



UNIVERSIDADE FEDERAL DE SÃO CARLOS

**CENTRO DE CIÊNCIAS EXATAS E TECNOLÓGICAS
DEPARTAMENTO DE FÍSICA**

PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO DE FÍSICA

**Estudo de Efeitos Quânticos em Redes de Junções Josephson SNS
e SIS com Composição Nb-Cu_xAl_yO_z-Nb através da Indução de
Vórtices por Conseqüência do Tamanho de Rede**

Autor: *Víctor Anthony García Rivera*

Orientador: Prof. Dr. *Fernando M. Araújo-Moreira*

Co-Orientador: Dr. *Sergei Sergeenkov*

**Tese de Doutorado apresentada
ao programa de Pós-Graduação
em Física da UFSCar
para a obtenção do Título de
Doutor em Física.
(área de concentração:
Física da Matéria Condensada)**

**São Carlos – SP
Outubro 2009**

**Ficha catalográfica elaborada pelo DePT da
Biblioteca Comunitária/UFSCar**

G216ee

Garcia Rivera, Victor Anthony.

Estudo de efeitos quânticos em redes de junções Josephson SNS e SIS com composição $\text{Nb-Cu}_x\text{Al}_y\text{O}_z\text{-Nb}$ através da indução de vórtices por consequência do tamanho de rede / Victor Anthony Garcia Rivera. -- São Carlos : UFSCar, 2009.

334 f.

Tese (Doutorado) -- Universidade Federal de São Carlos, 2009.

1. Supercondutividade. 2. Josephson, Junções. 3. Curvas características $V \times I$. 4. Coulomb, Bloqueio de. 5. Transição de fase quântica. 6. Dispositivos supercondutores de interferência quântica. I. Título.

CDD: 537.623 (20^a)

VÍCTOR ANTHONY GARCÍA RIVERA

Tese de Doutorado submetida à
Coordenação do Programa de Pós-
Graduação em Física, da Universidade
Federal de São Carlos, como requisito
parcial para a obtenção do título de
Doutor em Ciências.

Aprovado em 16 de outubro de 2009.

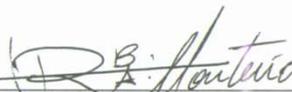
BANCA EXAMINADORA



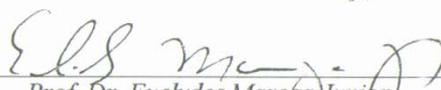
Prof. Dr. Fernando Manuel Afonso Moreira
Universidade Federal de São Carlos - DF



Prof. Dr. Oscar Ferreira de Lima
Universidade Estadual de Campinas - IFGW



Prof. Dr. José Roberto Boffino de Almeida Monteiro
Universidade de São Paulo - EESC



Prof. Dr. Euclides Marega Junior
Universidade de São Paulo - IFSC



Prof. Dr. Claudio Antonio Cardoso
Universidade Federal de São Carlos - DF

Com suporte financeiro do *Conselho Nacional de
Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq)*.

Dedicatória

*A minha filha Sami Sayarumi
sendo você tão pequenininha
trouxe e da tanta alegria a sua mãe e a mim
que agora só quero dar a você o
mesmo amor que dou a tua mãe e
o exemplo que recebe de meus pais.*

*A minha esposa Maritza,
minha eterna acompanhante,
obrigado por cada dia fazer-me mais feliz.
Pais cada dia aprendo mais, mas ainda
lembro de seus exemplos de vida,
Obrigado.*

Agradecimientos

En el recorrer de mi formación de doctorado fui aprendiendo muchas cosas nuevas cada día, esto no hubiese sido posible sin contar con el enorme apoyo de mi orientador, Prof. Dr. Fernando Manuel Araújo Moreira. Quiero agradecerle por la gran ayuda en la elaboración de esta tesis, sus discusiones para el enriquecimiento del trabajo, su continuo incentivo en el desarrollo del proyecto, por su valiosa amistad y compañerismo durante toda esta etapa de mi vida, gracias.

Al profesor Euclides Marega Junior, realmente sin su apoyo y colaboración no hubiera sido posible la culminación de este trabajo. Le agradeceré siempre la confianza depositada en mí. A mi ex orientador, Prof. Luiz Carlos Barbosa, una vez usted me dijo: "... sabes que es lo mas importante en una carrera para un corredor...". Y fue usted quien me enseñó a dar el primer paso.

A mi co-orientador Sergei Sergeenkov, con sus sugerencias y colaboración esta tesis fue beneficiada en su contenido tanto teórico como en las interpretaciones de los resultados obtenidos.

A las personas responsables por el funcionamiento del Departamento de Física que me dieron la oportunidad de poder culminar mis estudios profesionales en Física, aquí en Brasil, continuando así lo que fue iniciado en la Universidad Nacional Federico Villarreal pasando por la UNICAMP.

A los colegas de grupo GMD Cecilia Stari, Nicolau Souza, Yuri, Rafael Salla, Felipe Merlo, Leonelio Cichetto, José Clabel y Elmer Savedra, por el auxilio en la solución de problemas y sugerencias para el desarrollo de esta tesis. Y a Carlos Alberto Souza del Instituto de Física de São Carlos, tu ayuda valió la pena.

A los muchachos que trabajaron conmigo y me permitieron co-orientarlos en sus trabajos de iniciación científica Rafael, Felipe, Larissa, Juliana, Bruno y Eduardo.

Estando tan distantes conseguimos mantener nuestros lazos el cual nos une cada día más y más. Nos damos fuerza para poder caminar, pues a donde vamos sabemos que no estamos solos. Nuestros caminos son diferentes, pero cuando nos necesitamos nuevamente todos estamos juntos, como en un inicio. A mis padres y hermanos, esta conquista también es suya.

Maritza, sabes, pensé en algún momento de mi vida que existían limites, pero tú me has mostrado todo lo contrario, no sé cuanto amor y felicidad me darás en lo que me resta de mi vida. Ahora por ti, este momento es posible.

A mis profesores de la Universidad Federico Villarreal: Jorge, Juan, Rubén, Espichan y Arminda.

A mis amigos y amigas del Perú, que aún creen que la física es de pocos, gracias.

A mis colegas de la UNICAMP Ali García, Juan Medina y Segundo Nilo, personas muy especiales que siempre me ayudaron y apoyaron en los momentos difíciles.

Quiero reservar este espacio para agradecer a las personas que de alguna manera participaron de la elaboración de este trabajo de doctorado.

Dios, gracias por darme en mi vida lo que hoy tengo.

¿Por que esta magnífica tecnologia científica, que economiza trabalho e faz a vida mais fácil, aporta tão pouca felicidade? A resposta foi simplesmente: porque ainda não aprendemos a usar-la com tino.

Albert Einstein

Quando perguntaram a Einstein, que armas se empregariam na terceira guerra mundial respondeu: " Não sei não, mas na quarta será com paus e pedras " .

Albert Einstein

Deus não só joga aos dados; às vezes os joga onde não se pode enxergar.

Stephen William Hawking

O que vive de esperanças corre o risco de morrer de fome.

Benjamín Franklin

Há algumas coisas que são tão serias que só podés brincar com elas.

Niels Henrik David Bohr

É redigida esta carta muito extensa do usual porque careço de tempo para escrever-la mais breve.

Blaise pascal

Isto último me aconteceu quando comecei escrever minha tese de doutorado.

Albert Einstein percorria América explicando sua teoria da relatividade. Sempre acompanhado de seu motorista, que sentava ao fundo da sala, enquanto Einstein dava suas conferências. De tanto ouvir as idéias do gênio chego a aprender-las de memória. "Não entendo aos americanos -comentou certa vez o motorista- ; Como é possível dar tanta importância a algo tão simples?" Einstein queria dar uma lição e respondeu: "A próxima vez darás tu a conferência." E assim foi. O motorista expõe magnificamente a teoria, enquanto Einstein escutava desde um canto. Depois dos aplausos, iniciam-se as perguntas e a primeira é a seguinte: "Poderia dizer-me a relação entre o Big-Bang e a teoria da relatividade?" O suposto Einstein respondeu: "Olhe, isso é tão simples que incluso meu motorista, que se encontra sentado no fundo da sala, pode contestar-la," logicamente, o falso motorista respondeu à perfeição.

Meu orgulho, de norte a sul



Tumba del Señor de Sipán - Chiclayo



Huaca Rajada - Chiclayo



Tumi - cuchillo ceremonial



El cuarto del rescate de Atahualpa Cajamarca



Otuzco (Cementerio Inca) - Cajamarca



Ciudadela de Chan Chan - Trujillo



Huaca del Sol y la Luna - Trujillo



Dios Wiracocha - Huaca del Sol



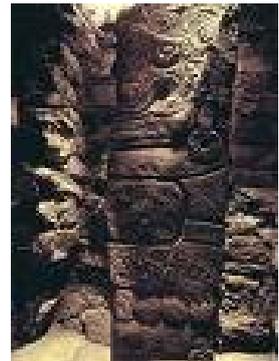
Amazonas - Perú



Nuestra fauna y flora Amazónica



Castillo de Kuelap - Amazonas



Lanzón de Chavín



Cabezas clavos de Chavín de Huantar



Ciudad de Caral mas antigua que las pirámides



La catedral de Lima



Procesión del Señor de los Milagros



Platos típicos limeños



Laguna de la Huacachina - Ica



Lineas de Nazca - Ica



Islas Vallesitas - La Catedral - Ica



Manto de la cultura Paracas



Cañon del Colca



Plaza de Armas de Arequipa



El Misti - Arequipa



El Tajo - Cerro de Pasco



*Macchu Picchu - Cuzco -
Maravilla del mundo*



El Inti Raymi - Cuzco



El Kero - Vaso ceremonial inca



Portal del Sol - Tiabuanaco



Templo de las Manos Cruzadas - Kotosh



El Lago Titicaca - Puno

Resumo

Neste trabalho de Tese foram estudados os efeitos quânticos em redes de junções Josephson decorrentes da indução de vórtices e como consequência do tamanho da própria amostra. Para isso, também fora desenvolvida toda a instrumentação associada necessária para alcançar esse objetivo.

Os dispositivos supercondutores conhecidos como junções Josephson oferecem a oportunidade de estudar uma ampla variedade de conceitos de física básica, principalmente quando eles se encontram na forma de arranjos bidimensionais denominados de *redes*. Em particular, estas estruturas permitem estudar fenômenos quânticos tais como tunelamento Josephson dc/ac, efeito de proximidade, bloqueio de Coulomb, flutuações quânticas e outras como a transição de fase de Berezinsky-Kosterlitz-Thouless (BKT), todos eles presentes nestes dispositivos.

Em particular, nesta Tese estudamos redes de junções Josephson bidimensionais dos tipos SNS (supercondutor-normal-supercondutor) e SIS (supercondutor-isolante-supercondutor) com composição Nb-Cu_xAl_yO_z-Nb. O estudo dessas amostras foi realizado através da obtenção das curvas características $V \times I$ com e sem campo magnético aplicado. A análise dessas curvas foi realizada mediante a lei de escalas de potências: $V \propto (I - I_c)^{a(T)}$ para as redes SNS, e $V \propto (I - I_c)^{1/a(T)}$ para as redes SIS. O fato de ter dois tipos de fórmulas de ajuste é devido ao comportamento assintótico presente nessas amostras. Além disso, a temperatura de transição de BKT foi determinada para $a(T = T_{BKT}) = 3$.

A análise dos resultados experimentais obtidos mostra claramente a dependência desses efeitos quânticos com o tamanho das amostras estudadas.

Abstract

In this thesis we studied the quantum effects in networks of Josephson junctions under the induction of vortices and as a consequence of the size of the sample itself. For this, it also was carried out all the instrumentation required to achieve that goal.

The superconducting devices known as Josephson junctions offer the opportunity to study a wide variety of concepts of basic physics, especially when they are in the form of two-dimensional arrays called networks. In particular, these structures allow us to study quantum phenomena such as tunneling Josephson dc / ac, proximity effect, Coulomb blockade, quantum fluctuations and others like phase transition of Berezinsky-Kosterlitz-Thouless (BKT), all present in these devices.

In particular, in this thesis we study two-dimensional networks of Josephson junctions of types SNS (superconductor-normal-superconductor) and SIS (superconductor-insulator-superconductor) with composition Nb -Cu_xAl_yO_z-Nb. The study of these samples was performed by obtaining the characteristic curves $V \times I$ with and without applied magnetic field. The analysis of these curves was performed by the law of power scale: $V \propto (I - I_c)^{a(T)}$ for the SNS network, and $V \propto (I - I_c)^{1/a(T)}$ for the SIS networks. The fact that two types of formulas adjustment is due to the asymptotic behavior present in these samples. Moreover, the temperature of the BKT transition was determined for $a(T = T_{BKT}) = 3$.

The analysis of the experimental obtained results clearly shows the dependence of quantum effects on the size of the samples studied.

Sumario

Lista de Figuras	6
Lista de Tabelas.....	24
Lista de abreviaturas e siglas	26
Lista de símbolos	27
1. Introdução.....	30
Objetivo desta tese de doutorado	32
Metodologia do trabalho	32
2. Fundamentos teóricos das junções Josephson.....	35
2.1 Aspectos fenomenológicos	35
2.1.1 Supercondutores acoplados	35
2.1.2 Tunelamento de um simples elétron	36
2.2 Equações de Josephson.....	40
2.2.1 Efeito Josephson	40
2.2.2 Equações de Josephson - efeito Josephson dc	41
2.2.3 Equações de Josephson - efeito Josephson ac	43
2.2.4 O modelo RSCJ	45
2.2.5 Histerese na junção Josephson	50
2.2.6 O ruído térmico.....	54
2.2.7 Efeitos do campo magnético.....	57
2.2.8 Energia livre da barreira	59
2.3 Teoria microscópica.....	60
2.3.1 Formulação do hamiltoniano de tunelamento	60
2.3.2 Tipos de tunelamento	64
2.3.3 Aproximação BCS	76
2.4 Junções curtas em um campo magnético.....	76

2.4.1	Profundidade de penetração Josephson	78
2.4.2	Junções curtas	79
2.4.3	Distribuição uniforme da corrente de tunelamento	80
2.5	Curvas características de voltagem-corrente $V \times I$	83
2.5.1	Curvas $V \times I$ dos diferentes tipos de junções	83
2.5.2	Resistência <i>shunted</i> numa junção: casos autônomos	83
2.5.3	Corrente polarizada para o tunelamento numa junção	87
2.5.4	Efeitos das flutuações térmicas	90
2.6	Dinâmica dos fluxons	92
2.6.1	A equação de Sine-Gordon	92
2.6.2	Análise de perturbação da dinâmica de fluxons	95
2.6.3	Efeitos do fluxo de fluxons nas curvas características $V \times I$	97
2.6.4	Outros tipos de vórtices	99
2.6.5	Movimento do vórtice Josephson	101
2.6.6	Interação dos vórtices com o meio	101
3.	Fundamentos teóricos – princípios termodinâmicos	103
3.1	Transição de fase	103
3.1.1	Quebra da simetria e rigidez	103
3.1.2	Sistemas ordenados	104
3.1.3	Simetria, parâmetro de ordem e modelos	105
3.1.4	Modelo XY	107
3.1.5	Transição Berezinsky-Kosterlitz-Thouless	108
3.2	Defeitos topológicos	111
4.	Cenário atual	113
4.1	Ancoragem e arraste de vórtices numa rede de junções Josephson dentro de pequenos campos magnéticos	113
4.2	Escala dinâmica e o supercondutor de alta temperatura crítica	116
4.3	Transição de fase quântica e dinâmica de vórtices em supercondutores	120
4.3.1	Rede de junções Josephson	120
4.3.2	Transição de fase	121

4.4	Efeitos de tamanho-finito em redes de junções Josephson	125
4.5	Transporte coletivo de pares de Cooper numa rede de junções Josephson com isolante	129
5.	Parte experimental	133
5.1	Fabricação da bobina para campo dc	134
5.1.1	Programa desenvolvido para a projeção do campo magnético dentro da bobina...	139
5.1.2	Escolha dos parâmetros ideais para nosso sistema	144
5.1.3	Montagem do sistema para a bobina central e corretoras	146
5.2	Desenho e fabricação da fonte de alimentação de ± 10 volts com -3 até +12 ampères	149
5.2.1	Necessidades envolvidas para a fonte de alimentação	150
5.2.2	Tecnologia empregada para a fonte de alimentação	151
5.2.3	PIC e programação associada	151
5.2.4	Montagem da fonte de alimentação	152
5.2.5	Curvas de calibração	158
5.3	Implementação do criostato	159
5.3.1	Desenho e fabricação da tampa do criostato para o sistema proposto	160
5.3.2	Vareta de 18 pinos	164
5.3.3	Vareta de 10 pinos para o MFP-chaveador e o S.Q.U.I.D.	166
5.3.4	Desenho e fabricação das bobinas transformadoras de fluxo	167
5.3.5	Calibração dos sensores de temperatura carbon glass e cernox cx-1010	169
5.4	O sensor S.Q.U.I.D. e sua eletrônica envolvida	170
5.4.1	A ponta com múltiplas medidas (MFP)	174
5.4.2	A aquisição de dados deste S.Q.U.I.D. - o iMC-303	178
5.4.3	Desenho e fabricação do MFP-chaveador	179
5.5	Montagem do sistema	183
5.6	Desenvolvimento dos programas de controle para cada um dos equipamentos e medidas realizadas	188
5.7	Descrição dos arranjos experimentais para medir as curvas $V \times I$ e susceptibilidade magnética ac	195

5.7.1	Curvas $V \times I$	195
5.7.2	Susceptibilidade magnética χ_{ac}	197
6.	Amostras disponíveis – redes de junções Josephson.....	200
6.1	Fabricação das amostras	200
6.2	Rede de junções Josephson	202
6.2.1	Configurações das redes	203
7.	Resultados e discussões	211
7.1	Avaliação do sistema montado	211
7.1.1	Amostras policristalinas $\text{Pr}_x\text{Y}_{1-x}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$	212
7.1.2	Cristais supercondutores da família $\text{Pr}_x\text{Y}_{1-x}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$	218
7.2	Caracterização magnética das redes de junções Josephson	222
7.2.1	Susceptibilidade magnética χ_{ac}	222
7.3	Curvas $V \times I$ – interpretação	224
7.4	Amostras <i>unshunted</i> tipo SNS – curvas $V \times I$.....	233
7.4.1	Amostra RJJ-1	234
7.4.2	Amostra RJJ-2	244
7.5	Análise das amostras <i>unshunted</i>-SNS (RJJ-1 e RJJ-2) em função da temperatura e do tamanho da rede	254
7.6	Análise das amostras <i>unshunted</i>-SNS (RJJ-1 e RJJ-2) em função do campo aplicado dc e do tamanho da rede	261
7.7	Amostras <i>unshunted</i> tipo SIS – curvas $V \times I$.....	265
7.7.1	Amostra RJJ-3	265
7.7.2	Amostra RJJ-4	282
7.8	Análise das amostras <i>unshunted</i>-SIS (RJJ-3 e RJJ-4) em função da temperatura e do tamanho da rede	291
7.9	Análise das amostras <i>unshunted</i>-SIS (RJJ-3 e RJJ-4) em função do campo aplicado dc e do tamanho da rede	298
7.10	Amostra <i>shunted</i> SIS – curvas $V \times I$.....	302

7.10.1	Amostra RJJ-5	302
7.11	Dispositivo eletrônico supercondutor de baixa temperatura crítica.....	304
8.	Conclusões e perspectivas.....	311
	Conclusões	311
	Perspectivas futuras	322
	Bibliografia.....	323
	Anexos - Participações em congressos e publicações	330

Lista de Figuras

-
-
- Figura 1.1: Planejamento deste projeto de doutorado. 34
- Figura 2.1: Tunelamento através da JJ e sua geometria, com largura L e W , respectivamente. 36
- Figura 2.2: Diagrama de Momento-Energia (a) metal normal (b) metal supercondutor e (c) processo de tunelamento entre dois eletrodos metais normal. 37
- Figura 2.3: (a) Curva teórica característica $V \times I$ de uma junção com diferentes eletrodos – supercondutores $V_1 = |\Delta_D - \Delta_E| / e$, e $V_2 = |\Delta_D + \Delta_E| / e$ (b) Curva característica $V \times I$ observada para uma junção Sn-Sn_xO_y-Pb^[8]. 39
- Figura 2.4: Processos de tunelamento de quase-partículas entre supercondutores com uma tensão de polarização dc. (a) Quebra de pares (b) Tunelamento direto da quase-partícula por excitação térmica. 39
- Figura 2.5: Modelo de uma JJ (SIS). Partículas com energia E , massa $2m$, tunelamento quântico por uma barreira de potencial quadrado de espessura $2d$ e altura U 41
- Figura 2.6: Circuito eletrônico equivalente a uma JJ real descrita no modelo RSCJ. 46
- Figura 2.7: Mostra do potencial U_J para: (a) $|I| < |I_c|$ e (b) $|I| > |I_c|$. O desenho da figura (c) mostra o circuito esquemático onde uma junção é representada por X com uma resistência *shunted* R e uma capacitância C . (d) A curva mostra o modelo dinâmico da junção, representado pelo potencial $U(\phi)$. A fase da junção é representada por ϕ 48
- Figura 2.8: Características sobre amortecimento de uma JJ calculada a partir do modelo RSJ; (a) tensão elétrica normalizado vs. tempo para $i=1,1$ e $2,5$; (b) corrente normalizada vs. tensão dc. 49
- Figura 2.9. Curva $V \times I$ de uma JJ levando uma corrente dc com adição de uma i_{ac} com diferente amplitude e frequência $\omega_{ac} = \omega_c$, calculada a partir do modelo RSJ (curva adaptada de [27]). 49
- Figura 2.10: Curvas $V \times I$ características de uma JJ amortecida (a) $\beta_c \ll 1$, para $T=0$. (b) $\beta_c \gg 1$ com $I_c R < 2\Delta/e$ e (c) $\beta_c \gg 1$ com $I_c R > 2\Delta/e$. As linhas pontilhadas indicam um comportamento ôhmico. 52
- Figura 2.11: Curvas $V \times I$ características aproximadas quando (a) $\beta_c \gg 1$ de uma JJ com $I_c R < 2\Delta/e$, com uma temperatura finita no modelo de RCSJ. (b) $\beta_c \gg 1$ para uma JJ

$I_c R < 2\Delta/e$, a temperatura finita, amortecido. As setas no gráfico indicam a direção de saltos durante transições entre os estados de tensão zero e o resistivo. As correntes de referência verticais para $v=0$, e a tensão de <i>gap</i> , os valores são obtidos para $T = 0$ K.	54
Figura 2.12: Curvas $V \times I$ de uma JJ calculada para vários valores do parâmetro de ruído Γ no modelo RSCJ com capacitância desprezível (a) e capacitância finita (b).	56
Figura 2.13: Contornos de integração C_E e C_D empregando a derivada do campo magnético dependente da fase ϕ . O campo aplicado esta no eixo y (H_y). Podemos observar como o H_{dc} penetra em cada um dos eletrodos supercondutores.....	57
Figura 2.14: Resultado experimental da máxima corrente Josephson dc para a configuração mostrada nesta figura. A periodicidade do campo é 39,5 e 16 mG para A e B respectivamente. A separação da junção é de 3 mm a largura desta é de 0,5 mm em ambos os casos ^[31]	60
Figura 2.15: Fase Vs. Corrente e a energia livre da barreira $f(\phi)$ para uma JJ.	60
Figura 2.16: Representação do tunelamento numa junção. H_D e H_E são os hamiltonianos da direita e esquerda respectivamente. Onde os operadores $c_{k\sigma}^+$ ($c_{k\sigma}$) criação (destruição) para o lado esquerdo e $d_{q\sigma}^+$ ($d_{q\sigma}$) criação e destruição do lado direito.	61
Figura 2.17: Formação dos níveis de Andreev numa JJ. Um elétron e e o buraco refletido h são mostrados. Um par de elétrons correlacionados é transferido do SC_E para SC_D criando uma supercorrente que flui através da barreira.	66
Figura 2.18: Representação da excitação de um supercondutor e o tunelando das quase-partículas através da junção. A energia no eixo vertical é do supercondutor. Os pares são mostrados por pontos dobres.	67
Figura 2.19: Diagrama de energia dos pairons para uma JJ S-I-S.	70
Figura 2.20: Curvas características $V \times I$ de Al-Al ₂ O ₃ -Al ^[48]	70
Figura 2.21: Mudança da energia <i>gap</i> com a temperatura.	73
Figura 2.22: Corrente de tunelamento vs. tensão elétrica de polarização para uma junção tipo SIS com o <i>gap</i> de energia $\Delta_2 > \Delta_1$. (a) Para $T=0$, existe tunelamento quando: $V=(\Delta_2+\Delta_1)/e$. (b) Para $T>0$ com um tunelamento fraco para: $V=(\Delta_2-\Delta_1)/e$, e - um tunelamento intenso quando: $V>(\Delta_2+\Delta_1)/e$	74
Figura 2.23: Dependência da máxima corrente Josephson dc com a temperatura. (a) Sn-SnO _x -Sn (b) Sn-SnO _x -Pb. Os dados experimentais são os circulos que são comparados	

com as curvas teoricas (linhas solidas) a partir da teoria de Ambegaokar e Baratoff.....	76
Figura 2.24: Aplicação de um campo magnético $B_0(y)$ transversal à JJ, com uma corrente de transporte J_{Tr} fluindo, o vetor potencial $A_x(x)$ do campo aplicado é mostrado....	77
Figura 2.25: (a) Variação do vetor potencial $A_x(x)$ e (b) do campo magnético $B_z(y)$ na proximidade da junção.....	77
Figura 2.26: Fase $\phi(x)$ e a variação espacial da $J(x)$ na presença de um campo magnético externo H_y para uma junção retangular. L é a dimensão ao longo da direção perpendicular de H_y . (a) $H_y=0$ (b) $H_y=\Phi_0/2Ld$ (c) $H_y=\Phi_0/Ld$	79
Figura 2.27: Configurações geométricas retangular e a correspondente densidade de corrente e $\mathcal{J}(x)$ para uma distribuição de corrente uniforme. (a) e, (b) com geometria retangular.	80
Figura 2.28: Dependência teórica do campo magnético da máxima corrente Josephson para uma junção retangular de Sn-Sn _x O _y -In. Os círculos são os dados experimentais e a linha sólida são os resultados obtidos da equação (2.51).....	81
Figura 2.29: Efeito do campo magnético aplicado sobre o tunelamento das oscilações da corrente através de uma JJ, onde $\mu_0 H_0$ corresponde a um quantum de fluxo Φ_0 na junção.....	82
Figura 2.30: Distribuição da corrente ao redor do VJ's em função da Figura 2.29 para (a) um simples vórtice caso c, quando o fluxo magnético na junção é Φ_0 e (b) Dois vórtices quando o fluxo é de $2\Phi_0$	82
Figura 2.31: Circuito equivalente de uma JJ real com uma corrente de polarização.	83
Figura 2.32: Curva característica de $V \times I$ do modelo RCSJ no limite $\beta_J \gg 1$	85
Figura 2.33: A tensão dependente do tempo $V(t)$ na junção para $B_J=20$ e para uma corrente de polarização dc $I_{dc}/I_l=1,2$ (A) e $I_{dc}/I_l=4,0$ (B).	86
Figura 2.34: Corrente contra a tensão elétrica calculada através do modelo RSCJ com capacitancia finita.	86
Figura 2.35: Curvas $V \times I$ linhas solidas, obtidas de (2.91) empregando uma resistência não linear característica $v/v_0 = \alpha^{1/2}$ (linhas pontilhadas) (a) $k=1/4$ (b) $k= 1$. Pedersen e Saermark ^[62]	87
Figura 2.36: Efeito da capacitancia C na junção sobre a curva $V \times I$, R é a resistência normal na junção e $t_g = h\Delta$. Cada curva é plotada e deslocada do origem para maior claridade e com a $V \times I$ iniciando de 0 até 1,57 em todos os casos.	89

Figura 2.37: Forma do potencial $U(\phi)$ com a corrente de polarização. As diferentes curvas correspondem ao incremento da corrente de polarização α , onde o valor de $\alpha=I/I_c$	91
Figura 2.38: Modelo mecânico da equação de Sine-Gordon a) mola (b) solda (c) tope e rosca (e) arame (f) fixador (g) e (h) rolamento de esferas (i) base ^[76]	93
Figura 2.39: JJ compridas.....	94
Figura 2.40: Trajetórias no plano (u,x) para um fluxom com aproximação de microshort com magnitude $u=0,5$ com $\alpha= 0,033$ e $\beta = 0$ para varios valores de ϕ . Acontece um ancoramento para $u=0$ e X solução de (2.102) ^[1]	97
Figura 2.41: (a) Curva típica característica de $V \times I$ de uma JJ Pb-Pb _x O _y -Pb exibindo um DSE. (b) Curva característica $V \times I$ para um arranjo de JJ de 10x10. Cada ramo corresponde para o chaveamento em cada fila do gap da tensão elétrica. (c) Ampliado na baixa região da tensão elétrica (quadrado sólido). Na presença de um campo magnético externo no plano da rede $H_a = 40$ Oe ^[84] . ^[1]	98
Figura 2.42: Representação de uma JJ em um campo externo. Esquerda, se mostra a profundidade de penetração Josephson λ_J para um pequeno campo magnético. Na direita, com o incremento do campo aparecem VJ's.....	99
Figura 2.43: Distribuição das principais propriedades de uma VJ em função do espaço x	100
Figura 2.44: Penetração do VJ dentro e ao longo da junção.	100
Figura 2.45: Colisões de vórtices (a) polar e (b) antipolar com $u=0,5c$ numa JJ infinita.	102
Figura 3.1: (a) Parâmetro de ordem do supercondutor em função da temperatura a partir da medida de tunelamento do elétron. (b) Calor específico de um supercondutor [89]. A transição para a fase supercondutor é acompanhada por um salto de discontinuidade no calor específico. Quando um pequeno campo magnético é aplicado, essa transição não é supercondutor, e o calor específico é linearmente proporcional à temperatura.	106
Figura 3.2: Diagrama de fase magnético mostrando a fase Meissner, fluxo solido, e uma região de fluido liquido separado por a linha de irreversibilidade (T_{irr}), fase plasma, baixo $B_{c1}(T)$ e acima $B_{c2}(T)$, e a temperatura de fusão (T_M) a T_{BKT} (Yeh, 1989 e Tsuei 1989).	110
Figura 3.3: (a) Removendo a singularidade matemática por um corte dentro do material. (b) Magnitude do parâmetro de ordem $s(r)$ perto do núcleo do vórtice.	112

