $|\psi|$ mostra apenas um mínimo como consequência da formação de apenas um V .

em $H = 0.035H_{c2}$, o par V - aV não é mais formado para $J_{tr} \geq 0.36J_0$, enquanto para a amostra com $H = 0.05H_{c2}$ é $J_{tr} \geq 0.28J_0$. O painel (e) mostra a evolução temporal de $|\psi|$ para a dinâmica considerada. Como pode ser visto facilmente, apenas um mínimo aparece

devido à formação apenas de V .

Assim, no regime de campo moderado, a assimetria na distribuição de J_s aumenta, conforme mostrado no painel (c) da Fig. 5.44 para $J_{tr} = 0.18J_0$, e ocorre uma dinâmica distinta onde nenhum aV é criado. Consequentemente, o estado resistivo consiste apenas no aparecimento de um V na borda superior da amostra e saída da mesma pela borda inferior.

No regime de alto campo, a velocidade dos vórtices diminui significativamente, em cerca de duas ordens de grandeza. Isso indica que o estado resistivo apresentado pela curva $I-V$ é causado apenas por vórtices do tipo Abrikosov em regime de *flux-flow*. Tal velocidade AbV é da mesma ordem de grandeza da medida na referência [36] usando uma técnica de ressonância estroboscópica. O painel (a) da Fig. 5.45 exibe a velocidade média do vórtice (v_{avg}) em função de J_{tr}/J_0 para vários valores de H . O *inset* destaca as curvas de alto campo, a partir das quais podemos observar melhor a diferença da ordem de grandeza de v_{avg} em relação ao regime de baixo campo.

Vale a pena ressaltar que, acompanhar a posição de um único vórtice no cenário de múltiplas penetrações de vórtices é uma tarefa difícil por se tratar de partículas idênticas. Tendo em vista esta dificuldade, as curvas com alto campo na Fig. 5.45 não atingem valores altos de J_{tr} . As curvas relacionadas ao regime de baixo campo apresentam um salto, indicado pelas setas no painel (b). Esses saltos sinalizam a mudança na dinâmica do vórtice, ou seja, delimitam a transição entre o regime de pares V - aV e um único V .

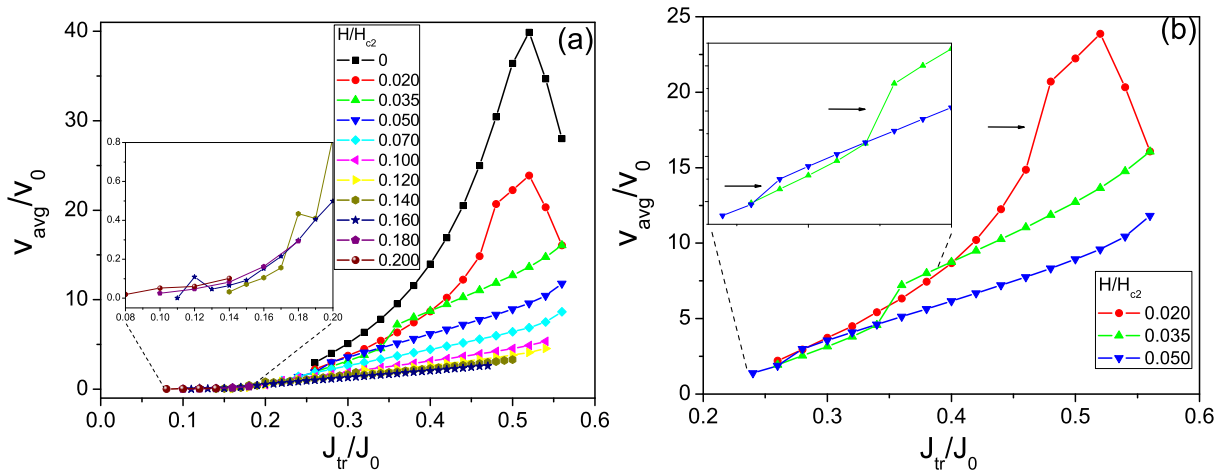


Figura 5.45 – Velocidade média do vórtice em função da corrente aplicada. Em (a), pode-se notar que, à medida que a intensidade do campo aumenta, a velocidade diminui. Em (b), evidencia-se o salto das curvas para o regime de baixo campo quando há mudança na dinâmica dos vórtices.

