

UNIVERSIDADE FEDERAL DE VIÇOSA

**Impacto da forma de defeitos padronizados e direção do campo magnético em
diodos supercondutores**

Eloi Benicio de Melo Junior
Doctor Scientiae

**VIÇOSA - MINAS GERAIS
2026**

ELOI BENICIO DE MELO JUNIOR

**Impacto da forma de defeitos padronizados e direção do campo magnético em
diodos supercondutores**

Tese apresentada à Universidade Federal de Viçosa, como parte das exigências do Programa de Pós-Graduação em Física, para obtenção do título de *Doctor Scientiae*.

Orientador: Clodoaldo I. L. de Araujo

**Ficha catalográfica elaborada pela Biblioteca Central da Universidade
Federal de Viçosa - Campus Viçosa**

T

M528i
2026

Melo Junior, Eloi Benicio de, 1994-
Impacto da forma de defeitos padronizados e direção do
campo magnético em diodos supercondutores / Eloi Benicio de
Melo Junior. – Viçosa, MG, 2026.
1 tese eletrônica (64 f.): il. (algumas color.).

Inclui apêndices.

Orientador: Clodoaldo Irineu Levartoski de Araujo.

Tese (doutorado) - Universidade Federal de Viçosa,
Departamento de Física, 2026.

Referências bibliográficas: f. 56-59.

DOI: <https://doi.org/10.47328/ufvbbt.2026.445>

Modo de acesso: World Wide Web.

1. Supercondutores. 2. Diodos. 3. Supercondutividade -
Efeito dos campos magnéticos. I. Araujo, Clodoaldo Irineu
Levartoski de, 1977-. II. Universidade Federal de Viçosa.
Departamento de Física. Programa de Pós-Graduação em Física.
III. Título.

CDD 22. ed. 537.623

ELOI BENICIO DE MELO JUNIOR

Impacto da forma de defeitos padronizados e direção do campo magnético em diodos supercondutores

Tese apresentada à Universidade Federal de Viçosa, como parte das exigências do Programa de Pós-Graduação em Física, para obtenção do título de *Doctor Scientiae*.

APROVADA: 11 de junho de 2026.

Assentimento:

Eloi Benicio de Melo Junior
Autor

Clodoaldo Irineu Levartoski de Araujo
Orientador

Essa tese foi assinada digitalmente pelo autor em 29/07/2026 às 16:48:34 e pelo orientador em 11/08/2026 às 16:34:29. As assinaturas têm validade legal, conforme o disposto na Medida Provisória 2.200-2/2001 e na Resolução nº 37/2012 do CONARQ. Para conferir a autenticidade, acesse <https://siadoc.ufv.br/validar-documento>. No campo 'Código de registro', informe o código **FE25.X43P.H4KQ** e clique no botão 'Validar documento'.

AGRADECIMENTOS

No percurso desse doutorado tive a alegria de poder contar com pessoas que caminharam ao meu lado me incentivando e apoiando em diversos momentos (bons e ruins). Primeiramente quero agradecer aos meus pais Antônia Ferreira de Oliveira Melo e Eloi Benicio de Melo por sonharem, sofrerem e se alegrarem junto comigo durante todo esse período, sendo meu principal refúgio. Ao meu irmão Edwardy Oliveira Benicio de Melo, por ser meu primeiro amigo e companheiro de vida. A Dra. Júila por ter me ajudado quando eu achei que não seria possível mais continuar meu caminho e por ser uma grande amiga em todos os momentos da minha vida. Aos Traíras: Alesson, Edwardy, Kennon e Paulo, por serem sinônimo de casa, afeto, retorno e por me fazer lembrar diariamente de onde vim e quem sou. Ao grupo Choquei: Andriele, Gabriel (Gabbes), Juliano, Milena e Rafael, por terem feito desse período o mais leve possível, atenuando as dificuldades do doutorado, do departamento e da vida, pelos inúmeros cafés e momentos de lazer que nos lembravam que a vida é muito mais que uma linha no Lattes. Ao Betinho por ser alegria, conforto e carinho diariamente. Um agradecimento especial a Andriele e Milena pela paciência, partilha de vida e pela ajuda que me deram no momento mais difícil que passei. A Beatriz (Bia) pelo apoio de sempre e por me fazer acreditar sempre em mim e a/ao minha/meu sobrinha/o que ainda não chegou e já está sendo muito amado. Ao meu orientador Clodoaldo por me proporcionar todas as oportunidades de aprendizado e crescimento profissional que tive e por acreditar no meu

potencial.

Ao LDRV: Bruna Lima, Bruna Zaire e Débora, que me acompanharam desde o início dessa trajetória e acreditaram que eu seria capaz. Aos amigos de viagem Jesana, Rayane e Renan por compartilharem momentos leves e descontraídos

Este trabalho foi realizado com o apoio das seguintes agências de pesquisa brasileiras: Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior – Brasil (CAPES) – Código de Financiamento 001, Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de Minas Gerais (FAPEMIG) e Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq).

RESUMO

JUNIOR, Eloi Benicio de Melo, D.Sc., Universidade Federal de Viçosa, junho de 2026. **Impacto da forma de defeitos padronizados e direção do campo magnético em diodos supercondutores.** Orientador: Clodoaldo Irineu Levartoski de Araujo.

Investigamos o Efeito Diodo Supercondutor (SDE) em dispositivos com defeitos padronizados por meio de duas análises complementares. A primeira análise concentrou-se na influência do campo magnético perpendicular ao plano (H_z), revelando uma forte dependência do SDE com a geometria dos defeitos. Identificamos dois mecanismos principais que governam a corrente crítica (I_c) nesses dispositivos: a coexistência da aglomeração de corrente (current crowding) e da corrente de blindagem de Meissner para campos magnéticos inferiores a H_{stop} , e o aprisionamento de fluxo no volume (bulk pinning) para campos superiores a H_{stop} .

A segunda análise investigou a dependência angular da eficiência do SDE (η). Verificamos que a eficiência do SDE é fortemente influenciada tanto pelo campo magnético no plano (H_{in}) quanto pela geometria dos defeitos padronizados. Em particular, a eficiência do SDE atinge seu valor máximo quando H_{in} está orientado perpendicularmente à corrente aplicada. Esse comportamento é explicado pela interação entre a corrente de blindagem de Meissner induzida pelo campo magnético no plano e a aglomeração de corrente. Nossos resultados demonstram a versatilidade desses diodos supercondutores, cujo desempenho pode ser controlado por H_{in} , H_z ou pela aplicação simultânea de ambos os campos. Além de fornecer uma compreensão abrangente do SDE na presença de um campo magnético no plano, esses resultados abrem novas perspectivas para futuras pesquisas sobre diodos supercondutores.

Palavras-chave: supercondutividade; efeito diodo; dispositivos

ABSTRACT

JUNIOR, Eloi Benicio de Melo, D.Sc., Universidade Federal de Viçosa, June, 2026.
Impact of patterned defect shape and magnetic field direction on superconducting diodes.. Adviser: Clodoaldo Irineu Levartoski de Araujo.

We investigated the Superconducting Diode Effect (SDE) in devices with patterned defects through two complementary analyses. The first analysis focused on the out-of-plane magnetic field (H_z), revealing a strong dependence of the SDE on the defect geometry. We identified two primary mechanisms governing the critical current (I_c) in these devices: the coexistence of current crowding and the Meissner screening current for magnetic fields below H_{stop} , and bulk pinning for fields above H_{stop} .

The second analysis examined the angular dependence of the SDE efficiency (η). We found that the SDE efficiency is strongly influenced by both the in-plane magnetic field (H_{in}) and the geometry of the patterned defects. Specifically, the SDE efficiency reaches its maximum when H_{in} is oriented perpendicular to the applied current. This behavior is explained by the interplay between the Meissner screening current induced by the in-plane magnetic field and current crowding. Our results demonstrate the versatility of these superconducting diodes, whose performance can be tuned by H_{in} , H_z , or the combined application of both fields. Beyond providing a comprehensive understanding of the in-plane SDE, these findings open new avenues for future research on superconducting diodes.

Keywords: superconductivity; superconducting diode effect; patterned devices

Lista de Figuras

- 1.1 **Tipos de Supercondutores.** (a) Tipo I, supercondutores do tipo I tem um campo crítico H_c ao ser superado a supercondutividade é quebrada. (b) Supercondutores do tipo II que apresentam dois campos críticos H_{c1} e H_{c2} . Quando o H_{c2} de um supercondutor é superado pode haver uma supercondutividade ainda na superfície desse material, o campo H_{c3} é o que limita essa supercondutividade superficial. 15
- 2.1 **Modelo para o SDE na presença de um campo magnético fora do plano.** (a) Esboço da dinâmica de vortex na presença de uma corrente de polarização e correntes de blindagem de Meissner em um filme com diferentes limiares de corrente de borda ($j_s^r < j_s^l$). Três regimes de campo diferentes são considerados, correspondendo aos intervalos definidos por H_δ e H_{stop} . (b) $I_c^\pm$ avaliado a partir da Eq. 2.2 para $|H_z| < H_{\text{stop}}$ e usando o sistema de equações da Ref. (Elistratov *et al.*, 2002) acima de H_{stop} . Parâmetros do modelo: $p = 0.2$ e $H_\delta = 0.05H_s$. (c) Exemplo de $\eta(H_z)$ computado a partir das Eqs. 2.3–2.8. Parâmetros: $\eta_j = 0.04$, $p = 0.5$, $H_s = 10$ mT, $\eta_p = -0.005$. Nos painéis (b) and (c), as cores de fundo representam as três faixas de campo relevantes conforme descrito em (a). . . . 21
- 4.1 **Imagem de SEM colorida artificialmente:** (a) Visão geral do esquema de medida da barra hall com 200nm de espessura e uma área de defeitos de $150 \mu\text{m}$. Os diferentes defeitos padronizados que levam ao aumento do efeito SDE: (b) holes, (c) drops, (d) triangle. (e) Esquema representativo de supercorrente e corrente no supercondutor durante a medida. A barra de escala preta e branca são de $50 \mu\text{m}$ 26
- 4.2 **Medida da T_c e H_{c2} :** (a) Medida da temperatura crítica dos dispositivos estudados. (b) Medida do campo crítico H_{c2} . Consideramos neste trabalho para fins experimentais e teóricos os valor de $T_c = 3.3$ K e $H_{c2} = 0.3$ T 27

4.3	Esquemas da distribuição de corrente para diferentes orientações do campo no plano. Superposição da corrente de transporte aplicada (laranja), correntes de Meissner induzidas por H_z (azul) e correntes induzidas por H_{in} (vermelho). A corrente de transporte flui ao longo do eixo x . O campo no plano B_{in} é aplicado: (a) ao longo do eixo y (perpendicular à corrente); (b) ao longo de uma direção diagonal; e (c) ao longo do eixo x (paralelo à corrente). O painel (a) destaca a interface Nb/SiO ₂ , que está presente em todos os dispositivos.	28
5.1	Correntes críticas normalizadas para as quatro geometrias de dispositivos. As correntes críticas positiva e negativa normalizadas ($I_c^\pm$) são mostradas para duas faixas de campo magnético: baixo (± 3 mT) e alto (± 30 mT), para os dispositivos de Reference (a,e), Hole (b,f), Drop (c,g) e Triangle (d,h). As correntes máximas correspondentes são $I_{max}^R = 1.3$ mA, $I_{max}^H = 1.9$ mA, $I_{max}^D = 2.8$ mA e $I_{max}^T = 2.5$ mA. As medidas foram realizadas em $T = 1.8$ K para Hole, Drop e Triangle, e $T = 1.9$ K para a Reference. O sombreado azul indica o estado de Meissner ($ H_z < H_{stop}$) e o sombreado vermelho o estado misto. Ajustes lineares no regime de Meissner (Eq. 2.1) resultam em $\mu_0 H_{stop}^R = 2.6$ mT, $\mu_0 H_{stop}^H = 5.6$ mT, $\mu_0 H_{stop}^D = 5.0$ mT e $\mu_0 H_{stop}^T = 3.5$ mT. As linhas tracejadas azuis representam os ajustes lineares da Eq. 2.2.	31
5.2	Eficiência de todos os dispositivos com o campo H_z. Para a faixa de campo de (a) ± 3 mT e (b) ± 30 mT	35
5.3	Painel da simulação TDGL. (a) Reference com $I_{app} = -1.7$ mA, (b) Hole com $I_{app} = -1.0$ mA, (c) Drop com $I_{app} = -780$ μ A e (d) Triangle com $I_{app} = -900$ μ A. Em todas as simulações, utilizou-se $B_{app} = 7$ mT (campo correspondente ao maior SDE simulado (ver figura 5.4)). Parâmetros utilizados nas simulações TDGL: $\xi = 40$ nm, $\lambda = 400$ nm e $d = 20$ nm. Todas as simulações foram realizadas com $t = 100$ τ . Esses valores de parâmetros garantem a condição necessária para um supercondutor tipo II, $\kappa > 1/\sqrt{2}$. Os encartes (<i>insets</i>) mostram o $\Delta\mu$ vs. V , ou seja, a evolução da queda de tensão ao longo do tempo, e os pontos pretos indicam o tempo correspondente a cada mapa de vórtices.	37
5.4	Simulação TDGL das correntes críticas e do efeito SDE. Correntes críticas positiva e negativa normalizadas ($I_c^\pm$) para os dispositivos: (a) Reference, (b) Hole, (c) Drop e (d) Triangle. (e) Efeito SDE extraído das curvas $I_c^\pm$ simuladas. Parâmetros utilizados nas simulações TDGL: $\xi = 40$ nm, $\lambda = 400$ nm e $d = 20$ nm. Todas as simulações foram realizadas com $t = 100$ τ . Esses valores de parâmetros garantem a condição necessária para um supercondutor tipo II, $\kappa > 1/\sqrt{2}$. Os encartes (<i>insets</i>) em (a-d) mostram o mapa de vórtices com os mesmos parâmetros de tempo, campo e corrente da Figura 5.3.	39

5.5	Derivada da corrente crítica I_c experimental e simulada. Derivada das correntes críticas positivas e negativas normalizadas (experimental e simulada) para todos os dispositivos: (a) Reference, (b) Hole, (c) Drop e (d) Triangle. O campo também foi normalizado para facilitar o entendimento do gráfico por parte do leitor garantindo que ambos resultados (simulado e experimental) estivessem na mesma escala de campo. Os parâmetros da simulação são os mesmos de todas as simulações apresentadas nesse trabalho e podem ser conferidos na Fig.5.3	40
5.6	Simulação TDGL da dinâmica de vórtices para a amostra de referência. Sob um campo aplicado de $B = 7$ mT para diferentes instantes de tempo (τ) em uma escala ampliada (c-e). Evolução da tensão ao longo do tempo de simulação. Em (a) é exibido o dispositivo no instante $\tau = 1$. Parâmetros utilizados nas simulações TDGL: comprimento de coerência $\xi = 40$ nm, profundidade de penetração $\lambda = 400$ nm e espessura $d = 0.2$ μ m. Os pontos pretos em (a) indicam o tempo correspondente a cada mapa apresentado de b a e.	42
5.7	Simulação TDGL da dinâmica de vórtices para a amostra Hole. Sob um campo aplicado de $B = 7$ mT para diferentes instantes de tempo (τ) (b-e). Evolução da tensão ao longo do tempo de simulação (a). Parâmetros utilizados nas simulações TDGL: comprimento de coerência $\xi = 40$ nm, profundidade de penetração $\lambda = 400$ nm e espessura $d = 0.2$ μ m. Os pontos pretos indicam o instante correspondente a cada mapa apresentado de b a e.	43
5.8	Simulação TDGL da dinâmica de vórtices para a amostra Drop. Sob um campo aplicado de $B = 7$ mT para diferentes instantes de tempo (τ) (b-e). Evolução da tensão ao longo do tempo de simulação (a). Parâmetros utilizados nas simulações TDGL: comprimento de coerência $\xi = 40$ nm, profundidade de penetração $\lambda = 400$ nm e espessura $d = 0.2$ μ m. Os pontos pretos indicam o instante correspondente a cada mapa apresentado de b a e.	44
5.9	Simulação TDGL da dinâmica de vórtices para a amostra Triangle. Sob um campo aplicado de $B = 7$ mT para diferentes instantes de tempo (τ) (b-e). Evolução da tensão ao longo do tempo de simulação (a). Parâmetros utilizados nas simulações TDGL: comprimento de coerência $\xi = 40$ nm, profundidade de penetração $\lambda = 400$ nm e espessura $d = 0.2$ μ m. Os pontos pretos indicam o instante correspondente a cada mapa apresentado de b a e.	45
5.10	Eficiência dos dispositivos submetidos a um campo magnético no plano H_{in}. Os dispositivos (a) Reference, (b) Hole, (c) Drop, (d) Triangle foram submetidos a quatro faixas de campo de ± 12 mT a ± 25 mT. Rotacionando um ângulo θ de 0° a 360°	46

5.11	Medida teste para verificar influência da polaridade do campo H_z durante medidas com campo no plano H_{in}. (a) SDE para o campo aplicado perpendicular a corrente (H_y) com polaridade do campo fora do plano $-H_z$. (b) SDE para o campo aplicado paralelo a corrente (H_x) com polaridade do campo fora do plano $-H_z$. (c) SDE para o campo aplicado perpendicular a corrente (H_y) com polaridade $+H_z$. (d) SDE para o campo aplicado paralelo a corrente (H_x) com polaridade $+H_z$	48
5.12	Curva IxV e eficiência SDE para o campo no plano variando entre 0° e 360°. (a) Curva IxV mostrando que não há efeito diodo para o campo magnético escolhido. O detalhe (inset) mostra que o SDE é zero. (b) Dependência da eficiência com o campo no plano para Reference e Drop, os dispositivos com menores e maiores eficiências respectivamente.	49
5.13	Dependência da eficiência do SDE no plano para três ângulos diferentes para uma varredura de campo no plano. Para o dispositivo (a) Hole, (b) Drop e (c) Triangle.	50
5.14	Eficiência do SDE para o dispositivo Hole para uma medida com um campo constante no plano rotacionando de 0° a 180° e uma varredura fora do plano de 10mT. (a) medições com campos de 0° a 90°. (b) medições com campos de 100° a 180°. Os deslocamentos em X e Y mostram a dependência do SDE com o campo no plano e o efeito da componente Z do campo magnético aplicado no plano.	51
5.15	Eficiência do SDE para o dispositivo Drop para uma medida com um campo constante no plano rotacionando de 0° a 180° e uma varredura fora do plano de 10mT. (a) medições com campos de 0° a 90°. (b) medições com campos de 100° a 180°. Os deslocamentos em X e Y mostram a dependência do SDE com o campo no plano e o efeito da componente Z do campo magnético aplicado no plano.	52
5.16	Eficiência do SDE para o dispositivo Triangle para uma medida com um campo constante no plano rotacionando de 0° a 180° e uma varredura fora do plano de 10mT. (a) medições com campos de 0° a 90°. (b) medições com campos de 100° a 180°. Os deslocamentos em X e Y mostram a dependência do SDE com o campo no plano e o efeito da componente Z do campo magnético aplicado no plano.	53
5.17	Comparação da eficiência dependente apenas do campo magnético no plano para as três amostras estudadas nesta fase da investigação.	54
A.1	Mapa de assimetrias das correntes críticas I_c. Para todos os dispositivos e medidos sob um campo H_z	61

A.2	Comparação entre os resultados experimentais e as simulações teóricas da corrente crítica normalizada $I_c _{norm}$ em função do campo magnético normalizado (H/H_{max}) para diferentes geometrias de filmes de Nióbio. Os painéis representam as amostras: (a) Reference (simétrica), (b) Hole, (c) Drop e (d) Triangle. Nos painéis superiores, os símbolos circulares representam os dados experimentais para a polaridade de corrente positiva (preto, Exp. I_c^+) e o valor absoluto da polaridade negativa (vermelho, Exp. $ I_c^- $). As curvas sólidas com marcadores quadrados denotam as transições obtidas via simulações baseadas nas equações de Ginzburg-Landau (pyTDGL) para as respectivas correntes (verde para Sim. I_c^+ e azul para Sim. $ I_c^- $). Nos painéis inferiores, os gráficos de haste detalham o resíduo absoluto ($\Delta I_{norm} = \text{Experimento} - \text{Simulação}$) para evidenciar as divergências entre o modelo ideal e o sistema real. As hastes em magenta correspondem aos erros da corrente positiva e as hastes em dourado representam os erros da corrente negativa. Valores positivos de ΔI_{norm} indicam regiões onde o ancoramento de vórtices (<i>pinning</i>) por defeitos intrínsecos do material prolonga o estado supercondutor em relação à matriz puramente teórica da simulação. A acentuada divergência assimétrica nos resíduos das amostras (c) e (d) ilustra quantitativamente a manifestação do Efeito Diodo Supercondutor.	62
B.1	Corrente Crítica I_c normalizada para as diferentes polaridades de saturação. As amostras foram saturadas com um campo fora do plano em um passo prévio as medidas. As medidas foram realizadas com campo magnético no plano. Positive é a polaridade positiva do campo fora do plano e Negative é a polaridade negativa do campo aplicado fora do plano, ambos no intuito de saturar a amostra.	64
B.2	Eficiência η	64

Lista de Tabelas

5.1	Pontos Críticos das Derivadas Experimentais: Campos de Pico (H_{pico}^*) e Vale (H_{vale}^*) para ambas as polaridades de corrente.	41
5.2	Valores absolutos de η para todos os dispositivos sob campo magnético no plano (dados da Fig. 5.10).	47

Sumário

1	Introdução	14
1.1	Objetivo	16
2	Modelo Teórico Analítico	18
3	Modelo Teórico Numérico	22
4	Métodos	25
4.1	Fabricação dos dispositivos	25
4.2	Medidas	25
4.3	Simulações (pyTDGL)	28
5	Resultados	30
5.1	Campo fora do plano H_z	30
5.2	Simulações Numéricas: Análise Sistêmica dos Resultados Teórico-Experimentais	36
5.3	Campo no plano H_{in}	45
6	Conclusão	55
A	Resultados complementares	60
B	Contribuições em demais projetos	63

Capítulo 1

Introdução

A supercondutividade do ponto de vista fenomenológico, também chamada de dois fluidos, parte da ideia de um supercondutor que abaixo da temperatura de transição (temperatura da qual abaixo o material transiciona para o estado supercondutor) tem dois fluidos eletrônicos: os elétrons normais e os super elétrons. Os elétrons normais sofrem espalhamento e resistência da mesma forma que um metal normal, já os super elétrons fluem no supercondutor sem resistência. Na teoria BCS (Bardeen–Cooper–Schrieffer), que apresenta uma abordagem microscópica da supercondutividade, os super elétrons são referenciados como os pares de Cooper, ou seja o par de Cooper é a entidade física real (Tinkham, 1996).

Os supercondutores podem ser divididos em dois tipos, tipo I e tipo II. Supercondutores do tipo I tem como característica expulsar completamente o fluxo magnético (Efeito Meissner) até um campo crítico termodinâmico (H_c) que quando superado o supercondutor passa para o estado condutor normal. Os supercondutores do tipo II são em geral ligas e materiais que apresentam uma alta temperatura de transição, desordenação e um livre caminho médio curto, entre os principais supercondutores desse tipo estão Nióbio e Vanádio. Esses supercondutores apresentam dois campos críticos o H_{c1} e H_{c2} . Abaixo de H_{c1} , ou seja, $H_{app} < H_{c1}$ o material é um diamagnético perfeito, ou seja, somente o efeito Meissner está presente. Quando $H_{c1} < H_{app} < H_{c2}$ o material está no chamado estado misto, nesse estado o fluxo magnético penetra na forma de vortex, que são filamentos de fluxo quantizado, carregando um quantum de fluxo de $\Phi_0 = h/2e$ e quando $H_{app} > H_{c2}$ a supercondutividade é destruída e o material passa ao estado condutor normal (Tinkham, 1996). Na Figura 1.1 é possível ver o comportamento dos diferentes tipos de supercondutor e uma estimativa de onde os vortex são nucleados e aprisionados.