Figura 4.1: Curvas $V \times I$ para temperaturas finitas para (a) $p=0$, (b) $p=0,05$ (c) $p=0,1$ e (d) $p=0,3$, grafico extraido da ref. [98].	114
Figura 4.2: Diagrama de Log-log de $v-T$ para três valores de corrente i_{c0} (a) $p=0,0$ (b) $p=0,05$ (c) $p=0,1$ e (d) $p=0,3$. As linhas pontilhadas são as linhas da corrente crítica. Figura extraida da ref. [98].	115
Figura 4.3: Redes com frustrações racionais. Podemos observar na figura a carga $1-f$ (o equivalente à localização de um vórtices em fase ϕ). A caixa vazia denota $-f$.	122
Figura 4.4: Resistência a polarização zero Vs. a frustração magnética para uma rede (a) quadrado e (b) triangular. o Valor $f=1/2$ é o mais pronunciado nas duas curvas, E para valores de $f = 1/4$ e mais pronunciado que $f=1/3$ na rede triangular. Porém na rede quadrada é todo o contrario.	123
Figura 4.5: Curvas características $V \times I$ ($i=I/I_0$ Vs. $v=V/RI_0$), para redes de tamanho $N= 4, 8, 16, 32$ e 64 . (a) $T=0,8$ (b) $T=1,0$ (c) $T=1,1$ (d) $T=1,3$. Figura extraida de [120].	128
Figura 4.6: Esboço da geometria do rede considerado. A corrente externa é injetada através do eletrodo da esquerda para a direita. Acima do panel é para rede com 1D com N ilhas e embaixo para 2D com $M \times N$ JJ's.	130
Figura 5.1: Representação esquemática de uma bobina. Onde a_1 é o diâmetro interno e a_2 é o diâmetro externo, $2b$ é a altura da bobina em questão.	135
Figura 5.2: Esquema de um solenóide na forma de disco.	137
Figura 5.3: (a) Vista transversal da bobina corretora. Onde a_1 é o diâmetro interno e a_2 é o diâmetro externo da bobina central (b) Projeto da bobina central (c) Bobinas corretoras com uma separação x (d) A bobina resultante que será empregada no sistema (com suas dimensões originais).	139
Figura 5.4: (a) Configuração geométrica de Fabry. (b) Configuração geométrica de Kelvin. As marcas observadas em cada um das superfícies são os valores de α e β em cada um. O eixo x são os diferentes valores de α e do eixo y os valores de β .	140
Figura 5.5: Comparação entre as configurações estudadas. O eixo x representa a altura da bobina mostrada na legenda da figura.	141
Figura 5.6: Diferentes tipos de conexões da bobina central com as bobinas corretoras. Na legenda são mostradas cada uma das correntes aplicadas em cada conexão.	142
Figura 5.7: (a) Perfis em série paralelo para as diferentes separações entre as bobinas corretoras, para uma configuração geométrica tipo Fabry (b) Intensidade	

máxima do campo magnético da configuração mostrada na figura (a) Vs. a distância de separação entre as bobinas corretoras.	143
Figura 5.8: Perfis em série paralelo para as diferentes separações entre as bobinas corretoras, para uma configuração geométrica tipo Kelvin. (b) Intensidade máxima do campo magnético da configuração mostrada na figura (a) Vs. a distância de separação entre as bobinas corretoras.	143
Figura 5.9: (a) Perfil do campo magnético ao longo da altura do sistema de bobinas com $h = 35$ cm. (b) Ampliação da figura (a) na região mostrada de interesse. (c) Perfil do campo magnético ao longo da altura do sistema de bobinas com $h = 44$ cm. (d) Ampliação da figura (c) na região de interesse.	144
Figura 5.10: Esquema dos carretéis: central - corretora do sistema de bobinas a ser montado.	147
Figura 5.11: Peças para montagem dos carretéis das bobinas central e correctoras.	147
Figura 5.12: (a) Montagem final dos carretéis. O dieletrico colocado é com a finalidade de isolar o material condutor com o arame de cobre da bobina a enrolar.	148
Figura 5.13: (a) Enrolamento da bobina central e, (b) Bobina que fornecerá os campos aplicados nas amostras dentro do criostato. Valor da resistência 1.1Ω	148
Figura 5.14: Esquema de uma fonte de corrente multipla. No início do circuito uma etapa de retroalimentação que lineariza a saída para os 4 transistors em paralelo.	149
Figura 5.15: Montagem da fonte de Corrente. No protoboard e em funcionamento com o sistema de bobinas.	153
Figura 5.16: Diagrama eletrônico da Fonte de Alimentação.	156
Figura 5.17: Processo da montagem da fonte de corrente, desde a fabricação da placa impressa, montagem dos componentes, o gabinete deste e vista final.	157
Figura 5.18: Fotografia da fonte finalmente armada e funcionando. Acima da fonte podemos observar o MFP-chaveador que será descrito nas seguintes seções e o medidor de vácuo para o criostato e câmara da amostra.	157
Figura 5.19: Tensão elétrica de saída da Fonte Vs tempo (horas). Curva obtida da saída da fonte de alimentação fabricada: a medida foi feita ligada no sistema de bobinas.	158
Figura 5.20: Perfil do sistema de bobinas medidos mediante um sensor Hall e comparado com os resultados teóricos obtidos (ver Figura 5.9(c)). Medida realizada a temperatura ambiente.	159

Figura 5.21: Tampas vista desde cima (a) Plano da tampa 1, mostrando cada um dos detalhes desta. (b) Esta tampa 2, ira acima da tampa 1 dando maior facilidade de trabalho nas conexões internas dentro do criostato e na remoção da vareta de 18 pinos.	161
Figura 5.22: Vista lateral das tampa 1 (a) e tampa 2 (b) as quais fazem a tampa do criostato de acordo as necessidades deste projeto de pesquisa.....	162
Figura 5.23: (a) Material necessário para a fabricação da tampa, o teflon e o metal aço não magnético. (b) Tampa pronta e montada já no criostato.	163
Figura 5.24: Tampa modificada conforme o mencionado acima, novo feedthrough para o sensor S.QU.ID., válvula de segurança e sistema de bombeio de vácuo, além da conexão para a manguera de silicone a qual é ligada ao sistema de recuperação de He, também podemos observar as duas varetas (18 e 10 pinos) ligadas suas respectivas tomadas. Ao lado do criostato podemos ver a válvula de controle de vácuo das paredes do criostato.	163
Figura 5.25: Conector externo da vareta de 18 pinos.....	164
Figura 5.26: (a) Fotografia da vareta de 18 pinos completa. (b) Extremo final da vareta de 18 pinos e o recinto cilíndrico para isolar à amostra com o HeL. (c) Aquecedor (este se encontra atrás dos pinos conectores descritos na Tabela 5-3 e Tabela 5-4, porta-amostra, a cada extremo são localizados os sensores de temperaturas, e a amostra deve ser colocada sobre o safira que esta na parte central da porta-amostra.....	166
Figura 5.27: Conectores do chaveador MFP e da vareta de 10 pinos.	167
Figura 5.28: Conector da vareta de 10 pinos, dentro do criostato.....	167
Figura 5.29: Calibração dos sensores Carbon e Cernox em função da temperatura registrada com o sensor Diode Silicon calibrado.	169
Figura 5.30: Temperatura do sensor calibrado Diode Silicon contra os sensores Carbon e Cernox já calibrados.	170
Figura 5.31: Tipos de S.QU.I.D. e suas configurações.	173
Figura 5.32: Configuração do sistema iMAG.	174
Figura 5.33: Esquema fornecendo o arranjo para cada tipo de medição.....	175
Figura 5.34: Conectores internos do MFP (embutido no sensor S.QU.I.D. e accesorios).	176
Figura 5.35: O iFL-301 Flux-Locked Loop e o MFP.....	176
Figura 5.36: Diagrama elétrico do MFP.....	177
Figura 5.37: Diagrama de bloco do FLL.	178

Figura 5.38: Panel frontal do controlador do S.Q.U.I.D. iMC-303 multicanal da Tristan Technologies.....	179
Figura 5.39: Desenho modificado do MFP- S.Q.U.I.D. da Tristan Technologies e suas diversas configurações na realização das diversas medidas: (a) magnetização (a BTF “envolve” a mostra em estudo) (b) resistividade dc (c) tensão dc (d) resistividade ac e (e) impedância mutua, entre duas amostras.....	180
Figura 5.40: Fabricação da placa impressa do MFP: (a) Esquema eletrônico. (b) Layout para a fabricação da placa impressa: frente e verso. (c) Placa impressa a ser fabricada na placa de cobre.	181
Figura 5.41: MFP-chaveador (a) Vista frontal dos diversos conectores e medidas disponíveis deste dispositivo em conjunto com o MFP e o iMC-303, cada conector BNC esta com a legenda da medida que pode ser realizada com este. (b) Conector macho para o cabo que levara o sinal à vareta de 10 pinos.....	182
Figura 5.42: Cabo conector para a vareta de 10 pinos com o MFP.....	182
Figura 5.43: Esboço da montagem final dos equipamentos, criostato e acessórios para o sistema proposto nesta tese.	184
Figura 5.44: Arranjos experimentais propostos apartir da Figura 5.43. (a) Medida de ρ_{ac} com o nanovoltímetro ou com Tristan Technologies em função da temperatura com ou sem campo dc aplicado. (b) Medida de χ_{ac} em função da temperatura com ou sem campo aplicado. Medida do espectro de χ_{ac} para campos aplicados ac ou dc. Medida de magnetização em função da temperatura com ou sem campo aplicado. Medida de curvas de magnetização para campos dc ou ac. E medida de χ_{dc} em função da temperatura. (c) Medidas de ρ_{dc} com o nanovoltímetro ou com Tristan Technologies e a fonte de corrente dc em função da temperatura com ou sem campo dc aplicado. Medidas de transporte, curvas características $V \times I$ com ou sem campo aplicado dc/ac medido com o nanovoltímetro ou com Tristan Technologies e a fonte de corrente dc.	186
Figura 5.45: Fotografia que mostra a montagem pronta do sistema tal como é descrito anteriormente. Observa-se o criostato, fonte de corrente, o MFP-chaveador, recinto de gas He, que é utilizado para purgar o recinto da porta-amostra, o controlador e a bomba de vácuo, entre outros.	187
Figura 5.46: Fluxograma básico para os diferentes programas realizados nesta tese de doutorado.	189

- Figura 5.47: (a) Configuração do Lock-in G&G 7265 (b) Configuração do nanovoltmetro 2182 da Keithley (c) Configuração do sinal de saída da fonte de corrente dc/ac 6221 da Keithley (d) Configuração do S.Q.U.I.D. 190
- Figura 5.48: (a) Controle da saída na fonte de corrente, com controle do ΔV , tempo de retardo, saída de $\pm V$, e porta paralela de saída LPT1 ou LPT2. (b) Os dois programas conseguem fazer o controle do campo desejado na bobina, controlando a carga e tensão de saída, além da escolha da porta de saída. 191
- Figura 5.49: (a) Programa de calibração dos sensores Carbon e Cernox (ou outros) a partir do Diode Silicon com 10 diferentes tipos de temperaturas programáveis. (b) Este programa carga a tabela de calibração de qualquer sensor de temperatura ao Neocera a partir de um arquivo base. (c) O programa carga os dados do PID para o controlador de temperatura Neocera seja para o aquecedor o para a saída analógica desta, logo mede a temperatura por delay de tempo e ajuda a calcular os novos parâmetros do PID caso seja preciso ajustar esses valores..... 192
- Figura 5.50: Os painéis mostrados aqui são para as medidas magnéticas. (a) Procura a fase no lock-in para compensar a bobina secundária a fim de realizar a medida de χ_{ac} . (b) Medida de $\chi_{ac}(h_a, \omega, T)$. (c) Medida de $\chi_{dc}(T)$ com campo constante. (d) Programa para realizar curvas de magnetização, podendo ser utilizado a fonte de alimentação com o sistema de bobinas fabricadas ou a da Keitley com a bobina primária que é empregada para a medida χ_{ac} 193
- Figura 5.51: Programas para a realização de medidas de transporte. (a) Curvas $V \times I$ com campo magnético aplicado (no sistema de bobinas). (b) Medida de resistividade ac ou dc, isto vai depender do tipo de corrente aplicada na amostra..... 194
- Figura 6.1: (a) Vista esquemática de um supercondutor granular, indicando os elementos da rede Josephson em 3D. (b) Topologia simplificada de uma rede Josephson quadrado artificial..... 201
- Figura 6.2. (a) Amostra RJJ-1 de 300x300 laços. (b) Amostra RJJ-2 de 150x300 laços. As figuras (a) e (b) mostram esses contatos e sua disposição na rede. 203
- Figura 6.3: (a) Uma ampliação do mostrado na figura anterior com o MEV, onde podemos observar claramente as ilhas supercondutores de Nb. (c) Largura e comprimento do laço da rede. As duas amostras possuem o mesmo tamanho. (d) Grandezas físicas da barreira. Para este tipo de amostras, o tunelamento é por proximidade.

	As dimensões são extraídas através do software do FEG. (e) e (f) Mostram os contatos elétricos de RJJ-1 e RJJ-2 respectivamente.....	205
Figura 6.4:	Amostras SNS- <i>unshunted</i> . Podemos observar os cantatos eletricos feitos de Índio e a diferença no tamanho da rede no que se refere ao número de colunas e mesmo número de filas. A seta mostrada indica o sentido da corrente aplicada nas duas amostras.	205
Figura 6.5:	(a) Fotografias da amostra RJJ-3, de 30x100 laços. (b) Amostra RJJ-4, de 10x100 laços.	205
Figura 6.6:	Nas figuras (a) e (b), observamos uma amplificação com o MEV das redes RJJ-3 e RJJ-4 respectivamente amplificadas por x21 e x 27 respectivamente, no qual vemos a periodicidade de ambas redes. (c) Dimensões do laço da rede, extraído do software do equipamento FEG, amplificado x1400. (d) Aqui pode ser observado as camadas das ilhas de Nb, a mais escura esta na parte de embaixo como se mostra na seta, e acima dela uma camada de Al_yO_z que não consegue ser diferenciada no contraste e logo a camada das ilhas de Nb novamente, isto é observado x1600, é por esse fato que podemos notar nas figuras (a) e (b) as diferenças de contrastes das ilhas de Nb.....	206
Figura 6.7:	Amostras SIS- <i>unshunted</i> . Nas áreas de contacto de maior tamaho foram feitos os cantactos eletricos de Índio e vemos a diferença no tamanho da rede no que se refere ao número de colunas 30 para RJJ-3 e 10 para RJJ-4 com mesmo número de filas. A seta mostrada ao lado esquerda indica o sentido da corrente aplicada.207	
Figura 6.8:	(a) Fotografia de RJJ-5, tipo SIS- <i>shunted</i> de 100x150 laços. (b) Visualização do arranjo periódico da rede, mediante o MEV. (c) Largura e comprimento do laço da rede. (d) Tamanho da junção (ou barreira) desta amostra e a resistência <i>shunted</i> de Molibdênio de 2,4 Ω . (e) Contactos elétricos que dispõe essa amostra.208	
Figura 7.1:	χ_{ac} Vs. T para a amostra $Y_{0,8}Pr_{0,2}Ba_2Cu_3O_{7-d}$, com $h_{ac}=0,35$ Oe e $f=42$ kHz.	212
Figura 7.2:	Curvas $V \times I$ para as tres amostras policristalinas com: (a) $x = 0,0$ (b) $x=0,1$ e (c) $x=0,3$ para varias temperaturas.	214
Figura 7.3:	Dependência da temperatura com os pontos experimentais (pontos abertos e cheios), as linhas sólidas são as teoricas para a corrente crítica $I_c(T)$ e a lei de pontecias $a(T)$ para as curvas das amostras em estudo. A linha horizontal e vertical pontilhada mostra às duas transições $a(T_c)=1$ e $a(T_p)=2$ [95].	216

- Figura 7.4: Dependência do campo magnético com χ'_{ac} para diferentes temperaturas com diferentes conteúdos de Pr (a) $x = 0,0$ (b) $x = 0,1$ (c) $x = 0,3$. Dentro de cada curva é mostrado o ajuste (linha sólida) na região de pequenos campos empregando a eq. que descreve o campo Josephson h_J com um só parâmetro no ajuste destas curvas..... 217
- Figura 7.5: Espectro EDX para as tres amostras com $\delta = 0,2$ (teor é o valor teorico para cada componente e a barra de erro é feita ao $\pm 10\%$ 219
- Figura 7.6: χ' Vs. o campo magnético aplicado h_0 para várias temperaturas (a) $x = 0,00$, (b) $x = 0,25$ e (c) $x = 0,50$ 220
- Figura 7.7: (a) Dependência do campo magnético com a densidade de força do ancoramento normalizada (extraídos da curvas) mostradas na Figura 7.6 (b) O melhor ajuste para a dependência da densidade de corrente normalizada com a temperatura reduzida..... 221
- Figura 7.8: Amostra RJJ-2, com $T_c = 9,2$ e $9,3$ K para campos $h_{ac} = 10$ e 250 mOe com $f = 40$ kHz..... 223
- Figura 7.9: χ' e χ'' para o SIS-*unshunted* (a) $h_{ac} = 96$ mOe (b) 7 mOe (c) Filme de Nb puro $h_{ac} = 10$ mOe. Figura extraída de F.M. Araújo-Moreira *et al* ^[147]..... 224
- Figura 7.10: Curvas $V \times I$ de uma JJ com alto valor de amortecimento e o esboço do diagrama de fase com a tensão em função do tempo em varios pontos da curva (através do modelo RSCJ). I_S é supercorrente, I_N é a corrente normal..... 226
- Figura 7.11: Esquema da transição de fase mediante a definição de T_{BKT} . Os círculos vermelhos e azuis indicam os vórtices e antivórtices abaixo da transição BKT. 228
- Figura 7.12: Distribuição da energia no plano da RJJ, com 100×100 . O círculo amarelo nos mostra o raio de corte, o rango de interação entre as ilhas vizinhas. As cruces pretas representam as ilhas supercondutoras. 231
- Figura 7.13: Resultados da simulação realizada da distribuição da energia de carga em 3D e 2D (projetada no plano). (a) para uma rede de 25×25 (b) rede de 50×50 . Em ambos os casos raio de corte é de 10 ilhas. (c) Para uma RJJ de 75×75 (d) Para uma RJJ de 100×100 , com raio de corte de 4 ilhas..... 232
- Figura 7.14: Diagrama de energia que ilustra o origem do bloqueio de Coulomb para um simples elétron tunelando. As linhas solidas mostram a energia de transição com maior beneficio e as linhas pontilhadas a menos prováveis. 233
- Figura 7.15: Curva $V \times I$ da amostra RJJ-1 antes de colocar à amostra dentro do criostato. 234

Figura 7.16: Curvas características $V \times I$ da amostra RJJ-1, para $T = 1,7$ K. Observamos 75 ramos na medida realizada.....	235
Figura 7.17. Ajustes dos ramos superior (a) e inferior (b) das curvas $V \times I$ para 1,7 K da amostra RJJ-1.....	235
Figura 7.18: Curvas características $V \times I$ da amostra RJJ-1, para $T = 4,2$ K. Observamos 140 ramos na medida realizada.....	236
Figura 7.19: Ajustes dos ramos superior (a) e inferior (b) das curvas $V \times I$ para 4,2 K da amostra RJJ-1.....	236
Figura 7.20: Curvas características $V \times I$ da amostra RJJ-1, para $T = 6,0$ K. Observamos 12 ramos na medida realizada.....	237
Figura 7.21: Ajustes dos ramos superior (a) e inferior (b) das curvas $V \times I$ para 6,0 K da amostra RJJ-1.....	237
Figura 7.22: Curvas características da amostra RJJ-1, para $T = 8,0$ K. Observamos 12 ramos na medida realizada.	238
Figura 7.23: Ajustes dos ramos superior (a) e inferior (b) para 8,0 K da RJJ-1.....	238
Figura 7.24: Curvas $V \times I$ de RJJ-1 para as diferentes temperaturas estudadas. Só são mostrados dois ramos por cada temperatura indicada. Dentro do gráfico é mostrada a curva para $T = 1,7$ K.	239
Figura 7.25: Medidas das curvas $V \times I$ com campo magnético dc aplicado paralelamente à amostra. Desde 100 Oe (a) até 900 Oe (p) ao lado direito de cada curva esta seu respectivo ajuste e em cada figura é mostrado entre 4 a 6 ramos por campo magnético aplicado, para uma temperatura constante $T = 1,7$ K.....	242
Figura 7.26: Curvas características $V \times I$ da amostra RJJ-1, para $T = 1,7$ K com distintos campos magnéticos dc aplicados. O campo é aplicado em forma paralela à amostra.....	243
Figura 7.27: Curvas características $V \times I$ da amostra RJJ-1, para $T = 4,2$ K com distintas funções de onda excitadoras (a) uma função rampa e (b) uma função de onda senoidal.	244
Figura 7.28: Test de conexão da RJJ-2 antes de colocar à amostra dentro do criostato.....	245
Figura 7.29: Curvas características $V \times I$ da amostra RJJ-2, para $T = 1,7$ K. Observamos 30 ramos na medida realizada.....	246
Figura 7.30: Ajustes do ramo superior da curva $V \times I$ para 1,7 K da amostra RJJ-2.	246

Figura 7.31: Curvas características $V \times I$ da amostra RJJ-2, para $T = 4,2$ K. Observamos 40 ramos na medida realizada.....	247
Figura 7.32: Ajustes somente do ramo superior da curva $V \times I$ para 4,2 K da amostra RJJ-2.	247
Figura 7.33: Curvas características $V \times I$ da amostra RJJ-2, para $T = 6,0$ K. Observamos 10 ramos na medida realizada.....	248
Figura 7.34: Ajustes somente do ramo superior da curva $V \times I$ a 6,0 K da amostra RJJ-2.	248
Figura 7.35: Curvas características $V \times I$ da amostra RJJ-2 com diferentes temperaturas.....	249
Figura 7.36: Medidas das curvas $V \times I$ com campo magnético dc aplicado paralelamente à amostra. Desde 50 Oe (a) até 350 Oe (k) ao lado izquierdo de cada curva esta seu respectivo ajuste e em cada figura é mostrado entre 4 a 6 ramos por campo magnético aplicado, com $T = 1,7$ K.....	251
Figura 7.37: Curvas características $V \times I$ da amostra RJJ-2, para $T = 1,7$ K com distintos campos magnéticos dc aplicados sobre a amostra. O campo é aplicado paralelo ao plano da amostra.	252
Figura 7.38: Curvas características $V \times I$ da amostra RJJ-2, para $T = 4,2$ K com distintos campos magnéticos dc aplicados. O campo é aplicado perpendicular ao plano da amostra.....	252
Figura 7.39: Curvas características $V \times I$ da amostra RJJ-2, (a) $T = 1,7$ K com campo zero (b) $H_{dc} = 200$ Oe com $T = 1,7$ K. (c) $T = 4,2$ K e campo aplicado zero. (d) $H_{dc} = 200$ Oe com $T = 4,2$ K. O campo é aplicado paralelamente à amostra.....	253
Figura 7.40: Dependência com a temperatura dos pontos experimentais, as linhas sólidas são de visualização ao comportamento para a lei de potências $a(T)$ das curvas $V \times I$ das amostras RJJ-1 e RJJ-2.....	256
Figura 7.41: Dependência da I_c com a temperatura. Pontos extraídos da parte experimental, as linhas sólidas são de visualização ao comportamento para a corrente crítica $I_c(T)$ das curvas RJJ-1 e RJJ-2.....	256
Figura 7.42: Dependência da temperatura dos pontos calculados da parte experimental, (linhas sólidas são de visualização do comportamento da taxa E_J/E_C) das redes Josephson RJJ-1 e RJJ-2.....	257
Figura 7.43: Dependência de β_C com a temperatura. Pontos calculados a partir da parte experimental. Linhas sólidas são de visualização ao comportamento do parâmetro de McCumber β_C nas redes Josephson RJJ-1 e RJJ-2.....	258

Figura 7.44: Dependência da densidade de vórtices livres normalizados ($\eta_{\text{vort-liv}}$) em função da temperatura. Os pontos são calculados a partir da parte experimental, (linhas sólidas são de visualização ao comportamento da taxa) nas amostras <i>unshunted-SNS</i> RJJ-1 e RJJ-2.....	259
Figura 7.45: Curva simulada para mostrar a contribuição desses vórtices livres presentes nas amostras RJJ-1 e RJJ-2 nas curvas $V \times I$ em função da corrente aplicada nas redes para uma temperatura $T = 1,7$ k.....	260
Figura 7.46: Dependência do H_{dc} nos pontos experimentais, as linhas sólidas são de visualização ao comportamento para a lei de pontecias para $T = 1,7$ K e campo magnético aplicado H_{dc} variavel; $a(H_{dc})$ para as amostras RJJ-1 e RJJ-2.	262
Figura 7.47: Dependência do H_{dc} com os pontos extraídos da parte experimental, as linhas sólidas são de visualização ao comportamento para a corrente crítica $I_c(H_{dc})$ das redes RJJ-1 e RJJ-2.....	263
Figura 7.48: Densidade de vórtices livres normalizadas em função do campo aplicado H_{dc} para as amostras RJJ-1 e RJJ-2.....	264
Figura 7.49: Curvas $V \times I$ da amostra RJJ-3 antes de colocar à amostra dentro do criostato...	265
Figura 7.50: Curvas características $V \times I$ da amostra RJJ-3, para $T = 1,7$ K. Observamos 15 ramos na medida realizada.....	266
Figura 7.51: Ajustes somente do ramo superior da curva $V \times I$ para 1,7 K da amostra RJJ-3.	267
Figura 7.52: Curvas características $V \times I$ da amostra RJJ-3, para $T = 4,2$ K. Observamos 30 ramos na medida realizada.....	267
Figura 7.53: Ajustes do ramo superior da curva $V \times I$ para 4,2 K da amostra RJJ-3.	268
Figura 7.54: Curvas características $V \times I$ da amostra RJJ-3, para $T = 6,0$ K. Observamos 10 ramos na medida realizada.....	268
Figura 7.55: Ajustes do ramo superior da curva $V \times I$ para 6,0 K da amostra RJJ-3.	269
Figura 7.56: Curvas características $V \times I$ da amostra RJJ-3, para $T = 8,0$ K. Observamos 12 ramos na medida realizada.....	269
Figura 7.57: Ajustes somente do ramo superior da curva $V \times I$ da RJJ-3, $T = 6,0$ K.....	270
Figura 7.58: Curvas características $V \times I$ da amostra RJJ-3, para todas as temperaturas, tal como se mostra na figura.	270
Figura 7.59: Medidas das curvas $V \times I$ com campo magnético dc aplicado paralelamente à amostra. Desde 100 Oe (a) até 900 Oe (p) ao lado izquierdo de cada curva esta	

seu respectivo ajuste e em cada figura é mostrado entre 4 a 6 ramos por campo magnético aplicado, para uma temperatura constante $T= 1,7$ K.....	272
Figura 7.60: Curvas características $V \times I$ da amostra RJJ-3, para os diferentes campos magnéticos dc aplicados, tal como se mostra na figura com $T = 1,7$ K,.....	273
Figura 7.61: Curvas características $V \times I$ da amostra RJJ-3, para $T = 4,2$ K com distintos campos magnéticos ac aplicados sobre a amostra, com uma $f = 40$ kHz e, também se mostra os valores do expoentes da lei de potencias para cada h_{ac} ...	273
Figura 7.62. Curvas características $V \times I$ da amostra RJJ-3, para $T = 6,0$ K com distintos campos magnéticos ac aplicados sobre a amostra, com uma $f = 40$ kHz e, também é mostrado os valores de $a(T)$ em cada caso.	274
Figura 7.63: Curvas características $V \times I$ da amostra RJJ-3, para $T = 8,0$ K com distintos campos magnéticos ac aplicados sobre a amostra, com uma $f = 40$ kHz e, também são mostrados os valores do expoentes da lei de potencias obtida de cada curva.	275
Figura 7.64: Resposta magnética da amostra RJJ-3, para $T = 4,2$ K com uma corrente injetada desde -5 mA até 5 mA com $\Delta i = 0.02$ mA. O sinal foi coletado pela bobina secundaria com uma fase zero a uma $f = 40$ kHz.	275
Figura 7.65: Ajuste da curva obtida na Figura 7.64, mediante a equação de Franhoufer.	276
Figura 7.66: Resultados da simulação da densidade do campo criado por uma junção somente. Com comprimento $L=2$. Em cada gráfico é mencionado o delay do tempo (dt) e o passo da diferença de potencial (dv).....	277
Figura 7.67: Curvas extraidas a partir da Figura 7.50. Dentro da figura são mostrados para cada curva o passo da corrente aplicado na amostra e o número de degraus observados por cada uma delas. Observamos claramente que os degraus dependem do Δi	279
Figura 7.68: Curvas extraidas a partir da Figura 7.52. Dentro da figura são mostrados para cada curva o passo da corrente aplicado na amostra e o número de degraus observados por cada uma delas. Observamos claramente que os degraus dependem do Δi	279
Figura 7.69: Curvas extraidas a partir da Figura 7.54. Dentro da figura são mostrados para cada curva o passo da corrente aplicado na amostra e o número de degraus observados por cada uma delas. Observamos claramente que os degraus dependem do Δi	280

Figura 7.70: Curva extraída da Figura 7.56. Dentro da figura são mostrados para cada curva o passo da corrente aplicado na amostra e o número de degraus observados por cada uma delas. Observemos que os degraus dependem do Δ_i	280
Figura 7.71: Potencial de energia, com a junção Josephson polarizada com diferentes valores de corrente I	281
Figura 7.72: Curvas características $V \times I$ da amostra RJJ-4 a temperatura ambiente.....	282
Figura 7.73: Curvas características $V \times I$ da amostra RJJ-4, para $T = 1,7$ K. Observamos 10 ramos na medida realizada.....	283
Figura 7.74: Ajustes do ramo superior da curva $V \times I$ da RJJ-4, $T=1,7$ K.	283
Figura 7.75: Curvas características $V \times I$ da amostra RJJ-4, para $T = 4,2$ K. Observamos 10 ramos na medida realizada.....	284
Figura 7.76: Ajustes somente do ramo superior da curva $V \times I$ para $T = 4,2$ K da RJJ-4.....	284
Figura 7.77: Curvas características $V \times I$ da amostra RJJ-4, para $T = 6,0$ K. Observamos 10 ramos na medida realizada.....	285
Figura 7.78: Ajustes somente do ramo superior da curva $V \times I$ para $T = 6,0$ K da RJJ-4.	285
Figura 7.79: Curvas características $V \times I$ da amostra RJJ-4, para $T = 8,0$ K. Observamos 6 ramos na medida realizada.....	286
Figura 7.80: Ajustes do ramo superior da curva $V \times I$ para $T = 8,0$ K da RJJ-4.....	286
Figura 7.81: Curvas características $V \times I$ da amostra RJJ-4, para todas as temperaturas, tal como se mostra na figura.	287
Figura 7.82: Medidas das curvas $V \times I$ com campo magnético dc aplicado paralelamente à amostra. Desde 100 Oe (a) até 700 Oe (g) ao lado izquierdo de cada curva esta seu respectivo ajuste e em cada figura é mostrado entre 4 a 6 ramos por campo magnético aplicado, para uma temperatura constante $T = 1,7$ K.....	289
Figura 7.83: Curvas características $V \times I$ da amostra RJJ-4, para $T = 1,7$ K com distintos campos magnéticos dc aplicados sobre a amostra.	289
Figura 7.84: Curvas características $V \times I$ da amostra RJJ-4, para $T = 4,2$ K com distintos campos magnéticos ac aplicados sobre a amostra, com $f = 40$ kHz e, também é mostrado o valor médio do expoente da lei de potencias obtida dessas curvas. h_{ac} é aplicado transversalmente na amostra. É apontada também a curva com o melhor ajuste para essas medidas.	290