5.4.2 Amplitude, frequência e diagrama de fase $J_{tr}(H)$

Na sequência, analisamos as características das curvas voltagem por tempo, pois elas podem ser observadas experimentalmente [10]. Conforme variamos o campo magnético aplicado, notamos que a frequência e a amplitude em função de J_{tr} apresentam comportamentos diferentes para cada regime de campo descrito anteriormente, ou seja, campos baixo, moderado e alto. O mesmo ocorre com as curvas características de voltagem-tempo.

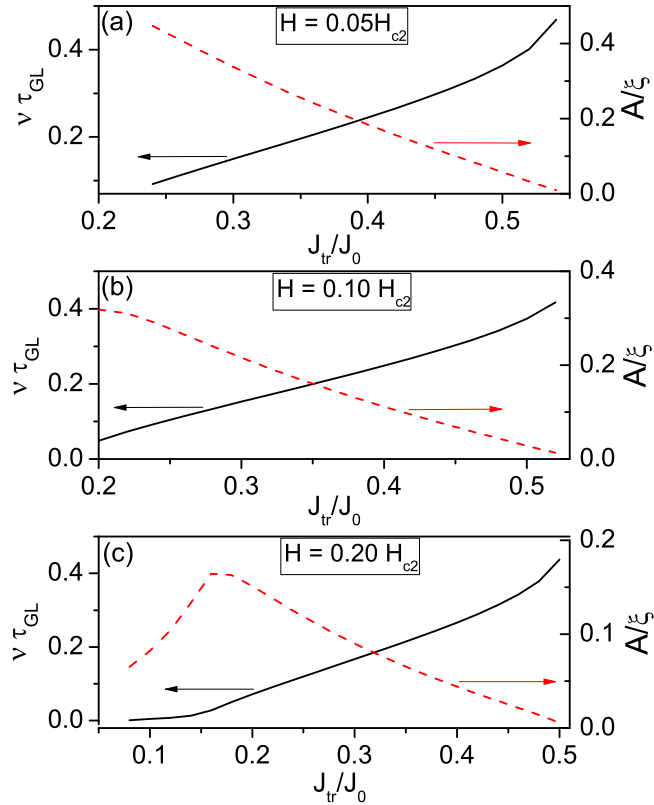


Figura 5.46 – A frequência e a amplitude como funções da corrente aplicada para três valores diferentes do campo aplicado: (a) $H = 0.05H_{c2}$, (b) $H = 0.1H_{c2}$, e (c) $H = 0.2H_{c2}$. Pode-se notar que, à medida que a intensidade do campo aplicado aumenta, as curvas apresentam comportamentos diferentes, principalmente quanto à amplitude.

Os painéis (a), (b) e (c) da Fig. 5.46 mostram a frequência e amplitude para diferentes valores do campo aplicado. Observando as curvas de amplitude (linhas tracejadas), notamos que, inicialmente, A diminui monotonicamente de regimes de campo baixo a moderado. À medida que H aumenta, a curva tende a desenvolver um máximo (veja o painel (c)). Enquanto isso, a frequência está aumentando monotonicamente em todos os casos.

Na Fig. 5.47, ilustramos as características da curva voltagem-tempo para os mesmos valores de H usados na Fig. 5.46. Ao inspecionar cuidadosamente essas curvas, podemos ver que a periodicidade de $V(t)$ aumenta consideravelmente à medida que H aumenta. Este comportamento é devido à diminuição da velocidade do vórtice com o aumento de H .

Além disso, as oscilações gradualmente se tornam um sinal do tipo pulso com aumento de H (veja o painel (c)).