Outros parâmetros que diferenciam esses dois tipos de supercondutores é o Parâmetro Ginzburg-Landau (κ) que é definido por: $\kappa = \lambda/\xi$, onde ξ é o comprimento de coerência e λ a profundidade de penetração, se $\kappa < 1/\sqrt{2}$ o supercondutor é do tipo I e se $\kappa > 1/\sqrt{2}$ o supercondutor é do tipo II. Importante destacar que o comprimento de coerência (ξ) define a distância mínima que a densidade de super elétrons (pares de Cooper) pode variar significativamente, ou seja, a mudança no parâmetro de ordem supercondutor que os pares de Cooper podem ter sem aumento de energia. A profundidade de penetração (λ) é a distância que o campo magnético

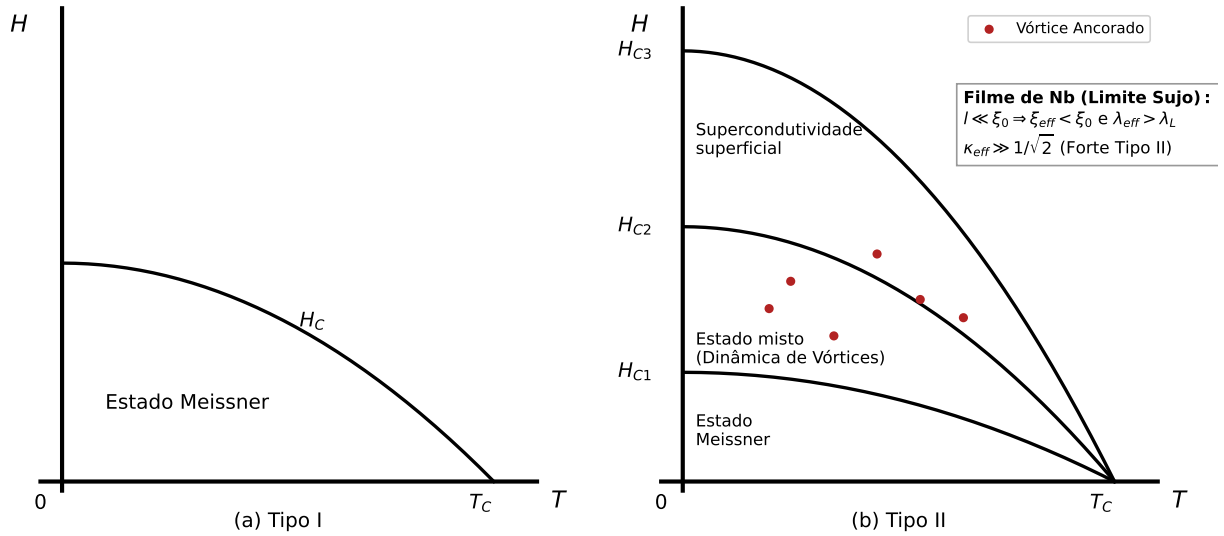


Figura 1.1: **Tipos de Supercondutores.** (a) Tipo I, supercondutores do tipo I tem um campo crítico H_c ao ser superado a supercondutividade é quebrada. (b) Supercondutores do tipo II que apresentam dois campos críticos H_{c1} e H_{c2} . Quando o H_{c2} de um supercondutor é superado pode haver uma supercondutividade ainda na superfície desse material, o campo H_{c3} é o que limita essa supercondutividade superficial.

externo penetra no supercondutor antes de começar a decair de maneira exponencial. (Tinkham, 1996)

Um dispositivo supercondutor que tem atrído bastante interesse na última década é o Diodo Supercondutor (SDE) (Ando *et al.*, 2020; He; Tanaka; Nagaosa, 2022; Hou *et al.*, 2023; Baumgartner *et al.*, 2022). O SDE é um dispositivo que permite o fluxo de corrente (super corrente) em uma direção predominantemente, ou seja, $I_c^+ \neq I_c^-$ a corrente na direção positiva vai ser diferente da corrente na direção negativa. Essa diferença é fundamental para a criação de componentes lógicos supercondutores que devem operar em um consumo ultrabaixo de energia (Hou *et al.*, 2023).

A quebra simultânea das simetrias de reversão temporal e de inversão em um SDE pode dar origem a uma resposta não recíproca na supercorrente. A reversão temporal é tipicamente quebrada por meio de campos magnéticos, enquanto diversos designs foram propostos para quebrar a simetria de inversão tanto na geometria do dispositivo quanto nos filmes e materiais (Daido; Ikeda; Yanase, 2022; Ilić; Bergeret, 2022; Yuan; Fu, 2022; He; Tanaka; Nagaosa, 2022; Scammell; Li; Scheurer, 2022).

De fato, o SDE foi relatado em uma variedade de sistemas, incluindo: filmes finos supercondutores (Hou *et al.*, 2023), junções Josephson baseadas em semicondutores com forte acoplamento spin-órbita (Baumgartner *et al.*, 2022; Lotfizadeh *et al.*, 2024), dicalcogenetos de metais de transição (Bauriedl *et al.*, 2022), grafeno torcido multicamada (Lin *et al.*, 2022; Díez-Mérida *et al.*, 2023) e semimetais topológicos (Pal *et al.*, 2022). Além disso, foi observado em dispositivos projetados adequadamente para quebrar a simetria de inversão, como super-redes artificiais (Ando *et al.*, 2020) e arranjos de nano defeitos padronizados (Lyu *et al.*, 2021).

Em filmes supercondutores submetidos a um campo magnético fora do plano (H_z), o SDE muitas vezes se origina de um aprisionamento de vortex por barreira que é assimétrico em relação à direção do movimento do vortex. Essa assimetria pode ser intencionalmente projetada por meio de defeitos padronizados dentro do filme (Lyu *et al.*, 2021), ou pode surgir durante a fabricação, particularmente nas bordas do filme supercondutor (Plourde *et al.*, 2001; Hou *et al.*, 2023). A presença de um aprisionamento de vortex assimétrico inspirou o desenvolvimento de dispositivos especificamente projetados para explorar fenômenos de SDE baseados em vortex.

A amplitude de H_z determina qual mecanismo de desaprisionamento domina: o desaprisionamento de superfície, tipicamente observado em campos baixos e impulsionado por correntes de blindagem de Meissner nas bordas do filme, ou o desaprisionamento de volume, que se torna proeminente em campos mais altos. Adicionalmente, em geometrias estreitas com curvatura significativa, efeitos de aglomeração de corrente (*current crowding*) também podem desempenhar um papel crucial na manifestação do efeito diodo supercondutor (SDE) (Harrington; MacManus-Driscoll; Durrell, 2009; Carapella; Sabatino; Costabile, 2012).

Por outro lado, quando o filme supercondutor é submetido a um campo magnético no plano (H_{in}), um comportamento marcadamente diferente emerge, como notado pela primeira vez em estudos iniciais (Tinkham, 1963), que estabeleceram a base para desenvolvimentos teóricos e investigações subsequentes sobre o efeito diodo supercondutor (SDE) em sistemas mais complexos. Exemplos notáveis incluem o uso de campos no plano para explorar o SDE em filmes amorfos de Pb (Jeffrey Gardner *et al.*, 2011), heteroestruturas de semimetal de Dirac (Anh *et al.*, 2024), super-redes de Nb/V/Ta (Ando *et al.*, 2020), e interfaces aprimoradas de $YBa_2Cu_3O_{7-\alpha}$ e supercondutor-metal normal (SN) (Vodolazov, 2024), entre outros avanços recentes.

1.1 Objetivo

Neste trabalho, investigamos o SDE em filmes de Nb com defeitos padronizados de tamanho micrométrico. A forma dos defeitos padronizados foi projetada com diferentes graus de assimetrias espaciais, variando de um círculo totalmente simétrico a formatos de gota e triangulares. Um campo magnético externo foi aplicado para quebrar a simetria de reversão temporal e induzir o SDE.

Na primeira parte do estudo, examinamos o papel de H_z e sua interação com diferentes geometrias de antipontos no SDE, revelando as diferentes dinâmicas dos vortex em diferentes amplitudes de campo.

Na segunda parte, focamos na influência de H_{in} sobre o SDE, um aspecto que permanece não totalmente compreendido (Hou *et al.*, 2023). Analisamos a dependência do SDE tanto na forma dos antipontos quanto na orientação de H_{in} , em uma ampla gama de intensidades de campo.

Finalmente, exploramos o efeito combinado de H_z e H_{in} , com o objetivo de desemaranhar

suas respectivas contribuições e descobrir potenciais sinergias no controle do SDE.

Capítulo 2

Modelo Teórico Analítico

Em filmes finos supercondutores submetidos a um campo magnético fora do plano (H_z), a corrente máxima sem dissipação que pode fluir nos filmes depende de uma interação não trivial entre a barreira de borda geométrica e o aprisionamento de vortex no volume. De fato, acima da corrente crítica, a densidade de supercorrente não uniforme que flui nos filmes induz a geração de vortex e antivortex nas duas bordas do filme. Estes podem se propagar e se aniquilar dentro do filme, levando à dissipação de energia. Para que tal dinâmica de vortex ocorra, a corrente aplicada (I) deve superar dois limiares chave: a corrente crítica de borda (I_s), associada à geração e ao desaprisionamento de vortex nas bordas do filme, e a corrente crítica de aprisionamento no volume (I_p), que governa o movimento dos vortex através do filme. A corrente crítica total do filme é, portanto, limitada pelo maior desses dois valores: $I_c \geq \max(I_p, I_s)$ (Elistratov *et al.*, 2002).

A corrente crítica de borda pode ser expressa como $I_s \simeq j_s \pi d \sqrt{2W\Lambda}$, onde d é a espessura do filme, W é a largura, Λ é o comprimento de Pearl, e j_s é a densidade de corrente crítica de borda. Para bordas ideais, j_s iguala a densidade de corrente de quebra de pares de Ginzburg-Landau j_{GL} (Aslamazov; Lemnitskii, 1983), enquanto para bordas realistas com defeitos, ela é tipicamente menor ($j_s < j_{GL}$). Foi demonstrado que para $\frac{I_p}{I_s} < \frac{2}{\pi}$ e em baixos campos magnéticos ($2\pi W H_z \ll I_s, I_p$), a dependência $I_c(H_z)$ pode ser linearizada na forma simples (Elistratov *et al.*, 2002):

$$I_c(H_z) = I_s - |H_z| 2\pi W, \quad (2.1)$$

Visivelmente, esta equação destaca que o aprisionamento no volume de fato contribui em baixos campos, e a corrente crítica decresce monotonicamente com o aumento de H_z . Esta redução é devida à densidade de corrente intensificada em uma das bordas do dispositivo, decorrente das correntes de blindagem de Meissner induzidas pelo campo magnético aplicado e que levam a um desequilíbrio direcional na distribuição de corrente da borda.

A Equação 2.1 assume intensidades de barreira iguais em ambas as bordas do filme, i.e., $j_s^l = j_s^r$, onde j_s^l e j_s^r são as densidades de corrente de limiar nas bordas esquerda e direita,

respectivamente, em relação à direção da corrente aplicada. Contudo, se esta simetria for quebrada devido a imperfeições de borda ou assimetrias intencionais ($j_s^l \neq j_s^r$), as correntes críticas positiva e negativa podem diferir ($I_c^+ \neq I_c^-$). Em tais casos, a dependência linear descrita anteriormente é modificada como se segue (Ando *et al.*, 2020):

$$|I_c^\pm(H_z)| = I_s^{\max} - |H_z \mp H_\delta| 2\pi W, \quad (2.2)$$

onde, $I_s^{\max} = \max(j_s^l, j_s^r) \pi d \sqrt{2W\Lambda} = (H_s + |H_\delta|) 2\pi W$. Para simplificar as expressões e fornecer uma interpretação mais intuitiva do comportamento do sistema, introduzimos os campos efetivos: $H_\delta \equiv \frac{j_s^l - j_s^r}{2} \sqrt{\frac{\Lambda}{2W}}$ e $H_s \equiv \frac{j_s^l + j_s^r}{2} \sqrt{\frac{\Lambda}{2W}}$. Estas definições permitem expressar a corrente crítica em termos da média e da assimetria das densidades de corrente de borda.

O sistema então se comporta como um diodo de supercorrente com uma eficiência $\eta \equiv \frac{I_c^+ - |I_c^-|}{I_c^+ + |I_c^-|}$ da forma:

$$\eta_{\text{low}}(H_z) = \frac{H_z \operatorname{sgn}(H_\delta)}{H_s} \quad \text{para } |H_z| < |H_\delta| \quad (2.3)$$

$$\eta_{\text{med}}(H_z) = \frac{H_\delta \operatorname{sgn}(H_z)}{H_s + |H_\delta| - |H_z|} \quad \text{para } |H_z| > |H_\delta| \quad (2.4)$$

Notavelmente, para $|H_z| < |H_\delta|$, a eficiência do diodo é linear em H_z e depende apenas da corrente de borda média, não da assimetria de borda. Neste regime, a eficiência é limitada pela assimetria de borda intrínseca $\eta_j \equiv \frac{j^l - j^r}{j^l + j^r} = \frac{H_\delta}{H_s}$, que é atingida em $|H_z| = |H_\delta|$. Para $|H_z| > |H_\delta|$, a eficiência η continua a aumentar, mas a uma taxa sublinear, eventualmente se aproximando do valor máximo $\eta = 2\eta_j$ em $H_z = H_s/2$ e então excedendo a η_j intrínseca. Acima de $H_s/2$, a aproximação linear não é mais válida.

Esta restrição se torna ainda mais restritiva na presença de aprisionamento no volume, que limita a validade do regime linear a campos abaixo de um limiar crítico H_{stop} . Este limiar depende tanto do aprisionamento no volume quanto do de borda e é dado por (Elistratov *et al.*, 2002):

$$H_{\text{stop}} \equiv \frac{H_s}{2} \left(1 - \left(\frac{\pi}{2} p \right)^2 \right) \quad (2.5)$$

onde $p = I_p/I_s$ é a razão entre a corrente de aprisionamento no volume e a corrente de borda. Para campos que excedem H_{stop} , a corrente crítica exibe uma dependência não trivial de H_z , que não pode ser capturada por uma única expressão analítica. Contudo, no regime de campos magnéticos relativamente altos, onde $\frac{H_z}{H_s} \gg p$, o comportamento da corrente crítica pode ser aproximado como (Elistratov *et al.*, 2002):

$$I_c(H_z) \approx I_p + \frac{I_s^2}{4|H_z|2\pi W} = I_p + I_s \frac{H_s}{2|H_z|} \quad (2.6)$$

Assumindo assimetria tanto na corrente de aprisionamento no volume $I_p^\pm$ quanto na

corrente de borda $I_s^\pm$, uma expressão analítica para a eficiência do diodo em campos altos pode ser derivada:

$$\eta(H_z) \approx \frac{\Delta I_p}{I_s} \frac{|H_z|}{|H_z|p + H_s/4} + \frac{2H_\delta}{4|H_z|p + H_s} \quad \text{para } |H_z| > |H_{\text{stop}}| \quad (2.7)$$

Se a assimetria no aprisionamento no volume for desprezível, a expressão se simplifica para:

$$\eta_{\text{high}}(H_z) \approx \eta_j \frac{2H_s \text{sgn}(H_z)}{4p|H_z| + H_s} \quad \text{para } |H_z| > |H_{\text{stop}}| \quad (2.8)$$

Notoriamente, em campos magnéticos altos, a eficiência $\eta(H_z)$ tende a decair rapidamente, dentro de alguns múltiplos de H_s . O modelo teórico discutido aqui foi usado para modelar os dados experimentais das medidas com campo fora do plano (H_z) que serão discutidos no 5. A partir desse modelo, considerando os dados experimentais, conseguimos identificar e modelar muito bem os principais dos eventos presentes nos nossos dispositivos, ou seja, a nucleação de um vortex na borda do dispositivo, quando este vortex se desloca pelo dispositivo até a outra borda e quando um vortex está preso devido ao aprisionamento de volume (*bulk pinning*), o que pode ser visto na Fig. 2.1.

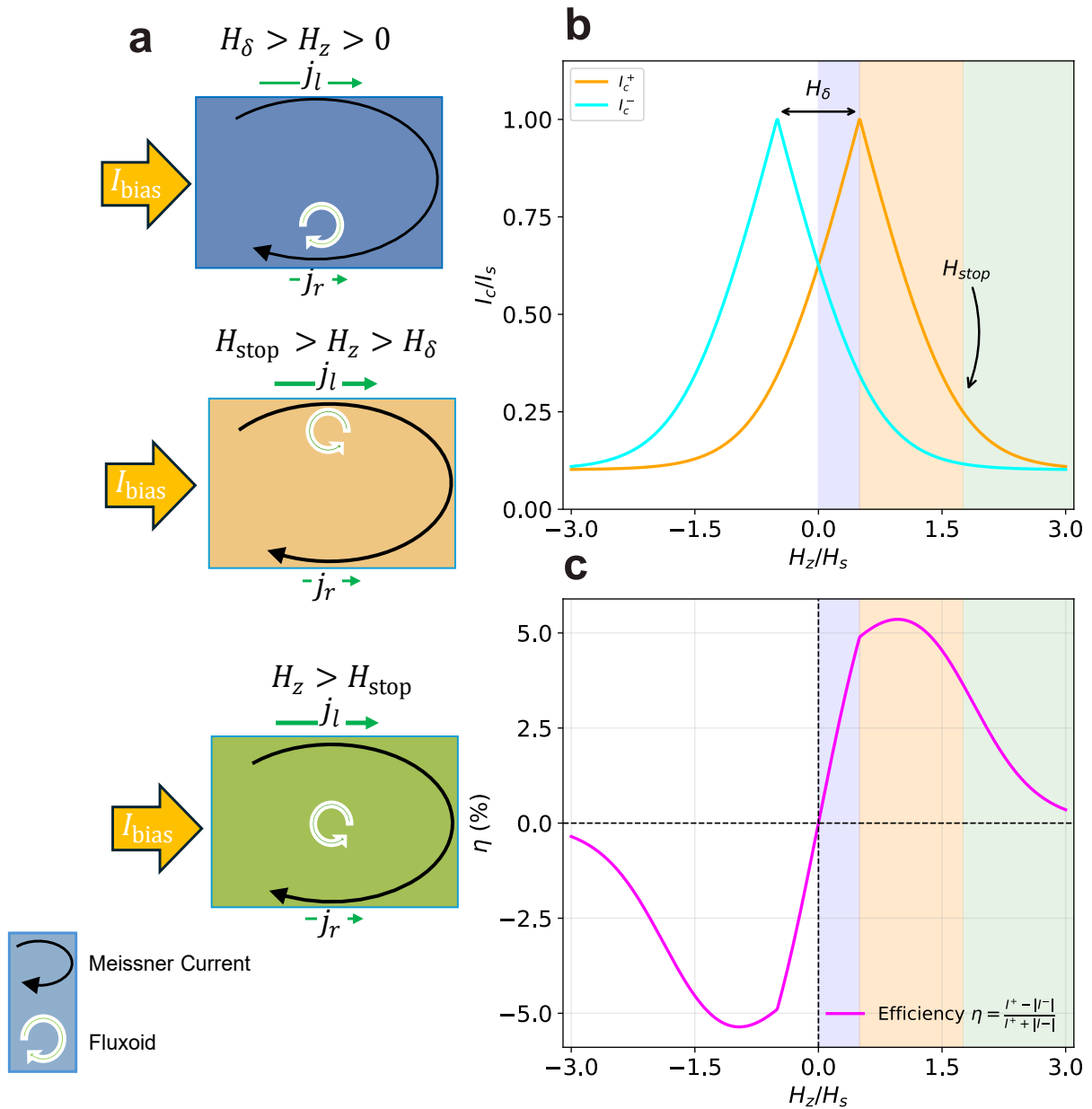


Figura 2.1: **Modelo para o SDE na presença de um campo magnético fora do plano.** (a) Esboço da dinâmica de vortex na presença de uma corrente de polarização e correntes de blindagem de Meissner em um filme com diferentes limiares de corrente de borda ($j_s^r < j_s^l$). Três regimes de campo diferentes são considerados, correspondendo aos intervalos definidos por H_δ e H_{stop} . (b) $I_c^\pm$ avaliado a partir da Eq. 2.2 para $|H_z| < H_{\text{stop}}$ e usando o sistema de equações da Ref. (Elistratov *et al.*, 2002) acima de H_{stop} . Parâmetros do modelo: $p = 0.2$ e $H_\delta = 0.05H_s$. (c) Exemplo de $\eta(H_z)$ computado a partir das Eqs. 2.3–2.8. Parâmetros: $\eta_j = 0.04$, $p = 0.5$, $H_s = 10$ mT, $\eta_p = -0.005$. Nos painéis (b) and (c), as cores de fundo representam as três faixas de campo relevantes conforme descrito em (a).

Capítulo 3

Modelo Teórico Numérico

Para corroborar com o modelo analítico e os dados experimentais neste trabalho utilizamos a Teoria de Ginzburg-Landau Dependente do Tempo generalizada (gTDGL), para simular os dispositivos sob condições análogas as condições experimentais. Essa teoria descreve a supercondutividade macroscópica em equilíbrio (dinâmica - gTDGL) e a supercondutividade é representada por uma função de onda complexa, o parâmetro de ordem $\psi(\mathbf{r})$, onde a magnitude $|\psi|^2$ nos dá a densidade de Pares de Cooper (os elétrons (super elétrons) emparelhados responsáveis pela supercorrente).

No intuito de simular nossos dispositivos usamos o pacote em código aberto **pyTDGL** (Bishop-Van Horn, 2023) escrito nativamente em python e projetado para lidar com as equações do modelo gTDGL em duas dimensões, ou seja, filmes finos. A vantagem desse pacote é a facilidade de editar as funções nativas e criar cenários mais próximos da física do laboratório. Usa uma linguagem de alto nível e não necessita de softwares proprietários que geralmente exigem licenças de uso de alto valor financeiro, sendo assim, esse pacote facilita o acesso de pesquisadores iniciantes e experientes a técnicas avançadas de simulação na área da supercondutividade. Iremos apresentar a seguir objetivamente as principais características da ferramenta utilizada nessa etapa.

O pyTDGL simultaneamente resolve a cada passo de tempo o parâmetro de ordem complexo dependente do tempo $\psi(\mathbf{r}, t)$ e o potencial escalar elétrico $\mu(\mathbf{r}, t)$ também dependente do tempo. Ele faz um mapeamento das densidades de correntes supercondutoras e normais e as acopla em um arquivo onde podem ser acessadas após a simulação. A pacote permite uma liberdade criativa do ponto de vista de formas geométricas facilitando a criação de geometrias iguais ou muito similares aos dispositivos reais que são fabricados em laboratórios utilizando técnicas avançadas de nano e micro fabricação. A equação de Ginzburg-Landau é resolvida internamente nesse pacote de maneira adimensional.

Matematicamente ele divide os objetos simulados (chamaremos de dispositivos) de geometria arbitrária qualquer em uma malha de triângulos iterativos (malha de Delaunay) e suas células duais (regiões de Voronoi), essas células são fundamentais para a simulação pois a escolha equivocada das dimensões dessas células pode prejudicar o andamento da simulação.

O estado supercondutor é então atualizado nos vértices desta malha passo a passo, usando derivadas covariantes para garantir invariância de calibre na presença de um potencial vetor magnético aplicado e/ou uma densidade de corrente fluindo no dispositivo. Isso permite uma economia de recursos computacionais e para completar o pacote usa o método de Euler implícito para captar melhor o que acontece durante a dinâmica da simulação e ajuste o passo de tempo ($d\tau$) obtendo uma retificação da dinâmica ou avalanche de vortex e os '*phase slips*' que podem ocorrer durante a simulação. Por fim, é possível ainda manipular a temperatura crítica local na superfície do dispositivo alterando o parâmetro de desordem $\epsilon(\mathbf{r})$ o que permite modelar sítios de '*pinning*' simulando defeitos de superfície ou de materiais ou degradação do filme, que ocorre em amostras reais e medidas experimentalmente.

Isto posto, para nossas simulações, inicialmente fizemos as seguintes considerações:

1. Simular uma área menor do que a amostra devido as limitações computacionais
2. Definir os parâmetros profundidade de London (λ) e comprimento de coerência (ξ) de acordo com os valores experimentalmente observados
3. Escolher uma área para simular que respeite o parâmetro de Ginzburg-Landau que é a condição para nucleação de Vortex ($\kappa > \xi/\sqrt{2}$)

Antes de realizar a primeira etapa da simulação que consiste em definir a geometria e a malha, precisamos definir os principais parâmetros da simulação: profundidade de London λ , comprimento de coerência (ξ), espalhamento inelástico elétron-fônon (γ) em espessura do filme.

Para o primeiro ponto tivemos que considerar o custo computacional para realizar as simulações, simulamos uma área 50 vezes menor que a amostra seguindo os procedimentos sugeridos na literatura (Bishop-Van Horn; Mueller; Moler, 2023), uma vez que as amostras tem $300 \times 50 \mu\text{m}$, o que tornaria inviável qualquer simulação. Para estimar os valores de λ e ξ adotamos parâmetros fenomenológicos que representam o nióbio em um regime de temperatura próximo à sua temperatura crítica ($T \approx 0.998T_c$) (Bishop-Van Horn; Mueller; Moler, 2023). Nesta temperatura, os comprimentos característicos divergem, validando assim a aproximação de filme fino (2D), na qual a espessura do filme d é muito menor que o comprimento de coerência, em concordância com as seguintes estimativas.