Figura 7.85: Dependência da temperatura dos pontos experimentais, as linhas sólidas são de visualização ao comportamento para a lei de pontecias $a(T)$ das curvas RJJ-3 e RJJ-4.	291
Figura 7.86: Dependência da temperatura dos pontos extraídos da parte experimental, as linhas sólidas são de visualização ao comportamento para a corrente crítica $I_c(T)$ das curvas RJJ-3 e RJJ-4.....	293
Figura 7.87: Dependência da energia Josephson normalizada com a temperatura a partir dos pontos calculados da parte experimental, (linhas sólidas são de visualização ao comportamento da taxa).	294
Figura 7.88: Dependência da temperatura dos pontos calculados a partir da parte experimental. Linhas sólidas são de visualização ao comportamento do parâmetro de McCumber β_C nas redes Josephson RJJ-3 e RJJ-4.....	295
Figura 7.89: Dependência da densidade de vórtices livres normalizados ($\eta_{\text{vort-liv}}$) com a temperatura. Os pontos são calculados a partir da parte experimental, (linhas sólidas são de visualização ao comportamento da taxa) nas amostras <i>unshunted-SNS</i> RJJ-3 e RJJ-4.	296
Figura 7.90: Curva simulada para mostrar a contribuição desses vórtices livres presentes nas amostras RJJ-3 e RJJ-4 nas curvas $V \times I$ dependendo com a corrente aplicada nas redes para uma temperatura $T=1,7$ K.	297
Figura 7.91: Dependência do $a(H_{dc})$ nos pontos experimentais, as linhas sólidas são de visualização ao comportamento para a lei de pontecias para $T=1,7$ K e campo magnético aplicado H_{dc} variável; $a(H_{dc})$ para as amostras RJJ-3 e RJJ-4.	299
Figura 7.92: Dependência do H_{dc} com os pontos extraídos da parte experimental, as linhas sólidas são de visualização ao comportamento para a corrente crítica $I_c(H_{dc})$ das redes RJJ-3 e RJJ-4.....	300
Figura 7.93: Dependência da densidade de vórtices livres normalizadas com o H_{dc} para cada uma das redes; RJJ-3 e RJJ-4.....	301
Figura 7.94: Curva $V \times I$ da amostra RJJ-5 a temperatura ambiente.....	302
Figura 7.95: Curvas características $V \times I$ da amostra RJJ-5, com diferentes temperaturas: (a) 1,7 K (b) 4,2 K (c) 6,0 K (d) 8,0 K.	303
Figura 7.96: Curvas características $V \times I$ da amostra RJJ-5, para $T = 1,7$ K com altos campos magnéticos dc aplicados sobre a amostra.	304

Figura 7.97: Curvas da inversa da condutância à esquerda e na direita da resistência, todas elas em função da corrente aplicada na rede e, acompanhadas da curva $V \times I$. (a) e (b) da amostra RJJ-1 (c) e (d) da amostra RJJ-2.....	306
Figura 7.98: Curvas da inversa da condutância à esquerda e na direita da resistência, todas elas em função da corrente aplicada na rede e, acompanhadas da curva $V \times I$. (a) e (b) da amostra RJJ-3 (c) e (d) da amostra RJJ-4.....	308
Figura 7.99: Região ampliada da Figura 7.98 (c) Mostrando a Energia inicial E_i e a energia final E_f assim como o degrau de carga da rede para essa região.	309
Figura 7.100: Curva da resistência em função da corrente aplicada na rede acompanhada da curva $V \times I$ para a amostra RJJ-5.	310

Lista de Tabelas

Tabela 2-1: Comparação entre o modelo RSCJ e pêndulo amortecido.....	47
Tabela 2-2: Dimensões das variáveis empregadas nos diferentes modelos de Jhonson, McCumber e Stewart.	84
Tabela 5-1: Para a bobina central com altura de 35 cm e a corretora.....	145
Tabela 5-2: Para a bobina central com uma altura de 44 cm e a corretora.....	146
Tabela 5-3: Descrição dos pinos conectores da vareta de 18 pinos.....	164
Tabela 5-4: Conector interno dentro do criostato; i – input, o - output.....	165
Tabela 5-5: Configuração do conector interno – externo da vareta de 10 Pinos. As definições da segunda coluna são detalhadas na seção 5.4.3.	167
Tabela 6-1: Parâmetros extraídos das RJJ's em análises.....	210
Tabela 7-1: Valores da temperatura crítica $T_c(x)$ (extraídos das medidas de resistividade), além dos parâmetros obtidos do ajuste $T_p - I_c(0)$ e $\lambda_{ab}(0)$ e $\xi_{eff}(0)$ usados para descrever a dependência da temperatura com as curvas $V \times I$ para as três amostras em estudo.	213
Tabela 7-2: Valores de $a(T)$ obtidos a partir da equação (7.2) da amostra RJJ-1 e, os demais parâmetros físicos desta amostra, calculados a partir desse $a(T)$	255
Tabela 7-3: Valores de $a(T)$ obtidos a partir da equação (7.3) da amostra RJJ-1 e, os demais parâmetros físicos desta amostra, calculados a partir desse $a(T)$	255
Tabela 7-4: Valores de $a(T)$ obtidos a partir da equação (7.2) da amostra RJJ-2 e, os demais parâmetros físicos desta amostra, calculados a partir desse $a(T)$	255
Tabela 7-5: Valores de $a(T)$ obtidos a partir da equação (7.3) da amostra RJJ-2 e, os demais parâmetros físicos desta amostra, calculados a partir desse $a(T)$	255
Tabela 7-6: Valores de $a(T)$ obtidos a partir da equação (7.2) da amostra RJJ-1 e, os demais parâmetros físicos desta amostra, calculados a partir desse $a(T)$, com $T=1,7$ K e diversos campos.....	261
Tabela 7-7: Valores de $a(T)$ obtidos a partir da equação (7.3) da amostra RJJ-1 e, os demais parâmetros físicos desta amostra, calculados a partir desse $a(T)$, com $T=1,7$ K e diversos campos.....	261

Tabela 7-8: Valores de $a(T)$ obtidos a partir da equação (7.2) da amostra RJJ-2 e, os demais parâmetros físicos desta amostra, calculados a partir desse $a(T)$, com $T=1,7$ K e diversos campos.....	262
Tabela 7-9: Valores de $a(T)$ obtidos a partir da equação (7.3) da amostra RJJ-2 e, os demais parâmetros físicos desta amostra, calculados a partir desse $a(T)$, com $T=1,7$ K e diversos campos.....	262
Tabela 7-10: Valores de $a(T)$ obtidos a partir da equação (7.4) da amostra RJJ-3 e, os demais parâmetros físicos desta amostra, calculados a partir desse $a(T)$	292
Tabela 7-11: Valores de $a(T)$ obtidos a partir da equação (7.5) da amostra RJJ-3 e, os demais parâmetros físicos desta amostra, calculados a partir desse $a(T)$	292
Tabela 7-12: Valores de $a(T)$ obtidos a partir da equação (7.4) da amostra RJJ-4 e, os demais parâmetros físicos desta amostra, calculados a partir desse $a(T)$	292
Tabela 7-13: Valores de $a(T)$ obtidos a partir da equação (7.5) da amostra RJJ-4 e, os demais parâmetros físicos desta amostra, calculados a partir desse $a(T)$	292
Tabela 7-14: Valores de $a(T)$ obtidos a partir da equação (7.4) da amostra RJJ-3 e, os demais parâmetros físicos desta amostra, calculados a partir desse $a(T)$, com $T=1,7$ K e diversos campos.....	298
Tabela 7-15: Valores de $a(T)$ obtidos a partir da equação (7.5) da amostra RJJ-3 e, os demais parâmetros físicos desta amostra, calculados a partir desse $a(T)$, com $T=1,7$ K e diversos campos.....	298
Tabela 7-16: Valores de $a(T)$ obtidos a partir da equação (7.4) da amostra RJJ-4 e, os demais parâmetros físicos desta amostra, calculados a partir desse $a(T)$, com $T=1,7$ K e diversos campos.....	298
Tabela 7-17: Valores de $a(T)$ obtidos a partir da equação (7.5) da amostra RJJ-4 e, os demais parâmetros físicos desta amostra, calculados a partir desse $a(T)$, com $T=1,7$ K e diversos campos.....	299

Lista de abreviaturas e siglas

BCS – Bardeen, Cooper e Shrieffer.

BKT – Berizinsky-Kosterlitz-Thouless.

BTF – Bobina Transformadora de Fluxo.

DRX – Difração de raios-x.

GL – Ginzburg – Landau.

GMD - Grupo de Materiais e Dispositivos.

HeL – Hélio líquido.

HTS – Supercondutor de alta temperatura crítica (*High temperature superconductor*).

JJ – Junção Josephson.

LTS – Supercondutor de baixa temperatura crítica (*Low temperature superconductor*).

MFP – Multi Function Probe (Tristan Technologies).

RJJ's – Redes de Junções Josephson.

S.QU.I.D. – Dispositivo Supercondutor de Interferência Quântica (*Superconducting Quantum Interference Device*).

SIS – Supercondutor – Isolante – Supercondutor.

SNS – Supercondutor – Normal – Supercondutor.

VA – Vórtice Abrikosov.

VJ – Vórtice Josephson.

Lista de símbolos

$c_{k\sigma}^+$ ($c_{k\sigma}$) – operadores de criação (destruição) de um elétron do lado esquerdo da junção.

$d_{q\sigma}^+$ ($d_{q\sigma}$) – operadores de criação (destruição) de um elétron do lado direito da junção.

ξ - comprimento de coerência.

Φ - densidade de fluxo magnético.

Δ - energia de gap supercondutor.

ϕ - fase Josephson.

ν - frequência Josephson ac.

ψ - função de onda ou parâmetro de ordem no estado supercondutor.

Γ - parâmetro de ruído.

λ_{\perp} - penetração perpendicular do campo magnético.

λ' – fator de espaço.

ξ_{\pm} - parâmetro de correlação.

Φ_0 - unidade quantizada de fluxo magnético.

β_c – constante de Stewart – McCumber.

Φ_e - fluxo magnético encerrado no circuito.

λ_L - profundidade de penetração de London.

ω_p – frequência do plasma Josephson.

ω_{RC} – frequência do circuito RC.

χ_{ac} - susceptibilidade ac.

χ_{dc} - susceptibilidade dc.

A – área.

\mathbf{A} – vetor potencial magnético.

$a(T)$ – expoente da lei de potências.

a_{θ} - tamanho do laço.

B – indução magnética (Oe).

C – capacitância.

d – penetração magnética.

e - carga do electron.

E_C – energia de Coulomb.
 E_J – energia de acoplamento de Josephson.
 E_T – energia térmica.
 E_v – energia de vórtice.
 f – energia da barreira.
 f - frequência (Hz).
 G – condutância.
 $G_F(\alpha, \beta)$ – Fator geométrico de Fabry.
 $G_K(\alpha, \beta)$ – Fator geométrico de Kelvin.
 h - constante de Planck.
 $\hbar = h/2\pi$.
 $H_0 (h_0)$ – intensidade do campo magnético dc (ac).
 h_{ac} – campo magnético alternado aplicado (Oe).
 H_{dc} – campo magnético (Oe).
 H_T – Hamiltoniano de tunelamento.
 I - corrente elétrica (A).
 i – número imaginário.
 I_c – corrente crítica.
 I_N – corrente normal.
 i_r – corrente reduzida.
 I_t – corrente do ruído térmico.
 J - densidade de corrente (A/m^2).
 J_c - densidade de corrente crítica.
 k_B - constante de Boltzmann.
 l – caminho livre do meio.
 L – indutância.
 L' – comprimento da rede.
 m_e – massa do elétron.
 $N_{Es} - N_D$ – número de partículas da esquerda e da direita respectivamente.
 n_N – densidade de elétrons normais.
 n_S - densidade de superelétrons.
 $n_{vort-liv}$ – densidade de vórtices livres.
 Q – carga no capacitor.

R – resistor.

r_c – raio de corte.

R_N – cociente de V_t/I_c .

R_T – resistência de tunelamento.

t – espessura da barreira.

T - temperatura absoluta (K).

$T^?$ – período (s).

T_{BKT} – temperatura de transição BKT.

T_C – Temperatura de transição supercondutora (K).

$T_{k,q}$ – elementos da matrix que conectam a probabilidade de transição de um elétron a partir do estado-k da esquerda para outro estado-q da direita.

V – voltagem elétrico (V).

V_t – voltagem de inicio.

W – largura da rede.

1. Introdução

*A maioria de nós prefere olhar para fora e não para dentro de se próprio
e
A mente que se abre a uma nova idéia jamais voltará ao seu tamanho original*
Albert Einstein

A supercondutividade confundiu algumas das melhores mentes do século XX e foi finalmente entendida através da teoria microscópica que em 1957 rendeu o Premio Nobel a John Bardeen, Léon Cooper, e Robert Schrieffer. No início de 1960 houve muitas aplicações da supercondutividade que incluíram ímãs para imagens em medicina (RMN-1H) e físicas de alta-energia, cavidades de rádio-freqüência e componentes para uma variedade de aplicações e dispositivos de interferência quântica para magnetômetros e circuitos digitais. Estes últimos dispositivos são baseados no efeito Josephson, trabalho pelo qual B. D. Josephson foi reconhecido com o Prêmio Nobel em 1973.

Em 1986, o sonho de muitos cientistas foi realizado com a descoberta dos supercondutores de alta temperatura um ano depois, esses materiais já mostravam transição normal – supercondutor acima da temperatura do nitrogênio líquido. A descoberta revolucionária desta classe de supercondutores (o cuprates) deu a Georg Bednorz e Alex Muller o Prêmio Nobel em 1987.

A razão e o racionalismo conduzem a Física na busca pela previsibilidade dos fenômenos naturais pelo estabelecimento das regras (gerais ou particulares) capazes dessa previsão e que permitam, ao mesmo tempo, a condição de seu entendimento.

A Física abrange uma ampla gama de campos as quais foram adicionadas no transcurso de longos anos e contando em muitas delas com grandes expoentes com o surgimento destas. Newton na mecânica clássica, Maxwell e suas grandes contribuições na teoria da eletrodinâmica, Schrodinger e Dirac contribuindo ao engrandecimento da mecânica quântica, Einstein e a teoria da relatividade, Maiman e o primeiro laser fabricado, Walter Brattain, William Shockley e John Bardeen com o descobrimento do transistor, e outros. Tudo isso deu lugar ao início a uma nova era na evolução científico – tecnológica.

Um desses campos que chamou muito o interesse dos físicos no século XX foi a liquidação dos gases. Em 1908, Heike Kamerlingh Onnes conseguiu pela primeira vez coletar Hélio líquido (com temperatura de ebulição de 4,22 K) na universidade de Leyden, Holanda. Kamerlingh, tentando estudar a resistividade dos materiais em função da temperatura, encontrou que no mercúrio Hg sua resistência cai abruptamente para zero depois de uma temperatura de 4,2 K (conhecida como temperatura crítica T_c). Este tipo de fenômeno foi chamado de supercondutividade.

Já no ano 1933 W. Meissner e R. Oschenfeld encontraram experimentalmente que, ao aplicar um campo magnético externo a um supercondutor, se induziam correntes superficiais na amostra tal que o campo no interior desta seja zero.

Estas duas características mencionadas acima, resistividade zero e efeito Meissner (ou expulsão do campo magnético), descrevem as principais propriedades de um material supercondutor.

Em 1973 B. D. Josephson ganhou o prêmio Nobel pela previsão teórica de tunelamento de supercorrentes através de uma barreira^[1]; em particular hoje este fenômeno é conhecido como tunelamento Josephson. Um tunelamento Josephson muda o estado supercondutor para resistivo com a aplicação de um campo magnético ou com uma injeção de corrente elétrica através da junção Josephson (JJ).

O par de Cooper*, também chamado de pairon, movimenta-se como bóson livre. A supercorrente macroscópica surge a partir do fato que os -pairons se movimentam com diferentes velocidades. Portanto, o efeito Josephson é manifestado nos -pairons que não interagem entre si, e o movimento destes é realizado como bósons sem perda de massa (da mesma maneira que fazem os fótons).

Na década dos 70 do século passado, logo depois de Josephson propor sua teoria, a IBM pesquisou o efeito Josephson para aplicações na tecnologia dos computadores, desenvolvendo a integração tecnológica baseada em junções com ligações de Pb, tecnologias de circuitos para portas lógicas e memórias^[2-3].

Em 1983 a IBM anuncia o fim da pesquisa nesta área e do computador Josephson. Isto é devido ao grande avanço que apresentaram os dispositivos baseados em componentes semicondutores frente às JJ's. Apesar desta decisão da IBM de abandonar o projeto, no Japão continuaram com os esforços com uma nova vitalidade sobre os materiais e a tecnologia de dispositivos baseados nas JJ's.

* Par de elétrons com momentos opostos, que se encontram ligados pela interação elétron-fônon.

Atualmente existem diversas aplicações importantes de materiais supercondutores na geração, armazenamento e transmissão eficiente de energia. Os chamados S.Q.U.I.D. (Dispositivo Supercondutor de Interferência Quântica ou *Superconducting Quantum Interference Device*), são comercializados atualmente por várias empresas. Também outros produtos como cabos supercondutores são comercializados por empresas como *American Superconductor*. A aplicação de materiais supercondutores também se dá na construção de trens velozes no Japão [4], bem como em computadores super-rápidos.

Objetivo desta tese de doutorado

Este trabalho de pesquisa está centrado no estudo do fenômeno de efeitos quânticos em redes ordenadas de Junções Josephson dos tipos SNS (Supercondutor – Normal – Supercondutor) e SIS (Supercondutor – Isolante – Supercondutor) com composição $\text{Nb-Cu}_x\text{Al}_y\text{O}_z\text{-Nb}$ - através da indução de vórtices por consequência do tamanho da rede, e da implementação da instrumentação associada a este projeto de pesquisa: sistema de criogenia, sistema de controle de temperatura, fontes de corrente, e outras necessidades envolvidas.

Deste modo, o objetivo fundamental deste projeto foi estudar os efeitos quânticos presentes nas redes de junções Josephson tais como: tunelamento Josephson dc/ac, efeito de proximidade, bloqueio de Coulomb, flutuações quânticas e outras como a transição de fase de Berezinsky-Kosterlitz-Thouless (BKT). Esses objetivos foram alcançados através das medidas das curvas características $V \times I$ por indução de vórtices ou ativação térmica nessas redes como consequência do tamanho destas.

Metodologia do trabalho

Esta tese foi dividida em oito capítulos a fim de descrever todas as atividades realizadas.

No capítulo 2, procurou-se ilustrar a parte teórica relacionada com a supercondutividade das redes de junções Josephson, fenômenos de transporte com ou sem campo magnético aplicado dc.

No capítulo 3 centrou-se a atenção no que se refere à transição de fase de Berezinsky-Kosterlitz-Thouless observada em redes de junções Josephson.

No Capítulo 4 fez-se uma revisão dos principais artigos encontrados referentes a esta pesquisa, especificamente nas diferentes teorias de escalas existentes para definir as

propriedades de junções Josephson; dessas muitas estão relacionadas com a presença de vórtices ou frustrações neste tipo de amostras.

Portanto, esses três primeiros capítulos podem ser definidos como um primeiro bloco no qual se tenta completar uma revisão da teoria relacionada nesta pesquisa.

No capítulo 5, descreveu-se a parte experimental desenvolvida nesta tese, com respeito à montagem do sistema, a implementação eletrônica, o desenvolvimento e fabricação dos diversos acessórios para o criostato. Também descreveremos os diferentes arranjos experimentais para as medidas propostas, e por último, os softwares produzidos para cada um destes.

Esse capítulo descrito é o segundo bloco, e corresponde à instalação – montagem, e implementação do sistema a fim de atingir os objetivos desta tese.

No capítulo 6, apresentaram-se as 5 amostras com as quais se contou para a realização da pesquisa, duas amostras *unshunted* do tipo SIS, duas amostras *unshunted* do tipo SNS e uma *shunted* do tipo SNS, mostrando os parâmetros extraídos destas.

Já no capítulo 7, mostraram-se os resultados encontrados das caracterizações de todas as amostras, com e sem campo magnético aplicado dc/ac a diferentes temperaturas, analisando e discutindo os resultados experimentais das curvas $V \times I$.

No capítulo 8, apresentaram-se as conclusões desta pesquisa assim como as perspectivas desta linha de investigação.

Esses três últimos capítulos constituem o terceiro bloco e é o mais representativo de todo o desenvolvido neste percurso do doutorado, mostrando o desempenho tanto do sistema montado, da implementação (software – eletrônica e mecânica) feita, os efeitos estudados nos dispositivos de redes de junções Josephson mostrando que o realizado, atingiu as perspectivas e objetivos deste projeto de doutorado.

Por último, no anexo mostrou-se os trabalhos (congressos e artigos em jornais indexados) desenvolvidos no percurso deste doutorado no Grupo de Materiais e Dispositivos – GMD, ao lado do professor Dr. Fernando M. Araújo-Moreira.

Na Figura 1.1 é mostrado o organograma, no qual está esquematizada estrategicamente o realizado neste trabalho de pesquisa tal como foi executado durante o seu desenvolvimento.

Estudo de Efeitos Quânticos em Redes de Junções Josephson SNS e SIS com Composição Nb-Cu_xAl_yO_z-Nb através da Indução de Vórtices por Conseqüência do Tamanho de Rede

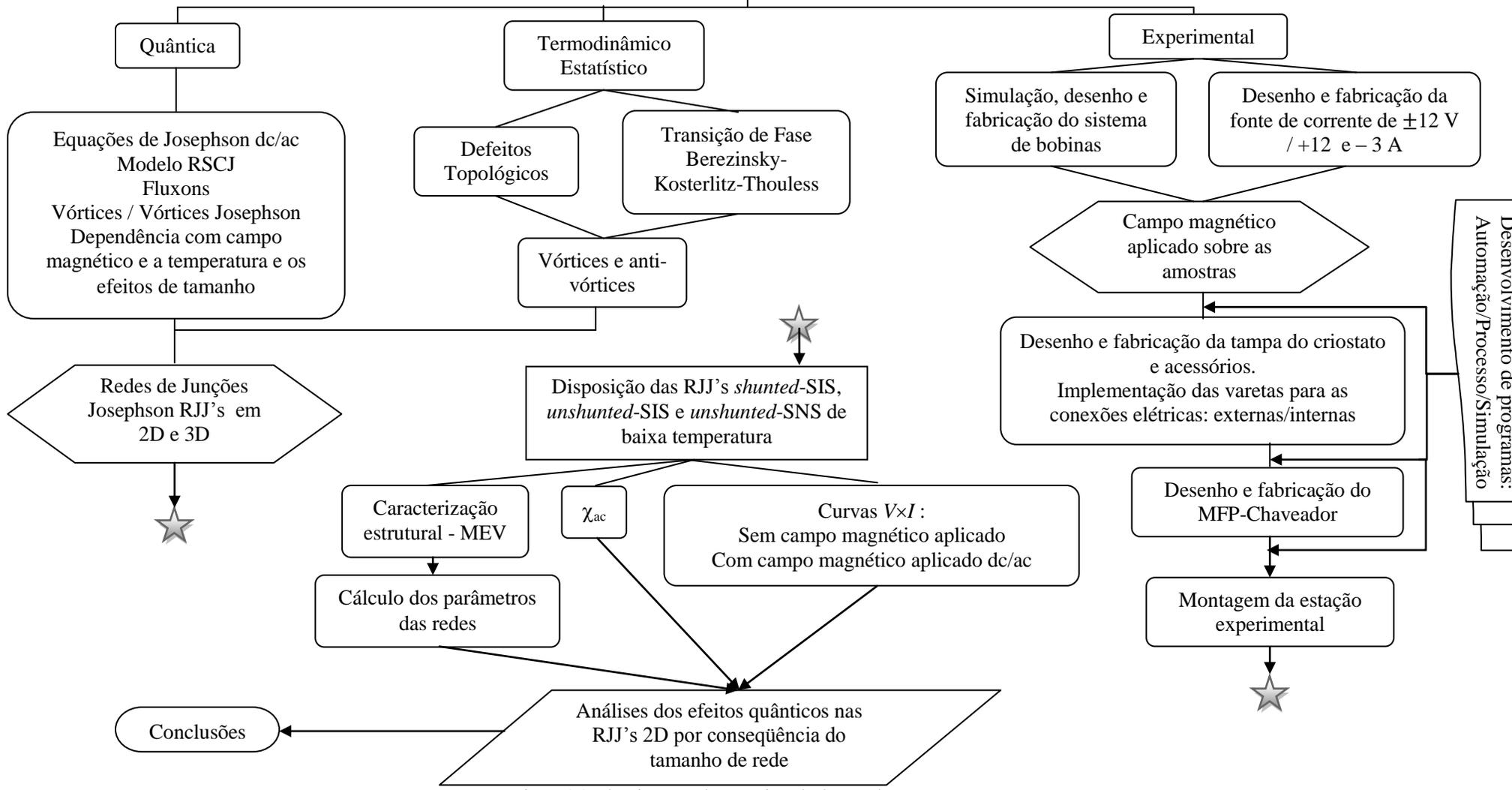


Figura 1.1: Planejamento deste projeto de doutorado.

2. Fundamentos teóricos das junções Josephson

Neste capítulo serão revisados os conceitos mais importantes do efeito Josephson. Também discutiremos outros efeitos físicos essenciais envolvidos com a supercondutividade (quântica, eletrodinâmica, termodinâmica e estatística) relacionados ao efeito Josephson.

2.1 Aspectos fenomenológicos

Em 1964 Brian D. Josephson ^[5] mostrou que numa JJ a supercorrente[†] de tunelamento para uma diferença de potencial aplicada zero é dada por: $I_S = I_c \sin(\phi)$, onde ϕ é a diferença de fase das funções de onda nos dois supercondutores, e I_c a corrente crítica. Josephson também prediz que: $\nu = d\phi / dt = 2eV / \hbar$, $\leftarrow = h/2\pi$, h é a constante de Planck e, e é a carga do elétron, V é diferença de potencial aplicada na JJ. Assim, a energia $h\nu$, é igual à energia do par de Cooper que tunela a barreira. E, por último, quando um campo magnético constante é aplicado perpendicularmente a uma JJ, efeitos de interferência fazem com que a supercorrente total dependa da intensidade do campo magnético[‡]. Portanto, basicamente são três os fenômenos presentes numa JJ: (a) efeito Josephson dc; (b) efeito Josephson ac; (c) junções Josephson em um campo magnético.

2.1.1 Supercondutores acoplados

Consideraremos agora dois supercondutores S_{E_S} e S_D separados por uma distância macroscópica. Nesta situação as fases dos dois supercondutores podem mudar independente. Consideremos agora quando os dois supercondutores estão perto um do outro; nesta situação quase-partículas podem tunelar de um lado para o outro. Se reduzirmos ainda mais essa distância de separação entre S_E e S_D , então, podemos ter pares de Cooper tunelando à barreira (tunelamento Josephson). Nesta situação o grau de liberdade é removido, devido à correlação

[†] No estado supercondutor, os portadores são denominados de pares de Cooper, que se encontram em um estado quântico macroscópico descrito por: $\psi(\vec{r}, t) = |\psi(\vec{r}, t)|e^{i\phi(\vec{r}, t)}$.

[‡] Este efeito que permite medir pequenos campos magnéticos, é justamente aquele utilizado no dispositivo S.Q.U.I.D.

de fase entre os dois supercondutores, isto é, uma ordem de longo alcance é transmitida através da fronteira. Portanto, espera-se que este sistema composto por dois supercondutores e separado por uma fina barreira, seja assumido como um simples supercondutor. Este fenômeno é muitas vezes chamado de “supercondutividade fraca”, Anderson 196 [30], devido a exibir pequenos valores dos parâmetros críticos. Esta definição de Anderson pode-se considerar como a abertura deste campo na supercondutividade. Neste caso a junção estudada por Anderson foi Sn-Sn_xO_y-Pb.

2.1.2 Tunelamento de um simples elétron

Tunelamento em materiais supercondutores inicia-se com o experimento de Giaever [6] em 1960, e em outros como Nicol, Shapiro e Smith. Estudaremos a estrutura mostrada na Figura 2.1, a qual consiste de dois filmes (metal) separados por uma barreira (dielétrico), estudando o tunelamento da corrente I com respeito à tensão na junção.

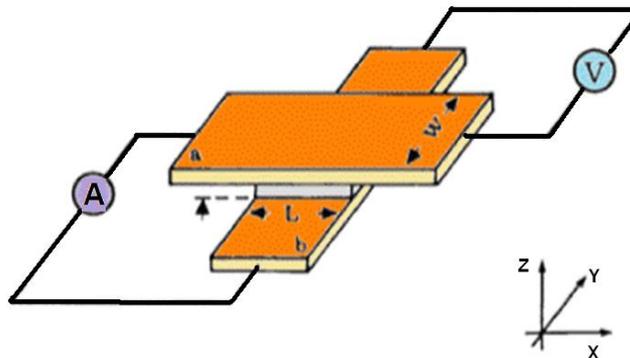


Figura 2.1: Tunelamento através da JJ e sua geometria, com largura L e W , respectivamente.

Para visualizar este processo de tunelamento, adotaremos uma representação gráfica simples em termos do diagrama de energia E e o momento k . O metal normal é representado no plano E - k pela curva mostrada na Figura 2.2(a), a linha pontilhada corresponde à porção de baixo da parábola que representa a energia de Fermi E_F (estados eletrônicos preenchidos e semi-preenchidos ou buracos). Esta criação do par elétron-buraco é atingida com a excitação de dois estados de energia: $E_l = |\varepsilon_l|$ e $E_h = |\varepsilon_h|$ respectivamente (ver Figura 2.2). Todos os estados excitados têm energia positiva com respeito à E_F . No caso de um supercondutor, todos os pares condensados estão em torno do nível de Fermi e uma energia mínima Δ (*gap* de energia) é requerida para uma excitação como se mostra na Figura 2.2(b).