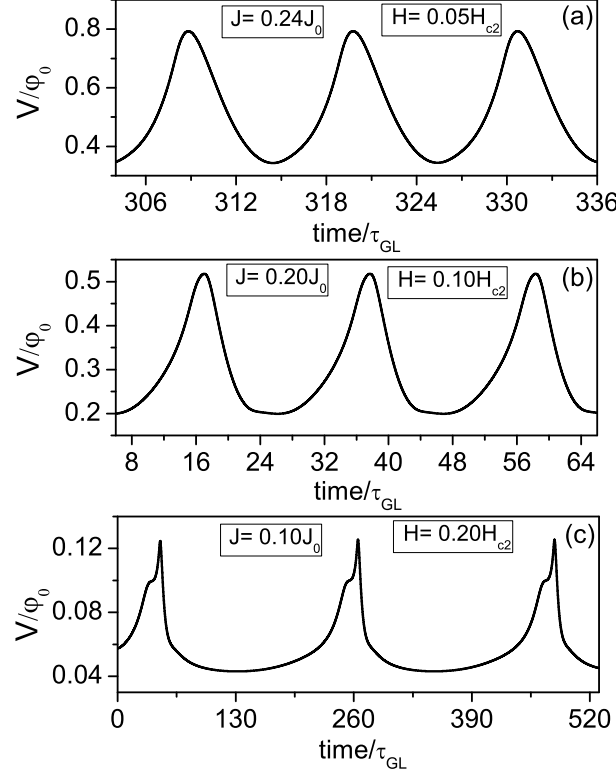


Figura 5.47 – Características tempo-tensão para três valores diferentes de H . Podemos ver que, ao aumentar H , as oscilações apresentam uma deformação, e o período aumenta devido à menor velocidade do vórtice através da amostra.

A rica dinâmica apresentada pelos três estados de vórtice, a saber, V - aV , V e AbV , é resumido no diagrama de fases $J_{tr}(H)$ que é mostrado na Fig. 5.48. A curva $J_{c1}(H)$ indica a corrente para qual o estado resistivo começa. O domínio compreendido entre as curvas $J_{c1}(H)$ e $J_v(H)$ é onde ocorre a aniquilação do par V - aV . Fora desta região, há apenas a formação do estado V , que sofre um efeito de barreira de superfície porque se aproxima da borda inferior da amostra (ver Subseção 5.4.3 para mais detalhes). A linha vertical tracejada indica o início de um regime de fluxo de vórtices do tipo Abrikosov. A curva $J_{c2}(H)$ delimita a transição para o estado normal.

Com a finalidade de dar um carácter mais quantitativo ao diagrama de fases $J_{tr}(H)$, analisamos o comportamento da densidade de corrente tanto na borda superior quanto na inferior da constricção. Nosso argumento é o seguinte. As linhas conectando os pontos na Fig. 5.48 são um guia para os olhos. No entanto, uma estimativa quantitativa de dois pontos qualitativamente essenciais nesse diagrama é oferecida na Fig. 5.49. A derivada da componente horizontal J_s (indicada por $J_{s,x}$) referente a J_{tr} em J_{c1} é plotada como uma função de H na parte inferior ($y = 2\xi$) e superior ($y = 6\xi$) da constricção para $x = 6\xi$ (o

centro da amostra). Esses pontos na amostra estão na interseção entre o caminho do par V - aV e as bordas da constrição. Ao comparar as Figuras 5.48 e 5.49, vê-se que a nucleação dos pares V - aV e dos kV cessam em valores de H para os quais a derivada mencionada muda seu sinal em $y = 2\xi$ e $y = 6\xi$, respectivamente. É importante lembrar que o aV nucleia na borda inferior e o V sempre na borda superior da amostra. Este comportamento sinaliza quão fortemente a interação entre J_{tr} e as correntes de blindagem (esta última sendo controlada por H) afeta a dinâmica cinemática V - aV .