Então, a partir dos valores medidos de $H_{c2}(0) = 0.3 \text{ T}$ e $T_c = 3.3 \text{ K}$, extraímos o comprimento de coerência a temperatura zero $\xi(0)$ e confirmamos que o filme se encontra no regime de limite sujo (*dirty-limit*), onde $\kappa \approx 10$. O comprimento de coerência é estimado dentro do arcabouço de Ginzburg-Landau (GL) para um supercondutor tipo-II. Em $T = 0$, ele é obtido a partir do campo crítico superior:

$$\xi(0) = \sqrt{\frac{\Phi_0}{2\pi H_{c2}(0)}}. \quad (3.1)$$

Sua dependência com a temperatura segue a expressão padrão de GL:

$$\xi(T) = \frac{\xi(0)}{\sqrt{1 - (T/T_c)^2}}. \quad (3.2)$$

Para os nossos parâmetros, isso resulta em $\xi(T = 2 \text{ K}) \simeq 40 \text{ nm}$.

O comprimento de penetração de London está relacionado ao comprimento de coerência através do parâmetro de Ginzburg–Landau κ :

$$\lambda = \kappa \xi \simeq 400 \text{ nm}, \quad (3.3)$$

consistente com os valores relatados para filmes finos de Nb no limite sujo. Por fim, para o terceiro ponto o redimensionamento em ambas as dimensões permitiu que $\lambda = \kappa/\chi i \approx 1.5$ preservando a condição do parâmetro de Ginzburg–Landau (GL) para um supercondutor tipo II. Ressalta-se que, apesar das considerações apresentadas, a fenomenologia do sistema foi preservada, conforme será discutido no Capítulo 5. Excetuam-se, naturalmente, os valores absolutos de campo e corrente crítica obtidos nas simulações, o que é esperado dada a disparidade dimensional entre os dispositivos experimentais e os modelos simulados.

Capítulo 4

Métodos

4.1 Fabricação dos dispositivos

Para a fabricação dos dispositivos inicialmente o substrato foi submetido a um processo de limpeza que consistiu em agitação intensa imerso em Acetona para remover resíduos orgânicos e Álcool Isopropílico (IPA) para remover o excesso de Acetona, ambos os processos foram realizados por 5 min. Na sequência os substratos foram imersos em H_2O DI e secos com Nitrogênio (N). Para executar uma limpeza mais profunda após o procedimento inicial de limpeza um plasma *cleaning* com O_2 foi realizado por 3 min.

Na sequência os substratos foram recobertos com Resist AR-P 672.08 com uma espessura de $\sim 1\mu\text{m}$ e aquecidos a 150° por 3 min. Posteriormente, os substratos com Resist foram expostos por *Eletron Bean Lithography* (Tescan - Mira) para definir as geometrias dos dispositivos. Finalmente para crescer os filmes de Nb (200nm) foi utilizado o *DC Sputtering - AJA*, os filmes foram crescidos a temperatura ambiente, pressão base de 2×10^{-7} , pressão de trabalho de 5×10^{-4} e potência de 400 W. Por fim para obter os dispositivos o lift-off foi realizado em acetona a 50°C por 5 min em agitação leve, imerso em álcool IPA por 30 s e secos com N. A Fig.4.1 apresenta o dispositivo após todas as etapas de fabricação e pronto para as medidas experimentais. Os dispositivos fabricados consistem de filmes de Nb com largura (W) de $50\mu\text{m}$, espessura $d = 200\text{nm}$ e comprimento (L) de $300\mu\text{m}$.

4.2 Medidas

Para as medidas de transporte utilizamos um criostato de diluição *Leiden CF-CS81-1400* com campo magnético no plano (H_{in}) e fora do plano (H_z). O criostato de diluição funciona condensando a mistura dos isótopos de ^3He e ^4He o que permite que esses equipamentos atinjam temperaturas em torno de 30mK. Para isso o ^3He deve entrar no sistema (interior do criostato) a uma pressão na ordem de mBar. No interior do sistema o ^3He passa por um processo de pré resfriamento, onde também é purificado por N líquido, a 77 K. Quando atinge 4 K o ^3He é

banhado por ^4He e entra em uma câmara de vácuo para ser resfriado ainda mais até cerca de 1.2 K e para isso mais um banho de ^4He é feito a 1 K, o fato desse processo ser feito em alto vácuo é para reduzir o ponto de ebulição do ^4He . Então o ^3He entra na *still* onde é resfriado até 500 mK.

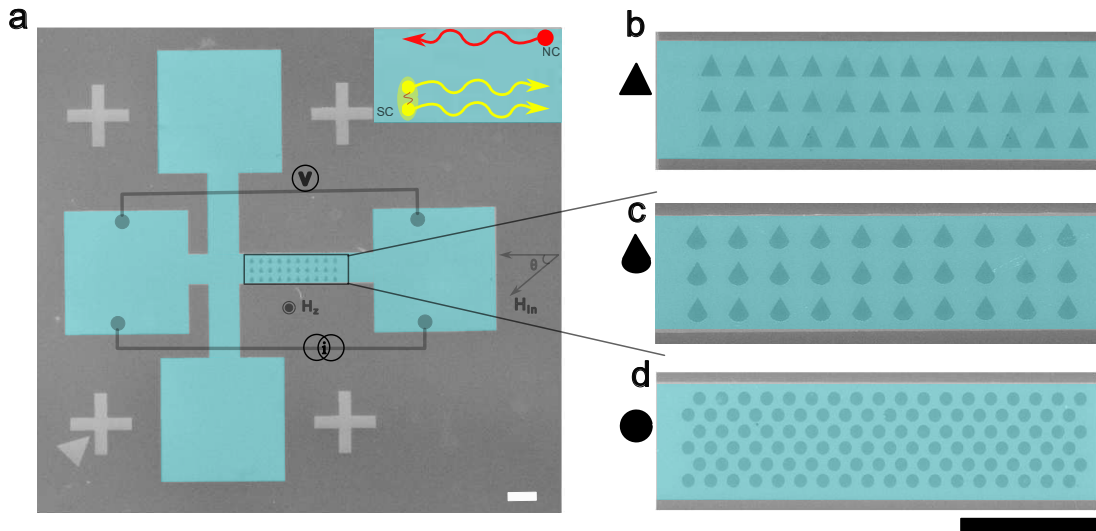


Figura 4.1: **Imagem de SEM colorida artificialmente:** (a) Visão geral do esquema de medida da barra hall com 200nm de espessura e uma área de defeitos de $150\ \mu\text{m}$. Os diferentes defeitos padronizados que levam ao aumento do efeito SDE: (b) holes, (c) drops, (d) triangle. (e) Esquema representativo de supercorrente e corrente no supercondutor durante a medida. A barra de escala preta e branca são de $50\ \mu\text{m}$

Após esse processo o ^3He entra na câmara de mistura (*mixing chamber*) onde se encontram ^3He (100% de ^3He - fase concentrada) e ^4He (6% de ^3He e 94% de ^4He - fase diluída) estão em equilíbrio. A diluição do ^3He ocorre conforme o ^3He flui da fase concentrada para a fase diluída. Então, o ^3He deixa a câmara na fase diluída flui pelo ^4He que está em repouso e o ^4He a partir de um gradiente de pressão é impulsionado para cima e nesse caminho resfria o ^3He concentrado que desce para a *still* por meio de trocadores de calor. Como o vapor na *still* é maioritariamente ^3He puro que tem uma pressão significativamente maior que ^4He a cerca 500 mK o calor deve ser fornecido ao *still* para manter o fluxo de ^3He constante. Então, as bombas do compressor comprimem o ^3He a uma pressão da ordem de mbar e devolvem ao sistema para completar o ciclo.

Para realizar as medidas usamos uma configuração de 4 pontas para garantir que nenhuma resistência adicional fosse detectada nas medidas de V-I (Fig. 4.1). As medidas foram realizadas a 1.8 K e 1.9 K e para obter uma melhor estabilidade usamos um *bypass* para a corrente aplicada para evitar um aquecimento indesejado durante a medida. Todas as medidas foram realizadas utilizando um filtro passa baixa e o sinal de saída amplificado por um amplificador

de voltagem. A temperatura crítica dos filmes de Nb crescidos é de 3.3 K (Fig. 4.2(a)). O campo magnético foi aplicado por um eletroímã supercondutor vetorial acoplado internamente no criostato, para medidas fora do plano usamos duas faixas de campo ($\pm 3mT$ e $\pm 30mT$), essas faixas de campo são bem abaixo do campo crítico $H_{c2} = 0.3$ T que é o campo crítico que quebra a supercondutividade de filmes supercondutores tipo II, como pode ser visto na Fig. 4.2(b). Ainda assim esses campos são suficientes para observarmos a influência da *edge barrier* e *bulk pinning*, como será apresentado no Capítulo 5.

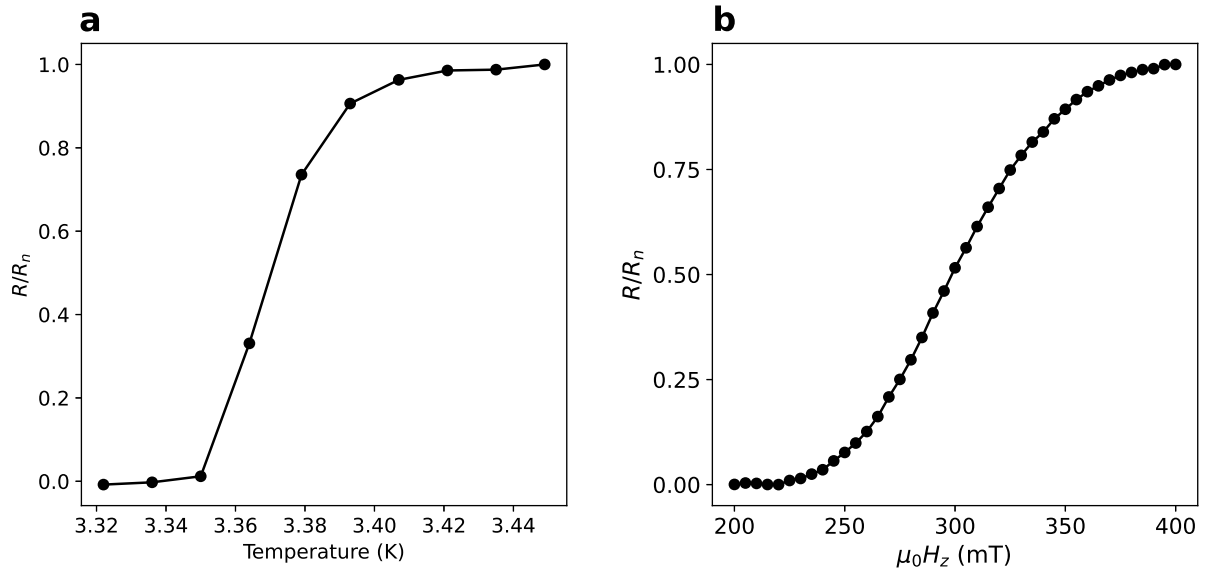


Figura 4.2: **Medida da T_c e H_{c2} :** (a) Medida da temperatura crítica dos dispositivos estudados. (b) Medida do campo crítico H_{c2} . Consideramos neste trabalho para fins experimentais e teóricos os valor de $T_c = 3.3$ K e $H_{c2} = 0.3$ T

Para encontrar o H_{c2} dos nossos dispositivos varremos o campo magnético fora do plano e simultaneamente aplicamos uma corrente na ordem de μA para garantir que a corrente não ia gerar aquecimento e não ia quebrar o estado supercondutor localmente. Quando essa corrente começa a encontrar resistência é porque regiões no dispositivos estão fazendo a transição para o estado normal até que o estado supercondutor seja completamente suprimido e podemos determinar H_{c2} .

Para as medidas no plano inicialmente aplicamos um campo magnético variando de 0° a 360° e analisamos o comportamento da eficiência (η) em função do campo magnético no aplicado no plano. É natural pensar que o campo residual da direção Z (fora do plano) devido a pequenos desalinhamentos da amostra com o plano do campo pode interferir no efeito de η . Para garantir que esse campo residual não cause interferência nos resultados adotamos o método de aplicar um campo magnético fora do plano da ordem de algumas dezenas de militesla para garantir que o dispositivo estaria com vortex nucleados, pois dessa forma, qualquer campo residual em Z seria irrelevante para a dinâmica dos vortex e influência na dependência de η em função do campo no plano (H_{in}), inclusive porque, além disso, um campo residual seria

muito menor que o campo aplicado fora do plano. Além disso, verificamos também se o efeito da polaridade do campo fora do plano poderia causar algum efeito nas medidas com campo no plano e verificamos que não há nenhum efeito significativo da polaridade de H_z , como será discutido posteriormente no Capítulo 5.

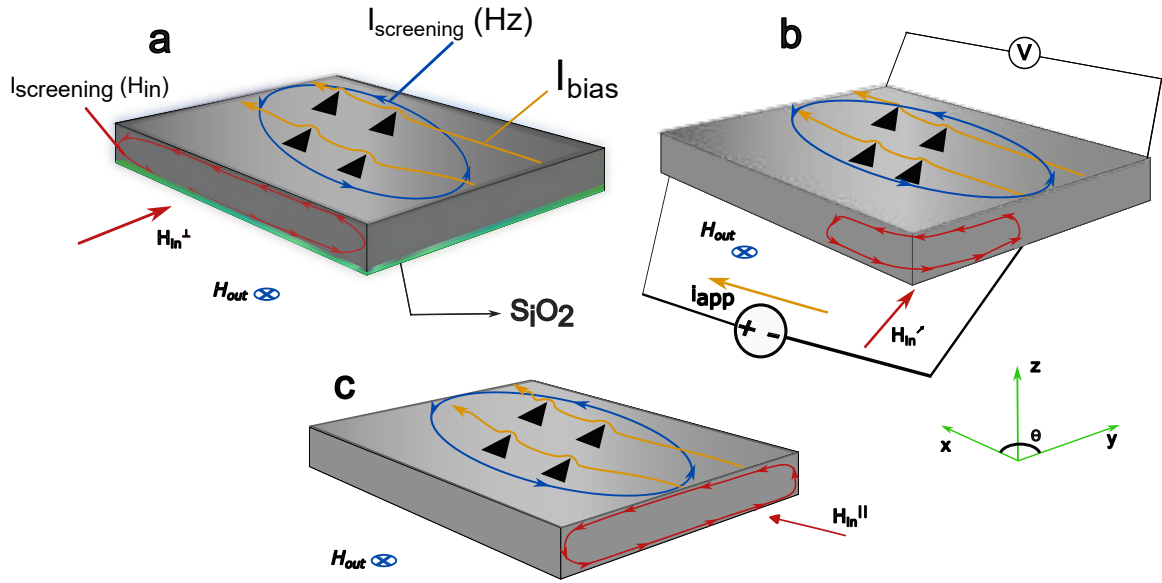


Figura 4.3: **Esquemas da distribuição de corrente para diferentes orientações do campo no plano.** Superposição da corrente de transporte aplicada (laranja), correntes de Meissner induzidas por H_z (azul) e correntes induzidas por H_{in} (vermelho). A corrente de transporte flui ao longo do eixo x . O campo no plano B_{in} é aplicado: (a) ao longo do eixo y (perpendicular à corrente); (b) ao longo de uma direção diagonal; e (c) ao longo do eixo x (paralelo à corrente). O painel (a) destaca a interface Nb/SiO₂, que está presente em todos os dispositivos.

4.3 Simulações (pyTDGL)

Para garantir uma simulação coerente com os resultados físicos experimentais e fazer melhor uso dos recursos computacionais primeiramente fizemos uma sequência de testes com o tamanho da malha dos dispositivos simulados e concluímos que o limite de tamanho máximo ($\xi/2$) seria o suficiente para não comprometer a nucleação de vortex e sua dinâmica. Para realizar esse teste simulamos o dispositivo Reference sob um campo magnético e uma densidade de corrente suficientes para que houvesse a nucleação e movimentação do vortex. Isso feito, todos os demais dispositivos foram gerados no pacote com suas respectivas áreas e defeitos. Todos foram submetidos a uma varredura de campo magnético de $-H_z$ a $+H_z$ para obter os estados iniciais da simulação dinâmica, essa etapa é importante para garantir maior estabilidade na etapa final de simulação.

Na etapa final de simulação fizemos uma varredura de campo (a mesma da etapa inicial)

e uma varredura de corrente ($I_{\pm}$) para simular mais fielmente o procedimento experimental realizado. Nessa etapa carregamos o estado inicial/solução da primeira etapa, por exemplo $-H_z^{min}$, e aplicamos o mesmo campo $-H_z^{min}$ e deixamos termalizar por um tempo $t_{term} = t_{total}/3$, onde t_{term} é o tempo de termalização. Esse procedimento é importante para garantir a estabilidade da simulação e minimizar flutuações devido a mudança de campo e corrente que ocorrem durante os estágios iniciais de cada passo do laço de campo e corrente. Do ponto de vista computacional essa termalização consiste na simulação ignorar o resultado da simulação durante o tempo t_{term} passando a salvar os resultados somente após esse tempo. Quando todas as simulações foram finalizadas as soluções foram tratadas com as ferramentas de pós-processamento disponíveis no próprio pacote com auxílio de algumas funções adaptadas em *python*. As simulações foram realizadas no ambiente virtual do *Google Colab* e para obter os resultados usados após vários testes foram necessários 4 dias de simulação.

Em todas as simulações, utilizou-se $B_{app} = 7$ mT (campo correspondente ao maior SDE simulado (ver figura 5.4)). Parâmetros utilizados nas simulações TDGL: $\xi = 40$ nm, $\lambda = 400$ nm e $d = 200$ nm. Todas as simulações foram realizadas com $t = 100 \tau$. Esses valores de parâmetros garantem a condição necessária para um supercondutor tipo II, $\kappa > 1/\sqrt{2}$. Os encartes (*insets*) mostram o $\Delta\mu$ vs. V , ou seja, a evolução da queda de tensão ao longo do tempo, e os pontos pretos indicam o tempo correspondente a cada mapa de vórtices.

Capítulo 5

Resultados

Nesse capítulo iremos discutir os resultados obtidos durante a execução desse trabalho. Dividiremos esse capítulo em duas partes, na primeira serão apresentados e discutidos os resultados da primeira etapa do estudo no qual os dispositivos foram submetidos a um campo fora do plano H_z e na segunda parte os resultados dos dispositivos quando submetidos a um campo no plano H_{in} .

5.1 Campo fora do plano H_z

Medindo as características V-I dos dispositivos em uma configuração de quatro pontas, foi possível quantificar a corrente crítica de comutação de cada dispositivo tanto para polarização positiva, I_c^+ , quanto negativa, I_c^- , respectivamente. A Fig 5.1 compara o comportamento de $I_c^\pm$ em função de H_z para as três geometrias de defeitos e um dispositivo de referência sem defeitos. Investigamos duas faixas de campo distintas, ± 3 mT e ± 30 mT, visto que a magnitude de H_z determina o mecanismo de desprendimento (*depinning*) dominante: desprendimento de superfície (conduzido por correntes de blindagem de Meissner em campos baixos) ou desprendimento de volume (*bulk depinning*, proeminente em campos mais altos). Para facilitar a comparação, todos os dados estão normalizados pela corrente de chaveamento máxima.

As Figs 5.1(a,h) mostram a evolução das duas correntes críticas para o dispositivo Referência. Sem defeitos (buracos) nenhum SDE é observado em toda a faixa de campo dentro da resolução da medida ($I_c^+ \simeq I_c^-$), indicando assimetria intrínseca desprezível no filme, como destacado na Fig. 5.1(a). Em campos baixos $|\mu_0 H_z| \leq 5$ mT, Fig. 5.1(a), a evolução de $I_c(H_z)$ é quase linear, como esperado a partir da blindagem de Meissner que afeta apenas o ancoramento de superfície (*surface pinning*), estando em concordância com observações em geometrias de dispositivos similares (Plourde *et al.*, 2001). Em campos mais altos ($|H_z| > 5$ mT), uma dependência sublinear caracteriza o amortecimento de I_c (Fig.5.1(h)). Para o dispositivo Referência a transição entre os regimes linear e sublinear ocorre em $\mu_0 H_{stop}^R \simeq 5$ mT, correspondendo a $I_c(H_{stop}^R)/I_c^{\max} \simeq 0.75$, bem acima do limite de 0,5 esperado para um

sistema com ancoramento de volume desprezível (Elistratov *et al.*, 2002). Isso confirma que o ancoramento de volume desempenha um papel significativo nesses filmes de Nb, mesmo na ausência de defeitos.

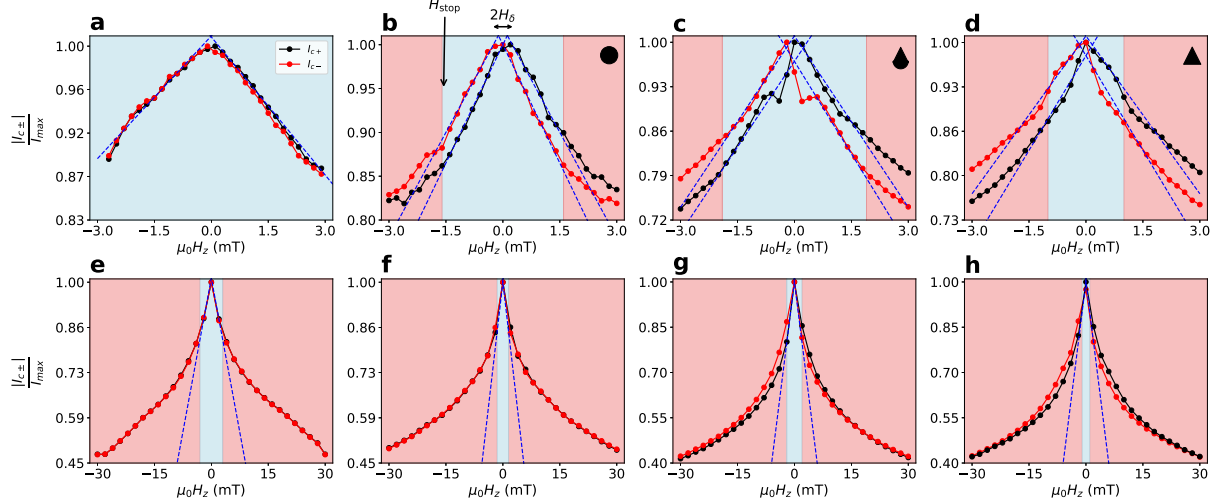


Figura 5.1: Correntes críticas normalizadas para as quatro geometrias de dispositivos. As correntes críticas positiva e negativa normalizadas ($I_c^\pm$) são mostradas para duas faixas de campo magnético: baixo (± 3 mT) e alto (± 30 mT), para os dispositivos de Reference (a,e), Hole (b,f), Drop (c,g) e Triangle (d,h). As correntes máximas correspondentes são $I_{\max}^R = 1.3$ mA, $I_{\max}^H = 1.9$ mA, $I_{\max}^D = 2.8$ mA e $I_{\max}^T = 2.5$ mA. As medidas foram realizadas em $T = 1.8$ K para Hole, Drop e Triangle, e $T = 1.9$ K para a Reference. O sombreamento azul indica o estado de Meissner ($|H_z| < H_{\text{stop}}$) e o sombreamento vermelho o estado misto. Ajustes lineares no regime de Meissner (Eq. 2.1) resultam em $\mu_0 H_{\text{stop}}^R = 2.6$ mT, $\mu_0 H_{\text{stop}}^H = 5.6$ mT, $\mu_0 H_{\text{stop}}^D = 5.0$ mT e $\mu_0 H_{\text{stop}}^T = 3.5$ mT. As linhas tracejadas azuis representam os ajustes lineares da Eq. 2.2.

A evolução de $I_c(H_z)$ para as amostras com defeitos é muito diferente. De fato, como mostrado na Fig. 5.1(b,g) para o dispositivo Hole, mesmo com defeitos simétricos (círculos), uma clara não reciprocidade da supercorrente é visível ($I_c^+ \neq I_c^-$). Em campos baixos, $I_c(H_z)$ exibe um amortecimento linear característico, mas com um deslocamento claro e oposto no campo ($H_\delta \approx \pm 0.2$ mT) para $I_c^\pm$, conforme esperado na presença de assimetrias de borda para o desprendimento de fluxo (Hou *et al.*, 2023). Em campos maiores ($\mu_0 H_z \geq 2$ mT, Fig. 5.1(g)), observou-se um amortecimento sublinear com SDE desprezível para os defeitos circulares, sugerindo uma reciprocidade recuperada na presença de ancoramento de volume (*bulk pinning*).