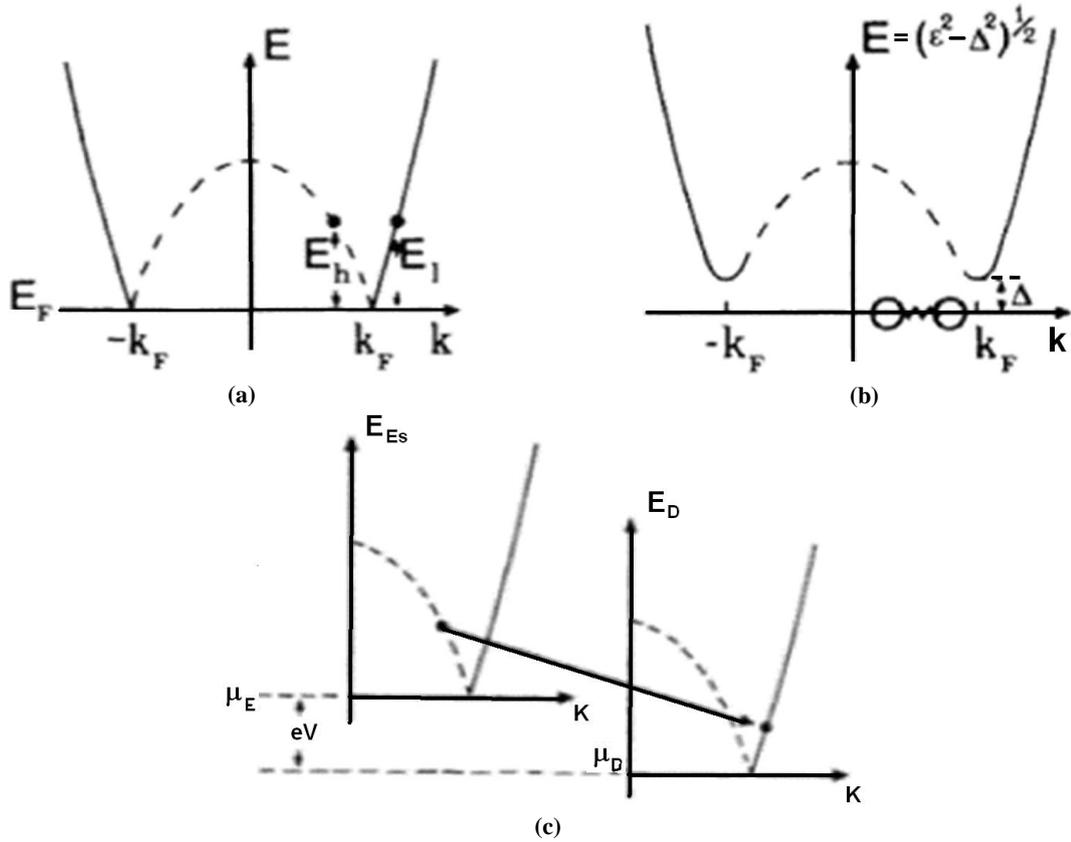


Figura 2.2: Diagrama de Momento-Energia (a) metal normal (b) metal supercondutor e (c) processo de tunelamento entre dois eletrodos metais normal.

Estas são as excitações das quase-partículas e possuem uma energia $E = (\varepsilon^2 + \Delta^2)^{1/2}$. A partir disto, uma correspondência um a um entre E e ε é a seguinte: $N(E)dE = \eta(\varepsilon)d\varepsilon$; onde $N(E)$ e $\eta(\varepsilon)$ são as densidades no estado supercondutor e normal respectivamente.

No caso de que o *gap* de energia seja independente da temperatura (aproximação BCS), podemos ter as seguintes aproximações para as densidades do estado:

$$\begin{aligned}
 N(E) &= N(0) \left[\frac{E}{\sqrt{E^2 - \Delta^2}} \right] & |E| \geq \Delta \\
 N(E) &= 0 & |E| < \Delta
 \end{aligned}
 \tag{2.1}$$

Da teoria fenomenológica proposta por Giaever e Megerle ^[7], a corrente tunelando $I_{E_S \rightarrow D}$ do eletrodo esquerdo para a direita é dada por:

$$I_{E_S \rightarrow D} = \frac{2\pi}{\hbar} \int_{-\infty}^{+\infty} |T|^2 N_{E_S}(E) f_{E_S}(E) N_D(E) (1 - f_D(E)) dE
 \tag{2.2}$$

Onde $f_D(E)$ ($f_{Es}(E)$) é o fator do Fermi: $f_{Es} = \frac{1}{1+e^{\frac{E}{k_B T}}}$, e N_{Es} (N_D) é a densidade dos estados

esquerda (direita) no metal, k_B é a constante de Boltzman. $|T|$ é o elemento da matriz de tunelamento entre os estados de igual energia. A equação (2.2) mostra que a corrente a partir da esquerda (Es) para direita (D) é proporcional a: (i) a probabilidade de tunelamento (ii) o número de elétrons disponível da esquerda (fração dos estados preenchidos, $N_{Es}f_{Es}$) e (iii) o número de estados possíveis da direita (fração de estados sem preencher $N_D(1-f_D)$). Trocando os índices D e Es , podemos obter a seguinte equação análoga à (2.2).

$$I = I_{Es \rightarrow D} - I_{D \rightarrow Es} = \frac{2\pi}{\hbar} \int_{-\infty}^{+\infty} |T|^2 N_{Es}(E) N_D(E) (f_{Es}(E) - f_D(E)) dE \quad 2.3$$

Se for aplicada uma tensão elétrica V na junção os níveis da energia de Fermi μ_D e μ_{Es} podem ser relativamente deslocados com uma energia eV e assim:

$$I = \frac{2\pi}{\hbar} |T|^2 \int_{-\infty}^{+\infty} N_{Es}(E) N_D(E) (E + eV) (f_{Es}(E) - f_D(E + eV)) dE \quad 2.4$$

Onde $|T|$ é assumido independente da energia.

Consideraremos dois estados normais (metal) e, partiremos da seguinte hipótese: N_{Es} e N_D são constantes e com densidades de estado iguais para o mesmo nível da energia de Fermi. Portanto, a corrente tunelando entre os dois metais normais é: $I_{NN} = const \times \int_{-\infty}^{+\infty} [f(E) - f(E+eV)] dE$.

Com $I_{NN} = \sigma_N V$. A constante σ_N , é a condutividade no estado normal.

No plano E - k o processo de tunelamento entre os metais normais é representado na Figura 2.2(c). A transferência de um elétron da esquerda para a direita cria um buraco na esquerda e um elétron na direita.

Quando esses dois metais estão no estado supercondutor a situação é totalmente diferente. A densidade de estados é agora dada pela expressão (2.1). Portanto, a corrente de tunelamento na junção com os dois eletrodos supercondutores é dada por:

$$I_{SS} = const \times \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{|E|}{|E^2 - \Delta_E^2|^{1/2}} \frac{|E + eV|}{|(E + eV)^2 - \Delta_D^2|^{1/2}} [f(E) - f(E + eV)] dE \quad 2.5$$

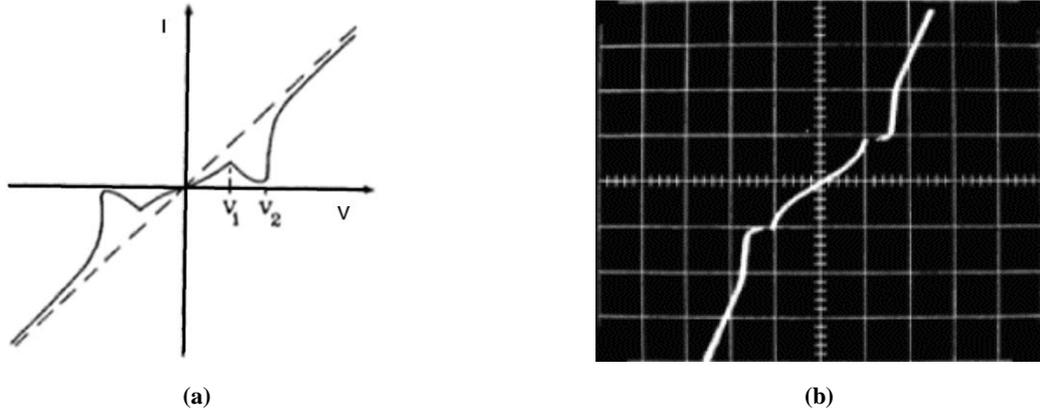


Figura 2.3: (a) Curva teórica característica $V \times I$ de uma junção com diferentes eletrodos - supercondutores $V_1 = |\Delta_D - \Delta_E|/e$, e $V_2 = |\Delta_D + \Delta_E|/e$ (b) Curva característica $V \times I$ observada para uma junção Sn-Sn_xO_y-Pb [81].

Esta integral tem que ser resolvida numericamente. Para $T \neq 0$ é observada uma singularidade logarítmica para uma corrente I_{SS} com uma diferença de potencial: $V_1 = \pm |\Delta_D - \Delta_E|/e$, e uma descontinuidade finita para $V_2 = \pm |\Delta_D + \Delta_E|/e$; esta descontinuidade está relacionada com o *gap* de energia. A Figura 2.3(a) mostra o resultado da solução da equação (2.5) das curvas características $V \times I$, e a Figura 2.3(b) mostra os resultados experimentais para esse tipo de junção. O tunelamento de um simples elétron entre dois supercondutores é ilustrado na Figura 2.4 (a).

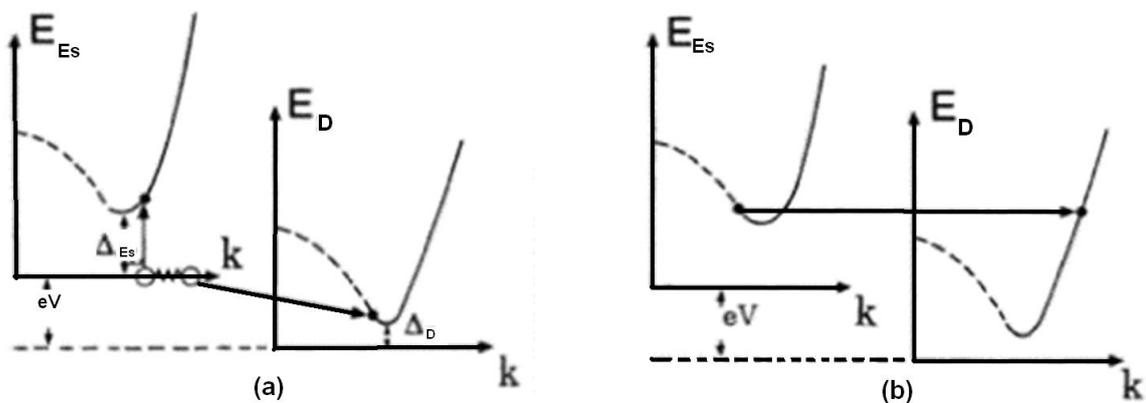


Figura 2.4: Processos de tunelamento de quase-partículas entre supercondutores com uma tensão de polarização dc. (a) Quebra de pares (b) Tunelamento direto da quase-partícula por excitação térmica.

O processo mostra a destruição de um par elétron-buraco no sistema. Igualando as energias envolvidas nos estados, inicial e final dado por: $2eV = E_{Es} + eV + E_D$, a mínima energia para a qual o processo é possível é dada por: $eV = \Delta_D + \Delta_{Es}$. Para $T > 0$, ou na presença de partículas injetadas (a partir de uma fonte de corrente) a um eletrodo supercondutor. A relação entre a tensão aplicada e a energia da quase-partícula nos estados inicial e final é: $eV = \Delta_D - \Delta_{Es}$.

O mínimo valor de V neste caso é zero. Quando $V = \pm|\Delta_D + \Delta_{Es}|/e$, a densidade de estados nos dois supercondutores com: $E_E = \Delta_{Es}$ e $E_D = \Delta_D$, resultam numa singularidade logarítmica na curva característica $V \times I$ (Figura 2.3).

2.2 Equações de Josephson

Nos últimos anos uma das áreas de maior desenvolvimento que utiliza materiais supercondutores está relacionada com as redes de JJ (RJJ). Entre estes podemos mencionar os efeitos de tamanho das RJJ's. Estas RJJ's visam a fabricação de processadores para computadores quânticos, emissores de radiação de alta frequência. Neste último caso, daria lugar a um grande número de aplicações tecnológicas de baixo custo seria viável se dispuséssemos de fontes de radiação eletromagnética compactas, sintonizáveis e eficientes, na faixa de frequências de 100 GHz – 1 THz.

Assim, não existem ainda dispositivos adequados para as aplicações mencionadas, e por isso estruturas baseadas em JJ's são boas candidatas para atuarem como osciladores na faixa de frequências proposta. A principal característica destas estruturas visando aplicações tecnológicas é que, quando uma tensão constante V_{dc} é aplicada a uma JJ, aparece uma corrente que oscila a uma frequência ν da forma: $\nu = \frac{2e}{h} V_{dc}$. Redes de JJ's (ou JJA, do inglês *Josephson Junction Array*) têm sido extensivamente utilizadas no estudo de física básica de transições de fase em sistemas 2D ^[8], e 3D (cerâmicos) ^[9], dada a analogia que ambos apresentam. A Figura 2.13 representa uma JJ.

2.2.1 Efeito Josephson

Quando dois metais em temperaturas diferentes são separados por uma fina camada de material isolante, elétrons de um deles podem passar, através do isolante, por meio de um processo conhecido como tunelamento quântico, estabelecendo um equilíbrio térmico.

Consideremos agora que uma diferença de potencial seja aplicada, assim surge uma corrente elétrica de tunelamento na junção entre os dois metais, que é proporcional à tensão na junção. Além deste tunelamento efetuado por elétrons que não formam pares de Cooper, existe outro efeito produzido pelo tunelamento de pares de Cooper, conhecido como **efeito Josephson** ou **tunelamento Josephson**, previsto por B. D. Josephson ^[1]. Neste caso, haverá uma corrente contínua de tunelamento, formada por pares de Cooper, ainda que nenhuma diferença de potencial seja aplicada aos supercondutores. Este efeito é denominado **efeito Josephson dc**. Agora, se uma tensão contínua for aplicada aos supercondutores, será observada uma corrente alternada de tunelamento, cuja frequência será dada por: $\nu = \frac{2e}{\hbar} V_{dc}$. Este é o **efeito Josephson ac**. Trata-se de um efeito notável, em que uma tensão contínua produz o aparecimento de uma corrente alternada na junção. Estes efeitos serão discutidos em detalhe para um melhor entendimento dos fenômenos que estes envolvem.

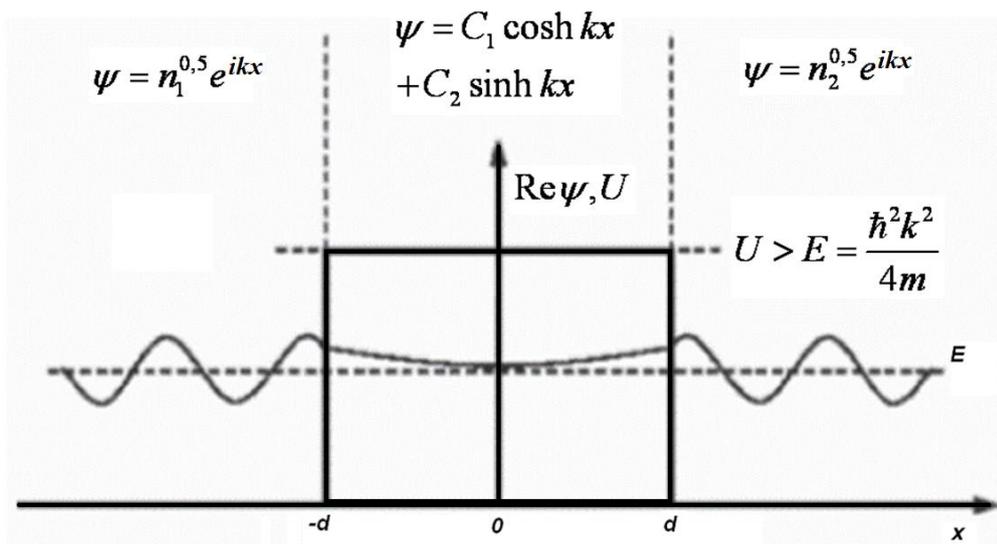


Figura 2.5: Modelo de uma JJ (SIS). Partículas com energia E , massa $2m$, tunelamento quântico por uma barreira de potencial quadrado de espessura $2d$ e altura U .

2.2.2 Equações de Josephson - efeito Josephson dc

Equações análogas obtidas por B. D. Josephson podem ser derivadas a partir do simples modelo unidimensional ^[10], descrito a seguir:

Considerando uma barreira quadrada de comprimento $2d$ e altura U (ver Figura 2.5). A energia associada com a função de onda macroscópica é E , e cumpre a seguinte condição: $E <$

U . Fora da barreira, a energia E corresponde à energia cinética dos portadores da supercorrente: $E = \frac{1}{2} \sum m^* v_s^2$ (m^* é a massa dos portadores de carga), e v_s é a velocidade destes.

Este modelo deixa de funcionar se: $E \geq U$, neste caso a barreira não atua como um isolante, mas como um supercondutor diferente. A função de onda macroscópica de um supercondutor pode ser expressa pelo parâmetro de ordem complexo ψ para cada eletrodo supercondutor ao lado da barreira como: $\psi_j = \sqrt{n_j} e^{ikx}$, onde $k = \sqrt{\frac{4m_e E}{\hbar^2}}$, m_e é a massa do elétron.

O valor de $\sqrt{n_j}$ representa a densidade dos pares de Cooper de cada eletrodo supercondutor. Assumindo uma diferença de potencial zero na JJ e que: $\sqrt{n_1} = \sqrt{n_2} = \sqrt{n}$. Dentro da barreira chega-se a mostrar que a função de onda é:

$$\psi = c_1 \cosh(\kappa x) + c_2 \sinh(\kappa x) \quad 2.6$$

Com $\kappa = \sqrt{\frac{4m_e(U-E)}{\hbar^2}}$. Tomando em conta as condições de fronteira em cada extremo da

barreira podemos encontrar que: $c_1 = \sqrt{n} \frac{\cos(\kappa d)}{\cosh(\kappa d)}$, $c_2 = \sqrt{n} \frac{\sin(\kappa d)}{\sinh(\kappa d)}$.

Da mecânica quântica podemos escrever: $J = -2e \operatorname{Re} \left\{ \frac{\hbar}{i2m_e} \psi^* \nabla \psi \right\} = -e \frac{\hbar}{m_e} \operatorname{Im} \{ \psi^* \nabla \psi \}$. J é a densidade de corrente. Daqui podemos obter que:

$$J = -e|n| \frac{\hbar \kappa}{m_e}, \text{ Fora da barreira} \quad 2.7$$

$$J = -e \frac{\hbar \kappa}{m_e} \operatorname{Im} \{ C_1^* C_2 \} = -e|n| \frac{\hbar \kappa}{m_e} \frac{\cos(\kappa d) \sin(\kappa d)}{\cosh(\kappa d) \sinh(\kappa d)}, \text{ Dentro da barreira} \quad 2.8$$

Aplicando as identidades trigonométricas e hiperbólicas, a J pode ser escrita como:

$$J = J_c \sin(\theta_1 - \theta_2) \quad 2.9$$

Onde: $J_c = -\frac{e|n|\hbar\kappa}{m_e \sinh(2\kappa d)}$, $\theta_1 = \kappa d$, e, $\theta_2 = -\kappa d$.

A quantidade J_c é a densidade de corrente crítica e, vai depender da natureza e a profundidade da barreira do material supercondutor, e da temperatura.

Neste modelo, observarmos que J_c depende da energia da supercorrente e é limitado pelo valor: $e|n|\hbar/2m_e d$ com a energia E , e uma altura U . A diferença: $\theta_2 - \theta_1$, é a fase da função de onda sobre cada lado da barreira. Impondo a invariância de gauge sobre o sistema, um termo adicional aparece na expressão da diferença de fase, resultando:

$$\phi = \theta_2 - \theta_1 = \frac{2e}{\hbar} \int_1^2 \vec{A} \cdot d\vec{l} \quad 2.10$$

Onde \vec{A} é o vetor potencial magnético e a integral é feita na região correspondente à mudança de fase de θ_1 a θ_2 . Desta última consideração temos que a probabilidade da densidade de corrente J , é modificada pela presença de um campo magnético, obtendo-se que:

$$J = -2eRe \left\{ \psi^* \left[\frac{\hbar}{2im_e} \nabla + \frac{2e}{2m_e} \vec{A} \right] \psi \right\} = -e|n| \frac{\hbar}{m_e} \left\{ \nabla \phi + \frac{2e}{\hbar} \vec{A} \right\}.$$

Nesta última equação, a função de onda fora da barreira é expressa da forma geral: $\psi = \sqrt{n} e^{i\phi}$. Finalmente:

$$J = J_c \sin \phi \quad 2.11$$

A equação (2.11) é conhecida como o efeito Josephson dc ^[5 e 11]. Esta última expressão depende da invariância de gauge e da diferença de fase da função de onda macroscópica nos extremos da barreira. A dependência da diferença de fase sobre o vetor potencial \vec{A} mostra que esta pode variar com a aplicação de um campo magnético externo na JJ. Isto resulta na supressão da supercorrente dc com respeito a seu máximo valor possível.

2.2.3 Equações de Josephson - efeito Josephson ac

O Comportamento dinâmico da supercorrente pode ser obtido a partir da equação de Schrodinger dependente do tempo: $i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = \frac{1}{4m_e} \left(\frac{\hbar}{i} \nabla + 2eA \right)^2 \psi - 2e\phi\psi$, onde ϕ é o potencial elétrico.

Substituindo a função de onda macroscópica nesta última equação temos que: $-\hbar \frac{\partial \theta}{\partial t} =$

$$\frac{\hbar^2}{4m_e} (\nabla \theta)^2 + \frac{\hbar e}{m_e} A \cdot \nabla \theta + \frac{\hbar^2}{4im_e} \nabla^2 \theta + \frac{\hbar e}{2im_e} \nabla \cdot A + \frac{(eA)^2}{m_e} - 2e\phi.$$

Separando a parte real e imaginária, e resolvendo para $\frac{\partial\theta}{\partial t}$, temos em termos da densidade de corrente (J):

$$\frac{\partial\phi}{\partial t} = -\frac{m_e}{4e^2|n|^2\hbar}J^2 + \frac{2e}{\hbar}\varphi \quad 2.12$$

Podemos também chegar à seguinte relação aplicando a invariância de fase: $\frac{\partial\phi}{\partial t} = \frac{\partial\theta_2}{\partial t} - \frac{\partial\theta_1}{\partial t} + \frac{2e}{\hbar}\frac{\partial}{\partial t}\int_1^2\vec{A}\cdot d\vec{l}$, da relação (2.12) obtemos: $\frac{\partial\phi}{\partial t} = -\frac{m_e}{4e^2|n|^2\hbar}(J_2^2 - J_1^2) + \frac{2e}{\hbar}\frac{\partial}{\partial t}\int_1^2(\nabla\phi + \frac{\partial}{\partial t}\vec{A})\cdot d\vec{l}$.

Desta última expressão podemos reconhecer o campo elétrico: $\vec{E} = -\nabla(\Delta\phi) - \frac{\partial}{\partial t}\vec{A}$, portanto, podemos reduzir a: $\frac{\partial\phi}{\partial t} = -\frac{m_e}{4e^2|n|^2\hbar}\Delta J^2 + \frac{2e}{\hbar}V$, V é a tensão aplicada na JJ,

ΔJ^2 é a diferença da densidade da corrente ao quadrado em cada lado da junção. Assumindo uma conservação da corrente ($J_1 = J_2$), e que: $L' \ll \lambda$ (L' é o comprimento da junção, λ é o comprimento de onda do sinal elétrico na junção), finalmente temos:

$$v = \frac{\partial\phi}{\partial t} = \frac{2e}{\hbar}V_{dc} = 483,6V_{dc} \frac{MHz}{\mu V} \quad 2.13$$

No efeito Josephson dc foi obtido que a ϕ pode ser modulada com o campo magnético aplicado na JJ, equação (2.10). Já na equação (2.13), observamos que esta fase ϕ , também conhecida como a fase Josephson, possui uma dependência temporal a qual vai depender da diferença de potencial V aplicada na JJ, este efeito é conhecido como o efeito Josephson ac.

Desses resultados mencionados conclui-se que se uma tensão dc é aplicada na JJ resulta em um incremento na corrente ac através da junção ^[5].

Definindo a densidade de energia elétrica por unidade de área que há na barreira como:

$$\varepsilon_j = \int_1^2 JV dt = \int_1^2 J_c \sin(\phi) \frac{\Phi_0}{2\pi} d\phi = J_c \frac{\Phi_0}{2\pi} (1 - \cos(\phi)).$$

A energia total na barreira é:

$$E_j = \frac{I_c \Phi_0}{2\pi} \quad 2.14$$

Onde: $\Phi_0 = 2,068 \times 10^{-15} T \cdot m^2$, é a definição do quantum de fluxo magnético. Observemos que a fase Josephson está associada com a energia total. Se uma energia térmica é aplicada na JJ, a diferença de fase chega a ser instável. Portanto, para garantir uma fase estável temos: $E_J \gg k_B T$ ou $I_c \gg \frac{2ek_B T}{\hbar}$, para uma temperatura T . Na prática, o valor da I_c pode ser ajustado mudando o tamanho da rede ou reduzindo a espessura da barreira (tal como é mostrado nos resultados experimentais desta pesquisa).

2.2.4 O modelo RSCJ

Nas curvas características de tensão (voltagem) contra a corrente ($V \times I$) para JJ's é observada uma histerese.

Quando uma corrente de polarização é injetada na JJ e é incrementado a partir de zero, a tensão elétrica muda abruptamente para um valor diferente de zero quando a I excede I_c , mas para retornar a esse zero só é conseguido quando I é reduzido para um valor muito menor que I_c . Essa histerese é um fator limitante para o funcionamento convencional do S.QU.I.D.

As curvas características $V \times I$ para as JJ's são bem explicadas pelo modelo RSCJ ^[12-13].

A Figura 2.6 mostra o diagrama do modelo RSCJ amplamente empregado para a explicação de uma JJ real. O modelo consiste de uma JJ ideal em paralelo com um capacitor e um resistor. O capacitor representa o fato físico de uma JJ real com tamanho finito e capacitância (dois eletrodos supercondutores que são separados por uma barreira). A resistência R representa os efeitos dissipativos e as perdas na JJ. Essas perdas podem ser relacionadas com o tunelamento das quase-partículas, perdas indutivas com frequência diferente de zero, fluxo de vórtices, vórtices ancorados, tunelamento de elétrons normais devido à quebra dos pares de Cooper ^[14 - 15] e outros.

Neste modelo RSCJ o valor efetivo da capacitância é assumido independente da tensão de polarização, frequência ou temperatura. Porém, a capacitância vai depender da configuração geométrica da junção e do tipo de barreira (metal, isolante ou outro). Embora, a I_c é influenciada pela temperatura e a geometria do supercondutor. A simplificação mais importante é que a resistência é linear, acima e embaixo do *gap* da tensão elétrica.

Devido às quase-partículas a resistência mostrada na Figura 2.6, depende intensamente da temperatura e da tensão de polarização ^[16]. Pode-se escrever a corrente total que circula no circuito RCSJ empregando a lei de Kirchhoff (Figura 2.6):

$$I = C \frac{dV}{dt} + \frac{V}{R} + I_c \sin(\phi) \quad 2.15$$

Lembrando que, $v = \frac{d\phi}{dt} = \frac{2\pi}{\Phi_0} V$, podemos obter:

$$I = \frac{C\Phi_0}{2\pi} \frac{d^2\phi}{dt^2} + \frac{\Phi_0}{2\pi R} \frac{d\phi}{dt} + I_c \sin(\phi) \quad 2.16$$

A equação (2.16) descreve a dinâmica da diferença de fase em analogia com o movimento de uma partícula de massa m e coeficiente de atrito ζ movimentado em um potencial inclinado *washboard* de um modelo mecânico – pêndulo amortecido (ao longo do eixo x), o qual é governado pela seguinte equação de movimento:

$$m\ddot{x} + \zeta\dot{x} = -\frac{\partial w(x)}{\partial x} + F_d = -\frac{\partial\{w(x) - F_d x\}}{\partial x} \quad 2.17$$

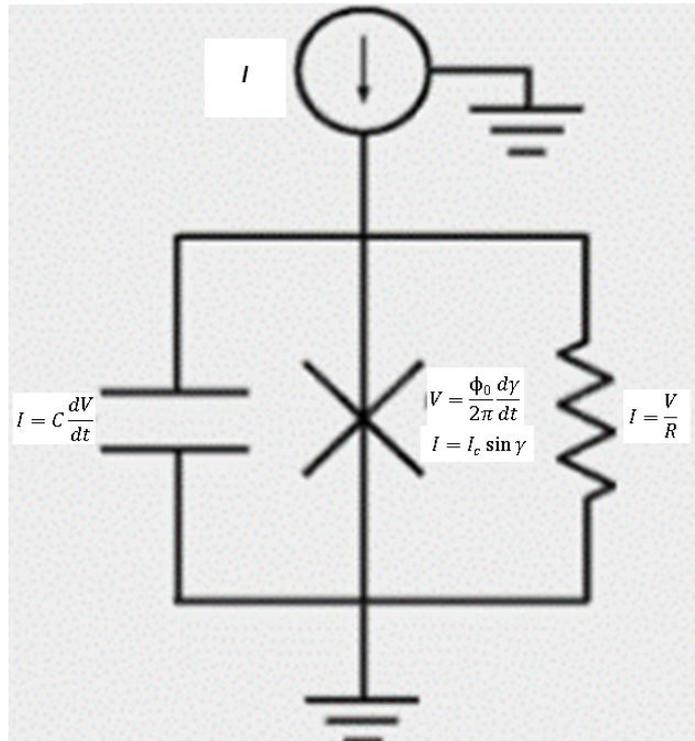


Figura 2.6: Circuito eletrônico equivalente a uma JJ real descrita no modelo RSCJ.

Onde F_d é a força de externa ao sistema, $w(x)$ é o potencial do sistema mecânico.

Fazendo uma comparação entre as equações (2.16) e (2.17), obtemos a Tabela 2-1.

Tabela 2-1: Comparação entre o modelo RSCJ e pêndulo amortecido.

Junção Josephson	Pêndulo amortecido
Fase ϕ	Posição x
Frequência $\nu = \frac{d\phi}{dt}$	Velocidade \dot{x}
Capacitância C	Massa m
Condutância $1/R$	Coefficiente de atrito ζ
Corrente de polarização I	Força externa

Da equação (2.16) podemos extrair os seguintes parâmetros: $\tau_J = \Phi_0/2\pi I_c R$, $\tau_{RC} = RC$, e finalmente, podemos ter:

$$\beta_c = \frac{\tau_{RC}}{\tau_J} = \frac{2\pi I_c R^2 C}{\Phi_0} \quad 2.18$$

A constante τ_{RC} é o tempo correspondente ao circuito RC , que parametriza a descarga do capacitor através do resistor R para um valor de $1/e$ da tensão elétrica, onde e é a carga do elétron. A constante β_c é o parâmetro de Stewart-McCumber ^[12]. Se: $\beta_c \ll 1$, a dinâmica de nosso modelo RSCJ é dominada por um efeito de amortecimento ou descarga dos elementos de um circuito RC e o modelo é reduzido a um modelo RSJ, modelo amplamente empregado na prática para um S.Q.U.I.D. Porém, se $\beta_c \gg 1$ o modelo é intensamente amortecido (no limite).

Podemos ver que quando a corrente de polarização é diminuída a partícula pode ser retida em um dos poços do potencial *washboard* como observamos na Figura 2.7.

Da equação (2.16) obtemos a frequência característica: $\omega_c = 2\pi I_0 R/\Phi_0$, a qual é conhecida como a frequência Josephson com uma tensão característica $V_c = I_c R$. Assim, podemos escrever o parâmetro de Stewart-MacCumber como: $\beta_c = (\omega_c/\omega_p)^2$. Chega-se também a demonstrar que se: $\omega_{RC} = 1/RC$, e podemos ter a seguinte relação: $\omega_p^2 = \omega_c \omega_{RC}$.