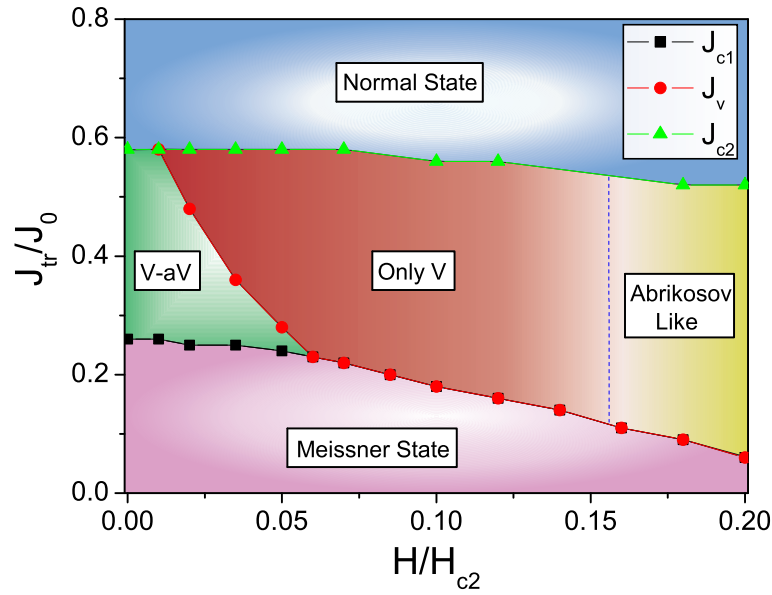


Figura 5.48 – Diagrama de fases $J_{tr}(H)$, logo acima de $J_{c1}(H)$ ocorre o estado resistivo. Na região compreendida entre J_{c1} e $J_v(H)$, apenas pares V - aV são formados, e acima de $J_v(H)$ até $J_{c2}(H)$, apenas o estado de V existe. A linha vertical tracejada indica o início de um regime de fluxo de vórtices do tipo Abrikosov. Finalmente, acima de $J_{c2}(H)$, o sistema volta ao estado normal. No material complementar, podem ser vistos alguns vídeos que ilustram esses resultados. <https://stacks.iop.org/JPCM/32/435702/mmedia>

5.4.3 Efeito de barreira superficial nos vórtices cinemáticos

Conforme mencionado anteriormente, nesta Subseção analisaremos o efeito e a origem da barreira superficial. Para este fim, avaliamos a posição e a velocidade do V . Usamos unidades reais considerando os parâmetros de filmes Nb [37] (ou seja, $T_c = 9.2K$, $T = 0.96T_c$ e $\xi = 50$ nm) para ilustrar o movimento do V . Notavelmente, o sistema em $H = 0.05H_{c2}$ apresenta duas dinâmicas distintas. Uma delas é caracterizada pela aniquilação de um par V - aV . Neste processo, um movimento acelerado do V ocorre no início de sua penetração, e é mais pronunciado durante a aniquilação com o aV (veja os painéis (a) e (b) da Fig. 5.50, símbolos de círculo preto). À medida que J_{tr} aumenta, o aV não é mais formado, e então, a velocidade do V torna-se menor à medida que se aproxima da borda inferior da amostra, (veja os *insets* dos painéis (a) e (b), símbolos quadrados em vermelho). Como pode ser visto nos *insets* dos painéis (a) e (b), a barreira de superfície

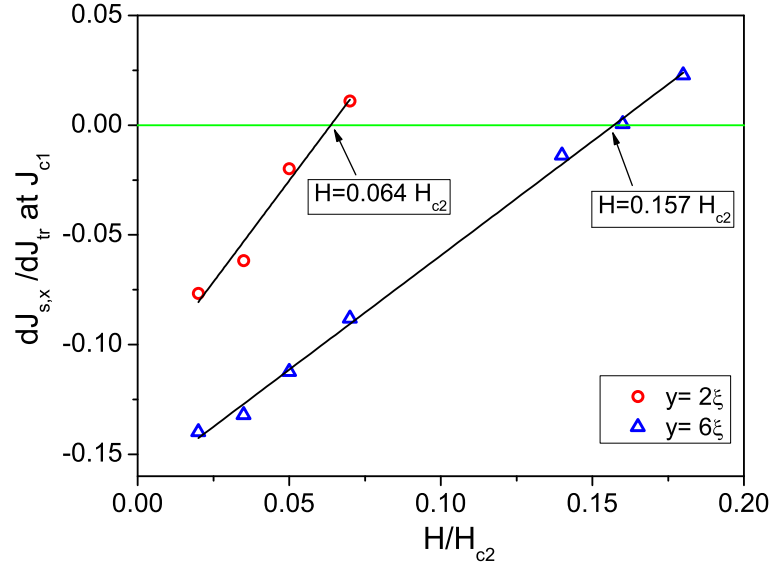


Figura 5.49 – A derivada do componente horizontal J_s para J_{tr} em J_{c1} plotado como uma função de H para $y = 2\xi$ e $y = 6\xi$. Os H 's destacados indicam o fim da formação de aV em $y = 2\xi$, e kV em $y = 6\xi$.