Em contraste, nos defeitos mais assimétricos (*drop* e *triangle*), os efeitos de diodo foram visíveis em ambas as faixas de campo. Em campos baixos (Fig. 5.1(c,d)), o amortecimento linear é caracterizado por diferentes inclinações, indicando uma dinâmica mais rica da supercorrente, provavelmente co-afetada por fenômenos adicionais de adensamento de corrente (*current crowding*) (Clem *et al.*, 2012; Ilin *et al.*, 2014; Plourde *et al.*, 2001). De fato, enquanto defeitos circulares carecem de bordas suficientemente pontiagudas ou ângulos de curvatura relevantes para induzir um efeito de *crowding*, defeitos com pequeno raio de curvatura ou geometrias pontiagudas favorecem o surgimento do adensamento de corrente (Ilin *et al.*, 2014; Plourde

et al., 2001; Clem; Berggren, 2011; Henrich *et al.*, 2012). Ainda assim, o H_δ para todos os dispositivos com defeitos é bastante similar, e o amortecimento médio também é compatível. Em campos maiores ($H_z > H_{\text{stop}}$, região vermelha na Fig. 5.1(g,h)), o amortecimento sublinear também é não recíproco, sugerindo uma assimetria aprimorada também na presença de ancoramento de volume. Notavelmente, apesar da complexidade do comportamento de $I_c(H_z)$, a simetria fundamental $I_c(H_z)^+ = I_c(-H_z)^-$ está presente em todos os dispositivos, confirmando a robustez de todas as características observadas.

Como brevemente mencionado acima para o dispositivo Hole, em campos altos (Fig. 5.1(f)), as correntes críticas $I_{c\pm}$ quase se sobrepõem em toda a faixa de medição, similar ao comportamento observado no dispositivo de referência. Isso indica que os defeitos padronizados circulares não influenciam significativamente o Efeito Diodo de Supercorrente (SDE) em campos altos. Em campos baixos (Fig. 5.1b), não se espera que o dispositivo com defeitos circulares exiba diferença entre as correntes críticas $I_{c\pm}$, pois a geometria circular não quebra a simetria de inversão espacial. Isso se deve ao fato que defeitos circulares não possuem bordas suficientemente pontiagudas e ângulos relevantes para induzir um efeito de aglomeração de corrente (*current crowding*). É bem estabelecido que defeitos com grande raio de curvatura ou geometrias não pontiagudas dificultam o aparecimento de aglomeração de corrente (Ilin *et al.*, 2014; Plourde *et al.*, 2001; Clem; Berggren, 2011; Henrich *et al.*, 2012).

Assim, o SDE observado nesta amostra (Figs. 5.1 e 5.2) é atribuído à corrente de Meissner e à quebra da simetria de inversão causada pelo desalinhamento dos defeitos padronizados em relação às bordas. Esse desalinhamento concentra a corrente de Meissner mais perto de uma borda do que da outra. Consequentemente, quando a polaridade da corrente e do campo aplicados é revertida, as correntes de Meissner induzidas pelo campo e pela corrente aplicados se somam ou subtraem de maneira diferente, levando aos efeitos observados nas Figs. 5.1, 5.2. Na Fig. 5.1b, o comportamento é linear, como esperado, para uma faixa de campo dominada pelo efeito Meissner. Essa linearidade se quebra em aproximadamente 1.8 mT, importante pontuar que para essa faixa de campo de $\pm 3mT$ o passo de campo foi de $\pm 0.2mT$ para todas os dispositivos medidos. Comparando com o dispositivo de referência, encontramos uma diferença de cerca de 1 mT nos valores de H_{stop} . Essa diferença surge do desalinhamento mencionado, resultando em uma concentração de corrente desigual. Essa distribuição desigual reduz o campo H_{c1} em comparação com o dispositivo de referência, como era esperado.

Para o dispositivo Drop, em campos altos (Fig. 5.1(g)), ao contrário dos outros dois dispositivos, a sobreposição das correntes $I_{c\pm}$ torna-se evidente apenas acima de $\simeq 14$ mT, e $I_{c\pm}$ é ligeiramente diferente para as diferentes polaridades de campo. Isso sugere que a forma dos defeitos padronizados influencia o comportamento do dispositivo até este valor de campo magnético. Além de H_{stop} , vortex de Abrikosov são nucleados, reduzindo $I_{c\pm}$ e diminuindo a eficiência do SDE (Fig. 5.2). À medida que a densidade de vortex aumenta, as regiões dominadas pela corrente de Meissner diminuem, levando a uma diferença menor entre as correntes $I_{c\pm}$ e a uma eficiência reduzida do SDE.

Na Fig. 5.1(c), foi observada uma redução da corrente crítica perto de zero, provavelmente causada por instabilidades associadas a defeitos de borda, conforme discutido em (Plourde *et al.*, 2001). O domínio do estado de Meissner ($H < H_{\text{stop}} = 2$ mT) é mais proeminente no dispositivo Drops. Essa observação está alinhada com as expectativas, já que a forma de gota, tendo apenas uma ponta, oferece menos áreas para aglomeração de corrente.

Consequentemente, há menos regiões onde o H_{stop} local é reduzido. Notavelmente, os ajustes para corrente positiva e campo positivo se alinham bem com aqueles para corrente negativa e campo positivo. Da mesma forma, os ajustes de corrente negativa e campo positivo se alinham com corrente positiva e campo negativo, demonstrando simetria no sistema. Na Fig. 5.1(c), observamos um deslocamento (*offset*) atribuído à rugosidade das bordas do dispositivo. Essa rugosidade pode influenciar a entrada de vortex ao modificar a barreira borda-vortex, aumentando-a ou diminuindo-a. Adicionalmente, observamos um platô acima de -0.1 mT, que atribuímos à competição entre a aglomeração de corrente nas pontas das gotas e a corrente de Meissner. Especificamente, nesta faixa de campo, os efeitos concorrentes impedem uma redução significativa em $I_{c\pm}$, inibindo assim a nucleação de vórtices. Essa competição resulta na saturação da corrente I_{c+} . Para a corrente negativa (I_{c-}), um platô similar e pequenas oscilações perto de H_{max} foram observados, provavelmente devido aos mesmos mecanismos.

Para o dispositivo Triangles, em campos altos (Fig. 5.1(h)), a sobreposição das correntes $I_{c\pm}$ ocorre em aproximadamente ± 20 mT, um campo mais alto que no dispositivo Drops, e a diferença entre $I_{c\pm}$ para campo positivo e negativo é maior. Essa diferença destaca ainda mais a influência da geometria do defeito. Como todos os dispositivos foram fabricados simultaneamente e com processos idênticos, essas variações de comportamento podem ser atribuídas unicamente às diferenças na forma do defeito. Na Fig. 5.1(d), os valores de H_{stop} são assimétricos, com $H_{\text{stop}+} = 0.9$ mT e $H_{\text{stop}-} = -1$ mT. Essa assimetria indica que o H_{c1} local exibe uma polaridade preferencial. Assim como no dispositivo Drops, o ajuste para I_{c-} em campos positivos alinha-se bem com I_{c+} em campos negativos, demonstrando a mesma simetria. Adicionalmente, o H_{stop} deste dispositivo é o mais baixo entre todos os dispositivos estudados, o que está de acordo com as expectativas baseadas na geometria do defeito triangular. A presença de mais pontas aguçadas intensifica a dinâmica dos vortex, reduzindo assim o H_{stop} efetivo.

Na Fig. 5.1(d), o comportamento exibe uma linearidade similar à observada nos outros dispositivos. Um deslocamento está presente, originado da rugosidade da borda, como discutido anteriormente. Notavelmente, a posição do platô para a corrente positiva (I_{c+}) está perto de zero e difere do comportamento observado em outros dispositivos. Para a corrente negativa (I_{c-}), uma pequena oscilação começa em aproximadamente 0.1 mT. Atribuímos essas diferenças nos comportamentos de $I_{c\pm}$ à forma triangular dos defeitos. Com três pontas aguçadas, os defeitos triangulares fornecem mais regiões para nucleação e aniquilação de vórtices, áreas onde o H_{stop} local pode variar, e regiões com aglomeração de corrente mais significativa. Esses fatores alteram a dinâmica de competição entre as correntes de Meissner e os efeitos de aglomeração de corrente.

A eficiência do SDE (Fig. 5.2) depende do campo magnético aplicado e da forma dos defeitos, como observado para as correntes $I_{c\pm}$. Os dispositivos Drop e Triangle mostram comportamento linear para campos baixos, mas a eficiência de Drop é aproximadamente 1.6 vezes maior que a de Triangle. Como discutido, essa diferença é influenciada pela forma dos defeitos padronizados nos dispositivos, indicando que, nesta faixa de campo, o dispositivo Drop é mais eficiente.

No estado misto (Fig. 5.2(a)), uma redução na eficiência (pico/vale) seguida por saturação é observada nos dispositivos Drop e Triangle. Essa redução é geralmente associada à nucleação de vortex nos dispositivos (Hou *et al.*, 2023; Plourde *et al.*, 2001; Lyu *et al.*, 2021; Ilin *et al.*, 2014), como visto na Fig. 5.2(b). No entanto, é necessário considerar a redução em I_{c+} para o dispositivo Drop devido a instabilidades de borda, como mostrado nas Fig. 5.1(c), onde a redução na eficiência coincide com o desvio da linearidade (+0.2 e -0.4 mT) das correntes $I_{c\pm}$. No dispositivo Triangle, a redução assimétrica na eficiência também coincide com a diminuição em $I_{c\pm}$ (± 0.6 mT), ou seja, é simétrica. Contudo, neste caso, não há nem essa redução assimétrica nem a redução perto de zero como no dispositivo Drop. A redução na corrente crítica resulta da nucleação de vortex, como explicado anteriormente. Após essa redução, um leve aumento seguido por saturação é observado, provavelmente ligado à aniquilação de vortex nucleados nas bordas ou pelos defeitos padronizados. Isso persiste até aproximadamente 4 mT, após o qual a eficiência diminui definitivamente, como mostrado na Fig. 5.2(b).

O dispositivo Hole se comporta como esperado para um diodo supercondutor, reduzindo sua eficiência quando os vortex começam a entrar no supercondutor e se tornam mais dominantes que a corrente de Meissner (Hou *et al.*, 2023). Em regiões ocupadas por vortex a blindagem Meissner é afetada e são pequenas regiões onde há a quebra da supercondutividade do dispositivo. O dispositivo Reference mostra eficiência desprezível, abaixo de 1%, para toda a faixa de campo medido. O dispositivo Drop é 1.34 vezes mais eficiente no estado misto (Fig. 5.2(a)) que o dispositivo Triangle.

A eficiência começa a diminuir em campos altos a partir de aproximadamente ± 2 mT. O dispositivo Triangle observa um pico/vale simétrico em ± 4 mT. Como este pico/vale está presente apenas no dispositivo Triangle, ele pode ser atribuído à geometria dos defeitos triangulares padronizados. O pico para campos negativos e o vale para campos positivos observados na faixa de estado misto (± 3 mT) não são visíveis na Fig. 5.2(b) devido ao passo maior do campo magnético aplicado em comparação com a Fig. 5.2(a); note que o pico/vale do Triângulo ocorre após a faixa de estado misto. Outra observação importante é que, entre -10 mT e +10 mT, os dispositivos Reference e Hole exibem oscilações na eficiência. Como essa oscilação está limitada a esta faixa de campo magnético, isso sugere que a eficiência desprezível do SDE deixa de existir quando os vortex dominam o dispositivo. Essa oscilação é mais pronunciada no dispositivo Hole do que no Reference. Em outras palavras, o pequeno efeito observado para o dispositivo Hole persiste apenas enquanto a corrente de Meissner permanece relevante. O fato de essa oscilação ser mais pronunciada no dispositivo Hole do que no Reference se deve à

quebra de simetria causada pelo desalinhamento dos defeitos, como explicado anteriormente, e é neste regime que o *bulk pinning* se torna dominante na dinâmica de vortex do dispositivo.

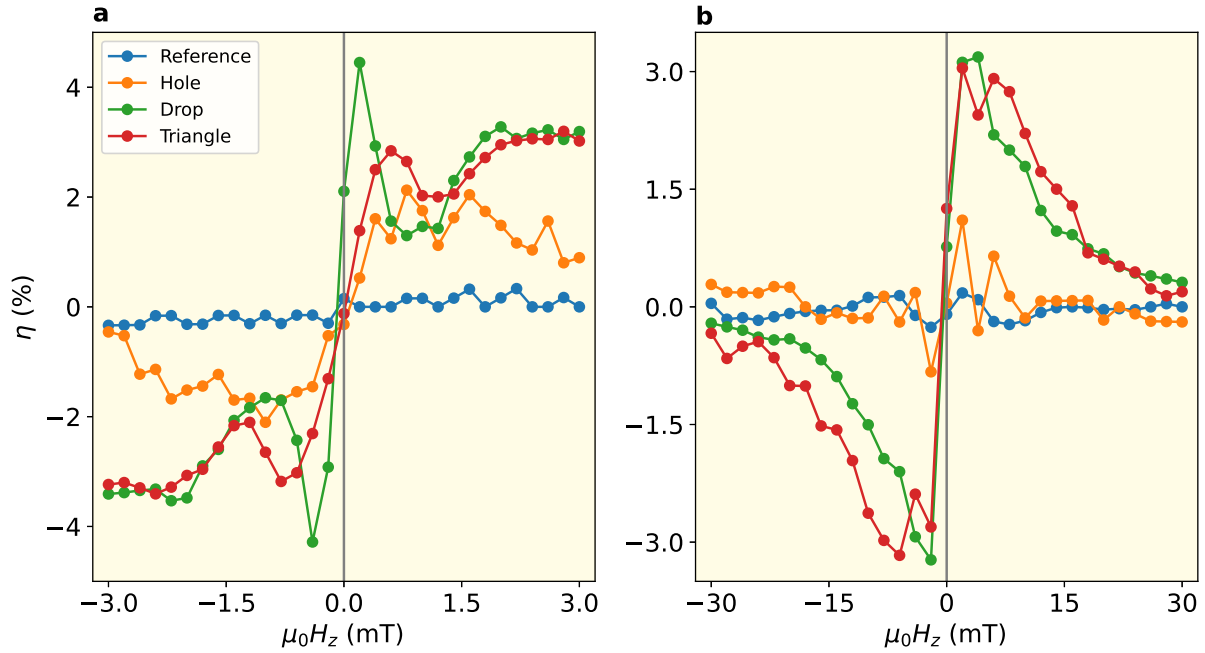


Figura 5.2: **Eficiência de todos os dispositivos com o campo H_z .** Para a faixa de campo de (a) $\pm 3\text{mT}$ e (b) $\pm 30\text{mT}$

O campo H_{stop} estimado é maior que o campo H_{stop} observado experimentalmente. Essa variação em $I_{c\pm}$ para campos menores que H_{stop} indica a presença de um campo de aniquilação de barreira de superfície para vortex (Hou *et al.*, 2023; Hope *et al.*, 2021; Maksimova, 1998). Como o SDE diminui com o campo aplicado, isso sugere que este campo está reduzindo a barreira de superfície a um nível inferior ao do aprisionamento de volume. Isso significa que, uma vez que isso acontece, $I_{c\pm}$ não é mais controlado pela barreira de superfície, mas sim governado pelo aprisionamento de volume. Quando essa transição ocorre em um campo mais baixo, observamos o comportamento sublinear de $I_{c\pm}$, que agora depende do aprisionamento de volume. Além disso, a quebra de simetria de inversão causada pela superfície e pelas bordas torna-se irrelevante.

Assim, em nossos dispositivos, dois efeitos controlam $I_{c\pm}$: para campos baixos e médios, o controle é determinado pela coexistência e competição entre a corrente de Meissner, *surface pinning* e a aglomeração de corrente (*current crowding*); para campos $H_{c1} < H$, após a entrada de vórtices, $I_{c\pm}$ é controlado pelo aprisionamento de volume (*bulk pinning*).

5.2 Simulações Numéricas: Análise Sistêmica dos Resultados Teórico-Experimentais

Nessa seção iremos discutir os resultados obtidos a partir das simulações realizadas. O objetivo dessas simulações é corroborar com a teoria analítica discutida e com os resultados experimentais, de modo que estas auxiliem no entendimento da origem dos efeitos observados e na compreensão da dinâmica de vortex e física envolvida nos nosso dispositivos.

A partir da simulação é possível plotar mapas dos estados do supercondutor em cada instante de tempo da simulação. Aqui, entenda 'estados' como o estado do parâmetro de ordem do supercondutor $|\psi|^2$, que se $|\psi|^2 = 1$ o dispositivo está no estado supercondutor e se $|\psi|^2 = 0$ o dispositivo está no estado normal. A Fig. 5.3(b-d) exibe um mapa para cada dispositivo simulado no instante de tempo em que um vortex é nucleado, para o caso do dispositivo Reference (Fig. 5.3 (a)) optamos por plotar o vortex já nucleado e desprendido, ou seja, depois de se deslocar um pouco na superfície do supercondutor. Observe que os *insets* mostram a evolução da voltagem no tempo. Essa voltagem é a diferença do potencial elétrico ($\mu(\mathbf{r}, t)$) entre dois pontos do dispositivos escolhidos arbitrariamente e calculado na forma $V_{ij}(t) = \mu(r_{p,i}, t) - \mu(r_{p,j}, t)$. Observe que quando o vortex está nucleado e se move pelo dispositivo devido a Força de Lorentz o núcleo desse vortex é uma região normal, ou seja, dissipativa.

Logo, o movimento desse vortex faz com que o parâmetro $|\psi|^2$ evolua em 2π , ou seja, parte da supercorrente é convertida em corrente normal. E de fato isso pode ser observado na Fig. 5.3 na diferença de cor no mapa de $|\psi|^2$ onde é possível ver o vortex e sua região em volta na escala de azul escuro enquanto a região onde a supercondutividade está preservada no dispositivo em tom amarelado. Além disso, ao olhar os *insets*, especificamente o da Fig. 5.3 (a) é possível observar que quando o vortex se movimenta pelo dispositivo temos um salto na voltagem, comparando isso com o experimento, podemos dizer que esse efeito também ocorre durante a medida e é possível ver pequenas flutuações na resistência medida até que a avalanche de vortex e/ou densidade de corrente no dispositivo seja tal que provoque um salto na resistência de modo que a corrente crítica seja identificada. Ao falar de resistência, pela lei de Ohm $V = R \cdot I$, estamos falando da queda de voltagem (o que de fato é medido no laboratório). Dessa forma, a Fig. 5.3 contribuí significativamente para o entendimento da física envolvida nos nosso dispositivos.

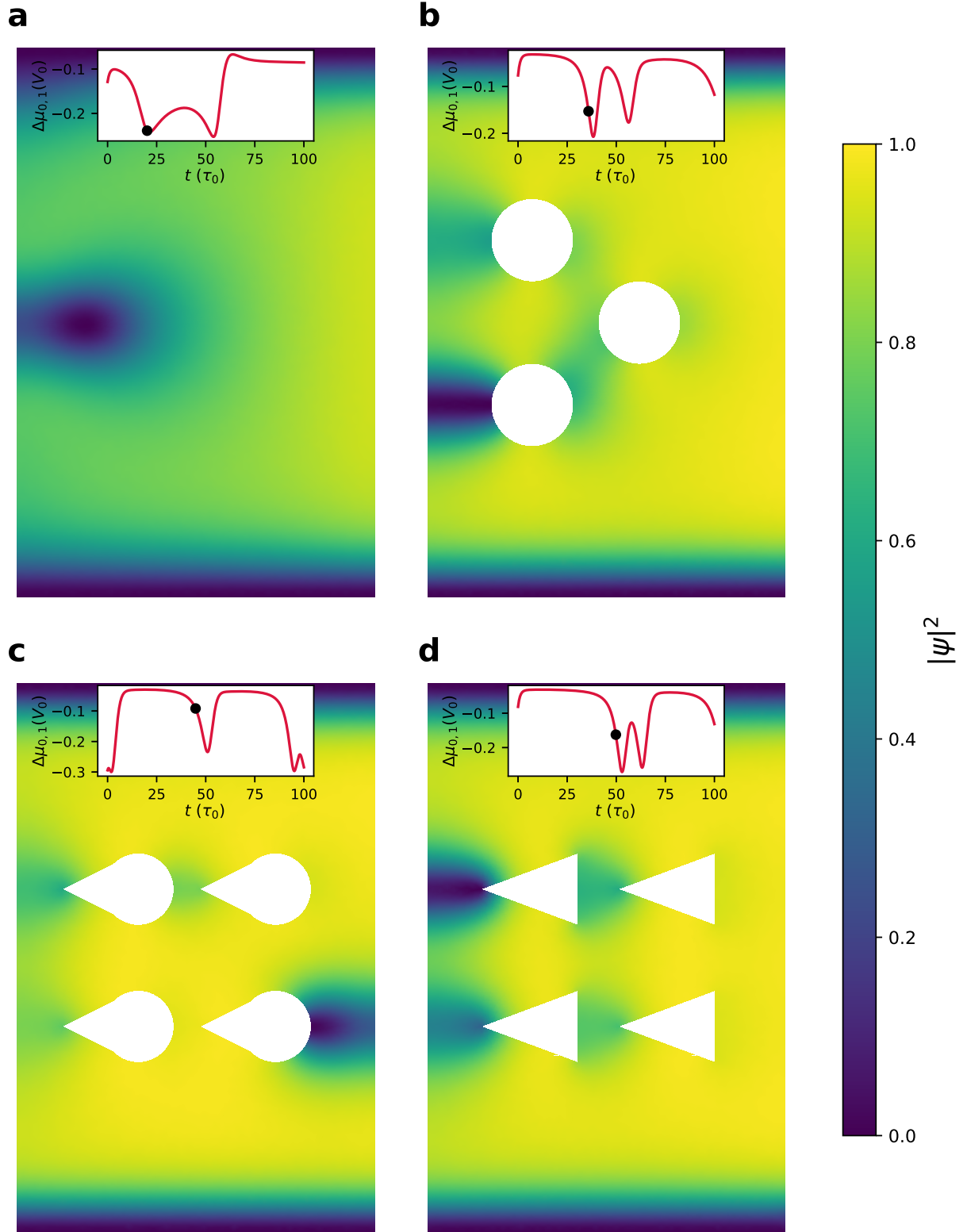


Figura 5.3: **Painel da simulação TDGL.** (a) Reference com $I_{app} = -1.7$ mA, (b) *Hole* com $I_{app} = -1.0$ mA, (c) *Drop* com $I_{app} = -780$ μ A e (d) *Triangle* com $I_{app} = -900$ μ A. Em todas as simulações, utilizou-se $B_{app} = 7$ mT (campo correspondente ao maior SDE simulado (ver figura 5.4)). Parâmetros utilizados nas simulações TDGL: $\xi = 40$ nm, $\lambda = 400$ nm e $d = 20$ nm. Todas as simulações foram realizadas com $t = 100 \tau$. Esses valores de parâmetros garantem a condição necessária para um supercondutor tipo II, $\kappa > 1/\sqrt{2}$. Os encartes (*insets*) mostram o $\Delta\mu$ vs. V , ou seja, a evolução da queda de tensão ao longo do tempo, e os pontos pretos indicam o tempo correspondente a cada mapa de vórtices.

Expandindo essa simulação para uma varredura de campos e correntes podemos simular o procedimento experimental da medida de transporte realizada nesses dispositivos. Com isso, podemos obter a curva característica da corrente crítica em função do campo aplicado ($I_c \times H_z$) e obviamente com essa informação podemos plotar a eficiência simulada desses dispositivos. A Fig. 5.4 concentra os resultados simulados de todos os dispositivos, importante pontuar, que nosso intuito é observar o comportamento das curvas pois isso indica o comportamento físico dos dispositivos, ou seja, os valores de campo e corrente podem ser diferentes devido as considerações e ajustes que fizemos para otimizar a simulação, como descrito no Seção 4.3.

Os resultados apresentados na Fig. 5.4 apresentam um comportamento muito similar ao observado nos dados experimentais (Fig. 5.1), assim como nos resultados experimentais para Reference podemos observar que as correntes $I_c^\pm$ se sobrepõe durante toda a varredura, como era de se esperar já que as bordas na simulação são exatamente iguais e não há defeitos nesse dispositivo. Para os demais dispositivos com defeitos se observa um comportamento também similar, com uma clara região linear, onde o efeito Meissner é predominante, quando inicia uma queda sublinear nessas curvas (ou uma queda abrupta para um comportamento constante) é o indicativo de que os vortex foram nucleados nos nossos dispositivos estão passando pela transição de vencer a barreira de borda e sendo afetados pelo aprisionamento de volume como exibido em Fig.5.3 e nos *insets* da Fig.5.4 e descritos nos resultados experimentais.