Definindo o chamado *tilted washboard potential* U_J de uma JJ como:

$$U_J = \frac{\Phi_0}{2\pi} [I_c \{1 - \cos \phi\} - I\phi] = E_J \{1 - \cos \phi - i\phi\} \quad 2.19$$

onde: $i = I/I_c$, a amplitude do potencial é dada pela energia de acoplamento Josephson E_J .

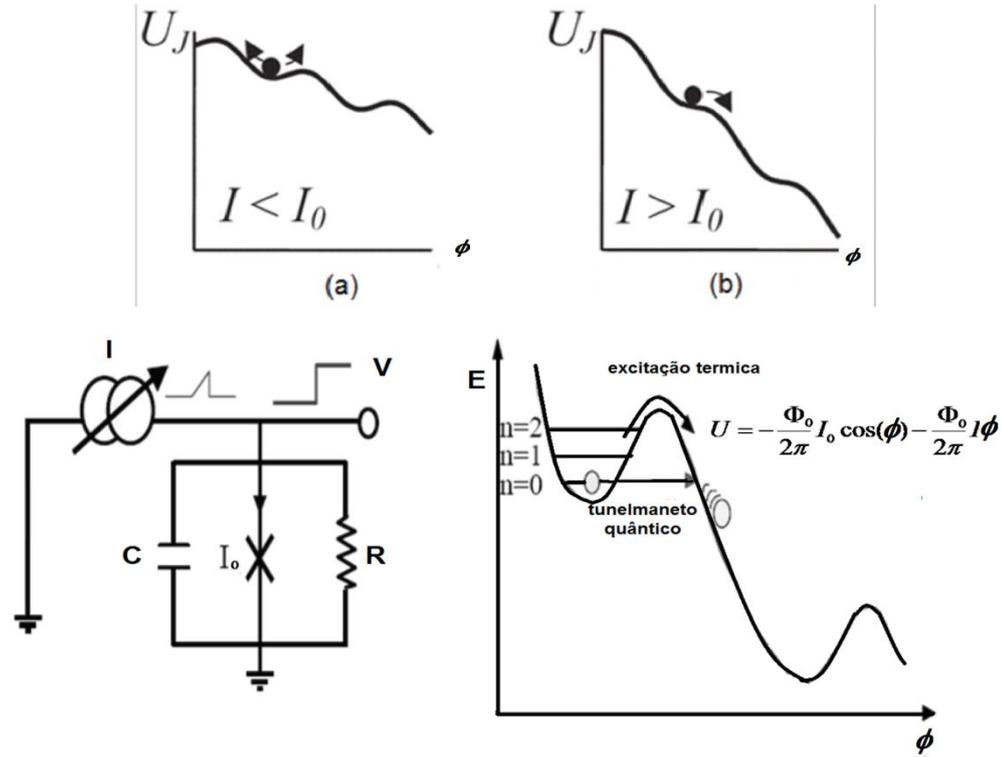


Figura 2.7: Mostra do potencial U_J para: (a) $|I| < |I_c|$ e (b) $|I| > |I_c|$. O desenho da figura (c) mostra o circuito esquemático onde uma junção é representada por X com uma resistência *shunted* R e uma capacitância C . (d) A curva mostra o modelo dinâmico da junção, representado pelo potencial $U(\phi)$. A fase da junção é representada por ϕ .

Normalizado o potencial: $u_j = U_j/E_j = 1 - \cos \phi - i\phi$, e resolvendo a equação (2.16) com $\beta_c = 0$, encontramos que a tensão elétrica normalizada dependente do tempo é:

$$u(t) = \frac{i^2 - 1}{i + \cos \omega t}, \text{ para } I > I_0 \quad 2.20$$

$$u=0, \text{ para } I < I_0 \quad 2.21$$

Com: $\omega = \omega_c \sqrt{i^2 - 1}$. A Figura 2.8 mostra o caso das equações mostradas acima. Para $i > 1$, a tensão u oscila com frequência ω , a qual incrementa com o incremento da corrente polarizada, e para $i < 1$, a tensão elétrica média $v (= V/I_0 R)$ incrementa com o incremento da i de acordo a: $v = \sqrt{i^2 - 1}$, para $i > 1$ ver a Figura 2.8(b). E para $i < 0$ a corrente é reduzida para zero.

Outra das conseqüências numa JJ é o aparecimento de um passo constante da tensão, conhecido como Shapiro *steps* na curva $V \times I$ ^[17]. A ser aplicada uma corrente senoidal adicional; $i = i + i_{ac} (= i_0 \sin[t\omega_{ac}])$, podemos ter:

$$V_n = nV_1 = n \frac{\Phi_0}{2\pi} \omega_{ac} \quad (n = 0, 1, 2, \dots) \quad 2.22$$

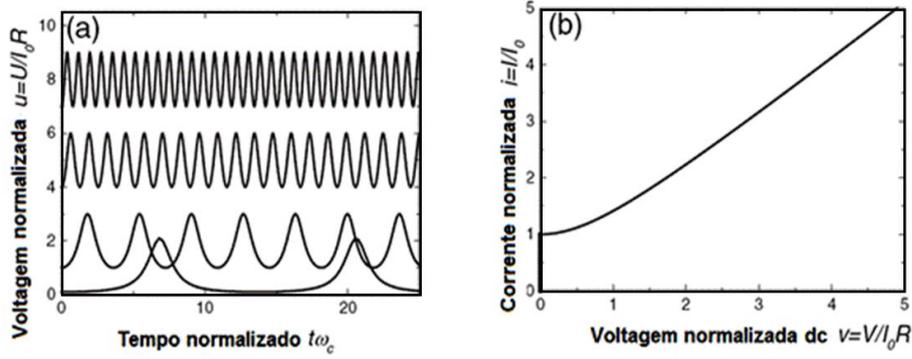


Figura 2.8: Características sobre amortecimento de uma JJ calculada a partir do modelo RSJ; (a) tensão elétrica normalizado vs. tempo para $i=1,1$ e $2,5$; (b) corrente normalizada vs. tensão dc.

O aparecimento dos Shapiro *steps* (Figura 2.9) corresponde à sincronização do movimento da partícula com a frequência da i_{ac} aplicada (ω_{ac}). Para um Shapiro n -*steps* a partícula se movimenta ao longo e dentro do n -potencial *washboard* (no nível de menor energia) com o período da excitação externa.

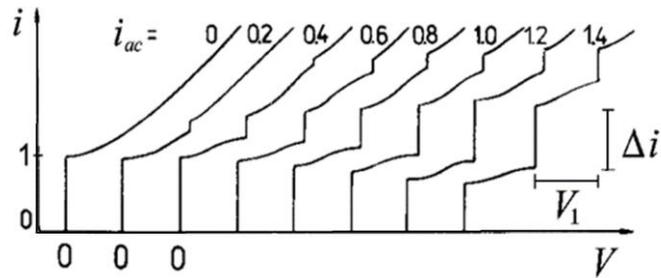


Figura 2.9. Curva $V \times I$ de uma JJ levando uma corrente dc com adição de uma i_{ac} com diferente amplitude e frequência $\omega_{ac}=\omega_c$, calculada a partir do modelo RSJ (curva adaptada de [27]).

A velocidade da partícula não depende da corrente de polarização dc dentro de um determinado intervalo o qual corresponde a uma altura de ΔI_n do n -passo. Neste regime a velocidade média e a tensão dc são somente determinadas pela frequência de excitação ω_{ac} , equação (2.22). A altura normalizada: $\Delta i_n = \Delta I_n / I_c$ para o Shapiro n -*steps* depende da amplitude e frequência da i_{ac} . No limite para grandes frequências $\Omega = \omega_{ac} / \omega_c \geq 1$, essas oscilações são descritas pela função de Bessel de primeiro tipo para ordem n :

$$\Delta i_n = |J_n(x)| \text{ com } x = \frac{i_{ac}}{\Omega} \frac{1}{\sqrt{1 + \Omega^2 \beta_c}} \quad 2.23$$

Para concluir nossa discussão do modelo RSCJ no caso do ruído, mencionaremos que desvios a partir deste simples modelo são freqüentemente observados e podem ter diferentes origens. Por exemplo, a relação senoidal da corrente-fase (CPR do inglês *current-phase-relation*), confirmada por vários experimentos ^[19], para junções tipo SIS.

Em contraste para junções SNS a supercorrente ainda é uma função periódica 2π de $\Delta\phi$. Porém, desvios a partir da dependência senoidal são observados, contendo altos componentes harmônicos ($\sin(n\phi)$) chegando a ser significativos, a menos que a distância de separação entre os eletrodos supercondutores (largura da barreira) seja menor, aproximadamente três vezes o comprimento de coerência ^[18].

Uma análise do modelo RSCJ com o modificado CPR mostra um efeito significativo nas curvas $V \times I$, como por exemplo, o aparecimento de uma “corrente de excesso” ou uma modificação no comportamento da histerese das curvas $V \times I$ ^[20]. Outra fonte deste excesso de corrente é devida às reflexões de Andreev ^[41].

2.2.5 Histerese na junção Josephson

Não só os efeitos Josephson dc e ac descrevem completamente as características de uma JJ real. As JJ's reais mostram um comportamento complexo e requerem de circuitos adicionais básicos para obter uma junção ideal, tal como o descrito na seção anterior, a partir da equação (2.16).

Junções sem-histerese

Na última seção 2.2.4 foram propostos valores para a constante β_c e da corrente na equação (2.16); fazendo todas essas substituições e tendo que $y = I/I_c$, podemos chegar a:

$$y = \beta_c \frac{d^2\gamma}{dx^2} + \frac{d\gamma}{dx} + \text{sen}(\gamma) \quad 2.24$$

Esta equação mostra um comportamento análogo à equação de um pêndulo amortecido com um torque constante em um campo gravitacional ^[21].

Da análise da equação (2.24) temos que os valores de: $\gamma (= \phi)$ são limitados entre $-\pi$ a π devido à periodicidade do sistema. Escrevendo a equação diferencial em termos de:

$$\frac{d\gamma}{dx} = v \quad 2.25$$

Consideraremos o caso quando $\beta_c \rightarrow \infty$, neste caso o sistema tem um sobre amortecimento, e encontramos que: $y - v - \text{sen}(\gamma) = 0$ ou $v = y - \text{sen}(\gamma)$.

Considerando: $y < 0$, para pontos onde $v > 0$, os valores de γ incrementam e para pontos com $v < 0$, γ decrescem. Portanto, todos os pontos sobre a curva eventualmente irão para o ponto onde $v = 0$ e $y = \text{sen}(\gamma)$, encontrando-se que: $\gamma = \text{arcsen}(y)$, exceto para valores de $y = \pi - \text{arcsen}(\gamma)$ com $v = 0$, devido a que esse ponto pode ser instável. Continuando como a análise, para $y > 1$, esses não são pontos fixos e os valores de γ continuam incrementando. Além disso, os valores de $\frac{d\gamma}{dx}$, não são constantes para um dado valor de y , nem da tensão. Chega-se a mostrar que a tensão média é:

$$\langle V \rangle = \frac{\Phi_0}{2\pi\tau_J} \langle v \rangle = \frac{\Phi}{2\pi\tau_J} \frac{1}{T'} \int_0^{T'} v dt = \frac{\Phi_0}{2\pi T'} \int_0^{2\pi} d\gamma = \frac{\Phi_0}{T'} \quad 2.26$$

Onde T' é o período de v . Resolvendo o sistema de equações diferenciais, obtemos:

$$\gamma = 2 \arctan \left(\frac{1}{y} + \sqrt{1 - \frac{1}{y^2}} \tan \left(\frac{\sqrt{y^2 - 1}}{2} x \right) \right) \quad 2.27$$

$$v = \frac{d\gamma}{dx} = \frac{\left(y - \frac{1}{y} \right) \sec^2 \left(\frac{\sqrt{y^2 - 1}}{2} x \right)}{1 + \left[\frac{1}{y} + \sqrt{1 - \frac{1}{y^2}} \tan \left(\frac{\sqrt{y^2 - 1}}{2} x \right) \right]^2} \quad 2.28$$

Tanto γ como v mostram uma periodicidade com o tempo. O que nos conduz a:

$$T' = \frac{2\pi\tau_J}{\sqrt{y^2 - 1}} = \frac{\Phi_0}{I_c R} \left(\left[\frac{I}{I_c} \right]^2 - 1 \right)^{1/2} \quad 2.29$$

Finalmente, a tensão média numa junção é dada pela seguinte expressão matemática:

$$\langle V \rangle = \frac{\Phi_0}{T'} = I_c R \left(\left[\frac{I}{I_c} \right]^2 - 1 \right)^{1/2} \quad 2.30$$

Na Figura 2.10(a), observamos o comportamento desta última equação. A tensão elétrica na junção incrementa gradualmente com o incremento da I e quando passa o valor da I_c possui uma aproximação assintótica ao comportamento ôhmico.

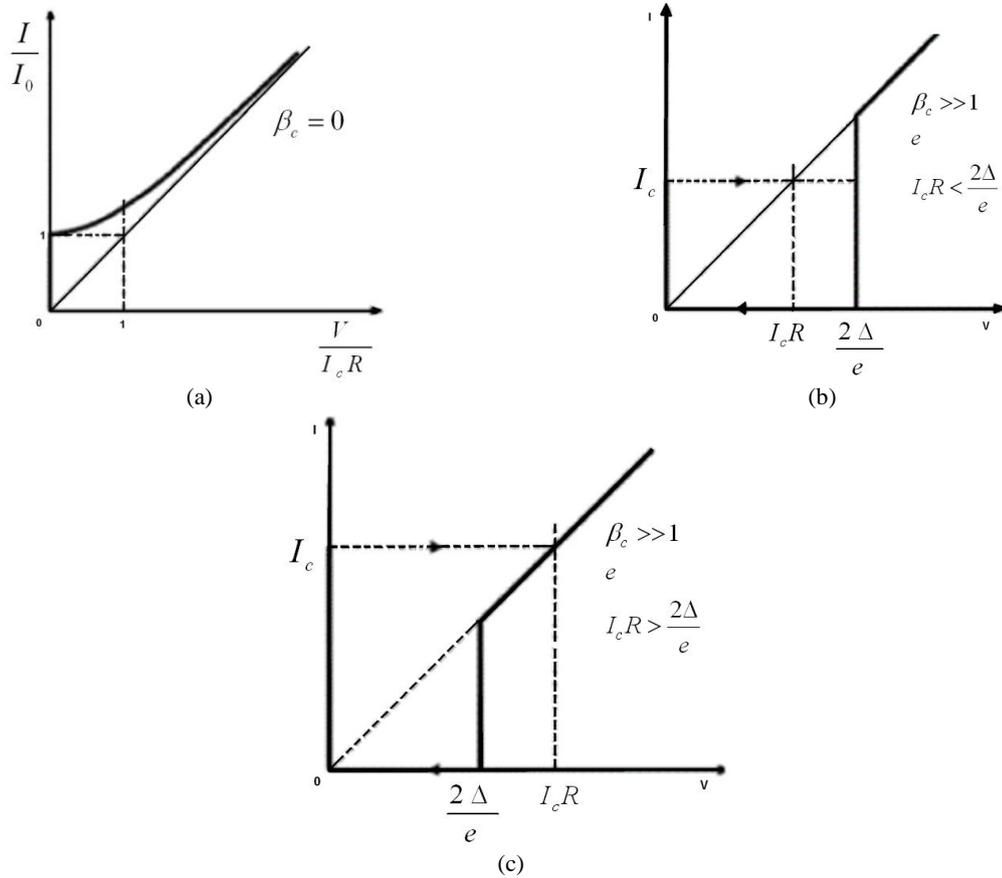


Figura 2.10: Curvas $V \times I$ características de uma JJ amortecida (a) $\beta_c \ll 1$, para $T=0$. (b) $\beta_c \gg 1$ com $I_c R < 2\Delta/e$ e (c) $\beta_c \gg 1$ com $I_c R > 2\Delta/e$. As linhas pontilhadas indicam um comportamento ôhmico.

Junções com histerese

Quando $\beta_c \rightarrow \infty$, o comportamento descrito na seção anterior muda, e a equação diferencial pode ser escrita como:

$$y = \beta_c \frac{dv}{dx} + v + \text{sen}(\gamma) \approx \beta_c \frac{dv}{dx} \quad 2.31$$

$$v = \frac{y}{\beta_c} x + v_0 \quad \text{ou} \quad \gamma = v_0 x \quad 2.32$$

O qual implica que a diferença de potencial na junção é consistente com o efeito Josephson ac, mostrando:

$$V = \frac{\Phi_0}{2\pi\tau_j} v \quad 2.33$$

Agora assumiremos um tunelamento das quase-partículas na barreira com um comportamento ôhmico. Estas quase-partículas presentes incrementam o tunelamento resistivo; apresenta-se uma nova energia a qual é capaz de destruir os pares de Cooper definida como 2Δ . Disto último uma tensão elétrica aparece quando:

$$V = \begin{cases} IR & \text{para } V \geq 2\Delta/e \\ 2\Delta/e & \text{diferente} \end{cases} \quad 2.34$$

Os dois casos são mostrados nas Figura 2.10 (b) e (c). Ambegaokar e Baratoff ^[22] mostram que:

$$I_c R = \frac{\pi\Delta(T)}{2e} \tanh\left(\frac{\Delta(T)}{2k_B T}\right) \quad 2.35$$

Com $T=0$, temos que: $I_c R \approx 0,79 \frac{2\Delta(0)}{e}$.

As curvas $V \times I$ mostradas nas Figura 2.10 (b) e (c) com $\beta_c \rightarrow \infty$, são validas quando a JJ está a uma temperatura de 0 K. Por outro lado, histerese só acontece quando $\beta_c \approx 1$ ^[12].

Para uma temperatura finita, as curvas mencionadas acima se desviam desse comportamento não linear observado na Figura 2.10. Algumas destas podem ser explicadas com a inclusão de um termo adicional na equação diferencial.

Próximo de $2\Delta/e$, o mecanismo dominante é o de um simples elétron tunelando devido à quebra dos pares de Cooper. Abaixo de $2\Delta/e$, os tunelamentos são por quase-partículas as quais são excitadas termicamente.

Em supercondutores tipo I, a condutância associada com o tunelamento das quase-partículas a baixas temperaturas aplicando voltagens pequenas é mínima, devido à presença de poucas quase-partículas.

Em supercondutores tipo II, o mecanismo de tunelamento das quase partículas é mais simples permitido por um fluxo de campo magnético que penetra dentro do supercondutor; isto causa regiões onde o *gap* desaparece [23]. A Figura 2.11(a) mostra as curvas características $V \times I$ resultante para uma junção com histerese com temperatura finita. Se y decresce, temos: $v=y$ até $v=2\Delta/eI_cR$. Por outro lado, com o incremento de y , temos: $v=0$, até $y=1$, daí v passa para uma curva $v=V/I_cR$.

A Figura 2.11(b) mostra a curva $V \times I$ de uma JJ para uma temperatura finita onde podemos observar que não temos $v=0$. Estudos dos parâmetros no espaço (β_c, y) são apresentados na referencia [24], mostrando-se que para $T = 0$ K não acontece histerese até $\beta_c > 0,69$.

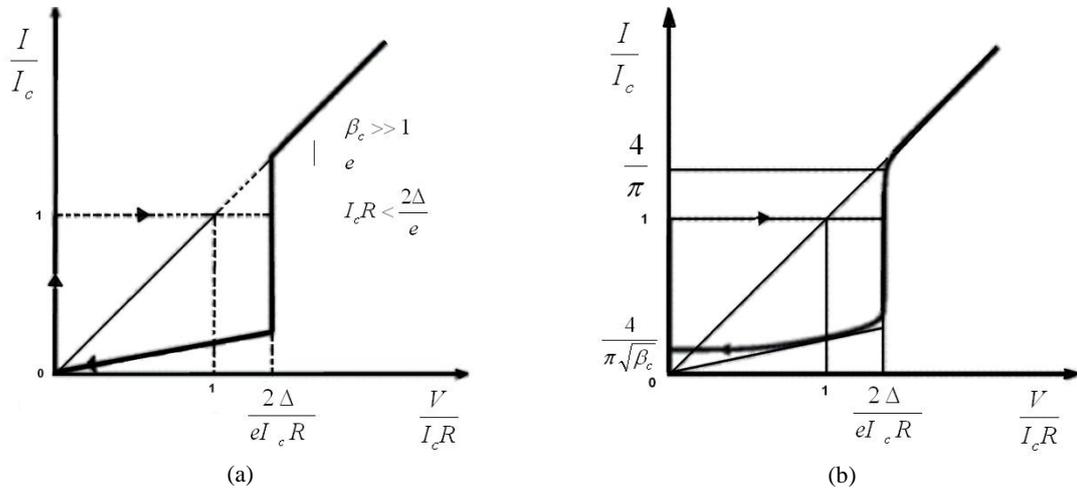


Figura 2.11: Curvas $V \times I$ características aproximadas quando (a) $\beta_c \gg 1$ de uma JJ com $I_cR < 2\Delta/e$, com uma temperatura finita no modelo de RCSJ. (b) $\beta_c \gg 1$ para uma JJ $I_cR < 2\Delta/e$, a temperatura finita, amortecido. As setas no gráfico indicam a direção de saltos durante transições entre os estados de tensão zero e o resistivo. As correntes de referência verticais para $v=0$, e a tensão de *gap*, os valores são obtidos para $T = 0$ K.

2.2.6 O ruído térmico

Na presença de ruído, a corrente $I(t)$ pode flutuar. Deste modo podemos descrever os valores da correlação de $I(t)$ para diferentes tempos como uma função de correlação: $\langle I(t)I(t + t_i) \rangle$. Note que, para o caso de um processo estacionário, a função de correlação não vai depender mais de t , mas só do intervalo do tempo t_i .

Para discutir o fenômeno de flutuação no tempo é mais vantajoso passar do domínio temporal ao domínio de frequência. Daqui surge uma importante quantidade chamada de densidade espectral do ruído na corrente S_i , a qual é a média quadrática do ruído da corrente por intervalo de frequência. Assumiremos que no modelo RSCJ a condutância de uma JJ não depende da frequência. Disto, obteremos a fórmula do ruído térmico de Nyquist-Josephson:

$$S_I(\omega) = \frac{2k_B T}{\pi R} \quad 2.36$$

Empregando o teorema de Wiener-Khintchine temos:

$$\langle I(t)I(t + t_i) \rangle = \int_0^\infty S_I(\omega) \cos(\omega t_i) d\omega \quad 2.37$$

Calculando a correspondente função de correlação:

$$\langle I(t)I(t + t_i) \rangle = \frac{2k_B T}{R} \delta(t_i) \quad 2.38$$

Estritamente falando a equação (2.36) é só válida no limite: $k_B T \gg eV$ ($\hbar\omega$)^[18]. Para altas frequências, flutuações quânticas podem chegar a ser importantes.

Para a descrição de uma JJ incluindo o efeito do ruído, devemos adicionar a flutuação do ruído no modelo RSCJ. Portanto:

$$U_{J,N} = E_J \{1 - \cos \phi - [i + i_N(t)]\phi\} \quad 2.39$$

Onde i_N é a corrente normalizada. No limite térmico, i_N é tratado como um ruído branco com uma densidade espectral normalizada.

$$S_i(\omega) = \frac{2\Gamma}{\pi\omega_c} \text{ ou } S_i(f) = \frac{4\Gamma}{\omega_c} \quad 2.40$$

Onde Γ é o parâmetro do ruído, e é definido como a razão da energia térmica sobre a energia de acoplamento Josephson: $\Gamma = \frac{k_B T}{E_J} = \frac{2\pi k_B T}{I_c \phi_0}$. No domínio temporal, o ruído na corrente é descrito pelas propriedades estatísticas: $\langle i_N(t) \rangle = 0$, e $\langle i_N(t) i_N(t + t_i) \rangle = \frac{2\Gamma}{\omega_c} \phi(t_i)$.

O efeito das flutuações da corrente sobre as curvas características $V \times I$ pode facilmente ser compreendido a partir do potencial *washboard*. Para $|I| < I_c$, as flutuações podem causar uma corrente total igual a: $I + I_N(t)$, a qual pode exceder I_c , e vai permitir à quase-partícula rolar fora do poço potencial para o seguinte (Figura 2.7(d)). Para uma junção sobre amortecida é produzida uma série de pulsos de voltagens aleatoriamente no espaço.

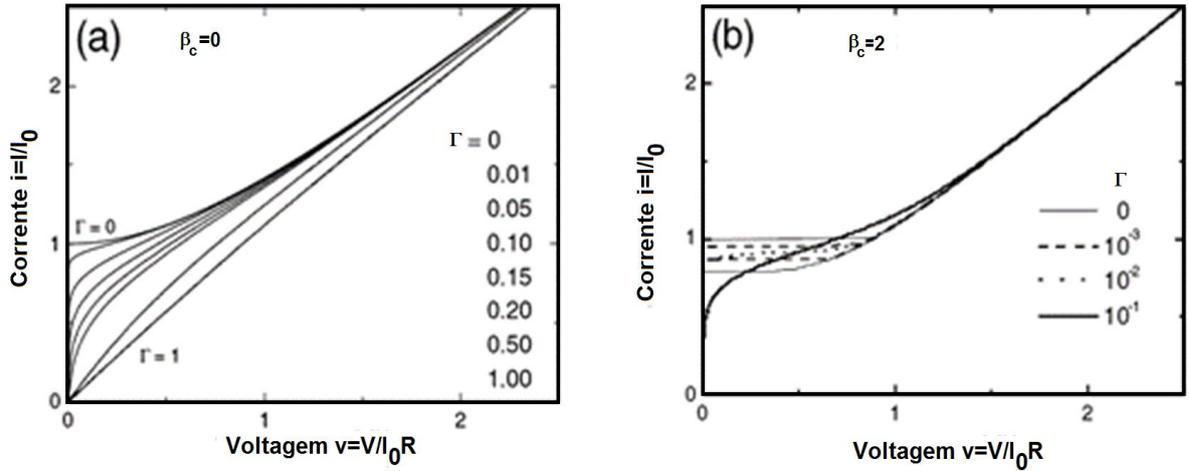


Figura 2.12: Curvas $V \times I$ de uma JJ calculada para vários valores do parâmetro de ruído Γ no modelo RSCJ com capacitância desprezível (a) e capacitância finita (b).

Para obter numericamente as curvas $V \times I$ se pode resolver as equações de Langevin:

$$\beta_c \frac{\ddot{\phi}}{\omega_c^2} + \frac{\dot{\phi}}{\omega_c} - i + i_N(t) - \sin \phi = f_\phi(\phi) + i_N(t) \quad 2.41$$

Onde a força efetiva é:

$$f_\phi(\phi) = -\frac{\partial u_j}{\partial \phi} = i - \sin \phi \quad 2.42$$

Essa força $f_\phi(\phi)$ é obtida a partir do gradiente do potencial *washboard*. As correntes de ruído são assumidas como uma distribuição gaussiana com números aleatórios na equação (2.40) [25]. Obviamente, as flutuações térmicas destroem o acoplamento Josephson. Podemos definir a corrente de ruído térmico como:

$$I_t(T) = \Gamma I_0 = \frac{2\pi}{\Phi_0} k_B T \quad 2.43$$

Para manter um razoável acoplamento Josephson, devemos ter que $\Gamma \leq 1$, resultando como requerimento que: $I_t \leq I_c$ para a máxima corrente Josephson. Valores típicos para o funcionamento do S.Q.U.I.D. é de $\Gamma \leq 0,1$. Outros métodos alternativos para descrever os efeitos do ruído térmico podem ser encontrados nas referências [26, 27].

2.2.7 Efeitos do campo magnético

Consideraremos agora o efeito que produz um campo magnético aplicado H na junção ao longo do eixo y (ver Figura 2.13). Para este propósito será calculada a invariância de gauge da diferença de fase entre dois pontos (x e $dx+x$), dentro da barreira:

$$\nabla\psi_{E,D} = \frac{2e}{\hbar} \left(\frac{mc}{2e^2\rho} J_s + \vec{A} \right) \quad 2.44$$

Esta equação é válida para cada supercondutor. Realizando a integral ao longo do contorno C_E e C_D mostrados na Figura 2.13, obtemos:

$$\psi_{Da}(x) - \psi_{Db}(x + dx) = \frac{2e}{\hbar} \int_{C_D} \left(\frac{mc}{2e^2\rho} J_s + \vec{A} \right) \cdot dl \quad 2.45$$

$$\psi_{Eb}(x + dx) - \psi_{Ea}(x) = \frac{2e}{\hbar} \int_{C_E} \left(\frac{mc}{2e^2\rho} J_s + \vec{A} \right) \cdot dl \quad 2.46$$

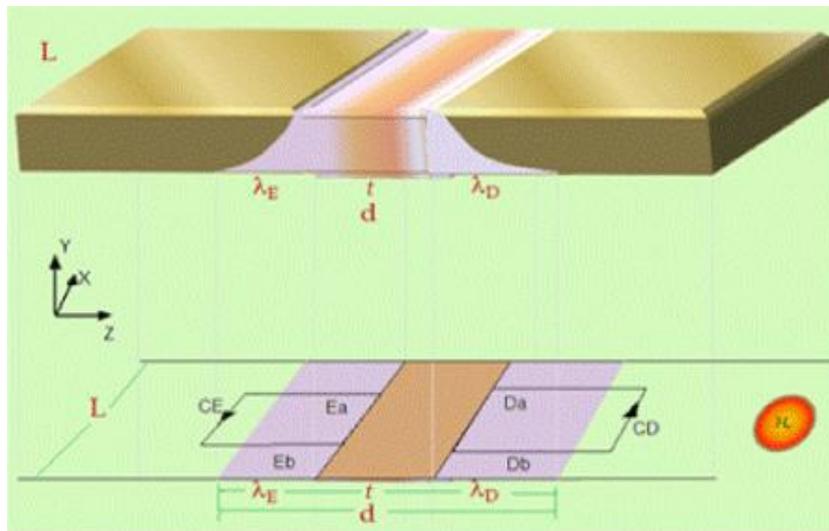


Figura 2.13: Contornos de integração C_E e C_D empregando a derivada do campo magnético dependente da fase ϕ . O campo aplicado esta no eixo y (H_y). Podemos observar como o H_{dc} penetra em cada um dos eletrodos supercondutores.

Assumindo que a profundidade do filme supercondutor é maior que com a profundidade de penetração de London, podemos escrever os contornos C_D e C_E fora da região de penetração onde a corrente de blindagem J_s desaparece, obtendo uma redução na densidade dos pares ρ que pode acontecer próximo a barreira.