fica ativa durante um curto período de tempo (da ordem de picossegundos). A velocidade do V começa a diminuir nas proximidades da fronteira entre o domínio supercondutor e a constrição (*weak – links*). A interação com seu vórtice imagem acelera o V novamente, deixando a amostra com alta velocidade.

A eficácia do efeito de barreira de superfície diminui devido ao aumento da força de Lorentz para uma J_{tr} maior. Consequentemente, o V se move mais rápido (aumentando sua energia cinética) para deixar a amostra. Este comportamento é mostrado no painel (c) da Fig. 5.50 para $H = 0.1H_{c2}$. A curva com triângulos mostra a velocidade em função do tempo em $J_{tr} = 0.20J_0$ e a de losangos em $J_{tr} = 0.24J_0$. Como podemos observar, aumentando a corrente, a velocidade pode ser uma ordem de grandeza maior. Consequentemente, a eficácia da barreira de superfície é reduzida.

Os campos magnéticos externos aplicados geram correntes de blindagem. Sua interação com as correntes de transporte é pronunciada devido aos *weak – links*. Este fato produz gradientes de corrente mais significativos entre o centro da constrição e a borda da amostra (como mostrado nos painéis (b) e (c) da Fig. 5.44). Então, uma mudança na velocidade aparece quando o vórtice está passando (ou entrando no) pelo *weak – links*. Tendo em mente que o defeito consiste em um supercondutor danificado de T_c menor, a densidade de corrente local J_s é muito menor do que na região supercondutora central, o que torna o vórtice mais suscetível às correntes de blindagem ali presentes.