O decaimento sublinear nas simulações é mais acentuado, e em alguns casos, até passando diretamente para um comportamento constante devido a quantidade de passos da simulação e as dimensões dos dispositivos simulados. Em relação a eficiência (η) podemos observar que os resultados simulados se assemelham mais a eficiência observada para campos altos nos resultados experimentais (Fig.5.2(b)), isso é compreensível já que a medida experimental captou os pontos sensíveis como as instabilidades nas bordas dos dispositivos Drop e Triangle como discutido no Seção 5.1 que são mais proeminentes a baixos campos (Figs.5.1(a-d) e 5.2(a)), o fato de não termos considerado essas anomalias durante a simulação também ajuda a explicar o comportamento das curvas simuladas não apresentarem o mesmo comportamento. A oscilação de η para Hole é observada tanto experimentalmente como nas simulações, para Reference como era esperado não há efeito diodo, para Drop e Triangle observamos que há um comportamento de eficiência crescente até um momento em que há uma queda para zero nessa eficiência, como observado na Fig.5.2(b) e além disso, podemos destacar que conseguimos capturar bem nas simulações o comportamento de η para Drop e Triangle (que são bastante parecidos) mesmo sem considerar essas anomalias.

Mesmo com todas essas considerações podemos que ver que as simulações mostram visualmente (Fig.5.3) que nossos argumentos nas discussões dos resultados experimentais estão coerentes. Mostramos também, que as simulações são coerentes com os resultados experimentais (Fig.5.4) e descrevem bem o comportamento visto nos experimentos ($I_c^\pm$ e η) corroborando com a física e teoria discutidas anteriormente.

As curvas de corrente crítica normalizadas (Figs.5.1 e 5.4) em função do campo magné-

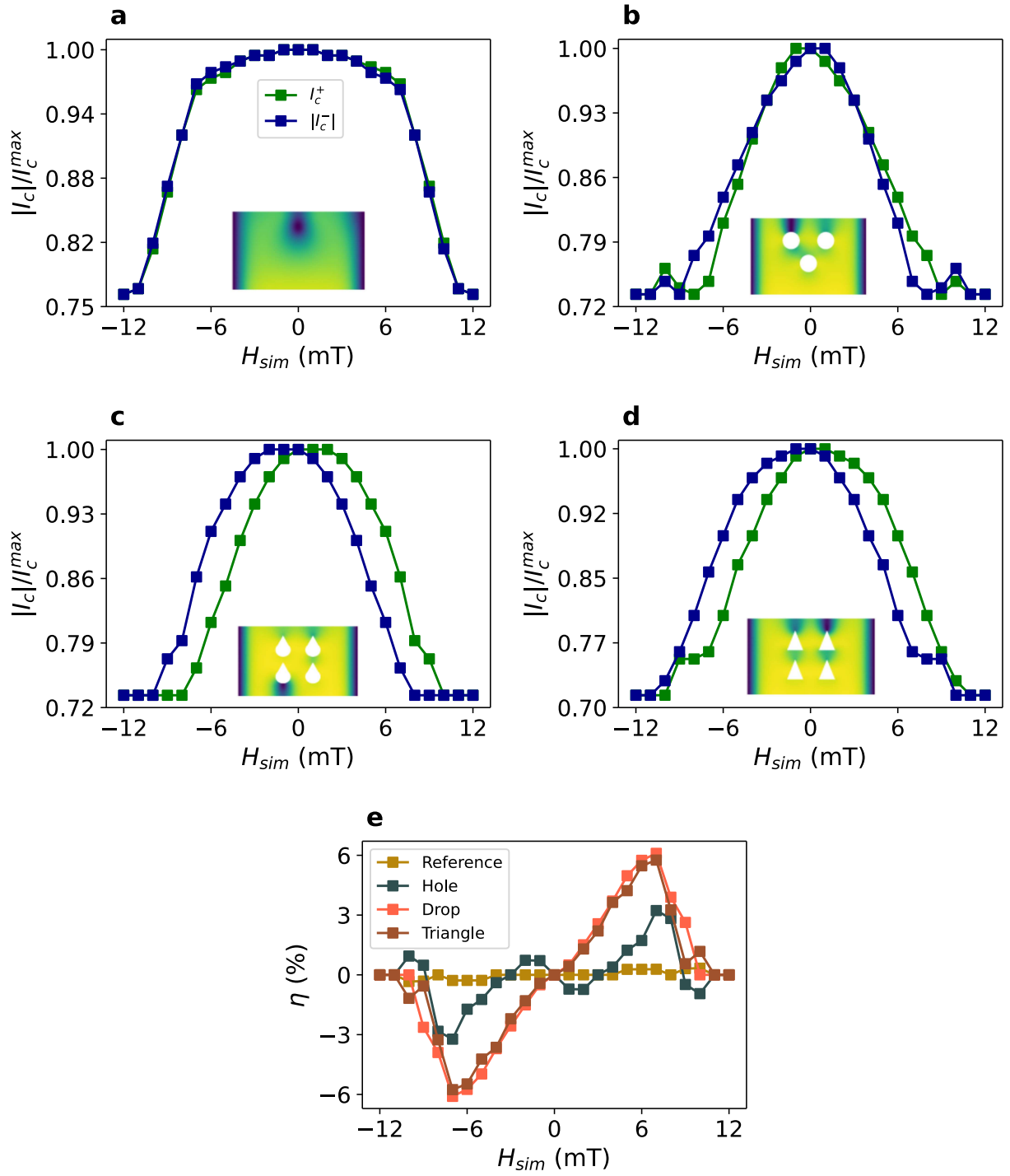


Figura 5.4: **Simulação TDGL das correntes críticas e do efeito SDE.** Correntes críticas positiva e negativa normalizadas ($I_c^\pm$) para os dispositivos: (a) *Reference*, (b) *Hole*, (c) *Drop* e (d) *Triangle*. (e) Efeito SDE extraído das curvas $I_c^\pm$ simuladas. Parâmetros utilizados nas simulações TDGL: $\xi = 40$ nm, $\lambda = 400$ nm e $d = 20$ nm. Todas as simulações foram realizadas com $t = 100 \tau$. Esses valores de parâmetros garantem a condição necessária para um supercondutor tipo II, $\kappa > 1/\sqrt{2}$. Os encartes (*insets*) em (a-d) mostram o mapa de vórtices com os mesmos parâmetros de tempo, campo e corrente da Figura 5.3.

tico nos dão o entendimento macroscópico da física dos vortex nos nossos dispositivos, porém é possível aprofundar um pouco mais e verificar se a barreira de energia dos dispositivos varia em relação a borda ou está ligada aos defeitos, em tese observar o comportamento de η (Fig.5.2) nos dá essa informação indiretamente, mas podemos observar a derivada da corrente crítica ($d|I_c|_{norm}$) para corroborar com essa informação e identificar o limiar de ruptura da barreira de superfície e a velocidade das avalanches dos vortex quando essa barreira é rompida.

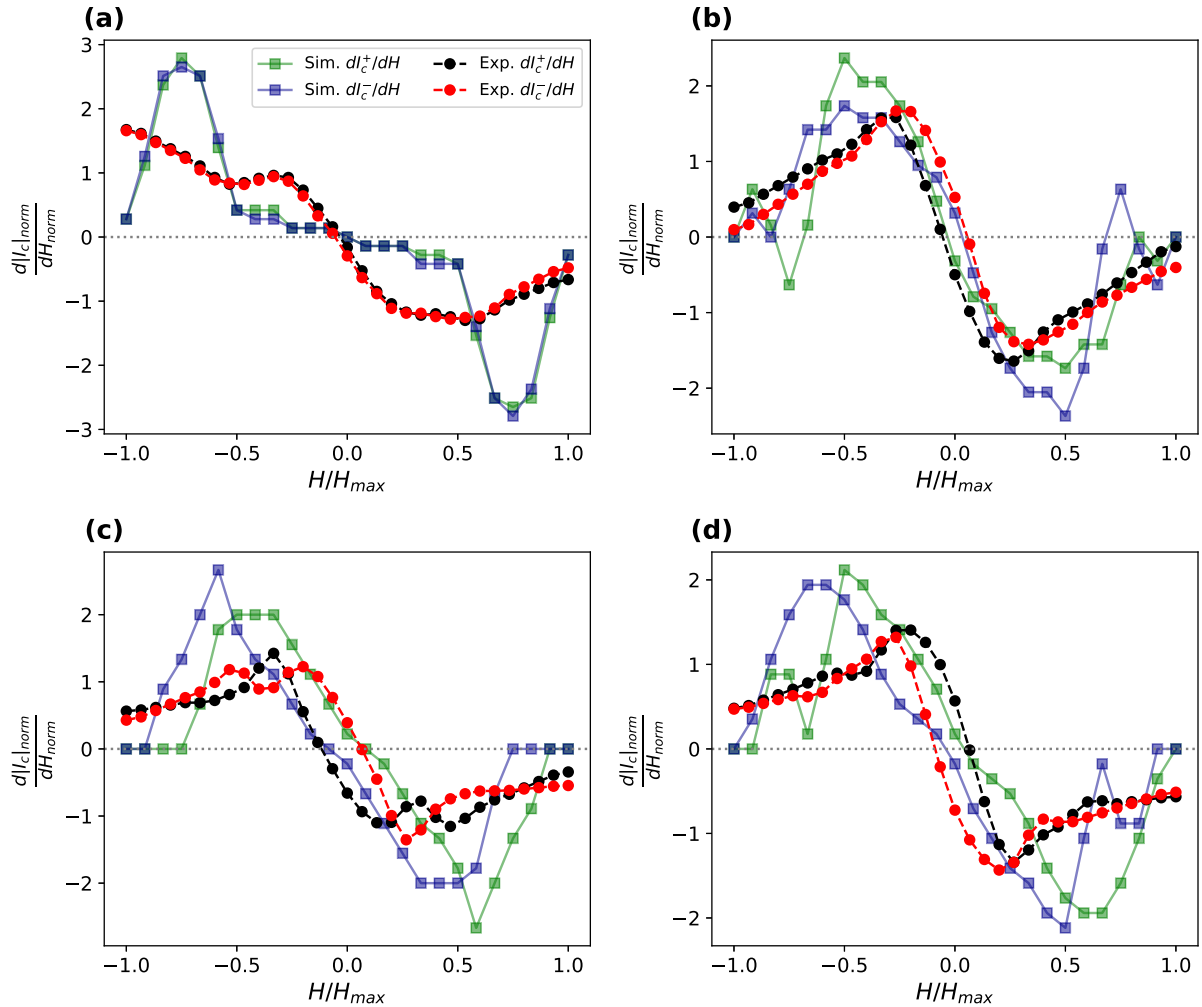


Figura 5.5: Derivada da corrente crítica I_c experimental e simulada. Derivada das correntes críticas positivas e negativas normalizadas (experimental e simulada) para todos os dispositivos: (a) Reference, (b) Hole, (c) Drop e (d) Triangle. O campo também foi normalizado para facilitar o entendimento do gráfico por parte do leitor garantindo que ambos resultados (simulado e experimental) estivessem na mesma escala de campo. Os parâmetros da simulação são os mesmos de todas as simulações apresentadas nesse trabalho e podem ser conferidos na Fig.5.3

A Tabela 5.1 sintetiza os limiares, ou seja, o ponto de avalanche dos vortex nos dispositivos, quando a barreira de superfície é vencida. Observe que para Reference o sistema é recíproco pois se invertermos corrente e campo retornamos ao mesmo ponto, isso já era esperado dado que esse dispositivo não apresenta SDE e também explica o motivo de na Fig.5.5(a) haver uma sobreposição das correntes para praticamente toda a faixa de campo medida. A pequena

diferença entre os H_{vale} para as correntes positivas e negativas se dá devido a algum artefato presente durante a medida, mas insignificante para o SDE.

Para Hole observamos que há uma considerada simetria devido a geometria do defeito circular, mas também observamos um desalinhamento (*shift*) entre as curvas devido ao desalinhamento dos defeitos em relação as bordas, ou seja, apesar do círculo ser simétrico esse desalinhamento controla a dinâmica de vortex favorecendo a entrada de vortex para uma determinada polaridade de campo e corrente e, ainda, podemos inferir que esses defeitos contribuem para o SDE pois adicionam regiões de ancoragem (*pinning*) que mudam a dinâmica dos vortex o que causa o efeito SDE observado pra este dispositivo.

Tabela 5.1: Pontos Críticos das Derivadas Experimentais: Campos de Pico (H_{pico}^*) e Vale (H_{vale}^*) para ambas as polaridades de corrente.

Amostra	Corrente Positiva (I_c^+)		Corrente Negativa ($ I_c^- $)	
	H_{pico}^*	H_{vale}^*	H_{pico}^*	H_{vale}^*
(a) Reference	-1,000	0,533	-1,000	0,467
(b) Hole	-0,267	0,332	-0,267	0,333
(c) Drop	-0,333	0,467	-0,200	0,267
(d) Triangle	-0,200	0,267	-0,267	0,200

*Valores normalizados (H/H_{max}). O vale indica o ponto de máxima avalanche/dissipação.

Para Drop observamos a maior assimetria e destacamos que o gap de $\Delta H = 0,2$ mostra que o dispositivo nessa faixa se comporta como um supercondutor excelente para uma polaridade e de alta dissipação para outra, evidenciando que a barreira de energia (de entrada e saída) é fortemente afeta pela geometria dos defeitos. Ou seja, o dispositivo é direcional devido ao perfil dos defeitos apresentando um efeito *Ratchet Effect* (catraca) que é mediado por esses defeitos. Por outro lado, Triangle se mostrou um dispositivo mais sensível para campos mais baixos ($H \approx 0,2$), ou seja, o perfil dos defeitos concentra uma maior densidade de corrente em mais regiões reduzindo mais rapidamente a barreira de energia para nucleação e avalanche de vortex. Esses resultados atuam como um identificador da "velocidade" em que as avalanches ocorrem nos dispositivos e seus respectivos "instantes" (campos), quando nos referimos a velocidade é exatamente essa diferença entre em que campo a avalanche ocorre para as diferentes polaridades de corrente campo, ou seja, se a avalanche ocorre a um campo menor podemos dizer que a barreira é suprimida mais rápido para aquela combinação de polaridades.

Na Fig.5.5 apresentamos de fundo as derivadas dI_c^{sim} da corrente crítica simulada para todos os dispositivos. Observamos que, assim como no caso anterior, as derivadas se comportam de maneira semelhante aos dados experimentais apresentando os *shifts* e o comportamento da curva muito similar aos observados nos dados experimentais, para Reference se observa o comportamento de sobreposição assim como nos resultados do experimento. A diferença entre as curvas da simulação e dos resultados experimentais se deve, como discutido anteriormente, a diferença de passos da simulação, por não considerarmos os defeitos e impurezas presentes

no Nb que causam efeitos identificados nas medidas experimentais e que inserem instabilidade ao sistema que não está sendo considerado no modelo. Ainda assim, como pode-se observar o modelo converge bem com os dados experimentais.

Por fim, apresentamos a dinâmica dos vortex nesses dispositivos, ou seja, a evolução desses vortex no tempo (Figs.5.6-5.9). Os dados simulados nos fornecem importantes informações que nos ajudam a entender o papel dos defeitos no SDE observado experimentalmente nos nossos dispositivos. Isso porque podemos observar que para os dispositivos com defeitos (Hole, Drop e Triangle) temos 3 eventos ocorrendo a nucleação e *pinning* dos vortex nas bordas dos defeitos, movimentação e aniquilação dos vortex. Para Reference, por não haver defeitos, observamos somente a nucleação e movimentação do vortex. Não verificamos nas nossas simulações o *Bulk pinning* pois não inserimos o defeitos e impurezas no filme, mas é possível verificar esse efeito se aumentarmos o campo magnético aplicado ao ponto que diversos vortex sejam nucleados e uma corrente suficientemente baixa seja aplicada, porém não foi o foco das nossas simulações.

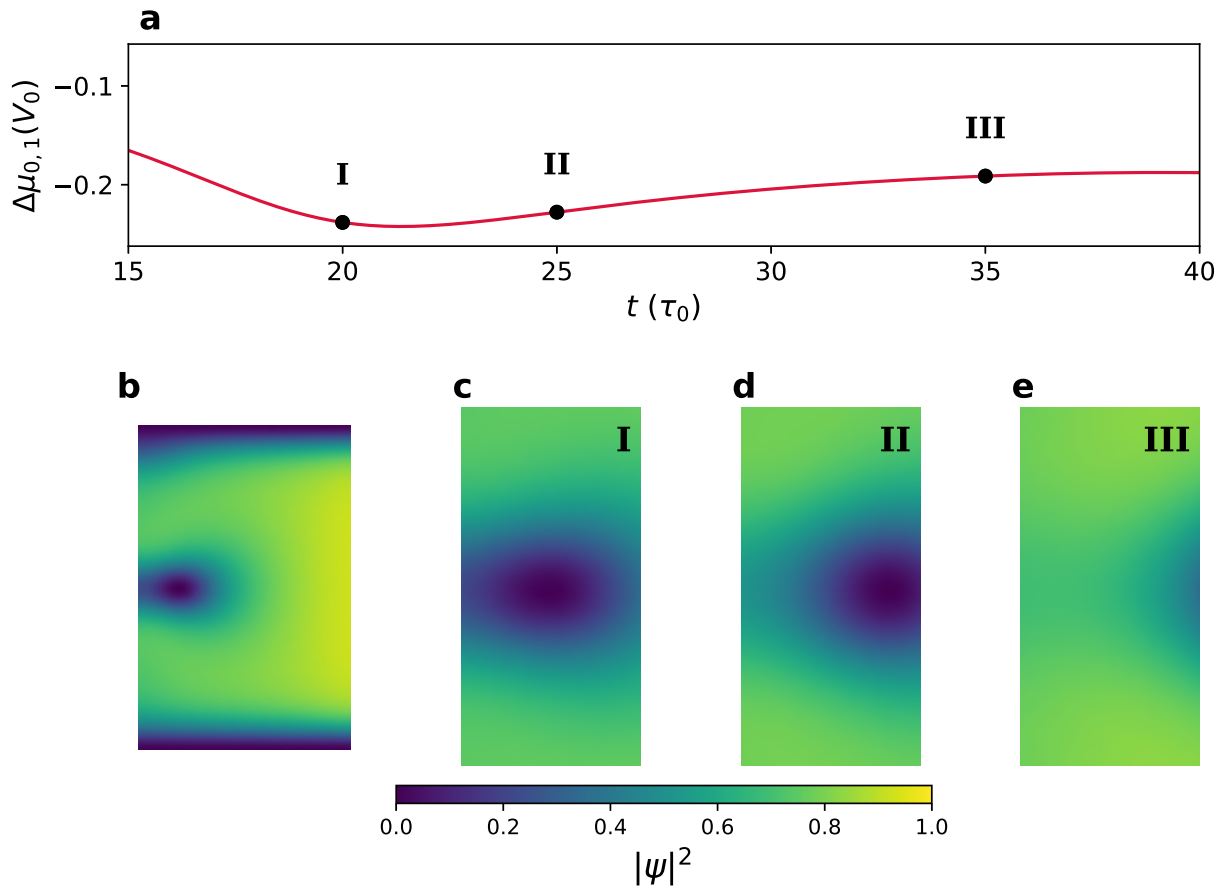


Figura 5.6: **Simulação TDGL da dinâmica de vórtices para a amostra de referência.** Sob um campo aplicado de $B = 7$ mT para diferentes instantes de tempo (τ) em uma escala ampliada (c-e). Evolução da tensão ao longo do tempo de simulação. Em (a) é exibido o dispositivo no instante $\tau = I$. Parâmetros utilizados nas simulações TDGL: comprimento de coerência $\xi = 40$ nm, profundidade de penetração $\lambda = 400$ nm e espessura $d = 0.2 \mu\text{m}$. Os pontos pretos em (a) indicam o tempo correspondente a cada mapa apresentado de b a e.

Como citado anteriormente para Reference vemos apenas a nucleação do vortex no instante $\tau = I$ e seu deslocamento pela superfície do dispositivo ($\tau = II, III$). Observamos que o maior valor absoluto de tensão está próximo de I, ou seja, quando depois de nucleado o vortex se afasta da borda. O efeito contrário também é observado, ao se aproximar da outra borda vemos uma diminuição no valor dessa tensão até que ela volte para o mesmo ponto inicial sem vortex ao sair pela outra borda (II, III).

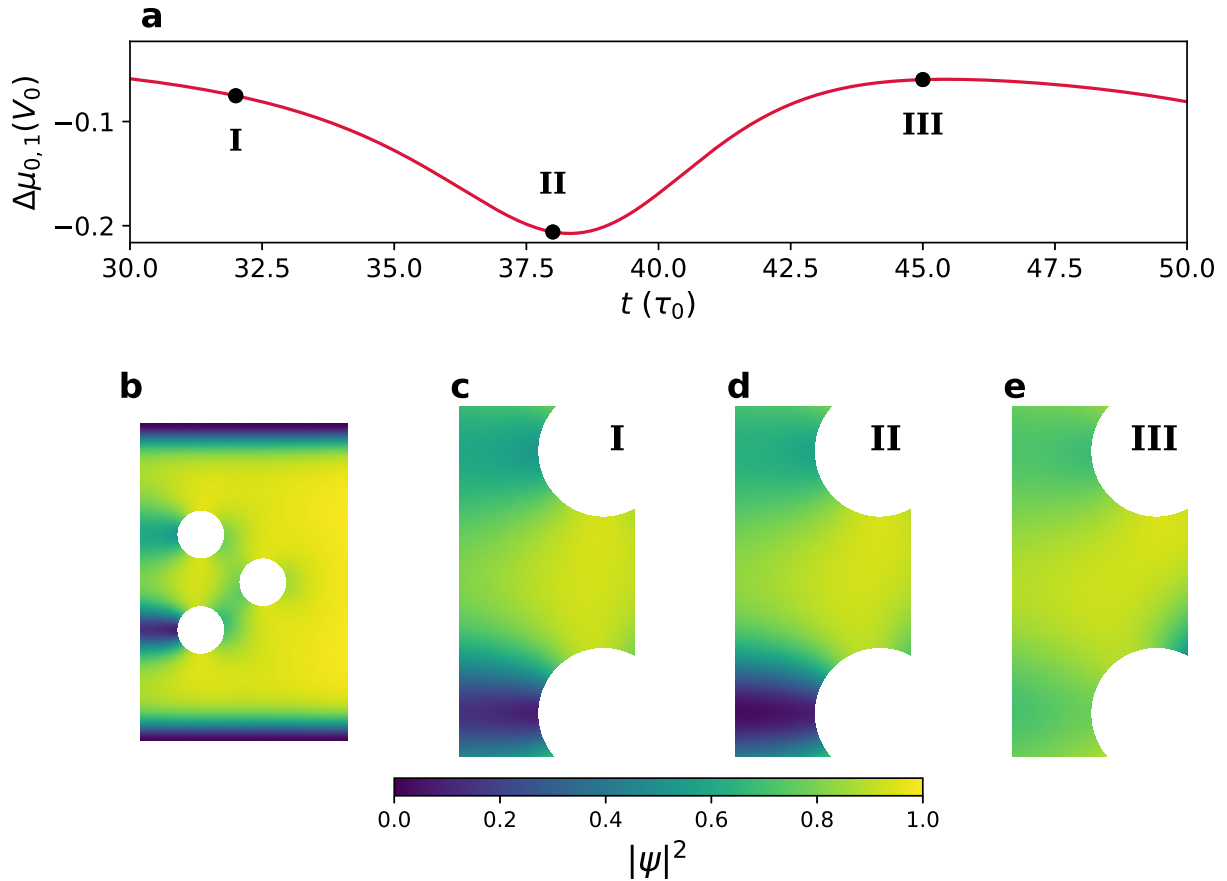


Figura 5.7: **Simulação TDGL da dinâmica de vórtices para a amostra Hole.** Sob um campo aplicado de $B = 7$ mT para diferentes instantes de tempo (τ) (b-e). Evolução da tensão ao longo do tempo de simulação (a). Parâmetros utilizados nas simulações TDGL: comprimento de coerência $\xi = 40$ nm, profundidade de penetração $\lambda = 400$ nm e espessura $d = 0.2$ μ m. Os pontos pretos indicam o instante correspondente a cada mapa apresentado de b a e.

Para Hole observamos que o vortex é nucleado na borda do defeito ficando preso ao defeito até que consiga superar o *pinning* e se desloque devido a força de Lorentz. Como era esperado o vortex é mais facilmente nucleado na região de menor área, ou seja, menor distância entre a borda e o defeito pois nessa região inevitavelmente haverá maior concentração de corrente diminuindo localmente a barreira para nucleação e aprisionamento dos vortex. Notamos, ainda, que pela proximidade com a borda o vortex ao se desprender rapidamente é aniquilado na borda, por isso vemos esse canal de vortex (canal de supressão) e não necessariamente o vortex como na Fig.5.6(a), isso pois a velocidade relativa dos vortex é muita alta e pela proximidade com a borda não há tempo hábil para captura-lo visualmente nesse nosso caso específico.