As porções C_D e C_E na região de penetração podem ser escolhidas perpendiculares a J_s . Portanto, as equações (2.45 e 2.46) podem ser escritas agora da seguinte maneira:

$$\psi(x + dx) - \psi(x) = [\psi_{Eb}(x + dx) - \psi_{Db}(x + dx)] - [\psi_{Ea}(x) - \psi_{Da}(x)] \quad 2.47$$

$$\psi(x + dx) - \psi(x) = \frac{2e}{\hbar c} \left\{ \int_{C_E} \vec{A} \cdot d\vec{l} + \int_{C_D} \vec{A} \cdot d\vec{l} \right\} \quad 2.48$$

Desprezando a profundidade da barreira, podemos escrever: $\psi(x + dx) - \psi(x) = \frac{2e}{\hbar c}$. A linha de integral pode ser substituída pela superfície da integral do campo magnético: $\frac{2e}{\hbar c} \oint \vec{A} \cdot d\vec{l} = H_y(\lambda_E + \lambda_D + t)dx$. Finalmente teremos a seguinte equação diferencial:

$$\frac{d\psi}{dx} = \frac{2e}{\hbar c} H_y(\lambda_E + \lambda_D + t) \quad 2.49$$

Onde: λ_E e λ_D são as profundidades de penetração e t é espessura da barreira. Definindo: $d = \lambda_E + \lambda_D + t$, como a penetração magnética, podemos ter:

$$J = J_1 \text{sen} \left(\frac{2e}{\hbar c} d H_y x + \phi_0 \right) \quad 2.50$$

Esta última fórmula nos indica que a supercorrente tunelando é modulada pelo campo magnético aplicado. Devido ao caráter periódico da expressão (2.50) podemos ter diferentes situações em quanto a corrente tunelando seja zero. Vale mencionar que a expressão analítica de $I_c(H)$ é dada em termos do Φ atravessando a junção:

$$I_1(H) = I_1(0) \left| \frac{\sin \left(\pi \frac{\Phi}{\Phi_0} \right)}{\pi \frac{\Phi}{\Phi_0}} \right| \quad 2.51$$

Onde: $\Phi = H L d$ e Φ_0 é o quantum de fluxo. Podemos observar rapidamente que o mínimo desta corrente acontece nos valores múltiplos do quantum de fluxo magnético. Quando duas JJ são conectadas em paralelo, por um fio supercondutor, efeitos devido à interferência quântica podem ser observados ^[28]. A máxima supercorrente resultante a partir da interferência entre as supercorrentes neste sistema é dada por: $I = 2I_c \left| \cos \left(\pi \frac{\Phi_e}{\Phi_0} \right) \right|$, onde Φ_e é o fluxo encerrado no circuito supercondutor. Este fenômeno é muitas vezes chamado de “Efeito Mercereau” ^[29].

A dependência da supercorrente máxima com o campo magnético numa configuração de duas junções é mostrada na Figura 2.14. Observemos que a modulação da interferência está, neste caso, superposta ao comportamento da difração das únicas junções.

A periodicidade característica envolvida neste fenômeno é dada pelo Φ_0 ; dependendo do arranjo experimental, uma pequena fração do período pode ser detectada. Isto é o ponto chave para muitas aplicações importantes do efeito Josephson, ou seja, a sua alta sensibilidade ao campo magnético.

2.2.8 Energia livre da barreira

A energia livre da barreira foi avaliada em 1963 por Anderson ^[30], baseando-se sobre a teoria microscópica. Aqui será mostrada uma simples derivação termodinâmica dada por Josephson ^[5].

Se conectarmos uma fonte de corrente a uma JJ e assumindo um tunelamento uniforme da corrente, a energia livre na barreira muda devido ao trabalho feito pela fonte geradora de corrente da seguinte maneira: $df_E = IV_E dt$ e $df_D = IV_D dt$, assim a energia associada com a barreira é $df = d(F_D - F_E) = I(V_D - V_E)dt$, onde: $V_D - V_E$ é a diferença de potencial aplicada na JJ, lembrando as relações obtidas por Josephson, temos:

$$dF = \frac{\hbar}{2e} I_1 \text{sen}(\phi) d\phi \quad 2.52$$

Portanto, a energia livre por unidade de área é: $f(\phi) = -\frac{\hbar}{2e} J_1 \cos(\phi) + cte$.

Esta constante é escolhida impondo $f = 0$ para $\phi = 2n\pi$ ($n = 0, 1, 2, \dots$), daqui:

$$f(\phi) = E_1 (1 - \cos(\phi)), \text{ onde } E_1 = \hbar J_1 / 2e.$$

A Figura 2.15 esboça a dependência da supercorrente e a energia livre com a fase. Temos que para um dado valor da corrente corresponde a dois valores diferentes da fase (por cada ciclo).

O estado estável corresponde para uma única energia mínima.

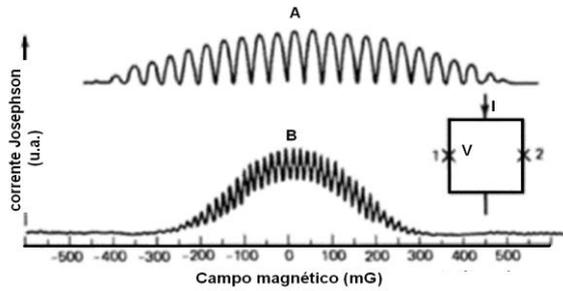


Figura 2.14: Resultado experimental da máxima corrente Josephson dc para a configuração mostrada nesta figura. A periodicidade do campo é 39,5 e 16 mG para A e B respectivamente. A separação da junção é de 3 mm a largura desta é de 0,5 mm em ambos os casos ^[31].

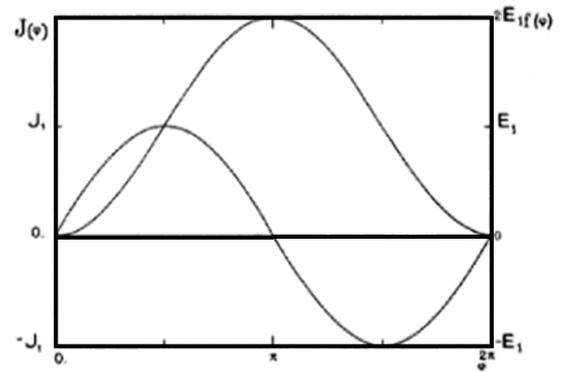


Figura 2.15: Fase Vs. Corrente e a energia livre da barreira $f(\phi)$ para uma JJ.

2.3 Teoria microscópica

Josephson ^[1] desenvolveu a teoria microscópica do tunelamento através da barreira do sistema: supercondutor – barreira – supercondutor, tendo em conta a transferência de um par de Cooper através da barreira. Baseado no formalismo do hamiltoniano de Bardeen et al. ^[32] e de Cohen et al. ^[33]. Este tipo de efeito é também evidente em outros tipos de junções fracas com supercondutores.

Na presente seção, serão apresentados os aspectos da teoria microscópica do tunelamento Josephson, basicamente com a aproximação de Ambegaokar e Baratoff ^[34]. O processo de tunelamento é descrito através da teoria de perturbações dependentes do tempo a qual envolve o hamiltoniano de acoplamento entre dois supercondutores.

2.3.1 Formulação do hamiltoniano de tunelamento

A partir da mecânica quântica o tunelamento numa junção é usualmente descrito pelo seguinte hamiltoniano ^[33]:

$$H = H_{Es} + H_D + H_T \quad 2.53$$

Onde H_D e H_{Es} são os hamiltonianos da direita e esquerda respectivamente que comutam com o número de partículas dos operadores N_{Es} e N_D dados por:

$$N_{Es} = \sum_{k,\sigma} c_{k\sigma}^+ c_{k\sigma}; \quad N_D = \sum_{q,\sigma} d_{q\sigma}^+ d_{q\sigma} \quad 2.54$$

E H_T é o termo de interação do tunelamento que descreve a transferência dos elétrons de um lado para o outro:

$$H_T = \sum_{kq\sigma} [\mathbf{T}_{kq} c_{k\sigma}^+ d_{q\sigma} + \mathbf{T}_{kq}^* d_{q\sigma}^+ c_{k\sigma}] \quad 2.55$$

Onde: $c_{k\sigma}^+$ ($c_{k\sigma}$); são os operadores de criação (destruição) de um elétron com momentum k e spin σ do lado esquerdo da junção, e $d_{q\sigma}^+$ ($d_{q\sigma}$) são os operadores de criação e destruição do lado direito da junção, ver Figura 2.16. \mathbf{T}_{kq} são os elementos de matriz que conectam a probabilidade de transição de um elétron a partir do estado- k da esquerda para outro estado- q da direita.

Do método W.K.B.[§] se pode mostrar que: $|\mathbf{T}_{kq}|^2 \propto k_z q_z \exp\left(-\frac{1}{\hbar} \sqrt{2mU}t\right) \delta_{k_y, q_y} \delta_{k_x, q_x}$, onde U e t são a altura e largura da barreira, k_z e q_z são os componentes do momento das partículas k e q respectivamente. Os deltas de Kronecker mostram a conservação do momentum paralelo ao plano da barreira.

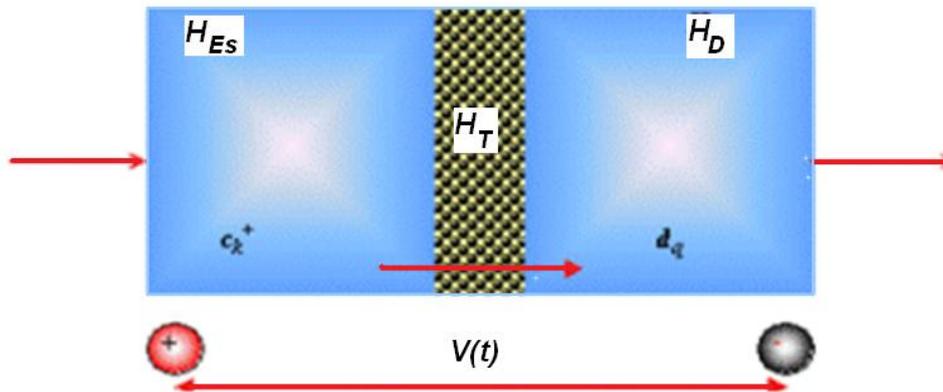


Figura 2.16: Representação do tunelamento numa junção. H_D e H_E são os hamiltonianos da direita e esquerda respectivamente. Onde os operadores $c_{k\sigma}^+$ ($c_{k\sigma}$) criação (destruição) para o lado esquerdo e $d_{q\sigma}^+$ ($d_{q\sigma}$) criação e destruição do lado direito.

Das equações (2.53) e (2.55) podemos comentar que: a possibilidade de escrever um hamiltoniano total representado pela soma dos hamiltonianos do sistema implica a existência

[§] O método Wentzel-Krammers-Brillouin, empregado para obter soluções aproximadas das equações do tipo: $\frac{d^2 p}{dx^2} = f(x)p$.

de um simples elétron com função de onda φ_k e χ_q para a esquerda e direita da junção respectivamente. Tais funções podem ter as seguintes propriedades: φ_k e χ_q devem ser completamente ortogonais, também deve cumprir-se que a função de onda para um elétron da esquerda (direita) possa ser expressa em termos de (φ_k 's) e (χ_q 's). Desafortunadamente esses dois requerimentos não podem ser satisfeitos simultaneamente.

Porém, é possível proceder da seguinte forma:

Os estados φ_k (χ_q) são definidos assumindo que a barreira tem uma largura de $\langle -\infty, \infty + \rangle$ [32].

Com esta suposição (φ_k 's) e (χ_q 's) teremos uma queda exponencial na região de barreira e as funções não são ortogonais. Portanto, os operadores c_k e d_q não comutam. Prange [35] assume um tunelamento entre os estados de igual energia com a seguinte relação de anti-comutação:

$$\{c_k^+, d_q\} = \{c_k, d_q\} = 0, \text{ a qual pode ser escolhida para garantir uma ordem menor em } H_T.$$

A equação (2.55) descreve os processos que envolvem *spin-flip* (acoplamento dos operadores criação-destruição com spins iguais) e não processos de tunelamento acompanhado por uma absorção ou emissão de energia. Implicando então uma simetria temporal reversa:

$$T_{-k,-q}^* = T_{k,q} \quad 2.56$$

Aplicando uma tensão $V(t)$ (ver Figura 2.16), obteremos agora um deslocamento nos dois níveis de Fermi a cada lado da barreira: $\mu_E - \mu_D = -eV$ **.

Esta situação pode ser descrita assumindo uma energia adicional para os elétrons do eletrodo do lado esquerdo: $H_{Es}(V) = H_{Es}(0) - eVN_{Es}$, onde N_{Es} foi definido em (2.54).

Sejam $c_{k\sigma}(t)$ e $\hat{c}_{k\sigma}(t)$ os operadores de destruição de um elétron ao lado esquerdo para $V = 0$ e $V \neq 0$ respectivamente.

Na representação da equação de movimento de Heisenberg esses dois operadores são:

$$i\hbar \frac{d}{dt} c_{k\sigma}(t) = [c_{k\sigma}(t), H_{Es}(0)], \quad i\hbar \frac{d}{dt} \hat{c}_{k\sigma}(t) = [\hat{c}_{k\sigma}(t), H_{Es}(V)] = [\hat{c}_{k\sigma}(t), H_{Es}(0)] + eV\hat{c}_{k\sigma}(t).$$

Tendo em conta o procedimento de Rickayzen [36], podemos escrever:

$$\hat{c}_{k\sigma}(t) = e^{i\frac{\phi(t)}{2}} c_{k\sigma}(t) \quad 2.57$$

** $e = |e|$ é o valor absoluto da carga do elétron.

Onde: $\frac{d\phi}{dt} = \frac{2e}{\hbar}V(t)$. A corrente de tunelamento $I(V,T)$, para $T \geq 0 K$ e $V \neq 0$, é obtido a partir do valor esperado da taxa de mudança dos elétrons do operador N_D :

$$I(V, T) = -e\langle \dot{N}_D \rangle \quad 2.58$$

\dot{N}_D é a derivada temporal, e a direção da corrente é definida na Figura 2.16. O valor esperado dessa taxa é definido como: $\langle \dot{N}_D \rangle = \frac{Tr\{e^{-H/k_B T} \dot{N}_D\}}{Tr\{e^{-H/k_B T}\}}$.

Onde H , é o hamiltoniano do sistema, $Tr\{\}$ denota o traço do operador dentro do parêntese. Assim podemos obter a equação de movimento de N_D : $\dot{N}_D = \frac{i}{\hbar}[H, N_D] = \frac{i}{\hbar}[H_T, N_D]$, N_D comuta com H_{Es} e H_D . Da equação (2.55) temos:

$$\dot{N}_D(t) = \frac{i}{\hbar} [T_{kq} \hat{c}_{k\sigma}^+ d_{q\sigma} - T_{kq}^* d_{q\sigma} \hat{c}_{k\sigma}] \quad 2.59$$

Substituindo (2.58) dentro (2.59), obtemos a corrente de tunelamento:

$$I(V, T) = \frac{2e}{\hbar} Im \left\{ \sum_{kq\sigma} T_{k\sigma} \langle \hat{c}_{k\sigma}^+ d_{q\sigma} \rangle \right\} \quad 2.60$$

Esta última equação foi avaliada por Ambegaokar^[22] para a primeira ordem em H_T , obtendo uma resposta linear.

No hamiltoniano da equação (2.55) o termo H_T é considerado uma perturbação, que representa os processos de interação com dependência temporal. A evolução temporal dos auto-estados é determinada pelo termo perturbativo H_T .

Para a primeira ordem H_T temos: $|\psi(t)\rangle \cong \left(1 - \frac{i}{\hbar} \int_{-\infty}^t e^{\eta\tau} H_T(\tau) d\tau\right) |\psi(\infty)\rangle$.

Onde $\eta \rightarrow 0^+$, isto é, através de valores positivos. O argumento do tempo no H_T indica os processos de interação. E $|\psi(t)\rangle$, é uma autofunção do hamiltoniano H , e $|\psi(\infty)\rangle$ é a autofunção do hamiltoniano não perturbado (H_0).

O fator $e^{\eta\tau}$ implica que a perturbação esta iniciando adiabaticamente a partir de $t = -\infty$.

Nesta aproximação a equação (2.60) chega a ser: $I = \frac{2e}{\hbar} Im \sum_{kq\sigma} T_{kq} \left\{ \langle \hat{c}_{k\sigma}^+ d_{q\sigma} \rangle_0 - \frac{i}{\hbar} \int_{-\infty}^t d\tau e^{\eta\tau} \langle [\hat{c}_{k\sigma}^+(t) d_{q\sigma}(t), H_T(\tau)] \rangle_0 \right\}$.

O símbolo $\langle \rangle_0$, denota o valor esperado para H_0 . O primeiro termo desta expressão desaparece já que este representa a corrente quando $H_T=0$. Assim:

$$I = -\frac{2e}{\hbar^2} \text{Re} \sum_{kq\sigma} \mathbf{T}_{kq} \int_{-\infty}^t d\tau e^{i\eta\tau} \langle [\hat{c}_{k\sigma}^+(t) \mathbf{d}_{q\sigma}(t), H_T(\tau)] \rangle_0 \quad 2.61$$

Substituindo (2.55) dentro desta última expressão temos:

$$I = -\frac{2e}{\hbar^2} \text{Re} \sum_{kq\sigma} \mathbf{T}_{kq} \int_{-\infty}^t dt e^{i\eta t} \{ \mathbf{T}_{k'q'} \langle \hat{c}_{k\sigma}^+(t) \mathbf{d}_{q\sigma}(t), \hat{c}_{k'\sigma'}^+(t) \mathbf{d}_{q'\sigma'}(t) \rangle_0 + \mathbf{T}_{k'q'}^* \langle \hat{c}_{k\sigma}^+(t) \mathbf{d}_{q\sigma}(t), \mathbf{d}_{q'\sigma'}^+(t) \hat{c}_{k'\sigma'}^+(t) \rangle_0 \} \quad 2.62$$

2.3.2 Tipos de tunelamento

O efeito Josephson dc foi observado primeiro experimentalmente por Anderson e Rowell^[30, 37], e o efeito Josephson ac por Yanson et al.^[38]. Desde aquele tempo, houve um contínuo interesse crescente na física e aplicações destes efeitos.

O efeito Josephson é baseado numa transmissão coerente de pares de Cooper através de uma barreira a qual separa dois eletrodos (ver Figura 2.13).

O *gap* e o tunelamento

Tunelamento estritamente dito é um fenômeno quântico, no qual uma partícula pode atravessar uma barreira, a qual pode ter uma energia potencial maior que a energia fora da barreira, (o sistema é: supercondutor – barreira – supercondutor). Dentro da barreira podemos encontrar uma partícula com uma probabilidade finita.

A partícula pode atravessar a barreira varias vezes, assim podemos ter um fluxo de corrente através da barreira. Essa corrente é incrementada linearmente com uma diferença de potencial aplicada nos extremos, concordando com a lei de Ohm, e assim, mediante as medidas de tunelamento podemos encontrar as densidades de estado.

Em um supercondutor, devido à existência de um *gap* de energia centrada entre os níveis de Fermi, força a mudanças profundas na análise do sistema (Figura 2.8(b)). Definindo duas densidades de estado para o supercondutor, um para quando a energia é zero $N_{SC}(0)$ e outro

$N_{SC}(e)$, comparando esses dois estados se encontrou que: $\frac{N_{SC}(e)}{N_{SC}(0)} = \frac{e}{\sqrt{e^2 - \Delta^2}}$; para $e > \Delta$.

Entretanto, para $e = \Delta$, teremos uma singularidade na $N_{SC}(e)$.

Para este tipo de tunelamento as curvas $V \times I$ características são diferentes (ver Figura 2.8(b)) em comparação com um comportamento ôhmico linear.

Para uma tensão pequena a corrente não flui devido a que os elétrons não conseguem ocupar os estados de energia. Quando I excede à I_c a tensão elétrica cresce rapidamente, e quando: $V > e\Delta$, as curvas são assintóticas. O rápido incremento da V é atribuído ao grande número de estados disponíveis para elétrons com aquela energia.

Também veremos que a temperatura é um importante variável já que os movimentos térmicos dão origem a uma distribuição dos atuais níveis de energia.

Junções com tunelamento ideal

A relação de fase-corrente numa JJ SIS é senoidal e é dado pela seguinte expressão (Ambegaokar e Baratoff ^{††}, 1963):

$$\frac{eI_S(\phi)R_N}{2\pi T_c} = \frac{T}{T_c} \sum_{\omega > 0} \frac{\Delta_E \Delta_D}{\sqrt{(\omega^2 + \Delta_E^2)(\omega^2 + \Delta_D^2)}} \sin \phi \quad 2.63$$

A fórmula obtida acima é um caso particular da teoria formulada por Larkin e Ovchinnikov ^[39] e Werthamer ^[40], para um tunelamento na junção tipo SIS com uma tensão elétrica arbitrária teríamos:

$$I_S = \frac{\sin \phi}{2eR_N} \int_{-\infty}^{\infty} \{ \text{Re}F_{E_S}(E) \text{Im}F_D(E + eV) + \text{Im}F_{E_S}(E) \text{Re}F_D(E + eV) \} \tanh E dE \quad 2.64$$

Onde a fase é dependente do tempo: $\phi = 2eVt + \phi_0$, e $F_{E_S,D} = \Delta_{E_S,D} / \sqrt{\Delta_{E_S,D}^2 - E^2}$, são as funções de Green em ambos os supercondutores,. Quando $V \rightarrow 0$ a equação (2.64) é reduzida a (2.63).

^{††} Ambegaokar e Baratoff ^[11], empregando o método das funções de Green generalizam os cálculos de Josephson ^[1] para temperaturas finitas.

O mecanismo físico da transferência da supercorrente através da barreira pode ser entendido em termos dos estados ligados de Andreev ^{[41]††} (ver Figura 2.17).

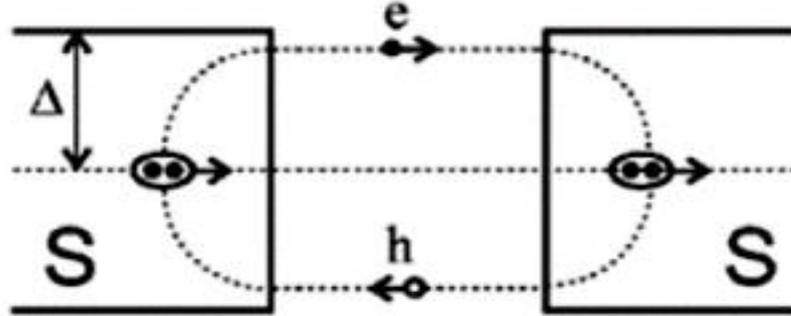


Figura 2.17: Formação dos níveis de Andreev numa JJ. Um elétron e e o buraco refletido h são mostrados. Um par de elétrons correlacionados é transferido do SC_E para SC_D criando uma supercorrente que flui através da barreira.

Numa junção simétrica ($\Delta_{E_S} = \Delta_D = \Delta$), a energia dos estados ligados é: $E(\phi) = \pm\Delta$, daí a transferência do elétron na junção:

$$I_S(\phi) = \frac{e\Delta}{2} \tanh \frac{\Delta}{T} \sin \phi \quad 2.65$$

Já no caso de tunelamento com barreiras estendidas, o transporte da supercorrente é muito mais complexo devido à existência de um acoplamento ressonante entre os estados de energia dos eletrodos supercondutores na interface com a barreira isolante, e a aparição de estados de energia locais dentro da barreira. Este tipo de tunelamento será discutido na seguinte seção.

A energia 2Δ , é a mínima energia necessária para quebrar um par elétron-buraco, isto e o espectro de excitações das quase-partículas são mostrados na Figura 2.18.

As quase-partículas no supercondutor esquerdo são distribuídas na faixa da energia $\delta E \ll 2\Delta$. A energia decrementa pela emissão de um fônon, isto influi no tempo do processo do tunelamento. A probabilidade de ocupação de cada quase-partícula em um estado de energia é $\ll 1$. Uma quase-partícula com vetor de onda k tem uma energia relativa à energia de Fermi dada por: $E_k = \sqrt{\xi_k^2 + \Delta^2}$, onde ξ_k é a energia de um simples elétron na barreira.

†† Numa JJ podemos ter um elétron no estado normal movimentando-se através do supercondutor à barreira na interface NS ou SN. Se a energia do elétron é menor que Δ do supercondutor, o elétron é refletido e volta a partir da interface. A propagação de uma carga negativa na barreira (metal) a partir da interface é equivalente à propagação de uma carga positiva no supercondutor em direção oposta. Portanto, o processo de reflexão resulta em um crescimento da transferência de carga da barreira para o supercondutor, é dizer, uma corrente elétrica.

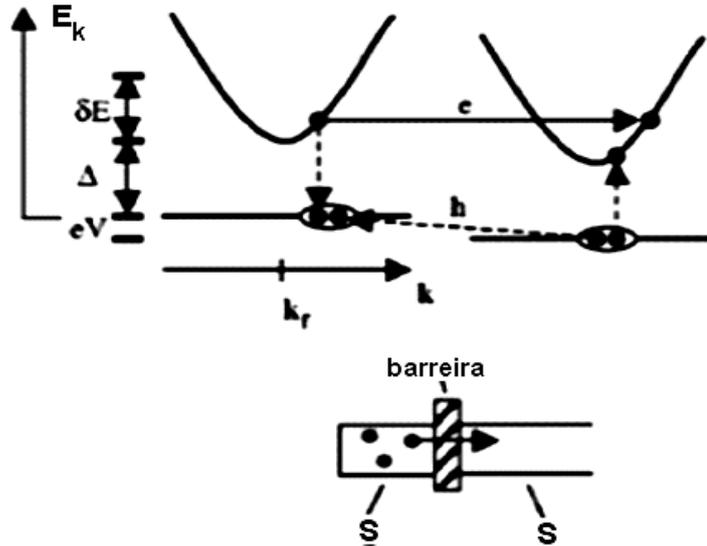


Figura 2.18: Representação da excitação de um supercondutor e o tunelando das quase-partículas através da junção. A energia no eixo vertical é do supercondutor. Os pares são mostrados por pontos dobres.

Tunelamento em junções com barreiras estendidas

Em junções com barreiras com maior espessura o tunelamento tem uma pequena transferência ($\ll 1$). A estrutura do espectro dos estados ligados^{§§} é determinada pelo acoplamento dos estados eletrônicos que se encontram na superfície do material supercondutor^{***} e as duas interfaces da junção^[42 e 43]:

$$E^2(\phi) = \Delta^2[1 - \Omega^2], \quad \Omega = \left(\frac{|\vartheta|}{2} \pm \sqrt{D} \left| \sin \frac{\phi}{2} \right| \right) \quad 2.66$$

$$\delta k = \left\{ \sqrt{2m^*[W - (\mu + E)]} - \sqrt{2m^*[W - (\mu - E)]} \right\}$$

$$\vartheta \approx -2k_s \delta k / (k_s^2 + k_b^2), \quad |\vartheta| \ll 1$$

Onde $k_s^2 = 2m^*\mu$, $k_b^2 = 2m^*W$, m^* é a massa efetiva, W é altura da barreira, μ é a energia de Fermi, E é a energia da quase-partícula, D é a transferência da quase-partícula através da barreira, d é a largura da barreira. Cada estado ligado transporta uma corrente:

^{§§} Um estado ligado corresponde normalmente a uma situação onde uma partícula tem seu movimento restringido a uma região finita do espaço, enquanto que em um estado livre, pertinememente não-ligado, a partícula pode movimentar-se por todo o espaço.

^{***} Os estados eletrônicos que se encontram na superfície do material são também chamados de estados de superfície, e são devidos particularmente aos átomos das camadas atômicas próximas à superfície do material *bulk*.

$$I_S[E_{\pm}(\phi)] = \mp n_F[E(\phi)] \frac{e\Delta D}{2} \sin \phi \left(1 \pm \frac{|\vartheta|}{2\sqrt{D}} \frac{1}{\sqrt{\sin^2(\phi/2) + (\delta kd/2)^2}} \right) \quad 2.67$$

A magnitude de $I_S[E_{\pm}(\phi)]$ é proporcional à amplitude (transferência D) em lugar da probabilidade de elétron normal tunelando.

Tunelamento via estados localizados

O problema da transferência da supercorrente através de uma JJ que contém impurezas ressonantes na barreira é chamado de estados eletrônicos localizados, e foi primeiramente considerado por Aslamzov e Fistul^[44].

Uma propagação ressonante de elétrons coerentes ao longo de uma trajetória é feita por um ordenamento periódico das impurezas resultando em um lento decréscimo da corrente crítica com o incremento da espessura da barreira. A relação de fase corrente permanece senoidal, neste modelo de estados localizados a partir de longos canais metálicos que fazem a junção seja do tipo um SNS com uma relação de fase corrente senoidal. Mas desvios do comportamento senoidal podem acontecer se a carga de transporte é via um simples estado localizado^[45 e 46].

Devyatov e Kupriyanov^[47] mostram que as propriedades da estrutura dependem da espessura da barreira d e dos comprimentos ξ_i e ξ_b , como:

$$\xi_i = \frac{\sqrt{W - \mu}}{2mE} \quad \text{e} \quad \xi_b = \frac{m}{\sqrt{W - \mu}} \ln \frac{W - \mu}{E} \quad 2.68$$

Se a espessura da barreira de tunelamento: $t \ll \xi_i, \xi_b$, então o espectro é determinado pelos estados ligados de Andreev por^[47]:

$$\begin{aligned} \sqrt{\Delta^2 - E^2} \left(E^2 - E_R^2 - \frac{\Gamma^2}{4} \right) + \frac{\Delta^2 \Gamma_1 \Gamma_2}{\sqrt{\Delta^2 - E^2}} \sin^2 \left(\frac{\phi}{2} \right) + \Gamma E^2 &= 0 \\ \Gamma &= \Gamma_1 + \Gamma_2 \\ \Gamma_1 &= \Gamma_0 \exp \left(-\frac{x_0}{\alpha} \right) \\ \Gamma_2 &= \Gamma_0 \exp \left(\frac{x_0}{\alpha} \right) \end{aligned} \quad 2.69$$

Onde: $\alpha = [2m(W - \mu)]^{-1/2}$ é o inverso do raio do estado localizado, $\Gamma_0 = 2(W - \mu)\sqrt{D}$ representa a largura do nível ressonante, E_R é a energia normalizada, e x_0 é a posição do estado dentro da barreira. Daqui podemos ter dois casos:

$$\Gamma_0 \gg \Delta \quad I_S(\phi) = \frac{e\Delta^2}{2} D(E_R) \frac{\sin \phi}{|E(\phi)|} \tanh \frac{|E(\phi)|}{2T} \quad 2.70$$

$$D(E_R) = \frac{\Gamma_0^2}{(E - E_R) + \Gamma_0^2 \cosh^2(x_0/\alpha)} \quad 2.71$$

$$\Gamma_0 \ll \Delta \quad I_S(\phi) = \frac{e\Delta^2 \Gamma_0 \sqrt{D(E_R)} \sin \phi \tanh \left[\frac{|E(\phi)|}{2T} \right]}{2|E(\phi)| \sqrt{\{E_R^2 + [\Delta + \Gamma_0 \cosh(x_0/\alpha)]^2\}}} \quad 2.72$$

Se: $E_R=0$ e $x_0=0$, teremos que: $I_S(\phi) \propto \sin \frac{\phi}{2}$ para $T=0$, em ambos os casos.

Um incremento na espessura da junção não afetara a expressão dos níveis de Andreev próximos ao potencial químico ($E_R \approx \Gamma_0$).

Observações experimentais dos desvios de $I_S(\phi)$ a partir de $\sin \phi$ na estrutura são difíceis. Devido a que numa JJ SIS real a contribuição ressonante da supercorrente total é calculada em média a partir das posições e energias dos estados localizados dentro da barreira, junto com a contribuição de canais com tunelamento direto. Isso resulta numa dependência de $\sin \gamma$ com a corrente crítica, predita por Ambegaokar- Baratoff.