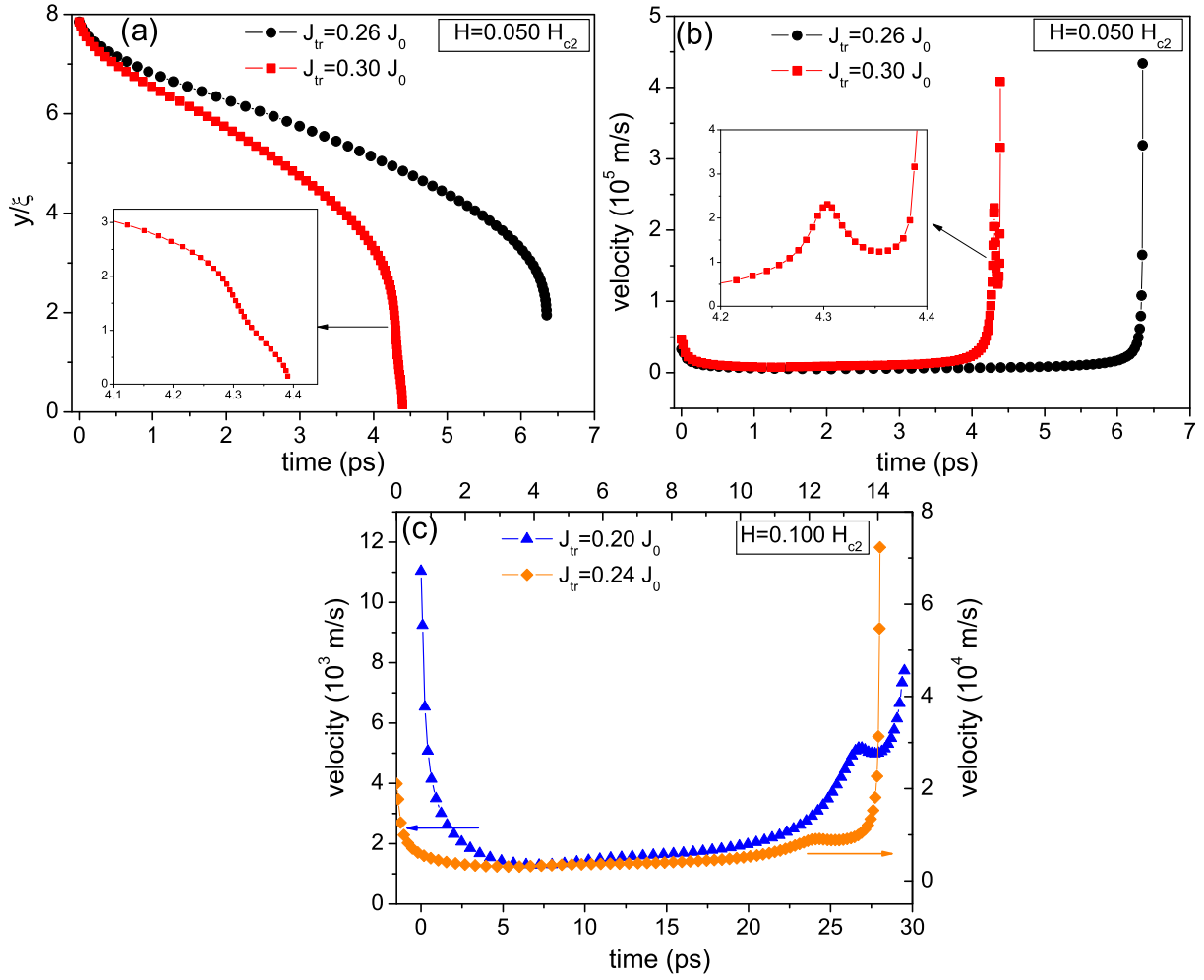


Figura 5.50 – (a) A posição vertical do V em função do tempo para $H = 0.05H_{c2}$ para dois regimes diferentes de dinâmica de vórtices. O *inset* mostra a curva $y(t)$ quando o V está cruzando o *weak-link* inferior. (b) As respectivas velocidades em função do tempo: a curva preta representa o cenário sem efeito de uma barreira de superfície, enquanto a vermelha representa o efeito de barreira de superfície. (c) As velocidades do V para $H = 0.1H_{c2}$ e dois valores diferentes de J_{tr} , mostrando que a eficácia da barreira de superfície diminui com o aumento de J_{tr} .

5.5 Considerações finais

Neste trabalho, simulamos uma fita supercondutora com constricção central variando a corrente de transporte dc aplicada para diferentes campos magnéticos fixos aplicados. Mostramos que a dinâmica do estado de vórtice é diversa, como evidenciado no diagrama $J_{tr}(H)$ da Fig. 5.48, que exibe uma variedade de fases supercondutoras. É notável que apesar de ocorrer em um curto intervalo de tempo (da ordem de picossegundos), o vórtice sofre os efeitos de uma barreira de superfície na ausência do antivórtice. Como os estados resistivos não são desejáveis para diversas aplicações de supercondutores mesoscópicos, afirmamos que o conhecimento detalhado sobre a dinâmica dos vórtices é um elemento crucial para evitá-los. Portanto, nossos resultados podem contribuir para futuras aplicações e design de dispositivos.