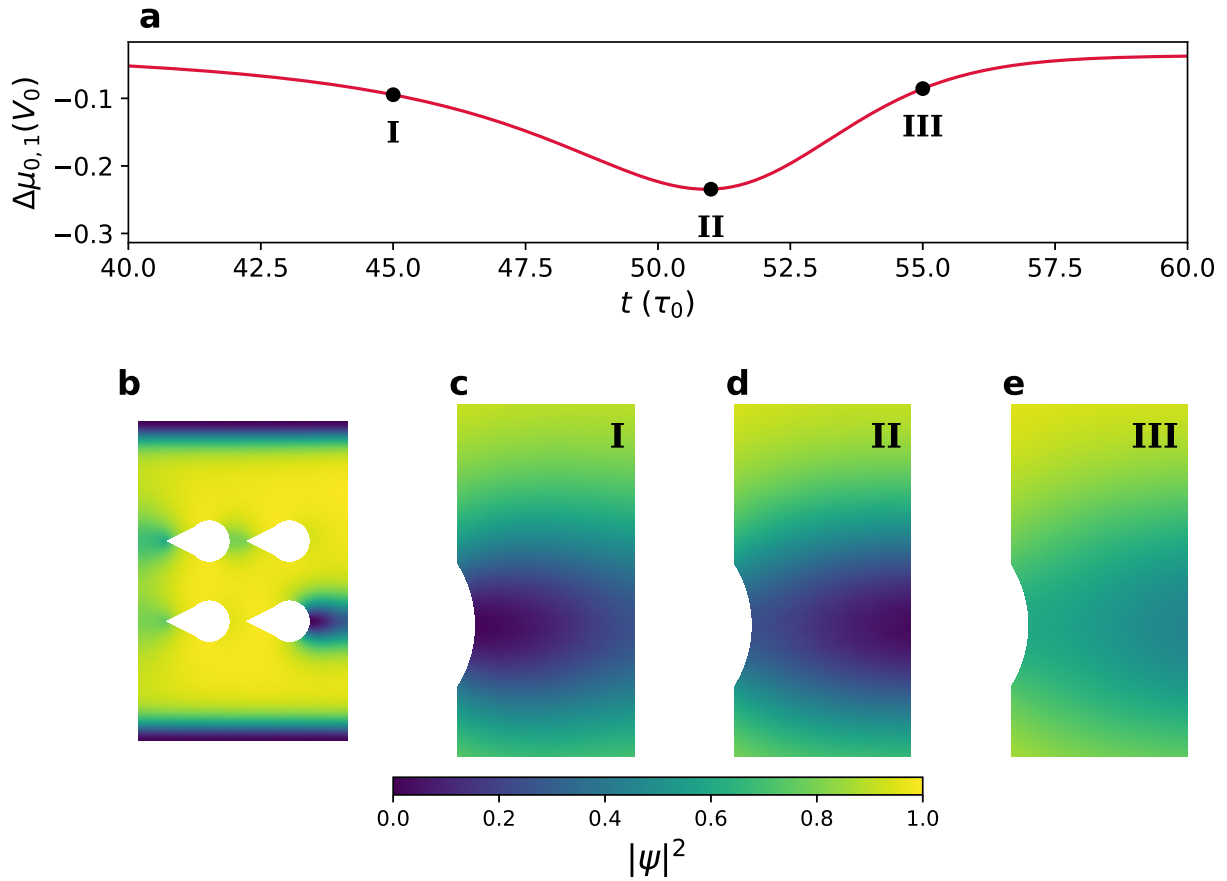


Figura 5.8: **Simulação TDGL da dinâmica de vórtices para a amostra Drop.** Sob um campo aplicado de $B = 7$ mT para diferentes instantes de tempo (τ) (b-e). Evolução da tensão ao longo do tempo de simulação (a). Parâmetros utilizados nas simulações TDGL: comprimento de coerência $\xi = 40$ nm, profundidade de penetração $\lambda = 400$ nm e espessura $d = 0.2 \mu\text{m}$. Os pontos pretos indicam o instante correspondente a cada mapa apresentado de b a e.

Para Drop, observamos que o vortex é inicialmente nucleado na base do defeito (parte arredondada) e fica presa até que a barreira seja vencida quando começa a se deslocar. No instante I o vortex é nucleado e ao atingir a maior voltagem no instante II é quando o vortex se move entre o defeito e a borda e ao ser aniquilado na borda, instante III, a voltagem reduz. Para Triangle, como esperado o vortex é nucleado na ponta superior do triângulo e segue a mesma lógica dos demais dispositivos sendo nucleado no instante I, atingindo valor máximo de voltagem ao se desprender e se movimentar no instante II e sendo aniquilado na borda no instante III. Isso nos fornece uma boa visão da dinâmica dos vortex nos nossos dispositivos e como o perfil dos defeitos está diretamente ligado ao SDE e em como afeta a dinâmica dos vortex.

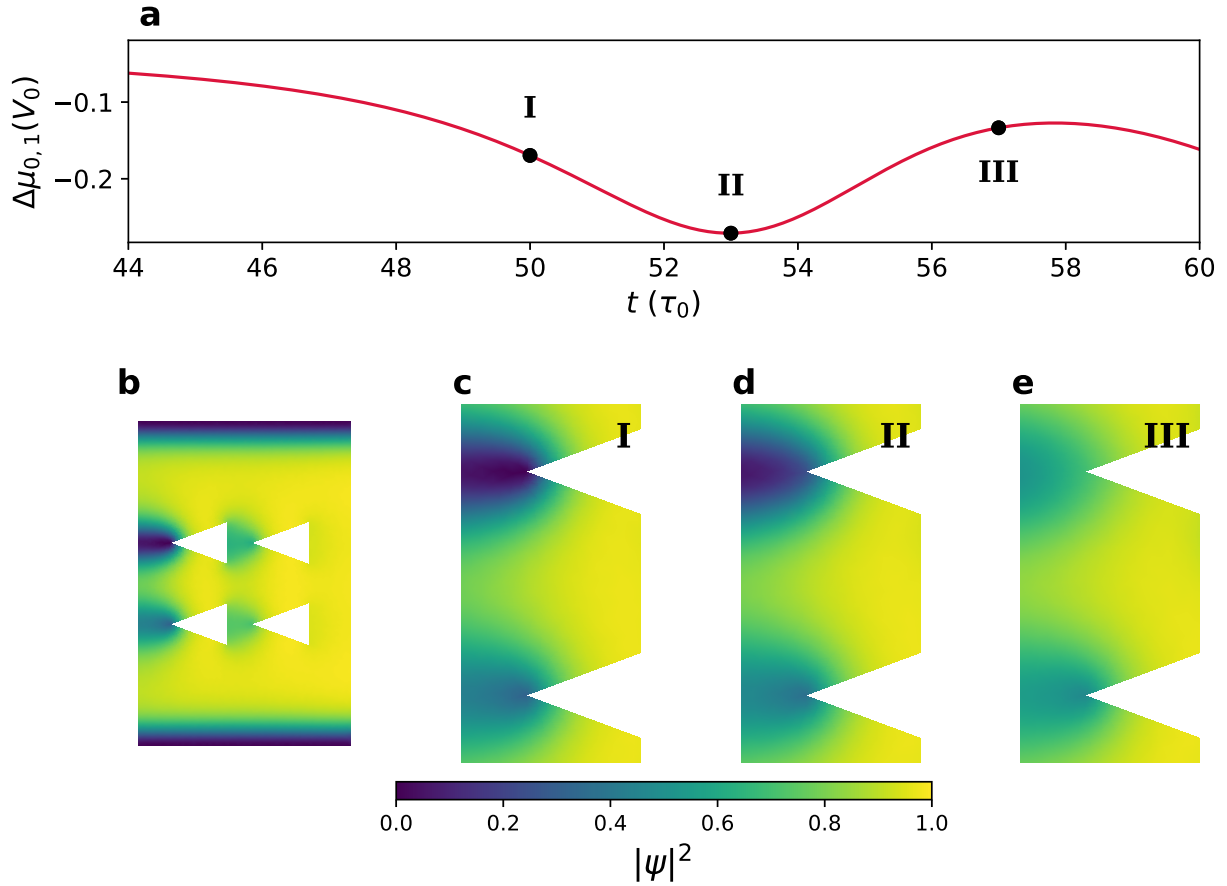


Figura 5.9: **Simulação TDGL da dinâmica de vórtices para a amostra Triangle.** Sob um campo aplicado de $B = 7$ mT para diferentes instantes de tempo (τ) (b-e). Evolução da tensão ao longo do tempo de simulação (a). Parâmetros utilizados nas simulações TDGL: comprimento de coerência $\xi = 40$ nm, profundidade de penetração $\lambda = 400$ nm e espessura $d = 0.2$ μ m. Os pontos pretos indicam o instante correspondente a cada mapa apresentado de b a e.

5.3 Campo no plano H_{in}

Nesta seção iremos discutir os resultados obtidos ao aplicarmos campo magnético no plano nos nossos dispositivos. O objetivo dessa etapa da pesquisa foi buscar uma compreensão da origem do efeito diodo observado em outros trabalhos na literatura (Hou *et al.*, 2023) e nos nossos dispositivos. Como será apresentado utilizamos um protocolo sólido a fim de melhor observar os efeitos do campo no plano.

Inicialmente, aplicamos um campo no plano nos quatro dispositivos para verificar o impacto do campo no plano nesses dispositivos (Fig.5.10). Observamos que a eficiência do SDE varia com o ângulo, tornando evidente que a maior eficiência ocorre quando o campo é ortogonal à corrente ($H_{\perp}$), e a menor eficiência quando o campo é paralelo à corrente ($H_{\parallel}$).

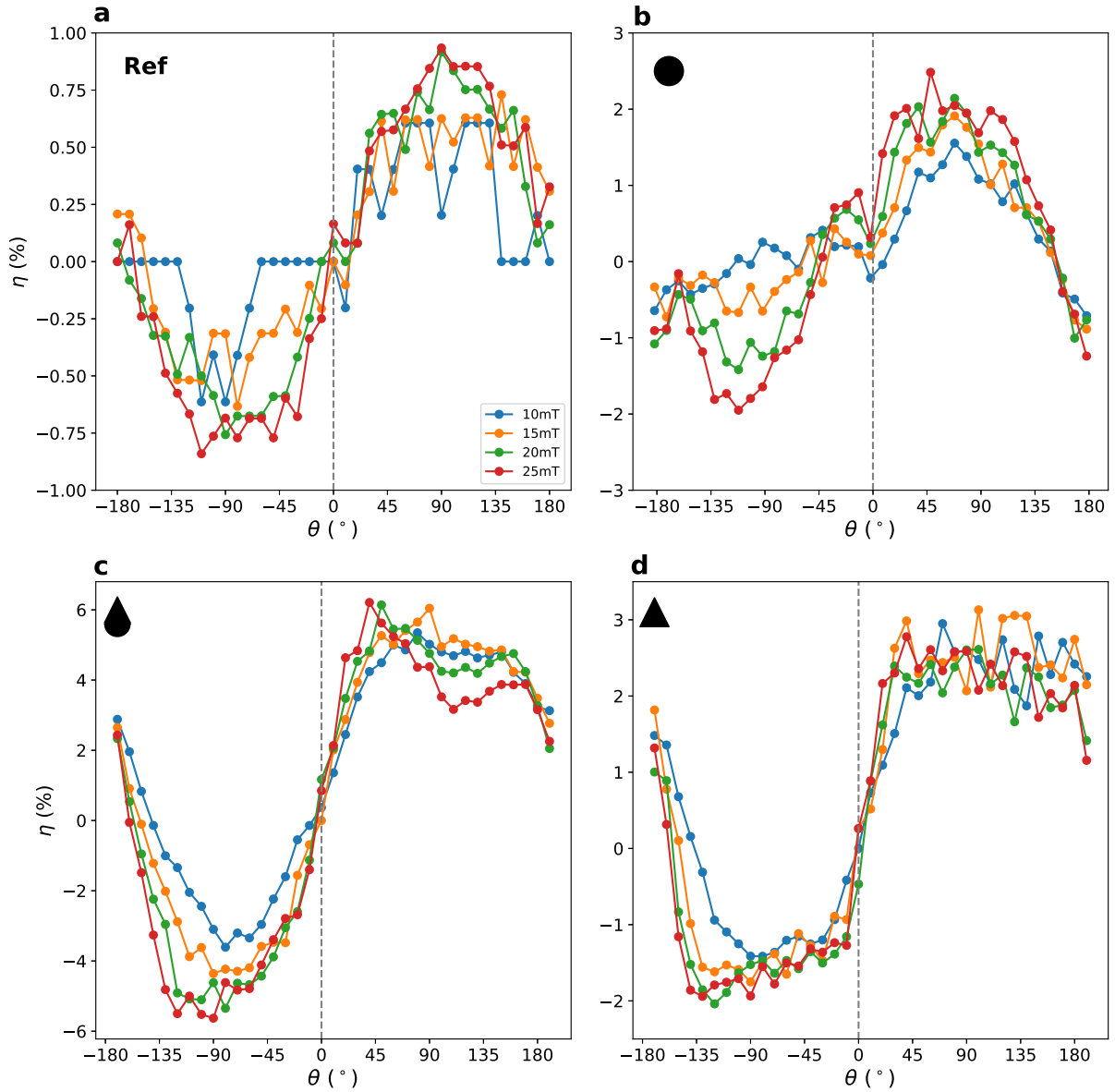


Figura 5.10: **Eficiência dos dispositivos submetidos a um campo magnético no plano H_{in} .** Os dispositivos (a) Reference, (b) Hole, (c) Drop, (d) Triangle foram submetidos a quatro faixas de campo de $\pm 12mT$ a $\pm 25mT$. Rotacionando um ângulo θ de 0° a 360°

É importante notar que o comportamento da eficiência difere para cada dispositivo devido à variação na forma dos defeitos padronizados. O dispositivo Gota (Drop) mostra a maior eficiência, seguido pelos dispositivos Triangle, Hole e Reference ($\eta_D > \eta_T > \eta_H > \eta_R$), como mostrado na tabela 5.2. Como esperado, o dispositivo de Reference exibe a menor eficiência.

Também observamos que, à medida que a intensidade do campo magnético aumenta, a eficiência aumenta em todos os dispositivos. Isso pode estar relacionado a uma componente fora do plano do campo magnético que se soma ao campo no plano, afetando a densidade da corrente de blindagem de Meissner. Isso poderia tanto intensificar quanto anular a corrente nos pontos de aglomeração (*crowding*). Para eliminar os efeitos dessa componente, escolhemos

duas abordagens: a primeira foi aplicar um campo magnético suficientemente forte fora do plano de 50mT, enquanto aplicávamos simultaneamente um campo constante de 200mT no plano e variávamos o ângulo de 0° a 360°. A intensidade do campo magnético fora do plano foi escolhida para garantir que não houvesse efeito diodo (Fig. 5.12) dependente do campo magnético fora do plano (H_z). Essa abordagem nos permitiu observar que a dependência angular do SDE está unicamente ligada ao campo magnético no plano, como visto na Fig. 5.12.

Mas antes, para garantir que a polaridade do campo H_z aplicado as amostras não interferisse no SDE no plano observado aplicamos um campo constante $H_z = \pm 50$ mT enquanto variávamos o campo no plano nas direções X e Y (perpendicular e paralelo em relação a direção de aplicação da corrente) em uma faixa de campo de $H_{in} = \pm 30$ mT. Em relação as direções definimos o campo paralelo a corrente H_x o campo na mesma direção de aplicação da corrente e o campo perpendicular o campo H_y , como pode ser visto na Fig.4.3.

A Fig.5.11 condensa os resultados dessa medida teste, o SDE observado em todos os casos é muito menor que 1, ou seja, não há um aumento do efeito diodo significativo e relevante ao inverter a polaridade do campo H_z , isso nos deixa livre para escolher qualquer polaridade de campo H_z , nos levando a compreender que o fato de aplicar um campo suficientemente forte para nuclear e aprisionar vortex nos dispositivos nos permitirá compreender se o campo aplicado no plano H_{in} é suficiente para produzir um efeito diodo e abrir caminhos para compreender as razões desse efeito.

Tabela 5.2: Valores absolutos de η para todos os dispositivos sob campo magnético no plano (dados da Fig. 5.10).

Dispositivo	$ \eta $ (%)
Reference	0,93
Hole	2,48
Drop	6,20
Triangle	3,13

Escolhemos os dispositivos de Reference e Drop para esta análise inicial porque eles exibiram as maiores e menores eficiências nos estudos anteriores, respectivamente. Observamos que a eficiência da Referência é um quarto da do dispositivo Drop ($\eta_{ref} = 0.25\eta_{drop}$), como esperado, já que não há defeitos padronizados. Neste caso, o efeito do campo magnético no plano (H_{in}), especificamente a blindagem de corrente de Meissner, interage com os efeitos de aglomeração de corrente nas bordas e cantos dos contatos do dispositivo, de modo que a dependência angular é mínima.

Embora a eficiência seja menor nesta configuração para ambos os dispositivos, observamos que a eficiência atinge seu máximo em ângulos perpendiculares à corrente ($\simeq 90$ e $\simeq 270$), e a curva de eficiência entre os valores máximo e mínimo é linear. É importante notar que a eficiência é reduzida neste caso devido à alta densidade de vórtices no dispositivo.

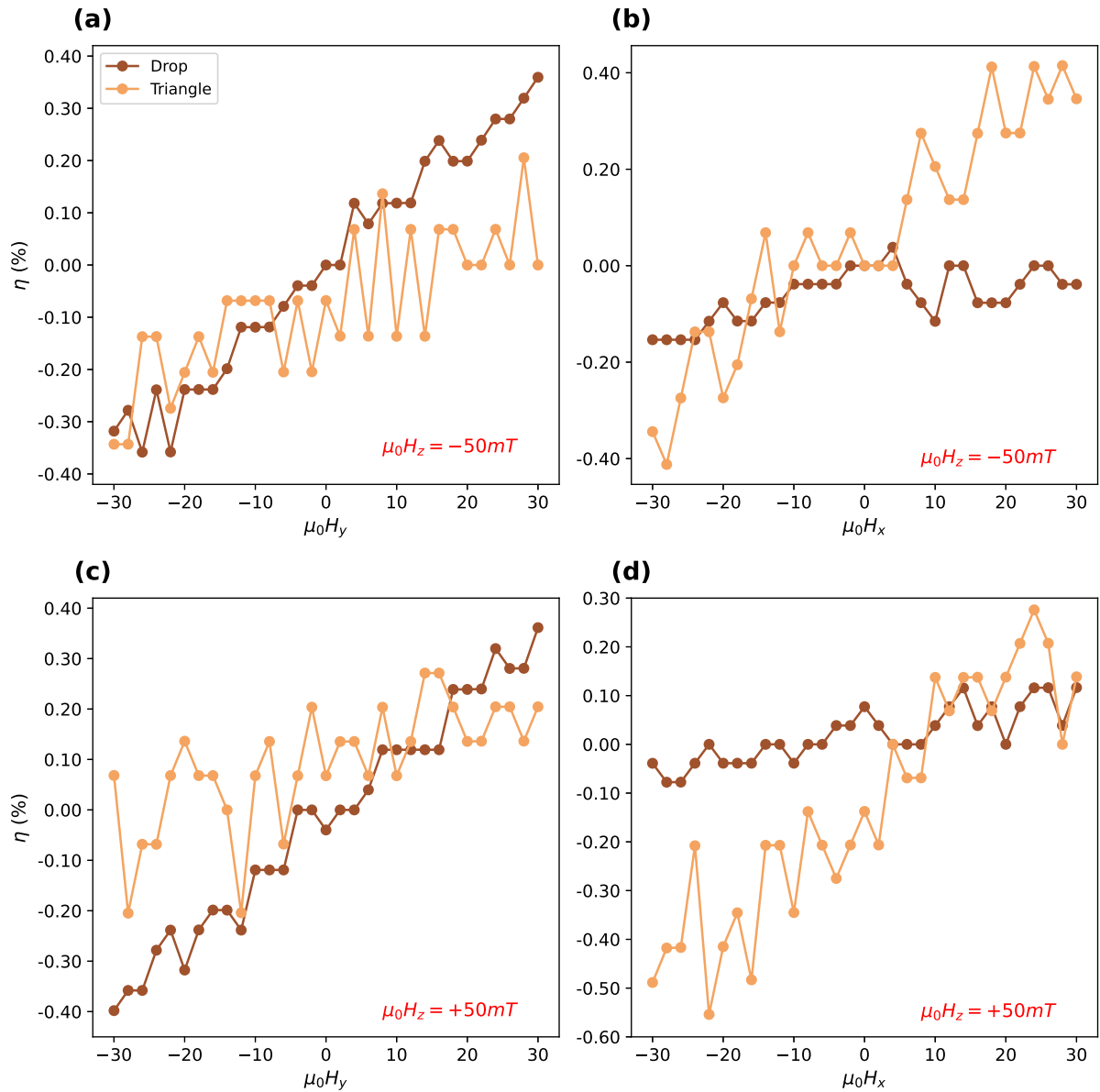


Figura 5.11: **Medida teste para verificar influência da polaridade do campo H_z durante medidas com campo no plano H_{in} .** (a) SDE para o campo aplicado perpendicular a corrente (H_y) com polaridade do campo fora do plano $-H_z$. (b) SDE para o campo aplicado paralelo a corrente (H_x) com polaridade do campo fora do plano $-H_z$. (c) SDE para o campo aplicado perpendicular a corrente (H_y) com polaridade $+H_z$. (d) SDE para o campo aplicado paralelo a corrente (H_x) com polaridade $+H_z$.

O efeito causado por H_{in} nessas configurações ocorre quando um campo magnético é aplicado no plano do supercondutor, induzindo uma corrente de blindagem de Meissner na superfície do supercondutor. Isso é similar à situação quando um campo magnético fora do plano é aplicado. No entanto, neste caso, a direção da corrente induzida difere: para um campo magnético fora do plano, a corrente de blindagem de Meissner circula no plano horizontal (xy), enquanto para um campo no plano, a corrente circula nos planos verticais (yz , xz), como ilustrado na Fig. 4.3. Adicionalmente, é crucial destacar que, quando o campo magnético é

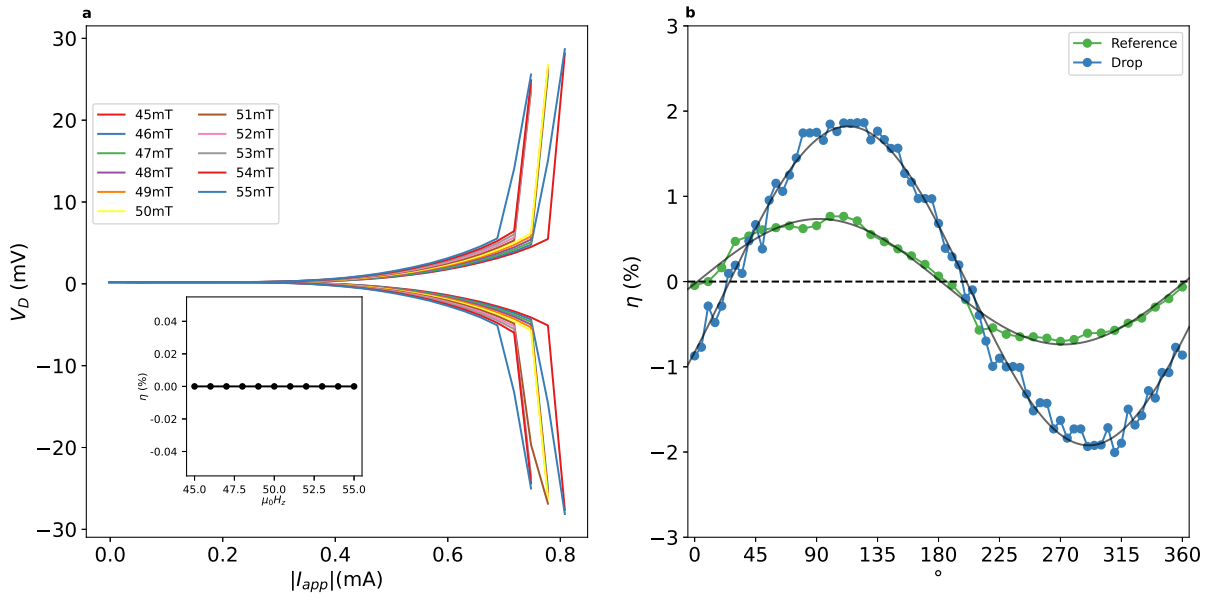


Figura 5.12: **Curva IxV e eficiência SDE para o campo no plano variando entre 0° e 360°.** (a) Curva IxV mostrando que não há efeito diodo para o campo magnético escolhido. O detalhe (inset) mostra que o SDE é zero. (b) Dependência da eficiência com o campo no plano para Reference e Drop, os dispositivos com menores e maiores eficiências respectivamente.

perpendicular ao plano, a corrente de blindagem de Meissner é paralela à corrente aplicada. Por outro lado, quando o campo magnético está no plano e paralelo à corrente, a corrente de blindagem de Meissner torna-se ortogonal à corrente, levando a um maior espalhamento e uma subsequente redução na eficiência do SDE. Ou seja, a corrente Meissner e as demais correntes que fluem nos dispositivos encontram duas bordas (superiores e inferiores) diferentes, a borda inferior tem a interface Nb/SiO_2 enquanto a borda superior tem a interface Nb/Nb_2O_5 , além da influência dos defeitos padronizados nos dispositivos.

