

# RESSALVA

Atendendo a solicitação do autor, este  
arquivo será disponibilizado somente a  
partir de  
25/01/2025.

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**

**COORIENTADOR: 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 a 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 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 . . . . .	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 $\psi$ 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 $\psi$ 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 $\psi$ 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 $\psi$ 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 $\psi$ 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 $\psi$ 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, $\Delta t_i$ '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 $\Delta t_4$ 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

<b>1</b>	<b>INTRODUÇÃO</b> . . . . .	<b>18</b>
	Referências . . . . .	20
<b>2</b>	<b>CLUSTERS DE VÓRTICES INDUZIDOS POR GRADIENTE TÉR- MICO EM SUPERCONDUTORES MESOSCÓPICOS</b> . . . . .	<b>21</b>
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
<b>3</b>	<b>ESTADO DE VÓRTICES EM UM SUPERCONDUTOR DO TIPO I EM FORMA DE CUNHA</b> . . . . .	<b>38</b>
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
<b>4</b>	<b>INTERAÇÃO DINÂMICA ENTRE VÓRTICES INTER E INTRA- GRANULARES EM LONGAS FITAS SUPERCONDUTORAS COM E SEM ESTRUTURAS DE DEFEITOS</b> . . . . .	<b>51</b>
4.1	Resumo . . . . .	51
4.2	Introdução . . . . .	51

<b>4.3</b>	<b>Formalismo teórico</b> . . . . .	<b>53</b>
<b>4.4</b>	<b>Resultados e discussões</b> . . . . .	<b>55</b>
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
<b>4.5</b>	<b>Considerações finais</b> . . . . .	<b>66</b>
	<b>Referências</b> . . . . .	<b>67</b>
<b>5</b>	<b>ESTADO RESISTIVO DA DINÂMICA DE VÓRTICES CINEMÁTICOS EM SUPERCONDUTOR MESOSCÓPICO COM CONSTRIÇÃO</b> . . . . .	<b>69</b>
<b>5.1</b>	<b>Resumo</b> . . . . .	<b>69</b>
<b>5.2</b>	<b>Introdução</b> . . . . .	<b>69</b>
<b>5.3</b>	<b>Formalismo teórico</b> . . . . .	<b>71</b>
<b>5.4</b>	<b>Resultados e Discussões</b> . . . . .	<b>73</b>
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
<b>5.5</b>	<b>Considerações finais</b> . . . . .	<b>83</b>
	<b>Referências</b> . . . . .	<b>84</b>
<b>6</b>	<b>IMPACTO SÓCIO-CIENTÍFICO</b> . . . . .	<b>87</b>

# 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  $\lambda_L$ . 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  $\lambda_L$  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 ( $\sigma$ ) 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,  $\kappa$ . 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* ( $\psi$  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,  $\psi$  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 superconductor”. 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<sup>a</sup> 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.

## 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. Berdiyrov 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. Berdiyrov, 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. Berdiyrov, 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. Berdiyrov, 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.