Referências

- [1] A. Andronov et al. “Kinematic vortices and phase slip lines in the dynamics of the resistive state of narrow superconductive thin film channels”. Em: *Physica C* 213 (1993), pp. 193–199.
- [2] G. R. Berdiyorov et al. “Finite-size effect on the resistive state in a mesoscopic type-II superconducting stripe”. Em: *Phys. Rev. B* 79 (2009), p. 174506.
- [3] G. R. Berdiyorov, M. V. Milošević e F. M. Peeters. “Kinematic vortex-antivortex lines in strongly driven superconducting stripes”. Em: *Phys. Rev. B* 79 (2009), p. 184506.
- [4] A. Belkin et al. “Formation of Quantum Phase Slip Pairs in Superconducting Nanowires”. Em: *Phys. Rev. X* 5 (2015), p. 021023.
- [5] Y. Chen et al. “Dissipative superconducting state of non-equilibrium nanowires”. Em: *Nature Physics* 10 (2014), pp. 567–571.
- [6] I. Petković et al. “Deterministic phase slips in mesoscopic superconducting rings”. Em: *Nat. Commun.* 7 (2016), p. 13551.
- [7] G. R. Berdiyorov, M. V. Milošević e F. M. Peeters. “Tunable kinematics of phase-slip lines in a superconducting stripe with magnetic dots”. Em: *Phys. Rev. B* 80 (2009), p. 214509.
- [8] J. Barba-Ortega, E. Sardella e R. Zadorosny. “Influence of the deGennes extrapolation parameter on the resistive state of a superconducting strip”. Em: *Phys. Lett. A* 382 (2018), pp. 215–219.
- [9] B. I. Ivlev e N. B. Kopnin. “Theory of current states in narrow superconducting channels”. Em: *Usp. Fiz. Nauk* 142 (1984), pp. 435–471.
- [10] A. G. Sivakov et al. “Josephson Behavior of Phase-Slip Lines in Wide Superconducting Strips”. Em: *Phys. Rev. Lett.* 91 (26 dez. de 2003), p. 267001.
- [11] G. R. Berdiyorov, M. V. Milošević e F. M. Peeters. “Spatially dependent sensitivity of superconducting meanders as single-photon detectors”. Em: *Appl. Phys. Lett.* 100 (2012), p. 262603.
- [12] M. Rosticher et al. “A high efficiency superconducting nanowire single electron detector”. Em: *Appl. Phys. Lett.* 97 (2010), p. 183106.
- [13] X. Zhang et al. “Characteristics of superconducting tungsten silicide W_xSi_{1-x} for single photon detection”. Em: *Phys. Rev. B* 94 (2016), p. 174509.
- [14] S. N. Dorenbos et al. “Low noise superconducting single photon detectors on silicon”. Em: *Appl. Phys. Lett.* 93 (2008), p. 131101.

- [15] J. E. Mooij e C. J. P. M. Harmans. “Phase-slip flux qubits”. Em: *New J. Phys.* 7 (2005), p. 219.
- [16] S. P. Giblin et al. “Towards a quantum representation of the ampere using single electron pumps”. Em: *Nat. Commun.* 3 (2012), p. 930.
- [17] N. H. Kaneko, S. Nakamura e Y. Okazaki. “A review of the quantum current standard”. Em: *Meas. Sci. Technol.* 27 (2016), p. 032001.
- [18] J. C. Fenton e J. Burnett. “Superconducting NbN nanowires and coherent quantum phase-slips in dc transport”. Em: *IEEE Trans. Appl. Supercond.* 26.3 (2016).
- [19] Yu. S. Barash. “Non-Fraunhofer patterns of the anharmonic Josephson current influenced by strong interfacial pair breaking”. Em: *Phys. Rev. B* 86 (2012), p. 144502.
- [20] Yu. S. Barash. “Interfacial Pair Breaking and Planar Weak Links with an Anharmonic Current–Phase Relation”. Em: *JETP Lett.* 100 (2014), pp. 205–215.
- [21] Roberto Monaco. “Engineering double-well potentials with variable-width annular Josephson tunnel junctions”. Em: *J. Phys. Condens. Matter* 28 (2016), p. 445702.
- [22] Roberto Monaco et al. “Elliptic annular Josephson tunnel junctions in an external magnetic field: the statics”. Em: *Supercond. Sci. Technol.* 28 (2015), p. 085010.
- [23] Mohammad Alidoust, Alexander Zyuzin e Klaus Halterman. “Pure odd-frequency superconductivity at the cores of proximity vortices”. Em: *Phys. Rev. B* 95 (2017), p. 045115.
- [24] Mohammad Alidoust e Klaus Halterman. “Proximity induced vortices and long-range triplet supercurrents in ferromagnetic Josephson junctions and spin valves”. Em: *J. Appl. Phys.* 117 (2015), p. 123906.
- [25] Alexander Zyuzin, Mohammad Alidoust e Daniel Loss. “Josephson junction through a disordered topological insulator with helical magnetization”. Em: *Phys. Rev. B* 93 (2016), p. 214502.
- [26] Mohammad Alidoust. “Self-biased current, magnetic interference response, and superconducting vortices in tilted Weyl semimetals with disorder”. Em: *Phys. Rev. B* 98 (2018), p. 245418.
- [27] L. Kramer e R. J. Watts-Tobin. “Theory of Dissipative Current-Carrying States in Superconducting Filaments”. Em: *Phys. Rev. Lett.* 40 (1978), pp. 1041–1044.
- [28] R. J. Watts-Tobina, Y. Krähenbühl e L. Kramer. “Nonequilibrium Theory of Dirty, Current-Carrying Superconductors: Phase-Slip Oscillators in Narrow Filaments Near T_c ”. Em: *J. Low Temp. Phys.* 42 (1981), pp. 459–501.
- [29] D Cerbu et al. “Vortex ratchet induced by controlled edge roughness”. Em: *New J. Phys.* 15.6 (2013), p. 063022.