Como parte do primeiro caminho escolhido, aplicamos os mesmos campos $H_z = 50\text{mT}$ e $H_{in} = \pm 200\text{mT}$, mas desta vez varremos o plano em três ângulos específicos: 0°, 45° e 90° ($H_{\parallel}$, $H_{\nearrow}$, $H_{\perp}$), como mostrado na Fig. 5.13. A linearidade observada na Fig. 5.12(b) é vista novamente aqui, indicando coerência entre as duas medições. Também foi observado que a menor eficiência ocorre quando o campo magnético é paralelo à corrente. Em contraste, a maior eficiência é vista quando o campo é perpendicular à corrente. Adicionalmente, a eficiência permaneceu consistente com o caso anterior (Fig. 5.12(b)), mantendo a coerência entre diferentes configurações e medições.

Também notamos que, do dispositivo Hole para o dispositivo Triangle (Fig. (5.13(a-c))), houve um aumento no desacoplamento (variação na inclinação) entre as medições feitas com os campos $H_{\nearrow}$ e $H_{\perp}$. Como discutido anteriormente, isso é atribuído às diferenças na forma dos defeitos padronizados, o que é particularmente evidente ao comparar os dispositivos Hole e Triangle.

Assim, observamos que o campo magnético no plano influencia diretamente o SDE

e sua eficiência, e que a forma dos defeitos também impacta esse efeito. As pontas ou o desalinhamento dos defeitos causam diferentes aglomerações de corrente em cada dispositivo, e essa aglomeração, quando coexiste com a corrente de Meissner, é responsável pelo efeito SDE observado nesses dispositivos. É importante notar que descartamos a possibilidade de ocorrência de supercondutividade de superfície, pois isso exigiria a condição $H_{c2} < H < \alpha H_{c2}$ (Saint-James; Gennes, 1963; Xie *et al.*, 2017). Durante nossas investigações, descobrimos que o H_{c2z} para nossos dispositivos é de 400mT (ver Capítulo 4), então, como o campo H_{c2} tende a ser muito mais proeminente no plano do que fora do plano, essa condição não se aplica. O campo magnético usado no plano é muito menor que H_{c2} fora do plano, e a componente Z desse campo torna-se irrelevante nesta análise. Esse comportamento juntamente com o fato das diferenças de interfaces (Nb/SiO_2 e Nb/Nb_2O_5) e bordas discutidas acima ajuda a explicar o SDE induzido por campo no plano observado em diodos SC feitos de Nb em (Hou *et al.*, 2023), onde os autores afirmaram carecer de uma explicação para esse efeito observado e obviamente também fornece uma sólida explicação para nossos resultados.

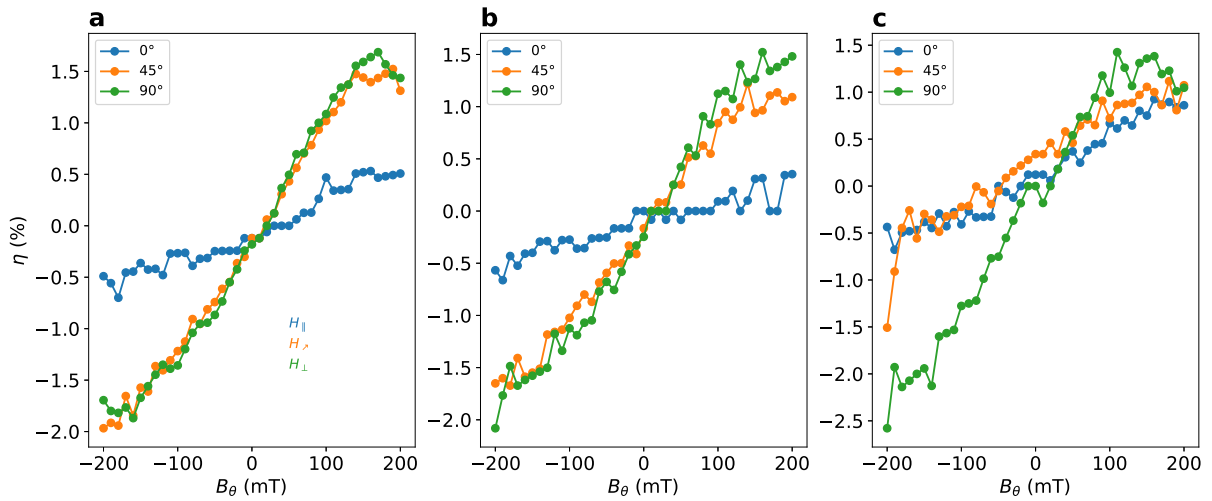


Figura 5.13: **Dependência da eficiência do SDE no plano para três ângulos diferentes para uma varredura de campo no plano.** Para o dispositivo (a) Hole, (b) Drop e (c) Triangle.

Agora de posse desses resultados podemos a exemplo do que fizemos para os resultados do campo fora do plano, podemos escrever a eficiência do diodo, que para esse caso chamamos de eficiência total do diodo ($\eta(H_z)$), uma vez que agora a eficiência depende das contribuições dos efeitos no plano e fora do plano. A eficiência total será na forma

$$\eta(H_z, \theta) = \eta_{in}(\theta) + \eta_z(H_z - H_0(\theta)), \quad (5.1)$$

onde o deslocamento de campo $H_0(\theta)$ contabiliza a componente perpendicular efetiva gerada por um ângulo de desalinhamento ϕ entre o plano da amostra e o plano $x-y$ do ímã vetorial:

$$H_0(\theta) = H_{in} \cos(\theta - \theta_0) \sin \phi. \quad (5.2)$$

A contribuição fora do plano η_z pode ser ajustada utilizando a expressão analítica simplificada

$$\eta_z(H_z - H_0) = \frac{a(H_z - H_0)}{1 + b(H_z - H_0)^2}, \quad (5.3)$$

onde a e b são parâmetros de ajuste. Esta forma funcional captura o aumento linear de η_z em campos baixos e o amortecimento de $1/H$ em campos maiores, em concordância com o comportamento discutido na seção anterior e em bom ajuste com os dados experimentais.

O segundo caminho que escolhemos para remover os efeitos da componente fora do plano foi aplicar um campo constante no plano $H_{in} = 100\text{mT}$, rotacionando de 0° a 180° , enquanto varremos com um campo fora do plano $H_{out} = \pm 10\text{mT}$. Com isso, é possível ver que há um deslocamento X e Y (campo magnético e eficiência, respectivamente) para cada ângulo (Fig. 5.14). Aqui, destacamos outro argumento que mostra a influência do campo no plano sobre o SDE, porque se o campo no plano não exercesse nenhum efeito, não observaríamos um deslocamento vertical das curvas; o deslocamento horizontal pode estar relacionado a uma componente fora do plano que é, no máximo, de 2.5 mT.

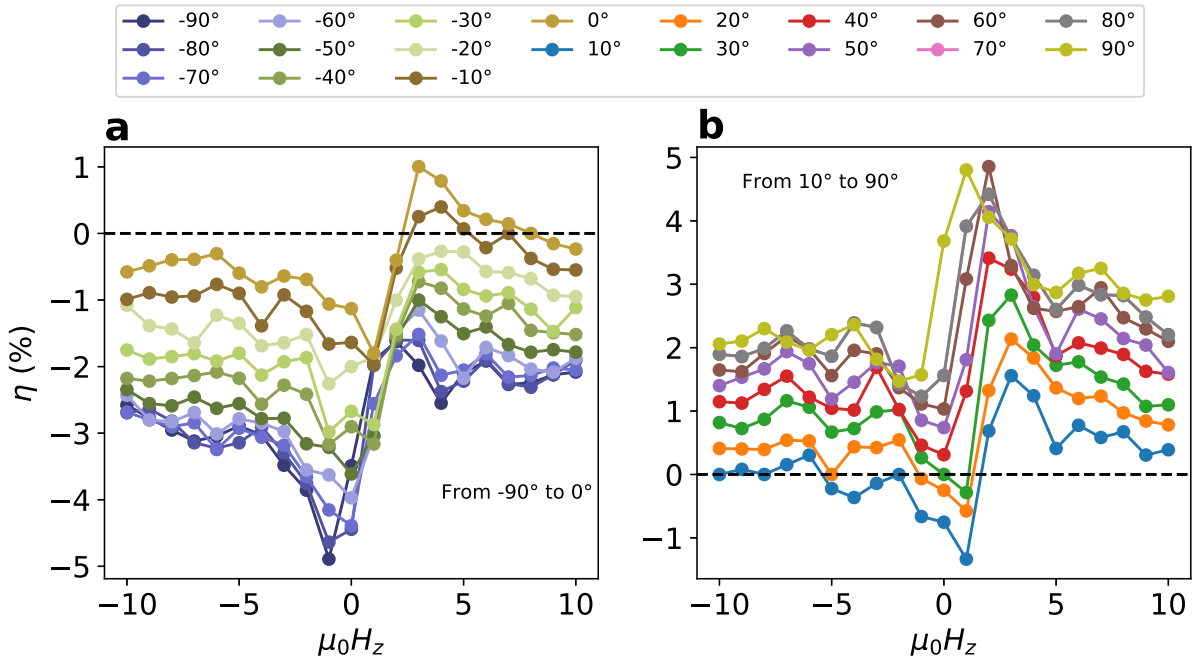


Figura 5.14: **Eficiência do SDE para o dispositivo Hole** para uma medida com um campo constante no plano rotacionando de 0° a 180° e uma varredura fora do plano de 10mT. (a) medições com campos de 0° a 90° . (b) medições com campos de 100° a 180° . Os deslocamentos em X e Y mostram a dependência do SDE com o campo no plano e o efeito da componente Z do campo magnético aplicado no plano.

Observamos que, mesmo para o dispositivo Hole, há um ganho considerável de eficiência nesta medida se compararmos com a medida inicial com apenas H_z , onde, naquela ocasião, a eficiência máxima foi de cerca de 2%; observamos um aumento de 3% na eficiência. Além disso, notamos uma simetria angular da eficiência, o que evidencia a simetria dos defeitos circulares e

que o desalinhamento dos defeitos é responsável pelo SDE, mostrando que a medida é confiável e o efeito é consistente independentemente da polaridade do campo no plano (diferentes ângulos); o mesmo ocorre para o campo fora do plano. É importante lembrar que esta eficiência η contém os efeitos de ambos os campos H_{in} e H_z .

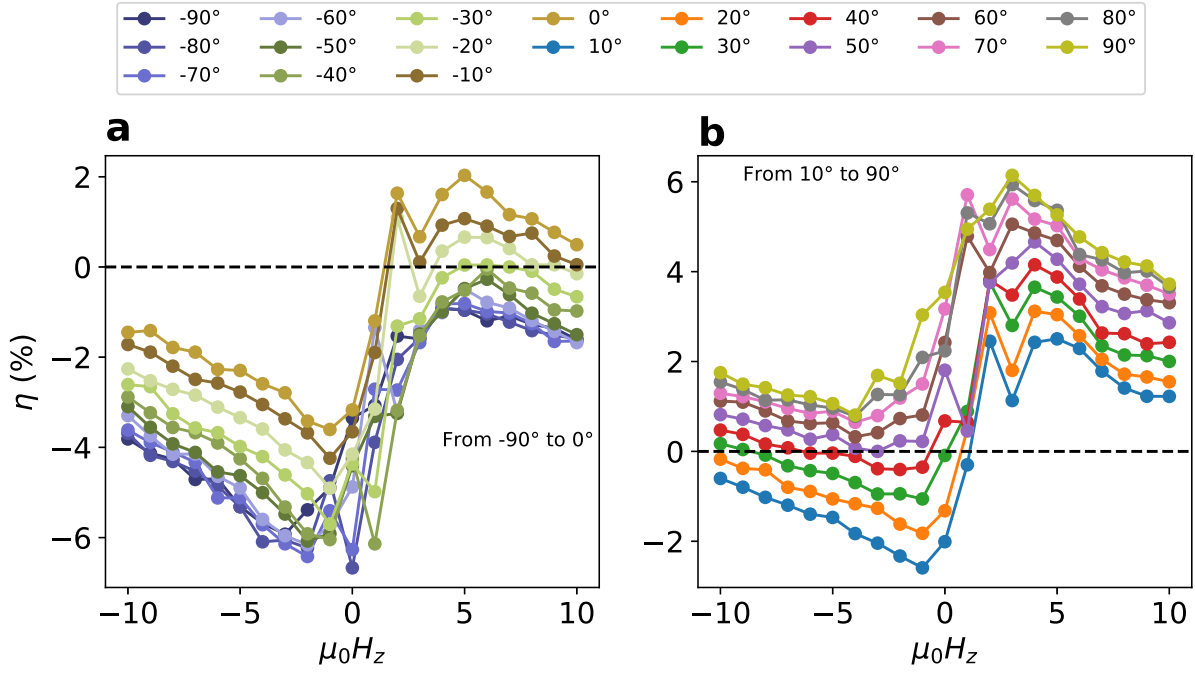


Figura 5.15: **Eficiência do SDE para o dispositivo Drop** para uma medida com um campo constante no plano rotacionando de 0° a 180° e uma varredura fora do plano de 10mT. (a) medições com campos de 0° a 90° . (b) medições com campos de 100° a 180° . Os deslocamentos em X e Y mostram a dependência do SDE com o campo no plano e o efeito da componente Z do campo magnético aplicado no plano.

Para o dispositivo Drop, também observamos um ganho de cerca de 3% e uma leve assimetria angular na qual a diferença entre $-\eta_{\min}$ e $+\eta_{\max}$ é de 0.33%. Para o dispositivo Triângulo, observamos um ganho de 4% em relação à medida com um campo apenas fora do plano H_z ; também notamos que a assimetria angular de 2% é a maior observada, sem dúvida devido à forma do triângulo que favorece pontos de aglomeração em diferentes ângulos, e as correntes nesses pontos podem se somar consideravelmente, reduzindo $I_{c\pm}$, ou podem se cancelar, o que explicaria essa assimetria. O dispositivo Reference nos permite confirmar o que observamos ao comparar os outros dispositivos: que a forma dos defeitos tem uma participação essencial no SDE e sua eficiência. Além disso, a eficiência de Reference é desprezível e, portanto, optamos por não usá-la nesta análise.

Usando a eq.5.3 podemos obter os resultados apresentados na Fig. 5.17, onde destacamos a eficiência SDE no plano (η_{in}). Observamos que, ao analisarmos apenas η_{in} , o dispositivo Triangle tem a maior eficiência, o que é consistente com o discutido acima, onde este dispositivo obteve o maior ganho em SDE quando comparado ao SDE dependente apenas de H_z . Também notamos que Hole e Drop têm comportamentos e eficiências similares, o que não surpreende,

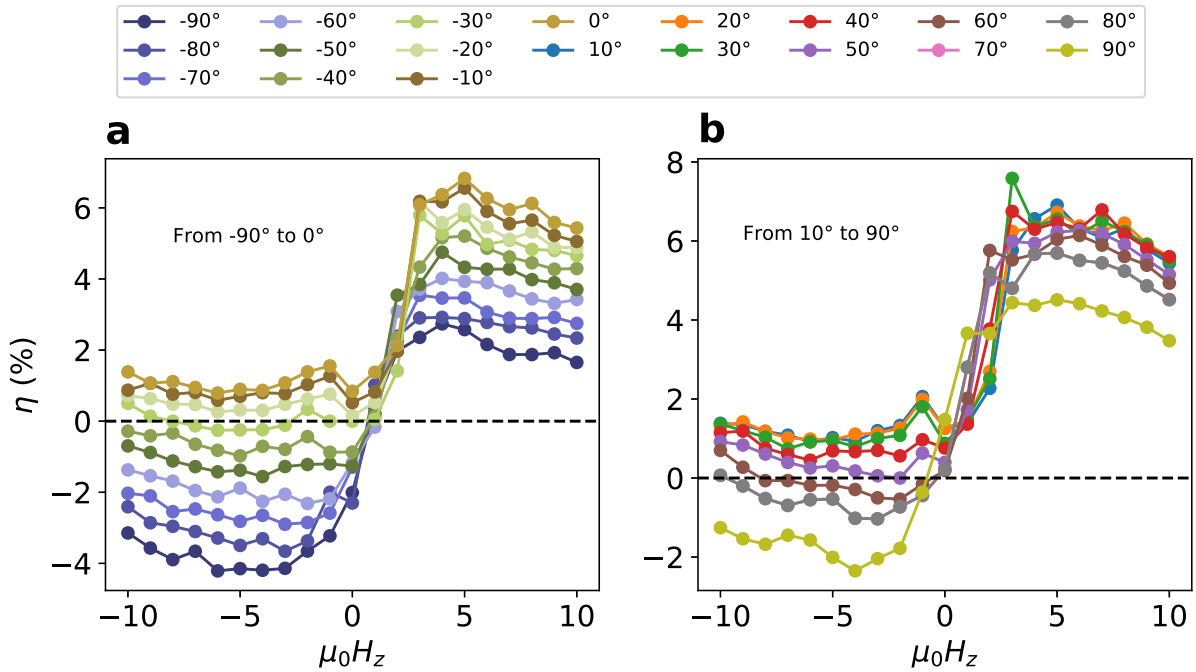


Figura 5.16: **Eficiência do SDE para o dispositivo Triangle** para uma medida com um campo constante no plano rotacionando de 0° a 180° e uma varredura fora do plano de 10 mT. (a) medições com campos de 0° a 90° . (b) medições com campos de 100° a 180° . Os deslocamentos em X e Y mostram a dependência do SDE com o campo no plano e o efeito da componente Z do campo magnético aplicado no plano.

dada a observação anterior de que o ganho foi o mesmo. Considerando apenas o SDE no plano, vimos que a eficiência é satisfatória e que, mais uma vez, as diferenças entre o SDE de cada dispositivo dependem do campo H_{in} e da forma dos defeitos. Tendo visto a diferença observada mais uma vez na Fig. (5.17), a similaridade entre Hole e Drop é compreensível, já que Drop é metade Triangle e metade Hole. Portanto, é de se esperar que seu comportamento seja um meio-termo entre um triângulo e um furo.

Usando dois métodos diferentes para isolar os efeitos do campo H_z , concluímos que η tem uma dependência angular, que é perceptível em outras configurações, seja com uma varredura no campo H_{in} ou no campo H_z ; essa dependência permanece notável. Outro fato relevante é que, em todas as medições com o campo no plano, ficou claro que, quando o campo é ortogonal à corrente, a eficiência do SDE é maior, e quando é paralelo, a eficiência se reduz quase a zero em alguns casos. Isso é interessante porque mostra que o campo pode controlar o diodo SC no plano ou combinando ambos os campos H_{in} e H_z , o que mostra a versatilidade de nossos dispositivos. Além disso, o entendimento obtido durante esta investigação nos permitiu obter uma explicação para o efeito SDE observado em dispositivos de Nb (Hou *et al.*, 2023), onde até então faltava uma razão, e nossa explicação para este efeito no plano pode abrir portas para novas investigações em diferentes tipos de dispositivos, dada a sutileza da Física envolvida.

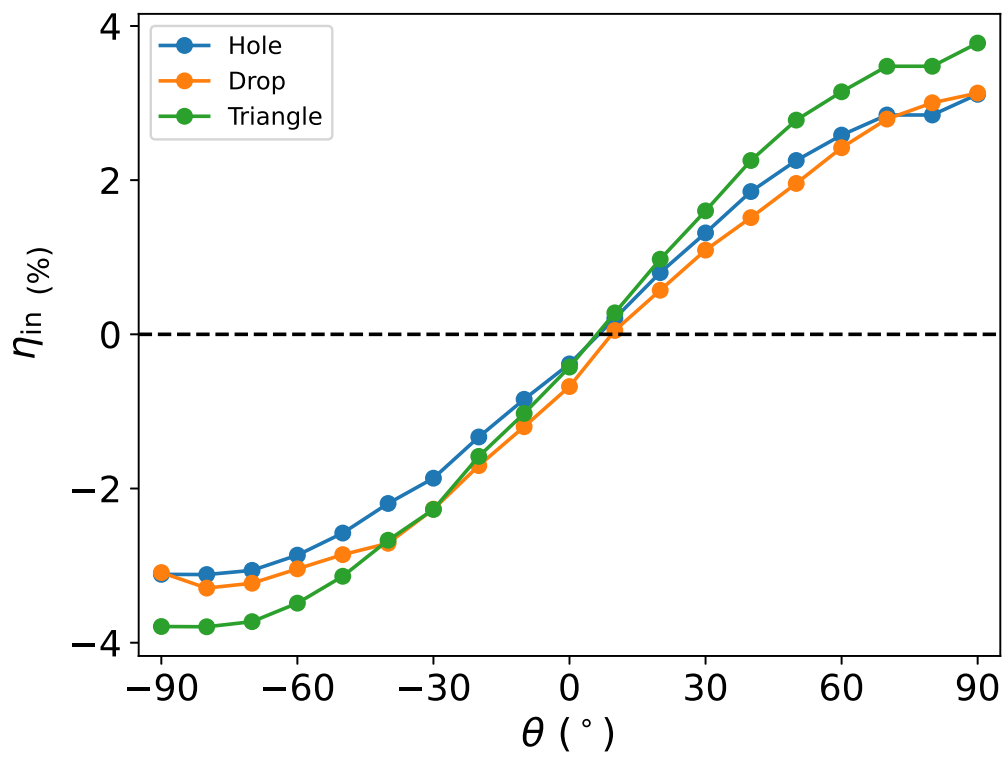


Figura 5.17: Comparação da eficiência dependente apenas do campo magnético no plano para as três amostras estudadas nesta fase da investigação.

Capítulo 6

Conclusão

Nossos dispositivos foram submetidos a dois tipos de análise. A primeira, com um campo apenas fora do plano (H_z), mostrou, para este caso, dependência com o campo aplicado e com a forma dos defeitos padronizados. O dispositivo Reference foi muito útil para enfatizar que a diferença no comportamento do SDE observado é, de fato, devida aos defeitos. Ainda nesta análise, descobrimos que dois efeitos principais controlam I_c nestes dispositivos: a coexistência da aglomeração de corrente (*current crowding*), da corrente de Meissner, *edge barrier* e o aprisionamento de volume (*bulk pinning*), para campos baixos e altos, respectivamente. Além disso, o campo H_{c1} observado experimentalmente nestes dispositivos também depende da forma ou do desalinhamento dos defeitos.

A segunda análise foi realizada com diferentes configurações para verificar a dependência angular de η . Em todas as configurações, observou-se que a eficiência do SDE depende do campo H_{in} e da forma dos defeitos padronizados. Também notamos que a eficiência é máxima quando o campo H_{in} é paralelo à corrente em todas as configurações. Quando ele é perpendicular à corrente, a eficiência é mínima. Isso ocorre porque a corrente de Meissner induzida pelo campo no plano será paralela à corrente aplicada quando o campo H_{in} for paralelo à corrente, e ortogonal à corrente aplicada quando H_{in} for perpendicular à corrente. Essa corrente que circula na superfície se soma ou se anula com a corrente aplicada, e isso explica o SDE no plano observado em nossos dispositivos e em (Hou *et al.*, 2023), que carecia de uma explicação para este efeito. A extração do SDE apenas do plano, η_{in} , mostra que essa eficiência é satisfatória quando comparada a η_z . Além disso, demonstra a versatilidade de nossos diodos, que podem ser controlados pelo campo H_{in} , por H_z , ou por ambos. Além dos resultados apresentados, a explicação fornecida para o SDE no plano pode motivar investigações futuras em diodos SC.

Referências

ANDO, Fuyuki *et al.* Observation of superconducting diode effect. **Nature**, Nature Publishing Group UK London, v. 584, n. 7821, p. 373–376, 2020.