Experimento de tunelamento quântico 1: SIS

Nesta seção discutiremos o tunelamento para uma JJ tipo Al-Al₂O₃-Al do tipo S₁-I-S₂.

Se a tensão de polarização é pequena, alguma carga da quase-partícula pode ter um tunelamento quântico através da barreira, resultando uma corrente pequena. Quando a tensão é incrementada o suficiente, parte do supercondensado pode ser dissociada e as quase-partículas resultantes podem tunelar e gerar um rápido incremento na corrente.

Medindo esse tensão de início V_t obteremos informação do *gap* de energia. As curvas experimentais para esse tipo de amostra obtida por Giaever e Megerle^[48] são mostradas na Figura 2.20.

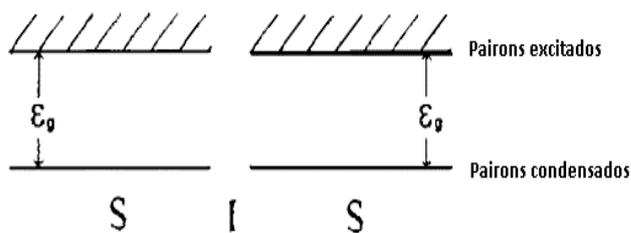


Figura 2.19: Diagrama de energia dos pairons para uma JJ S-I-S.

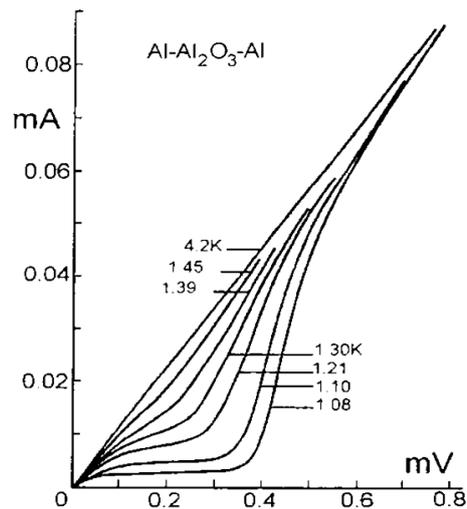


Figura 2.20: Curvas características $V \times I$ de Al-Al₂O₃-Al [48]

As principais características destas curvas são:

- Uma (anti)-simetria com respeito à diferença de potencial zero.
- Uma pequena corrente linear abaixo da diferença de potencial de início V_t .
- Um aumento súbito da corrente perto da V_t é dependente da temperatura, e a inclinação da $\frac{dI}{dV}$ fica mais claro com a diminuição da temperatura.
- Todas as curvas $V \times I$ estão debaixo da linha reta que representa o comportamento da lei de Ohm.
- Não há nenhuma mudança súbita na curva $V \times I$ à $T_c = 4,2$ K.
- Neste caso a análise deste experimento é baseada no modelo de transporte de pairons, Giaever *et. al.* [48] é o primeiro a descrever essa análise. Devido a que todas as correntes no supercondutor S_j são supercorrentes, ou seja, as cargas transportadas são pairons condensados, esses pairons têm estados com energia negativa, e os quase-elétrons com energia positiva $\dagger\dagger$.

A baixa temperatura, se a tensão elétrica incrementa rapidamente parte do estado supercondensado perto à barreira podem dissociar-se e vários desses pairons ganham energia no tunelamento da barreira, tendo: $2eV_t = 2|w_0|$, este comportamento esta em concordância com I. Giaever [49].

O comportamento observado na Figura 2.20 é interpretado mediante o diagrama da Figura 2.19, note que a energia do estado base e o *gap* de energia ϵ_g é a mesma para os dois supercondutores.

^{†††} Do princípio de Boltzmann os pairons são mais numerosos que os quase-elétrons para 0 K.

O espectro de energia é simétrico com respeito à corrente na barreira, isto é, sem aplicar uma tensão na JJ (efeito Josephson dc). No caso de um espectro anti-simétrico observaremos que quando uma pequena tensão é aplicada na JJ; primeiro, as quase-partículas transportam carga positiva (negativa) que em média tendem a movimentar-se para esquerda (direita). Segundo, se nos polarizamos inversamente, então a tendência oposta pode acontecer. Se a energia do espectro em ambos os lados é a mesma, as curvas $V \times I$ devem ser simétricas. Ver item A.

Tentaremos derivar a fórmula de tunelamento quântico, assumiremos que -pairon tem uma carga: $q = 2e$ tunelando de S_1 a S_2 . Tal pairon no S_1 tendem a chegar para a interface (S_1, I) com uma velocidade positiva. Dentro de S_1 há muitos pairons excitados movimentando-se independentemente em todas as direções e povoando com uma distribuição de Planck: $f(\epsilon) = \frac{1}{e^{\beta\epsilon} - 1}$, onde ϵ é a energia do pairon definida como: $\epsilon = cp$, $c = v_F/2$.

A densidade de pairons movimenta-se à direita em um ângulo sólido é: $f(\epsilon)(2\pi\hbar)^{-3}p^2 dp d\Omega$, onde $d\Omega = \sin\theta d\theta d\phi$, portanto, obteremos que o fluxo de pairons como: $cf(\epsilon)(2\pi\hbar)^{-3}p^2 dp d\Omega$.

Lembremos que: $\epsilon_f - \epsilon_i = 2eV$, é a energia de passagem através da barreira. Descreveremos o tunelamento quântico em termos da seguinte razão de transição quântica:

$$R = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle p_f | \zeta | p_i \rangle|^2 \delta(\epsilon_f - \epsilon_i) \quad 2.73$$

Onde: ζ é a energia de perturbação de tunelamento, o rol desta energia é iniciar uma transição de tunelamento quântico de p_i a p_f . Tal perturbação pode ser devido aos defeitos da rede, irregularidades da interface e outras. Assumindo que os elementos da matriz sejam constantes:

$$\langle p_f | \zeta | p_i \rangle = M.$$

Combinando esta última equação com a encontrada para o fluxo do pairons e (2.73), encontramos que a densidade de corrente é:

$$J = \frac{4\pi e M^2}{\hbar} \left(\frac{1}{2} v_F\right) \int_{p>0} \frac{p^2 dp}{(2\hbar)^3} d\Omega \delta(\epsilon_f - \epsilon - 2eV) \quad 2.74$$

Podemos escrever que: $(2\pi\hbar)^{-3} \int d^3 p_f \delta(\epsilon_f - \epsilon_i) = \mathcal{N}_f(\epsilon_i)$, onde \mathcal{N}_f representa a densidade de estados para o estado final, podemos re-escrever (2.74):

$$J = \frac{2\pi}{\hbar} C M^2 (0.5ev_f) f_i(\epsilon) [1 + f_f(\epsilon + 2eV)] \mathcal{N}_f(\epsilon + 2eV) \quad 2.75$$

Observamos desta última fórmula dois fatores de correção: a constante C (<1) e, $1 + f_f(\epsilon + 2eV)$, este último é um fator quântico estatístico em consideração da natureza dos pairons (bósons).

Resumindo o obtido até agora temos:

- i. O transporte predominante da carga é pelo movimento dos pairons com carga $2e$.
- ii. Se: $V_1 > V_2$, $+(-)$ pairons movem-se preferencialmente da direita (esquerda) através da barreira.
- iii. A tensão elétrica de polarização: $V = V_1 - V_2$ permite excitar (ou movimentar) pairons para ganhar ou perder uma energia igual a $2eV$ na barreira.
- iv. O tunelamento quântico acontece para: $\epsilon_f - \epsilon_i = \pm 2eV$, e só se o estado final tem uma faixa continua de energia.
- v. O movimento dos pairons possui uma distribuição que concorda com a lei de Planck, o que faz o tunelamento da corrente dependente da temperatura.
- vi. Alguns dos pairons condensado podem separar a partir do supercondensado, e tunelar diretamente através da barreira.
- vii. A mínima energia para excitar uma pairon do estado base para o excitado é ϵ_j . Mas esse permanece no estado base, outro pairon de carga oposta tem que sair, o qual requer uma energia extra ϵ_j (ou maior). Assim, a mínima energia requerida para movimentar um pairon a partir do estado base para o estado excitado e que permaneça no estado supercondensado é $2\epsilon_j$.

Analisando o caso quando $V < V_t$:

$$V < V_t = \frac{\epsilon_j(T)}{e} \quad 2.76$$

Os pairons excitados presentes em S_1 e S_2 podem tunelar através da barreira. A corrente I é pequena, já que a densidade de estados excitados é pequena. Esse patamar pode permanecer em todos os pairons excitados cujo número total é fixo para uma dada temperatura. Isso explica a característica mostrada no item B.

Assumindo uma tensão elétrica de polarização que cumpra com (2.76), e a corrente da direita tunelando é I_1^+ e da esquerda I_2^+ , as quais são calculadas como:

$$I_1^+ \propto A \int_0^{\infty} d\epsilon f_i(\epsilon) \epsilon^2 [1 + f_f(\epsilon + 2eV)] \quad 2.77$$

$$I_2^+ \propto -A \int_{2eV}^{\infty} d\epsilon f_i(\epsilon) \epsilon^2 [1 + f_f(\epsilon - 2eV)] \quad 2.78$$

A densidade do estado final: $\mathcal{N}_f(\epsilon - 2eV)$ indica que se +pairons em S_I não tem a suficiente energia cinética, estes não podem contribuir, rendendo na integral (2.77) e (2.78) um valor menor a $2eV$. Assim a corrente total é: $I^+ = I_1^+ + I_2^+ (> 0)$.

No caso contrario -pairons tem o mesmo análise e a corrente total é: $I^- = I_1^- + I_2^- (> 0)$.

Acima da T_c não temos o *gap* de energia, e assim os elétrons podem ser excitados facilmente. Quando a densidade de elétrons e buracos excede à densidade de pairon, acima de T_c a curvas $V \times I$ são uma linha direta que a característica mencionada no item D. Na Figura 2.21 é mostrada o *gap* de energia em função da temperatura para diferentes matérias de acordo com [48].

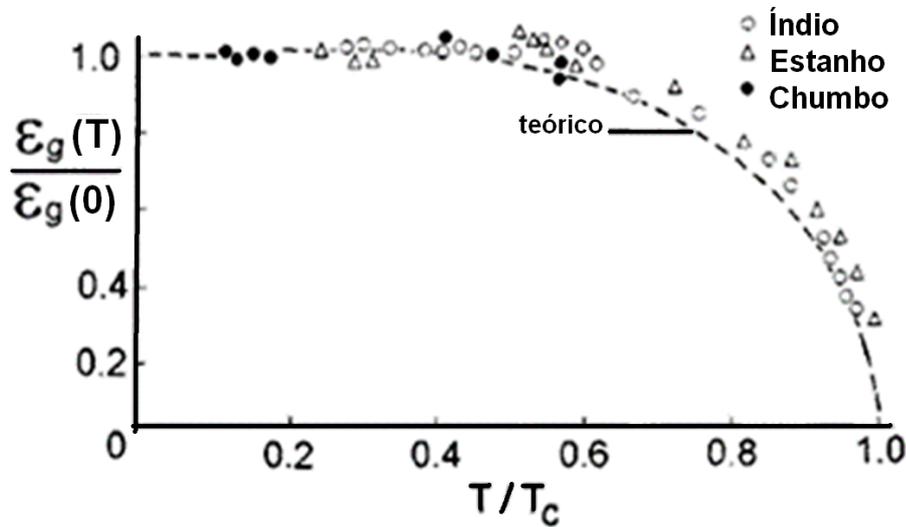


Figura 2.21: Mudança da energia *gap* com a temperatura.

Na Figura 2.22 temos as curvas de tunelamento tipo $S-I-S$, onde podemos observar que quando a polarização alcança o valor de: $V = \frac{\Delta_1 + \Delta_2}{e}$, a densidade de estados $D_1(E)$ e $D_2(E)$ chegam a sobrepor em infinitos pontos, e sua corrente de tunelamento dá um pulso maior, como se mostra na Figura 2.22 (a) para $T=0$ e na (b) para $T > 0$. A corrente de tunelamento é maior devido ao fluído de um nível mais próximo cheio para um nível vazio mais próximo.

Pode-se obter a relação da corrente de pulso devido a essa polarização como: $\Delta I_S = \frac{\pi G_n (\Delta_1 \Delta_2)^{1/2}}{2e}$, onde G_n é a condutância de tunelamento normal.

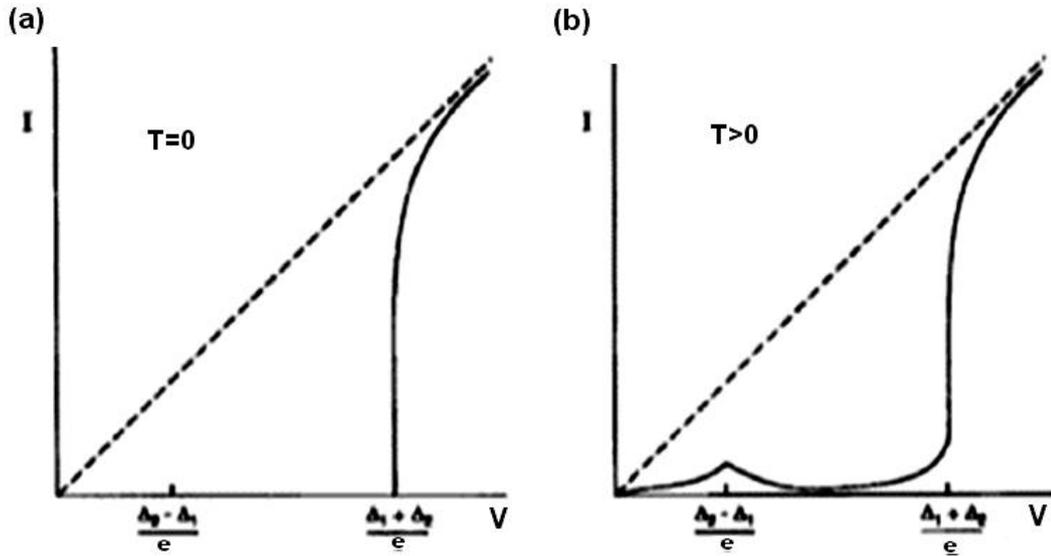


Figura 2.22: Corrente de tunelamento vs. tensão elétrica de polarização para uma junção tipo SIS com o *gap* de energia $\Delta_2 > \Delta_1$. (a) Para $T=0$, existe tunelamento quando: $V=(\Delta_2+\Delta_1)/e$. (b) Para $T>0$ com um tunelamento fraco para: $V=(\Delta_2-\Delta_1)/e$, e - um tunelamento intenso quando: $V>(\Delta_2+\Delta_1)/e$.

Esse mesmo resultado pode ser obtido para $T > 0$, tendo:

$$\Delta I_S = \frac{\pi G_n \sqrt{\Delta_1 \Delta_2}}{4e} \times \frac{\sinh\left(\frac{\Delta_1 + \Delta_2}{2k_B T}\right)}{\left(\cosh\left(\frac{\Delta_1}{2k_B T}\right)\right) \cdot \left(\cosh\left(\frac{\Delta_2}{2k_B T}\right)\right)} \quad 2.79$$

Se o *gap* é o mesmo para ambos os supercondutores temos um valor máximo da corrente de tunelamento da quase-partícula, mas a corrente fraca não flui se: $V < 2\Delta/e$. A equação (2.79) é uma boa aproximação do efeito observado na Figura 2.22 (b).

Junções Josephson SNS planar

O interesse nestas junções vem incrementando continuamente ^[50, 51]. Considerados como uma base elementar e segura para a realização de uma tensão elétrica programável ^[52].

Nestas junções a forma da $I_S(\phi)$ não só depende da temperatura e da distância entre os eletrodos, mas também da T_c das inter-camadas e os parâmetros de transporte nos metais da barreira.

Um incremento na concentração dos estados localizados dentro da barreira ou um decréscimo da espessura da barreira baixo um estado localizado fixo, pode permitir a formação de estruturas supercondutoras correlacionados com a estrutura N-S em quanto a corrente tunela através do metal.

As estruturas SNS são classificadas como “puro” ($\ell \gg \xi_0, d$) e “sujo” ($\ell \ll \xi_0, d$) dependendo da relação entre o caminho livre meio ℓ , o comprimento do parâmetro de ordem decreta na inter-camada ξ_0 , e d é a distância entre os eletrodos.

Diversos tipos de geometrias de junções SNS são descritos por Likharev ^[53] incluindo *sandwiches* SNS. A existência da supercorrente numa JJ é a manifestação da interferência entre a função de onda macroscópica dos dois supercondutores em contato.

Esse tipo de junção não só tem a ver com a correlação da penetração no supercondutor dentro do metal (barreira), se não também com as condições de fronteira. Isto também causa excitações das quase-partículas, que podem difundir dentro do supercondutor, resultando na supressão do supercondutor perto da interface. A influência desse efeito ao longo de uma JJ SNS numa dimensão é analisada por Kupriyanov e Lukichev ^[54].

Por outro lado, o efeito de proximidade na interface N-S é estudado como uma reflexão de Andreev, esse processo é bem resolvido por Boliubov-de Genne (BdG) com suas condições de fronteira, onde o espectro de excitação e as correntes que fluem através da junção podem ser obtidas. Os elétrons na barreira podem se transformar em pares de Cooper na região do supercondutor via os estados intermediários das quase-partículas.

As curvas $V \times I$ de uma ideal JJ SIS é descrito pelo modelo RSCJ. Já para supercondutores de altas T_c formando uma JJ SNS a capacitância é desprezível. Neste caso as curvas $V \times I$ pode ser descrita pelo modelo RSJ:

$$V = I_c R_N \left[\left(\frac{I}{I_c} \right)^2 - 1 \right]^{0,5}, I > I_c \quad 2.80$$

Para uma junção ideal SNS a teoria prediz que:

$$I_c \sim I_{c0} \exp \left(\frac{-L_n}{\xi_n} \right) \quad 2.81$$

ξ_n é o comprimento de coerência da barreira e L_n é a profundidade efetiva da barreira.

2.3.3 Aproximação BCS

Consideraremos o caso de uma JJ que possa ser descrita pela teoria BCS ($\omega > 0$) com: $\Delta_{ES} = \Delta_D = \Delta$, obtendo:

$$I(T) = \frac{\pi \Delta(T)}{2 e R_N} \tanh\left(\frac{\Delta(T)}{2k_B T}\right) \quad 2.82$$

Os primeiros resultados experimentais sobre a dependência da temperatura da corrente crítica Josephson foram obtidos por Fiske (1964) ^[55] pesquisando em junções de Sn-Sn e Pb-Sn obtendo substanciais resultados concordando com as previsões teóricas, ver Figura 2.23, onde os dados são comparados com as curvas teóricas obtidas por Ambegaokar e Baratoff ^[34].

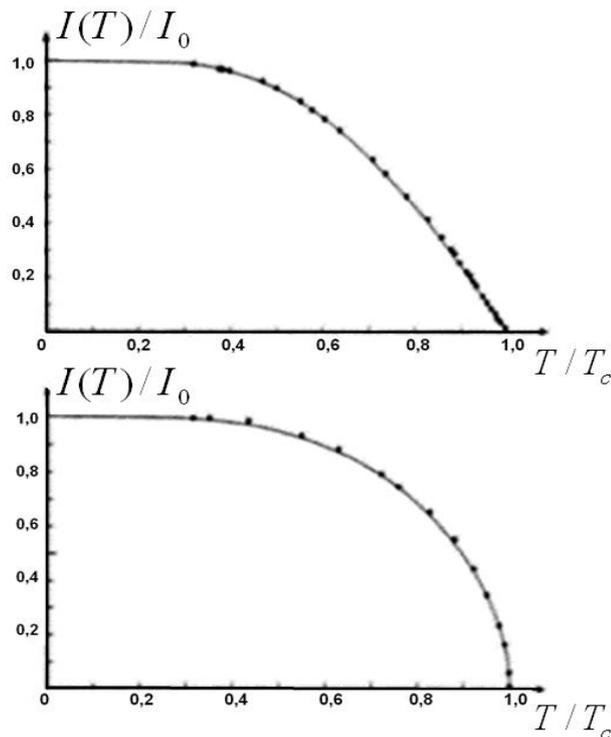


Figura 2.23: Dependência da máxima corrente Josephson dc com a temperatura. (a) Sn-SnO_x-Sn (b) Sn-SnO_x-Pb. Os dados experimentais são os círculos que são comparados com as curvas teóricas (linhas solidas) a partir da teoria de Ambegaokar e Baratoff.

2.4 Junções curtas em um campo magnético

Uma das características mais notáveis do comportamento de uma JJ é com relação ao fenômeno de difração e a interferência da supercorrente quando um campo magnético é

aplicado. Isto é uma consequência da natureza dos pares de Cooper e da coerência de fase através da JJ.

Um estudo detalhado da dependência da máxima corrente Josephson dc sobre o campo magnético aplicado, representa um potente método para pesquisar os importantes aspectos do comportamento de uma JJ. Em particular, informações importantes podem ser obtidas sobre a distribuição da densidade de corrente (J_J) dentro da junção.

Nesta seção detalharemos o que acontece quando uma JJ é submetida a um campo magnético paralelo ao plano desta tal como se mostra na Figura 2.24.

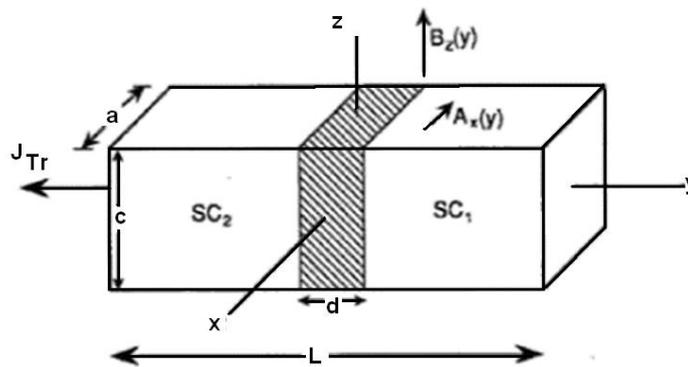


Figura 2.24: Aplicação de um campo magnético $B_0(y)$ transversal à JJ, com uma corrente de transporte J_{Tr} fluindo, o vetor potencial $A_x(x)$ do campo aplicado é mostrado.

Para determinar de que maneira a presença de um campo afeta a fase (ϕ) observemos a variação do vetor potencial e do campo magnético na proximidade da junção na Figura 2.25.

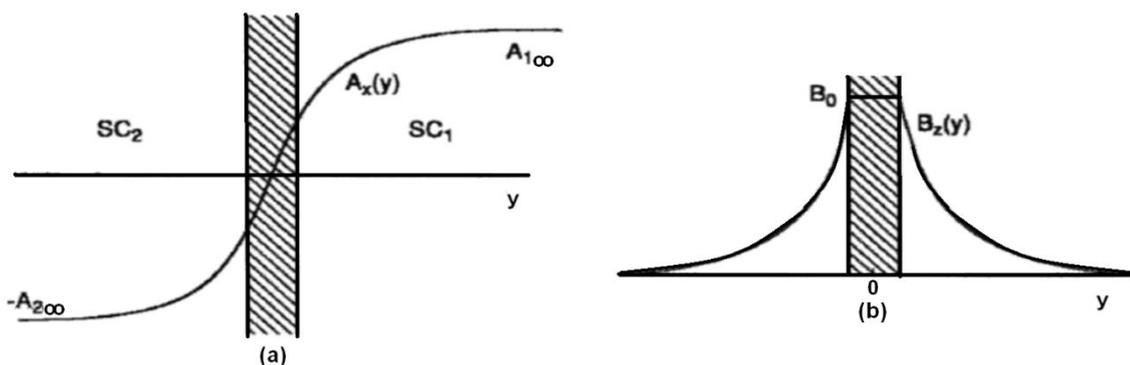


Figura 2.25: (a) Variação do vetor potencial $A_x(x)$ e (b) do campo magnético $B_z(y)$ na proximidade da junção.

A partir de $\oint \nabla\theta \cdot dl = \frac{2\pi}{\Phi_0} \oint A \cdot dl$, podemos chegar a encontrar a seguinte relação com fase

$$\text{Josephson: } \phi(x) = \theta_2(x) - \theta_1(x) = \phi_0 + \frac{2\pi}{\Phi_0} \{A_{1\infty} + A_{2\infty}\}x.$$

2.4.1 Profundidade de penetração Josephson

Lembremos as relações básicas de Josephson no estado estacionário, temos:

$$\begin{aligned}
 J &= J_c \sin \phi & (a) \\
 \frac{d\phi}{dt} &= 0 & (b) \quad 2.83 \\
 \nabla_{x,y} \phi &= \left(\frac{2e}{\hbar c} d \right) \vec{H} \times \vec{n} & (c)
 \end{aligned}$$

Onde $d = \lambda_{L1} + \lambda_{L2} + t$, $\lambda_{L1,2}$ é a profundidade de penetração de London para a junção formada por dois supercondutores e t é a largura da barreira, (Figura 2.13). Onde \vec{H} , representa o campo magnético aplicado ao plano da junção, \vec{n} é o vetor unitário normal ao plano da junção. Portanto, podemos obter:

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} = \frac{1}{\lambda_J^2} \sin \phi \quad 2.84$$

Onde λ_J é dado por:

$$\lambda_J = \sqrt{\left(\frac{\hbar c^2}{8\pi e J_J d} \right)} \quad 2.85$$

O valor de λ_J é a medida do comprimento quando a corrente Josephson é próxima à borda da junção, ou também conhecida como a profundidade de penetração Josephson (ver Figura 2.42). Isto implica a ocorrência de uma distribuição de corrente não uniforme na junção com uma dimensão transversal L' maior que λ_J na ausência de um campo aplicado externo. Assim duas classes de junções podem ser identificadas: junções curtas ($L' < \lambda_J$), o qual pode ter uma distribuição de corrente uniforme devido à indução de um campo magnético que pode ser desprezado, e junções longas ($L' > \lambda_J$) no qual as correntes são basicamente confinadas nas bordas da junção. Cabe dizer, que mudanças na espessura da barreira t afetam intensamente λ_J , devido a que J_J depende exponencialmente de t . Portanto, junções com áreas iguais podem ter pouca ou grande dependência sobre o valor de J_J . Por outro lado, a incerteza relacionada ao valor t não afeta ao valor de d , já que t é menor em comparação com o valor de: $d = \lambda_{L1} + \lambda_{L2} + t$. Isto pode também ser notado quando λ_J , depende da temperatura mediante J_J e da profundidade de penetração de London.

2.4.2 Junções curtas

Na seção 2.2.7 chega a mostrar-se que: $J(x) = J_l \sin\left(\frac{2\pi d}{\Phi_0} H_y x + \phi_0\right)$, onde $\phi = \frac{2\pi d}{\Phi_0} H_y x + \phi_0$, é a fase Josephson.

Observe-se que a densidade de corrente Josephson exibe uma distribuição periódica dentro da junção. Na Figura 2.26 se mostra a variação espacial de $\phi(x)$ e $J(x)$ para diferentes valores de H_y (campo aplicado transversalmente à JJ) para uma junção de geometria retangular com origem no centro da junção (Figura 2.27).

Da Figura 2.26 observamos um comportamento periódico de $J_J(x)$ para particulares valores do campo magnético externo.

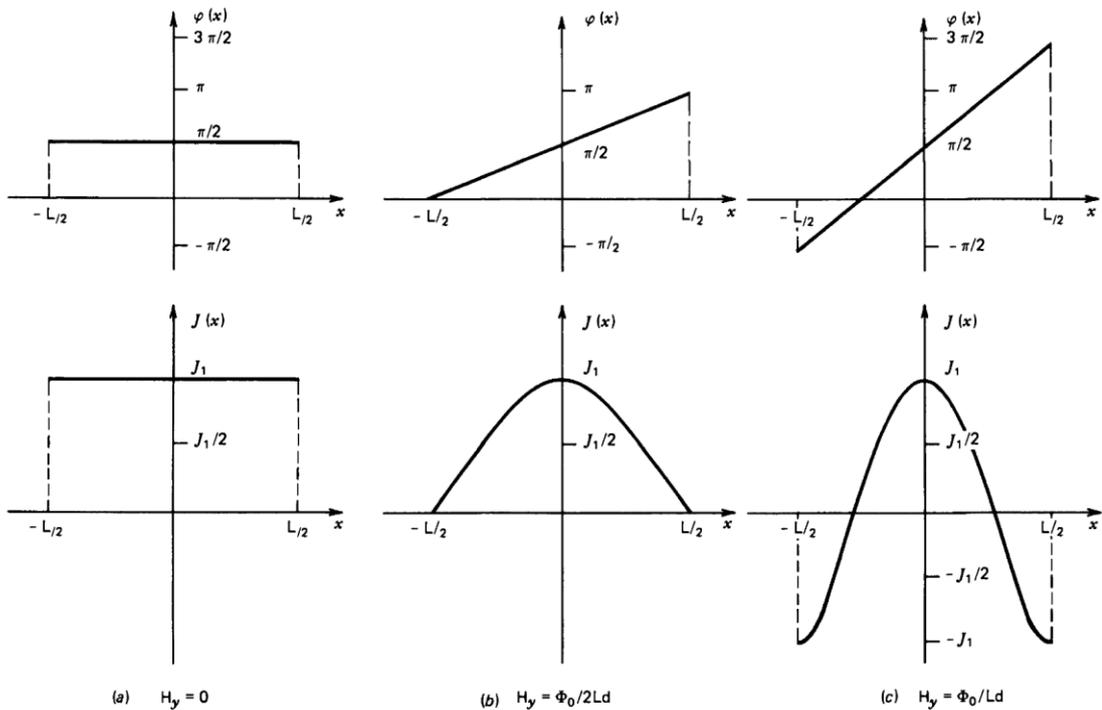


Figura 2.26: Fase $\phi(x)$ e a variação espacial da $J(x)$ na presença de um campo magnético externo H_y para uma junção retangular. L é a dimensão ao longo da direção perpendicular de H_y . (a) $H_y=0$ (b) $H_y=\Phi_0/2Ld$ (c) $H_y=\Phi_0/Ld$.

A corrente total na junção é dada por:

$$I = \iint dx dy J_J(x, y) \sin\left(\frac{2\pi d}{\Phi_0} H_y x + \phi_0\right) \quad 2.86$$

Onde a integral é calculada em toda a área da junção. Para uma maior generalidade uma dependência espacial ($J_j = J_j(x, y)$) da máxima J_j é introduzida em ordem de ter em conta os efeitos devido a não uniformidade no tunelamento da barreira, definindo: $k = \frac{2\pi d}{\Phi_0} H_y$, e $\mathcal{g}(x) = \int dy J_j(x, y)$, onde a integral é feita nas dimensões da junção. De (2.86) temos: $I(k, \varphi_0) = \int_{-L/2}^{L/2} dx \mathcal{g}(x) \sin(kx + \varphi_0) = \text{Im} \left\{ e^{j\varphi_0} \int_{-L/2}^{L/2} dx \mathcal{g}(x) e^{ikx} \right\}$, L é a largura da junção ao longo do eixo x .