- [30] Nikolai Kopnin. *Theory of nonequilibrium superconductivity*. Vol. 110. Oxford University Press, 2001, p. 21.
- [31] Lorenz Kramer e Rafael Rangel. “Structure and Properties of the Dissipative Phase-Slip State in Narrow Superconducting Filaments with and without Inhomogeneities”. Em: *J. Low Temp. Phys.* 57 (1984), pp. 3/4.
- [32] O. Liengme, A. Baratoff e P. Martinoli. “Phase Slip Centers in Long Superconducting Aluminum Microbridges”. Em: *J. Low Temp. Phys.* 65 (1986), pp. 1/2.
- [33] R. Tidecks e T. Werner. “Continuous Change from Weak to Strong Coupling Behavior in Quasi-One-Dimensional Superconductors”. Em: *J. Low Temp. Phys.* 65 (1986), pp. 3/4.
- [34] W. D. Gropp et al. “Numerical simulation of vortex dynamics in type-II superconductors”. Em: *J. Comput. Phys.* 123 (1996), pp. 254–266.
- [35] R. Cristiano et al. “Superconducting nano-strip particle detectors”. Em: *Supercond. Sci. Technol.* 28 (2015), p. 124004.
- [36] Ž. L. Jelić, M. V. Milošević e A. V. Silhanek. “Velocimetry of superconducting vortices based on stroboscopic resonances”. Em: *Sci. Rep.* 6 (2016), p. 35687.
- [37] A. I. Gubin et al. “Dependence of magnetic penetration depth on the thickness of superconducting Nb thin films”. Em: *Phys. Rev. B* 72 (2005), p. 064503.

6 Impacto sócio-científico

Os trabalhos aqui desenvolvidos tiveram como objetivo o estudo de mecanismos para o controle da matéria de vórtices, onde foi proposto mecanismos de aprisionamento dos mesmos dentro de uma região supercondutora e também maneiras de controle do movimento do fluxo magnético. Este assunto envolve o que chamamos de pesquisa básica cujo principal objetivo é levar ao entendimento de curiosidades (perguntas) feitas após estudos em determinadas áreas. Este tipo de pesquisa leva, pelo menos, à ampliação do limiar do conhecimento. Contudo, este conhecimento pode estimular avanços tecnológicos e o surgimento de inovações aplicáveis (veja <https://revistapesquisa.fapesp.br/michel-spiro-ciencia-basica-para-a-sustentabilidade/>). No caso deste trabalho, o controle da matéria de vórtices pode possibilitar formas de desenvolvimento de dispositivos eletrônicos, que tem o potencial de se tornar benéficos à sociedade.

Outro impacto é a formação de recurso humano qualificado, tanto para o setor de pesquisa, quanto capaz de conectar a ciência à sociedade, até pelo fato de que a doutoranda já está atuando no ensino médio. Isto contribui para levar aos jovens os conhecimentos adquiridos na pesquisa básica, ganhando destaque no ensino básico, melhorando a educação científica e, porque não, estimulando os jovens à carreira de pesquisador.