ANH, Le Duc *et al.* Large superconducting diode effect in ion-beam patterned Sn-based superconductor nanowire/topological Dirac semimetal planar heterostructures. **Nature Communications**, Nature Publishing Group UK London, v. 15, n. 1, p. 8014, 2024.

ASLAMAZOV, LG; LEMNITSKII, SV. Resistive state in broad superconducting films. **Sov. Phys.-JETP (Engl. Transl.);(United States)**, Moscow Institute of Steel e Alloys, v. 57, n. 6, 1983.

BAUMGARTNER, Christian *et al.* Supercurrent rectification and magnetochiral effects in symmetric Josephson junctions. **Nature nanotechnology**, Nature Publishing Group UK London, v. 17, n. 1, p. 39–44, 2022.

BAURIEDL, Lorenz *et al.* Supercurrent diode effect and magnetochiral anisotropy in few-layer NbSe₂. **Nature communications**, Nature Publishing Group UK London, v. 13, n. 1, p. 4266, 2022.

BISHOP-VAN HORN, Logan. pyTDGL: Time-dependent Ginzburg-Landau in python. **Computer Physics Communications**, Elsevier, v. 291, p. 108799, 2023.

BISHOP-VAN HORN, Logan; MUELLER, Eli; MOLER, Kathryn A. Vortex dynamics induced by scanning SQUID susceptometry. **Physical Review B**, APS, v. 107, n. 22, p. 224509, 2023.

CARAPPELLA, Giovanni; SABATINO, Paolo; COSTABILE, Giovanni. Considerable asymmetry of the critical current in a niobium thin strip of plano-convex section. **Journal of Applied Physics**, AIP Publishing, v. 111, n. 5, 2012.

CLEM, John R.; BERGGREN, Karl K. Geometry-dependent critical currents in superconducting nanocircuits. **Phys. Rev. B**, American Physical Society, v. 84, p. 174510, 17 nov. 2011. DOI: 10.1103/PhysRevB.84.174510.

CLEM, John R. *et al.* Predicted field-dependent increase of critical currents in asymmetric superconducting nanocircuits. **Phys. Rev. B**, American Physical Society, v. 85, p. 144511, 14

abr. 2012. DOI: [10.1103/PhysRevB.85.144511](https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.85.144511). Disponível em: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.85.144511>.

DAIDO, Akito; IKEDA, Yuhei; YANASE, Youichi. Intrinsic Superconducting Diode Effect. **Phys. Rev. Lett.**, American Physical Society, v. 128, p. 037001, 3 jan. 2022. DOI: [10.1103/PhysRevLett.128.037001](https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.128.037001). Disponível em: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.128.037001>.

DÍEZ-MÉRIDA, J *et al.* Symmetry-broken Josephson junctions and superconducting diodes in magic-angle twisted bilayer graphene. **Nature Communications**, Nature Publishing Group UK London, v. 14, n. 1, p. 2396, 2023.

ELISTRATOV, Andrey A. *et al.* Field-dependent critical current in type-II superconducting strips: Combined effect of bulk pinning and geometrical edge barrier. **Phys. Rev. B**, American Physical Society, v. 66, p. 220506, 22 dez. 2002. DOI: [10.1103/PhysRevB.66.220506](https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.66.220506). Disponível em: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.66.220506>.

HARRINGTON, SA; MACMANUS-DRISCOLL, JL; DURRELL, JH. Practical vortex diodes from pinning enhanced YBa₂Cu₃O_{7- δ} . **Applied Physics Letters**, AIP Publishing, v. 95, n. 2, 2009.

HE, James Jun; TANAKA, Yukio; NAGAOSA, Naoto. A phenomenological theory of superconductor diodes. **New Journal of Physics**, IOP Publishing, v. 24, n. 5, p. 053014, 2022.

HENRICH, D. *et al.* Geometry-induced reduction of the critical current in superconducting nanowires. **Phys. Rev. B**, American Physical Society, v. 86, p. 144504, 14 out. 2012. DOI: [10.1103/PhysRevB.86.144504](https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.86.144504). Disponível em: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.86.144504>.

HOPE, Marius K. *et al.* Interfacial control of vortex-limited critical current in type-II superconductor films. **Phys. Rev. B**, American Physical Society, v. 104, p. 184512, 18 nov. 2021. DOI: [10.1103/PhysRevB.104.184512](https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.104.184512). Disponível em: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.104.184512>.

HOU, Yassen *et al.* Ubiquitous Superconducting Diode Effect in Superconductor Thin Films. **Phys. Rev. Lett.**, American Physical Society, v. 131, p. 027001, 2 jul. 2023. DOI: [10.1103/PhysRevLett.131.027001](https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.131.027001). Disponível em: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.131.027001>.

ILIĆ, S.; BERGERET, F. S. Theory of the Supercurrent Diode Effect in Rashba Superconductors with Arbitrary Disorder. **Phys. Rev. Lett.**, American Physical Society, v. 128, p. 177001, 17 abr. 2022. DOI: [10.1103/PhysRevLett.128.177001](https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.128.177001). Disponível em: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.128.177001>.

ILIN, K. *et al.* Critical current of Nb, NbN, and TaN thin-film bridges with and without geometrical nonuniformities in a magnetic field. **Phys. Rev. B**, American Physical Society,

v. 89, p. 184511, 18 maio 2014. DOI: [10.1103/PhysRevB.89.184511](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.89.184511). Disponível em: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.89.184511>.

JEFFREY GARDNER, H *et al.* Enhancement of superconductivity by a parallel magnetic field in two-dimensional superconductors. **Nature physics**, Nature Publishing Group UK London, v. 7, n. 11, p. 895–900, 2011.

LIN, Jiang-Xiazi *et al.* Zero-field superconducting diode effect in small-twist-angle trilayer graphene. **Nature Physics**, Nature Publishing Group UK London, v. 18, n. 10, p. 1221–1227, 2022.

LOTFIZADEH, Neda *et al.* Superconducting diode effect sign change in epitaxial Al-InAs Josephson junctions. **Communications Physics**, Nature Publishing Group UK London, v. 7, n. 1, p. 120, 2024.

LYU, Yang-Yang *et al.* Superconducting diode effect via conformal-mapped nanoholes. **Nature communications**, Nature Publishing Group UK London, v. 12, n. 1, p. 2703, 2021. DOI: [10.1038/s41467-021-23077-0](https://doi.org/10.1038/s41467-021-23077-0).

MAKSIMOVA, GM. Mixed state and critical current in narrow semiconducting films. **Physics of the Solid State**, Springer, v. 40, p. 1607–1610, 1998.

PAL, Banabir *et al.* Josephson diode effect from Cooper pair momentum in a topological semimetal. **Nature physics**, Nature Publishing Group UK London, v. 18, n. 10, p. 1228–1233, 2022.

PLOURDE, B. L. T. *et al.* Influence of edge barriers on vortex dynamics in thin weak-pinning superconducting strips. **Phys. Rev. B**, American Physical Society, v. 64, p. 014503, 1 jun. 2001. DOI: [10.1103/PhysRevB.64.014503](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.64.014503). Disponível em: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.64.014503>.

SAINT-JAMES, Daniel; GENNES, PG de. Onset of superconductivity in decreasing fields. **Physics Letters**, North-Holland, v. 7, n. 5, p. 306–308, 1963.

SCAMMELL, Harley D; LI, JIA; SCHEURER, Mathias S. Theory of zero-field superconducting diode effect in twisted trilayer graphene. **2D Materials**, IOP Publishing, v. 9, n. 2, p. 025027, 2022.

TINKHAM, Mer. Effect of fluxoid quantization on transitions of superconducting films. **Physical Review**, APS, v. 129, n. 6, p. 2413, 1963.

TINKHAM, Michael. **Introduction to Superconductivity**. Second. New York: McGraw-Hill, Inc., 1996. (International Series in Pure and Applied Physics). ISBN 0-07-064878-6.

VODOLAZOV, D. Yu. Squeezed and nascent vortices in a thin normal layer with proximity induced superconductivity. **Phys. Rev. B**, American Physical Society, v. 110, p. 014517, 1 jul. 2024. DOI: 10.1103/PhysRevB.110.014517. Disponível em: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.110.014517>.

XIE, Hong-Yi *et al.* Onset of surface superconductivity beyond the Saint-James–de Gennes limit. **Physical Review B**, APS, v. 96, n. 10, p. 104516, 2017.

YUAN, Noah FQ; FU, Liang. Supercurrent diode effect and finite-momentum superconductors. **Proceedings of the National Academy of Sciences**, National Acad Sciences, v. 119, n. 15, e2119548119, 2022.

Apêndice A

Resultados complementares

Neste apêndice apresentaremos a seguir alguns dos resultados que não constam no texto principal mas serviram de base ou guia para os resultados principais que foram discutidos nos resultados desse trabalho. Não iremos tomar muito tempo explicando esses resultados porque eles servem de complemento aos resultados principais apresentados.

O primeiro resultado é experimental a Fig.A.1 apresenta um mapa mostrando a assimetria das correntes críticas $I_c^\pm$ para cada dispositivo estudado com um campo H_z . Observamos uma clara assimetria entre os dispositivos e nos dispositivos, pois há um pequeno 'drift' de I_{max}^c , ou seja o ponto onde as correntes positivas e negativas são máximas não coincidem com o campo nulo, isso é devido a artefatos durante as medidas experimentais como pequenos ruídos eletrônicos ou térmicos.

Na sequência, na Fig.A.2, apresentamos as curvas de corrente crítica I_c^{exp} e I_c^{sim} experimental e simuladas normalizadas em campo e correntes para melhor visualização, a exemplo da Fig.5.5 no texto principal. Esse resultado serviu para comparar qualitativamente os resultados simulados em função dos resultados experimentais. Apesar de visualmente a simulação ter descrito melhor os dados experimentais do dispositivo Hole (Fig.A.2(b)) vimos no texto principal que as simulações foram perfeitamente capazes de ajudar no entendimento da física envolvida nos nossos dispositivos durante nossos estudos. Detalhe para os painéis abaixo de cada curva que representa a diferença absoluta (erro) entre a medida experimental e a simulação, esse erro mostra que ainda temos margem para uma simulação mais refinada caso haja interesse em estudar casos mais específicos ou *fitar* melhor os dados experimentais, no caso deste trabalho estamos satisfeitos com os resultados simulados obtidos, tendo em vista o tempo e capacidade computacional disponível.

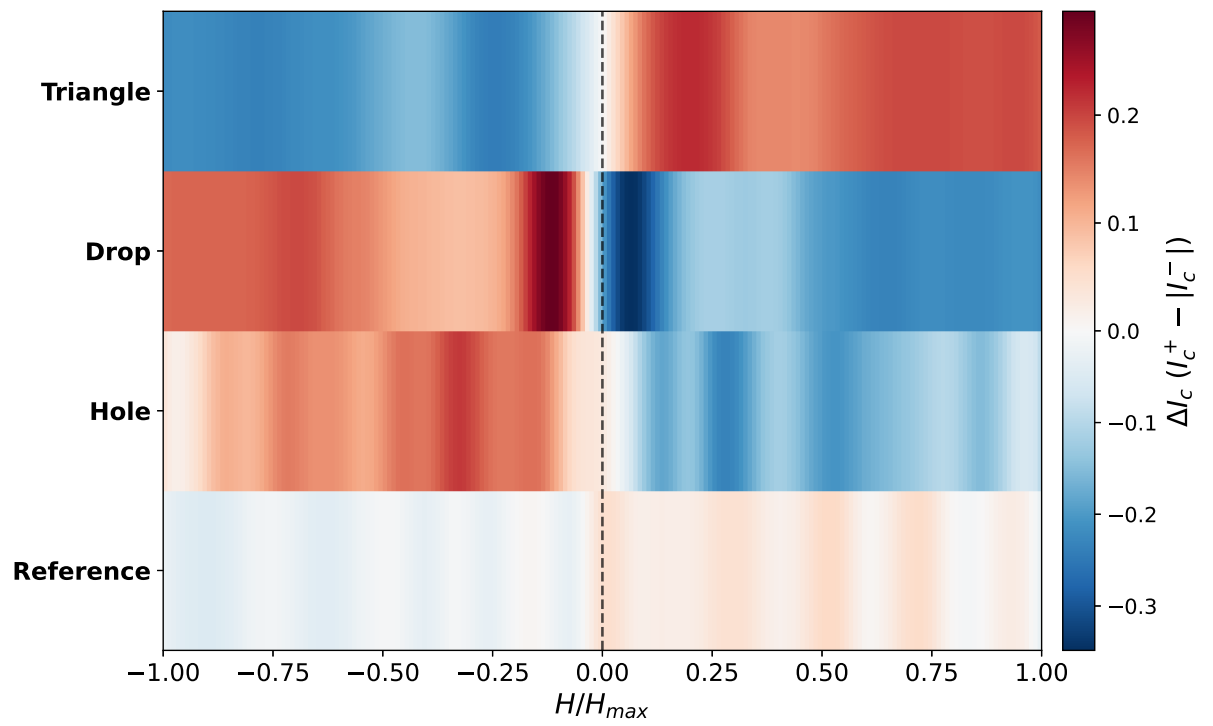


Figura A.1: **Mapa de assimetrias das correntes críticas I_c .** Para todos os dispositivos e medidos sob um campo H_z .

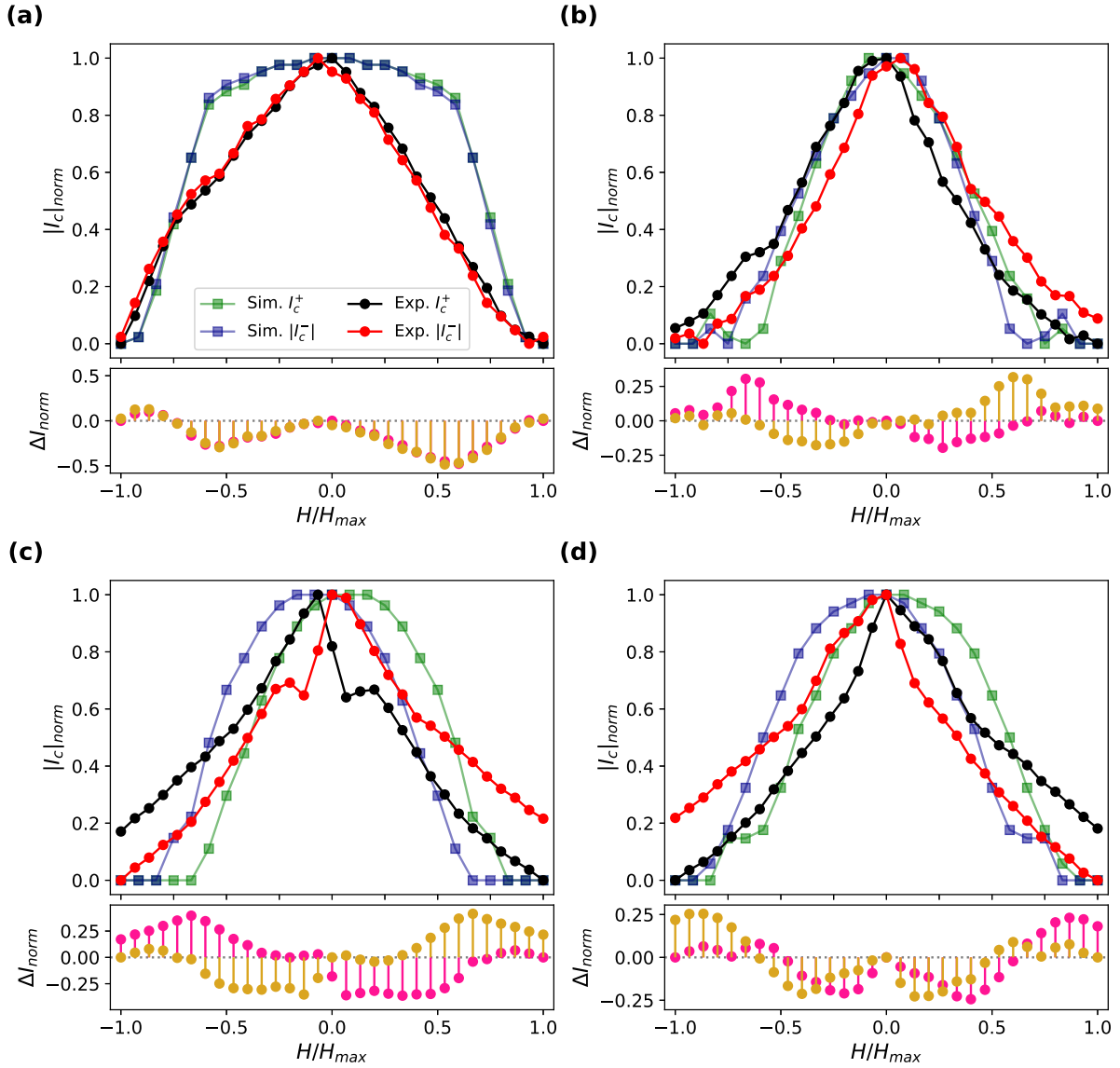


Figura A.2: **Comparação entre os resultados experimentais e as simulações teóricas da corrente crítica normalizada $|I_c|_{norm}$ em função do campo magnético normalizado (H/H_{max}) para diferentes geometrias de filmes de Nióbio.** Os painéis representam as amostras: (a) Reference (simétrica), (b) Hole, (c) Drop e (d) Triangle. Nos painéis superiores, os símbolos circulares representam os dados experimentais para a polaridade de corrente positiva (preto, Exp. I_c^+) e o valor absoluto da polaridade negativa (vermelho, Exp. $|I_c^-|$). As curvas sólidas com marcadores quadrados denotam as transições obtidas via simulações baseadas nas equações de Ginzburg-Landau (pyTDGL) para as respectivas correntes (verde para Sim. I_c^+ e azul para Sim. $|I_c^-|$). Nos painéis inferiores, os gráficos de haste detalham o resíduo absoluto ($\Delta I_{norm} = \text{Experimento} - \text{Simulação}$) para evidenciar as divergências entre o modelo ideal e o sistema real. As hastes em magenta correspondem aos erros da corrente positiva e as hastes em dourado representam os erros da corrente negativa. Valores positivos de ΔI_{norm} indicam regiões onde o ancoramento de vórtices (*pinning*) por defeitos intrínsecos do material prolonga o estado supercondutor em relação à matriz puramente teórica da simulação. A acentuada divergência assimétrica nos resíduos das amostras (c) e (d) ilustra quantitativamente a manifestação do Efeito Diodo Supercondutor.

Apêndice B

Contribuições em demais projetos

Nesse apêndice mostraremos como a técnica de tratamento e análise de dados desenvolvida durante esse doutorado pode ser usada. Esses resultados são parte de uma pesquisa de CoTb desenvolvida no nosso grupo de pesquisa. A pesquisa está em fase inicial, mas os resultados obtidos até esse momento apontam de maneira otimista para um efeito diodo supercondutor resistente em condições de campo altos e baixos, de modo que o filme de CoTb esteja mediando e controlando esse efeito. Como pode ser visto, o efeito diodo superocndutor não inverte o sentido com a inversão de polaridade do campo, se mantém sempre positivo $\eta \geq 0$. A identificação "*positive*" e "*negative*" se refere ao campo aplicado H_z antes da medida para saturar o filme de CoTb. As medidas foram feitas com um campo aplicado no plano das amostras.

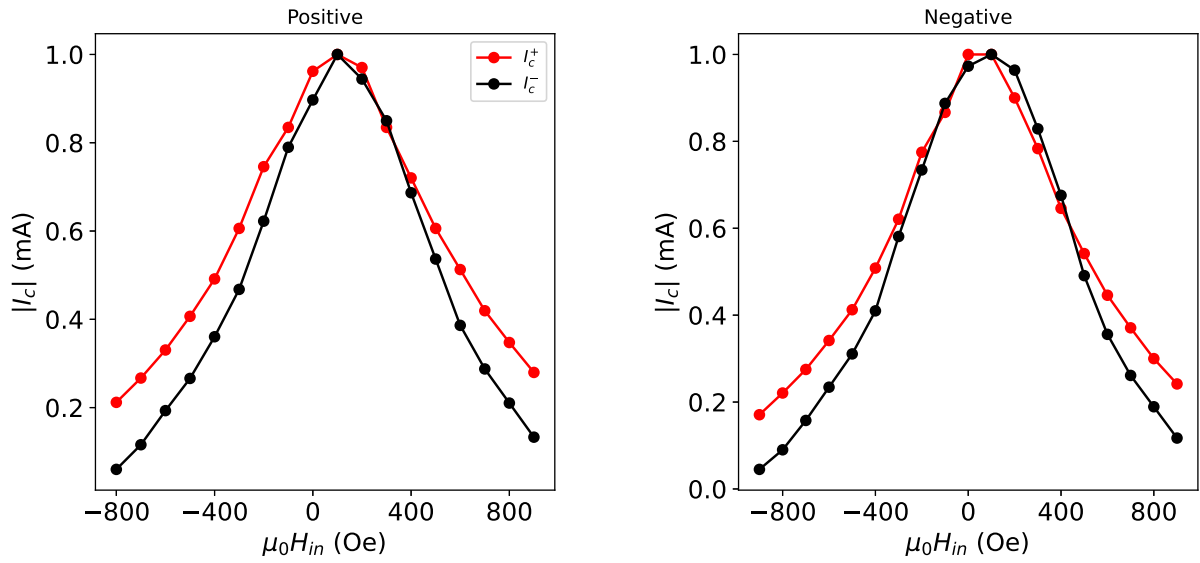


Figura B.1: **Corrente Crítica I_c normalizada** para as diferentes polaridades de saturação. As amostras foram saturadas com um campo fora do plano em um passo prévio as medidas. As medidas foram realizadas com campo magnético no plano. Positive é a polaridade positiva do campo fora do plano e Negative é a polaridade negativa do campo aplicado fora do plano, ambos no intuito de saturar a amostra.

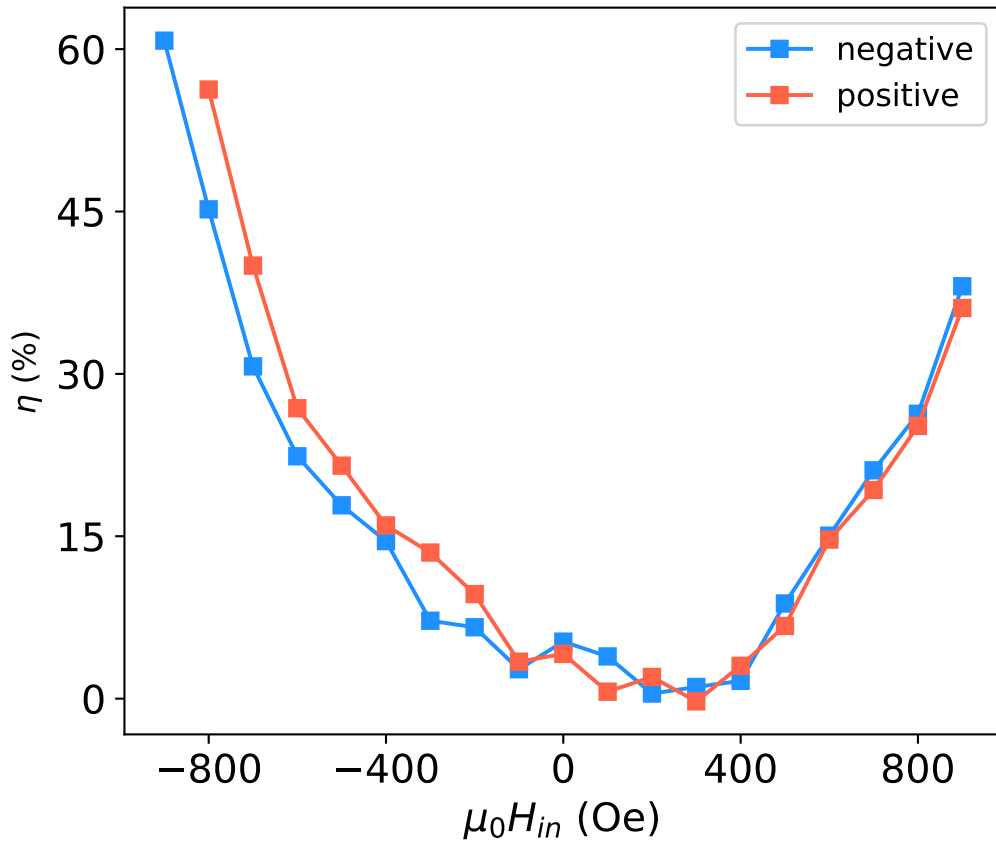


Figura B.2: **Eficiência η**

Para um mesmo dispositivo depois de submetido a duas polaridades de saturação fora plano.