Maximizando a corrente com respeito à φ_0 obteremos: $I_1(k) = \left| \int_{-L/2}^{L/2} dx \mathcal{g}(x) e^{ikx} \right|$.

Por conveniência podemos escrever que: $I_1(k) = \left| \int_{-\infty}^{\infty} dx \mathcal{g}(x) e^{ikx} \right|$. Assim, a máxima corrente Josephson é modulada por uma transformada de Fourier de $\mathcal{g}(x)$ [56].

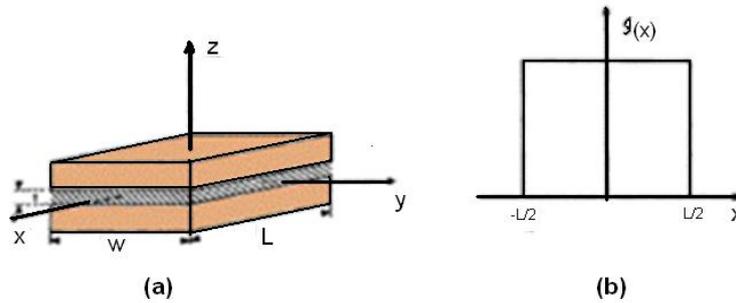


Figura 2.27: Configuração geométrica retangular e a correspondente densidade de corrente e $\mathcal{g}(x)$ para uma distribuição de corrente uniforme. (a) e, (b) com geometria retangular.

2.4.3 Distribuição uniforme da corrente de tunelamento

Considerando a geometria retangular mostrada na Figura 2.27(a). Neste caso a região da barreira é definida para: $|x| \leq L/2$, $|y| \leq W/2$, e $|z| \leq t/2$.

Assumindo que: $J(x) = J_j = \text{constante}$, (Figura 2.27(b)), e que a função $\mathcal{g}(x)$ pode ser escrita como: $\mathcal{g}(x) = J_l W p_{L/2}(x)$, onde $p_{L/2}(x) = \begin{cases} 1 & |x| \leq L/2 \\ 0 & |x| > L/2 \end{cases}$.

A partir destas considerações e resolvendo a integral da corrente temos, $I_j(k) = I_j \left| \frac{\sin(kL/2)}{kL/2} \right|$.

Finalmente, substituindo esta expressão na equação (2.86) obteremos a equação (2.51). Essa equação também é conhecida como a *equação de difração de uma Junção Josephson*.

A equação (2.51) representa as curvas de Fraunhofer como é mostrada na Figura 2.28.

A primeira observação deste fenômeno foi feita por Rowell em 1963 [37], e os resultados experimentais com o ajuste teórico de Balsamo [57] são mostrados na Figura 2.28.

Por outro lado, em termos do campo magnético a periodicidade observada na curva da Figura 2.28 é dada por:

$$\Delta H = \frac{\Phi_0}{L(\lambda_{L1} + \lambda_{L2} + t)} \quad 2.87$$

Quando os dois supercondutores são iguais ($\lambda_{L1} = \lambda_{L2} = \lambda$), a periodicidade nos proporcionara um método experimental para a determinação de λ . Isso é sempre e quando a espessura dos filmes supercondutores sejam maiores comparados com λ_j . Quando essa condição não é mais satisfeita (2.87) é modificada como:

$$\Delta H = \frac{\Phi_0}{L\left(\lambda_{L1} \tanh \frac{d_1}{2\lambda_{L1}} + \lambda_{L2} \tanh \frac{d_2}{2\lambda_{L2}} + t\right)}, \text{ onde } d_1 \text{ e } d_2 \text{ são as espessuras dos eletrodos.}$$

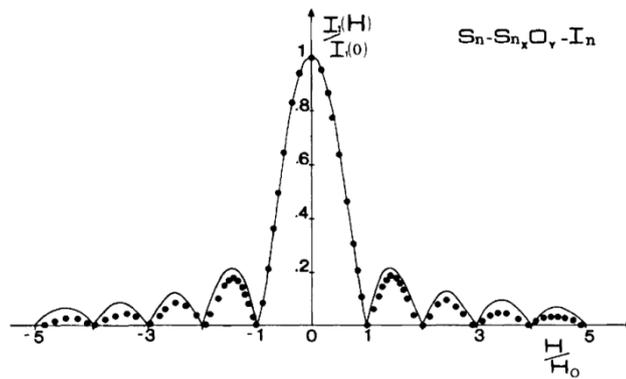


Figura 2.28: Dependência teórica do campo magnético da máxima corrente Josephson para uma junção retangular de Sn-Sn_xO_y-In. Os círculos são os dados experimentais e a linha sólida são os resultados obtidos da equação (2.51).

Rosenthal et al. ^[58], ilustram como o tunelamento da corrente muda com o incremento do fluxo magnético através da junção. A Figura 2.29 apresenta 4 casos especiais. Quando $\Phi=0$, a corrente na junção é uniforme e o valor da corrente crítica, como mostra a Figura 2.29(a). Quando $\Phi=1/2\Phi_0$, Figura 2.29(b), o valor médio da corrente é o valor meio da onda seno durante um meio ciclo, isto é $\left(\frac{2}{\pi}\right) I_c$. Para o seguinte máximo $\Phi=3/2\Phi_0$, dois dos meios ciclos se cancelam, para uma dada corrente $I = \left(\frac{2}{3\pi}\right) I_c$ resulta um terceiro meio ciclo neste caso. Essa indução, da máxima n th corrente $I_c / \left[\pi \left(n + \frac{1}{2}\right)\right]$ onde o valor do fluxo $\Phi = \left(n + \frac{1}{2}\right) \Phi_0$. Podemos deduzir da Figura 2.29(c) que a corrente se cancela para os mesmos ciclos, onde $\Phi = n\Phi_0$. Para o caso da Figura 2.29(c) no qual a fase total muda através do comprimento da junção em 2π , um quantum de fluxo encaixa neste.

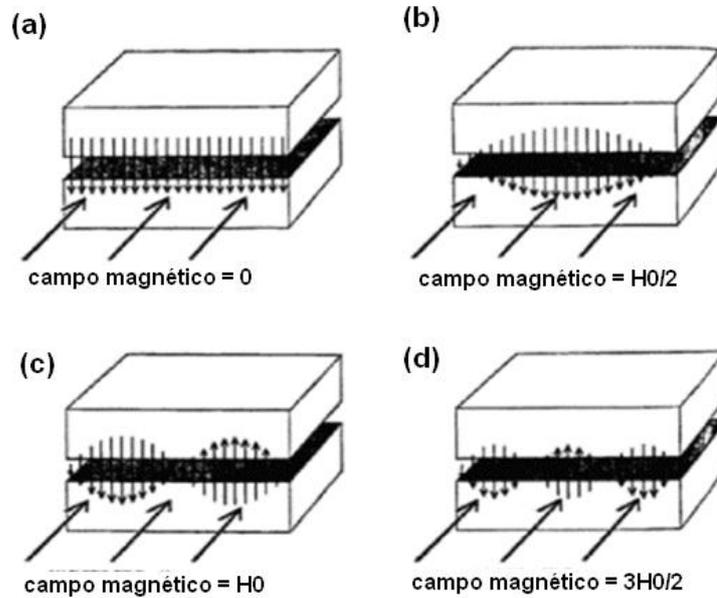


Figura 2.29: Efeito do campo magnético aplicado sobre o tunelamento das oscilações da corrente através de uma JJ, onde $\mu_0 H_0$ corresponde a um quantum de fluxo Φ_0 na junção.

Podemos observar a partir das setas sobre a figura que o fluido das supercorrentes através da junção inicia da esquerda e vai à direita. Para completar o circuito esse fluido horizontal quando a penetração λ dentro do supercondutor fecha o laço, como ilustra a Figura 2.30(a), resulta um fluxo. Esse fluxo é conhecido como o Vórtice Josephson (VJ). Este não possui nenhum núcleo; a densidade de supercorrente já é zero no centro deste.

Quando a fase muda através da junção em $2n$ (n número inteiro); teremos n VJ's dentro da junção, cada VJ contém um fluxo magnético e cada um tem um comprimento $1/n$ vezes o comprimento de um simples quantum de fluxo, ver Figura 2.30 (b) para $n = 2$.

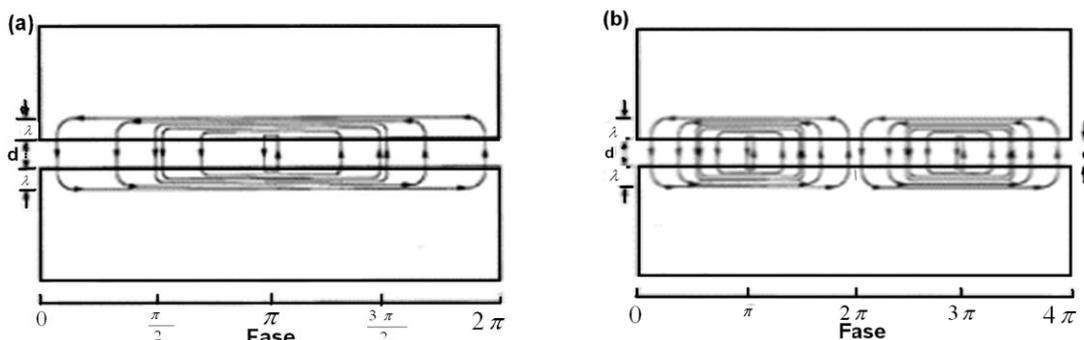


Figura 2.30: Distribuição da corrente ao redor do VJ's em função da Figura 2.29 para (a) um simples vórtice caso c, quando o fluxo magnético na junção é Φ_0 e (b) Dois vórtices quando o fluxo é de $2\Phi_0$.

2.5 Curvas características de voltagem-corrente $V \times I$

2.5.1 Curvas $V \times I$ dos diferentes tipos de junções

O fenômeno Josephson acontece em diferentes tipos de estruturas. Observando as curvas $V \times I$ características de todas essas estruturas, uma grande variedade de comportamentos é observada. Junções tunelando podem exibir curvas $V \times I$ que são marcadamente com histerese, é dois estados de tensão ($V=0$ e $V \neq 0$) para valores de corrente abaixo de uma máxima corrente I_c .

Agora surge a seguinte pergunta: são essas peculiares diferenças nas curvas $V \times I$ das diferentes junções inerentes à natureza física destas estruturas? A resposta é: sim completamente.

Muitas das curvas $V \times I$ de junções podem ser consideradas em termos de um modelo de circuito RSCJ; no qual a capacitância é distribuída e a condutância da quase-partícula são considerados como elementos montados em paralelo com um elemento Josephson não linear, Figura 2.31.

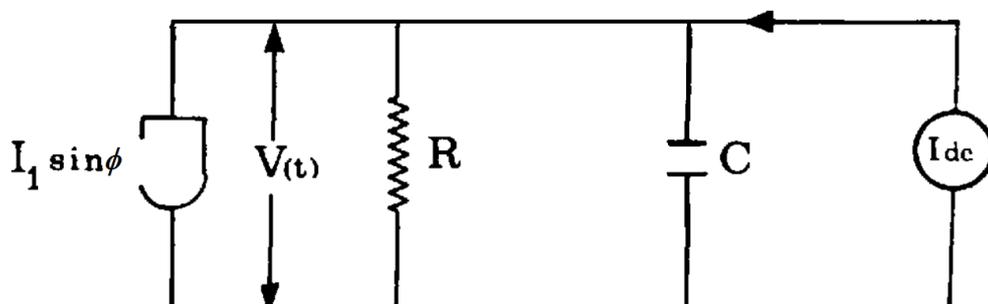


Figura 2.31: Circuito equivalente de uma JJ real com uma corrente de polarização.

2.5.2 Resistência *shunted* numa junção: casos autônomos

A Tabela 2-1 mostra a analogia do modelo RSCJ com um pêndulo mecânico amortecido.

Por outro lado, dos trabalhos realizados por McCumber, Stewart ^[12] e, Johnson ^[13], os quais independentemente discutem este problema podemos observar na Tabela 2-2, os resultados obtidos por eles:

Tabela 2-2: Dimensões das variáveis empregadas nos diferentes modelos de Jhonson, McCumber e Stewart.

Variável	Johnson	McCumber	Stewart
Frequência	$\omega_J = \left(\frac{2e I_l}{\hbar C}\right)^{0.5}$	$\omega_m = \omega_J^2 \frac{C}{G}$	ω_J
Tempo	$\tau = \omega_J t$	$\theta = \omega_m t$	$\tau_0 = RC$
Corrente normalizada	$\alpha = \frac{I_{dc}}{I_l}$	α	α
tensão	$\eta = \frac{V}{R I_l}$	η	η
Parâmetro característico do modelo	$\beta_J = \frac{1}{\omega_J RC}$	$\beta_c = \frac{1}{\beta_J^2}$	$\tau_0 \omega_J = \frac{1}{\beta_J}$

Nesta parte estudaremos o comportamento deste modelo para:

Limite da capacitância ($\beta_J \gg 1$)

Considerando um simples caso no qual uma condutância de desvio (*shunt*) é maior que a capacitância, ou seja, a taxa $\frac{G}{\omega_J C} > \beta_J$. Na analogia com o modelo mecânico isto corresponde a um amortecimento dominado pelos efeitos inerciais. Este caso foi estudado por Aslamazov e Larkin ^[59] e Waldram, Pippard e Clarke ^[60]. Baixo essa aproximação a segunda derivada (termo relacionado com a corrente de deslocamento) pode desaparecer e teremos:

$$\alpha = \beta_J \frac{d\phi}{d\tau} + \sin \phi \quad 2.88$$

Onde a solução pode ser obtida como:

$$\phi(\tau) = 2 \tan^{-1} \left[\left(\sqrt{\frac{\alpha^2 - 1}{\alpha^2}} \right) \tan \left(\frac{\pi\tau}{T'} \right) - \alpha \right] \quad 2.89$$

T' é o período, e é definido como: $T' = \frac{2\pi\beta_J}{\sqrt{\alpha^2 - 1}}$. A tensão dc no dispositivo é proporcional ao tempo médio de: $\frac{d\phi}{d\tau}$, isto é: $\bar{\phi} = \frac{1}{T'} \int_0^{T'} \frac{d\phi}{d\tau} d\tau = \frac{2\pi}{T'}$.

Portanto, a relação entre a tensão elétrica normalizada e a corrente é:

$$\frac{\bar{V}}{RI_l} = \beta_J \bar{\phi} = \sqrt{\alpha^2 - 1} \quad 2.90$$

Essa dependência é mostrada na Figura 2.32. Observamos que a tensão elétrica é zero com a corrente aplicada I_{dc}/I_l ($\alpha < 1$), até passar o valor da corrente crítica.

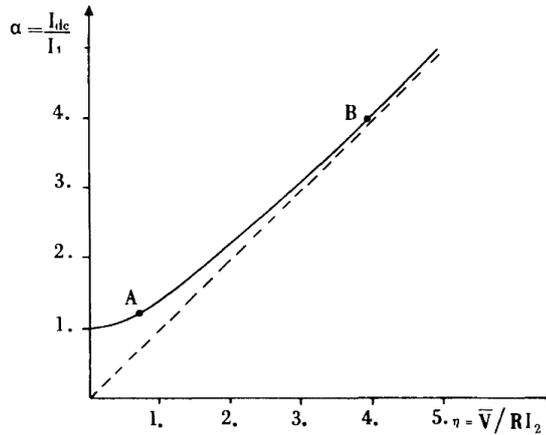


Figura 2.32: Curva característica de $V \times I$ do modelo RCSJ no limite $\beta_J \gg 1$.

Um contínuo incremento na corrente traz a junção a um estado de diferença de potencial finito. O ramo da curva corresponde ao comportamento descrito pela equação (2.90). Para grandes valores de corrente ($\alpha \gg 1$) a curva aproxima-se assintoticamente à uma curva resistiva. Esse comportamento é devido à presença da corrente Josephson ac para uma tensão finito. Isto pode ser entendido considerando a expressão de $V(\tau)$ como uma função do tempo

normalizado τ . Ou seja:
$$\frac{V(\tau)}{RI_l} = \frac{(\alpha^2 - 1)/\alpha}{\cos^2\left(\frac{\pi\tau}{T}\right) + \frac{1}{\alpha^2}(\sqrt{\alpha^2 - 1} \sin\left(\frac{\pi\tau}{T}\right) - \cos\left(\frac{\pi\tau}{T}\right))^2}.$$

Essa expressão é reportada na Figura 2.33 para dois diferentes valores de correntes normalizadas α . Quando I_{dc} é próxima a I_l a dependência da tensão com o tempo é como a de um pulso periódico e com um alto número de harmônicos. Com o incremento da corrente I_{dc} a distância entre pulsos, a qual é determinada por T , decrementa. O comportamento tende cada vez mais a uma onda senoidal. Portanto, o tempo médio da corrente ac tende a zero e resulta numa contribuição não significativa para a corrente total dc.

Em termos da analogia mecânica o caso para $\alpha > 1$, corresponde a um torque aplicado suficientemente grande para causar uma rotação que fornecera um movimento oscilatório ao pêndulo. Em particular, a situação descrita na curva A da Figura 2.33 corresponde a um torque aplicado maior ao requerido resultando um movimento não uniforme.

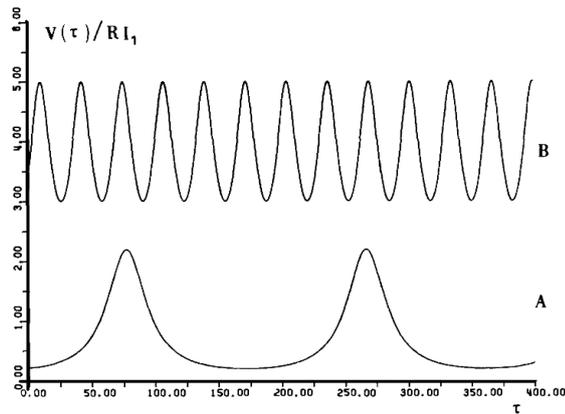


Figura 2.33: A tensão dependente do tempo $V(t)$ na junção para $B_J=20$ e para uma corrente de polarização dc $I_{dc}/I_J=1,2$ (A) e $I_{dc}/I_J=4,0$ (B).

A outra situação B corresponde a um torque aplicado maior com respeito ao torque proveniente da força gravitacional, assim que o movimento rotatório resultante é quase uniforme.

Curvas características $V \times I$ dc para uma capacitância finita

Consideremos a tensão como função da corrente normalizada. Construiremos a curva mostrada na Figura 2.34 a partir dos seguintes dados: $\beta_J < \beta_J(1) \cong 1,15$. Se nos iniciamos com: $\alpha = 0, V = 0$ e incrementamos a corrente, não temos um valor de tensão elétrica até que o valor da corrente crítica $I_l(\alpha = 1)$ seja atingido.

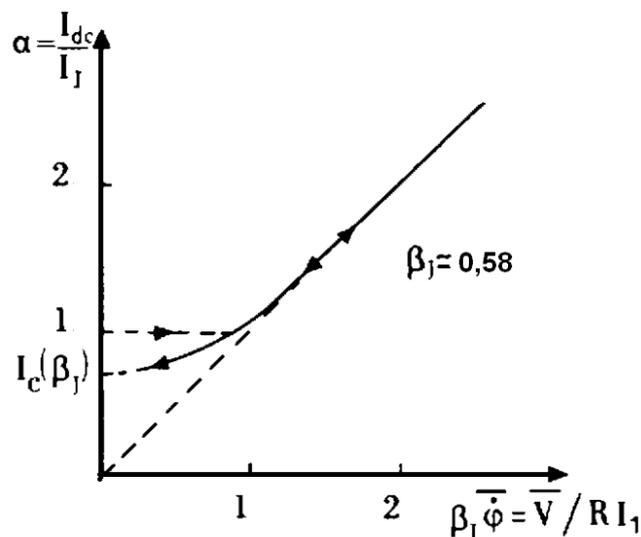


Figura 2.34: Corrente contra a tensão elétrica calculada através do modelo RSCJ com capacitância finita.

Neste ponto temos um interruptor para o estado de tensão elétrica finita; isto se observa no gráfico como um braço característico na curva. Quando a corrente é diminuída o sistema permanece no estado da tensão finita até o valor de: $I_l \alpha_c(\beta_f)$, (ver equação (2.90)). Podemos comparar as diferenças entre a Figura 2.32 e Figura 2.34 obtidos para diferentes valores de capacitância em cada um. Destas podemos obter, no limite, a capacitância zero.

Outra forma de resolver a equação (2.88) é substituir a relação linear de GV por GV^n e dar a respectiva solução numérica.

Pedersen e Saemark ^[61] consideram $n=2$, Stewart ^[62] examina para $n=2$ e $n \rightarrow \infty$, para o caso $n=2$ temos: $\frac{d^2\gamma}{dt^2} + k \left(\frac{d\gamma}{dt}\right)^2 + \omega_f^2 \sin \gamma = \alpha \omega_f^2$, obtendo que:

$$V(t) = \frac{\hbar}{2e} \frac{d\gamma}{dt} = \frac{\hbar}{2e} \left(\frac{\omega_f}{k^{0,5}}\right) \sqrt{\alpha + \alpha_0} \operatorname{dn} \left[0,5 \frac{\omega_f}{k^{0,5}} \sqrt{\alpha + \alpha_0} (t - t_0) \right].$$

Onde $\operatorname{dn}[u]$ é o Jacobiano da função elíptica, e $\alpha_0 = 2k/\sqrt{1 + 4k^2}$. A curva desta relação é mostrada na Figura 2.35.

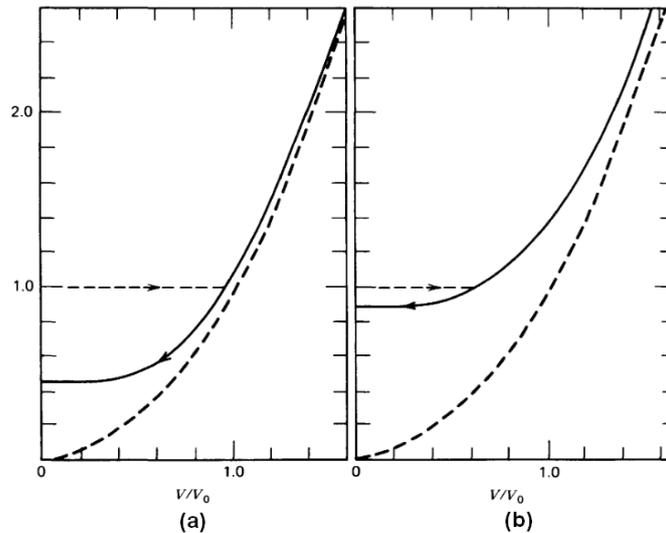


Figura 2.35: Curvas $V \times I$ linhas solidas, obtidas de (2.91) empregando uma resistência não linear característica $v/v_0 = \alpha^{1/2}$ (linhas pontilhadas) (a) $k=1/4$ (b) $k= 1$. Pedersen e Saermark ^[62].

2.5.3 Corrente polarizada para o tunelamento numa junção

Para um tunelamento através da junção existe, derivada a partir da teoria microscópica, uma expressão matemática mais geral da corrente que incluem os efeitos das quase-partículas e dos pares de Cooper.

Essa expressão é uma equação integro-diferencial a qual é escrita como:

$$I(t) = \text{Im}_{\eta \rightarrow 0^+} \left\{ e^{\eta t} e^{-i/2\phi(t)} \int_{-\infty}^{\infty} dt' e^{-\eta t'} [e^{i\phi(t-t')} S(t') + e^{-i\phi(t-t')} R'(t')] \right\}$$

Ou seu equivalente:

2.91

$$I[\phi(t)] = \int_0^{\infty} dt' \left[S(t') \sin\left(\frac{\phi(t-t') - \phi(t)}{2}\right) - R'(t') \sin\left(\frac{\phi(t-t') + \gamma(t)}{2}\right) \right]$$

$S(t)$ e $R'(t)$ são as oscilações reais do decaimento das funções. A frequência das oscilações é obtida a partir do *gap* de energia: $\nu = 2\Delta/\hbar$. Soluções numéricas de (2.91) foram feitas por Harris ^[63] para descrever a resposta de uma JJ.

Assumindo que uma junção conduz uma corrente constante I_{dc} e com uma capacitância C (circuito é esquematizado na Figura 2.31). A equação de balance da corrente é:

$$I_{dc} = \frac{\hbar}{2e} C \frac{d^2\phi}{dt^2} + I(\phi) \quad 2.92$$

Onde $I(\phi)$ é determinado por (2.91). A fase ϕ vem relacionada com a tensão através do efeito Josephson ac. Assim conseguimos dar solução a (2.91).

Caso geral

As equações para descrever a corrente polarizada na junção (2.91) e (2.92) são consideradas por McDonald, Johnson e Harris ^[64] no caso de temperatura zero. Curvas $V \times I$ para uma junção simétrica é calculada numericamente por esses autores e são reportadas na Figura 2.36.

As diferentes curvas mostradas referem-se a valores do parâmetro $\frac{RC}{\tau_g}$, onde: $\tau_g = \hbar/\Delta$ é um tempo constante relacionado com a frequência proveniente do *gap* de energia.

As características essenciais das curvas $V \times I$ podem ser resumidas como:

- Para pequenos valores do parâmetro $\frac{RC}{\tau_g}$ (no limite de pequena capacitância) temos grandes valores de corrente dc presentes com voltagens menores que a tensão elétrica do *gap* de energia. A principal contribuição desse excesso de corrente chega a ser um termo do par tunelando $R(t)$.

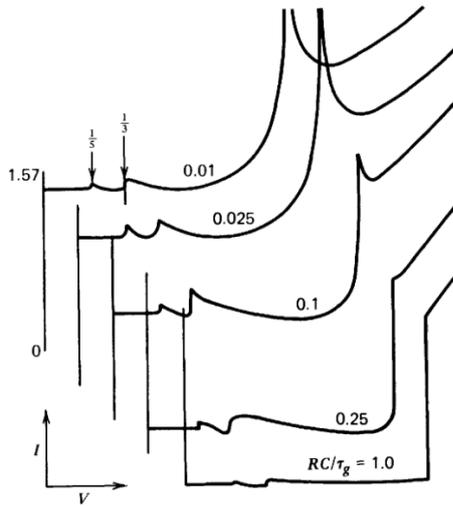


Figura 2.36: Efeito da capacitância C na junção sobre a curva $V \times I$, R é a resistência normal na junção e $t_g = \hbar \Delta$. Cada curva é plotada e deslocada do origem para maior clareza e com a $V \times I$ iniciando de 0 até 1,57 em todos os casos.

- b. Uma singularidade para: $V = 2\Delta/e$, é presente nas curvas características, que chegam a ser intensos para junções com pequena capacitância.
- c. Singularidades também são observadas em: $V_n = 2\Delta/en$. Essas singularidades são os sub-harmônicos do *gap* da estrutura observada por primeira vez por Giaever e Zeller^[65].
- d. Para altas capacitâncias $\frac{RC}{\tau_g} \rightarrow 1$, a curva $V \times I$ para uma tensão finita tende a um termo da quase-partícula e são muito similares os obtidos no caso da tensão elétrica polarizada (Figura 2.22(a)).

Para completar a análise: a temperaturas finitas e valores arbitrários do parâmetro $\frac{RC}{\tau_g}$ podemos ver o trabalho realizado por Schulp^[66].

Grandes excessos de corrente são observados em altas densidades de corrente, Niemeyer e Kose^[67]. Para um capacitor de placas paralelas se pode mostrar que:

$$\frac{RC}{\tau_g} = \frac{\pi \epsilon_r \epsilon_0 \Delta^2}{\hbar t J_l} \quad 2.93$$

Onde ϵ_0 , é a permissividade no vácuo, ϵ_r e t são a permissividade e espessura da barreira, Δ o *gap* de energia e, J_l é a máxima densidade de corrente. Em junções baseadas em Nb é característico observar uma corrente em excesso, a qual produz uma “pancada” para o *gap* da tensão, isto foi observado por Nordman e Keller^[68], Paterno^[69] e, Broom^[70].

2.5.4 Efeitos das flutuações térmicas

Nossa discussão macroscópica das curvas $V \times I$ foi feita a partir de um ponto determinístico (ou seja, caso para ruído zero). Porém, uma JJ é um bom exemplo dos efeitos das flutuações térmicas que produzem um efeito macroscópico na região crítica. Nesta seção consideraremos tal efeito no modelo RSJ.

Com $I = I(t)$, consideraremos pequenas mudanças da corrente no tempo, portanto, definiremos uma função de correlação temporal que nos ajude a especificar a probabilidade dos valores da corrente em tempos diferentes. Então, neste fenômeno de flutuações, pode-se escrever: $\langle I(t)I(t + \tau) \rangle = \int_0^\infty P(\omega) \cos \omega\tau d\omega$.

Assumindo que a condutância é independente da frequência teremos que o espectro de potência se reduz à expressão: $P = \frac{2k_B T}{\pi R}$, na qual a constante de Planck desaparece.

Isto testemunha o fato de que as flutuações são agora clássicas e P é associado com o ruído Johnson devido ao resistor R .

Finalmente, podemos calcular a função da correlação temporal usando o teorema de Wiener-Khintchine: $\langle I(t)I(t + \tau) \rangle = \frac{2k_B T}{\pi R} \int_0^\infty \cos \omega\tau d\omega = \frac{2k_B T}{R} \delta(\tau)$.

Onde a função δ é definida como: $\delta(\tau) = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty \cos \omega\tau d\omega$.

O efeito das flutuações térmicas é considerado na equação de movimento (equação (2.13)) acrescentando um termo de ruído:

$$C \frac{\partial V}{\partial t} = I - I_l \sin \phi - \frac{V}{R} + \bar{I}(t) \quad 2.94$$

O termo do ruído $\bar{I}(t)$ na última expressão representa a equação de continuidade da corrente do modelo RSCJ que nós já temos considerado. A resistência R assume-se que tem um valor constante correspondente para um tunelamento resistivo R_N . Esta é uma boa aproximação para temperaturas pertos da T_c .

O termo $\bar{I}(t)$ que aparece na equação (2.94) esta definido estatisticamente, nos não temos a solução da equação (2.16) (ϕ e V dependem do tempo) como tal. Mas o conteúdo dos mesmos e saber as probabilidades dos valores destas variáveis a qualquer tempo requer um conhecimento da densidade de probabilidade, portanto, devemos determinar as características estatísticas de $\bar{I}(t)$.

Fisicamente a quantidade $\bar{I}(t)$, representa o ruído devido ao fluxo da corrente resistiva da quase-partícula que é feno-logicamente descrito por V/R . Podemos escrever que: $\langle \bar{I}(t) \rangle = 0$ e $\langle \bar{I}(t + \tau) \bar{I}(t) \rangle = \frac{2k_B T}{R} \delta(\tau)$.

O valor médio de $I(t)$ é zero, e razoavelmente dentro do comportamento médio das flutuações pode coincidir com o comportamento macroscópico descrito pelas equações determinísticas. A função de correlação do tempo δ , significa que os valores de $\bar{I}(t)$ não são completamente correlacionados; a probabilidade para o valor de $\bar{I}(t)$ para um determinado instante no tempo não é influenciado por outros valores diferentes neste tempo t .

De (2.13) e (2.94) pode-ser escrever:

$$\begin{aligned} \dot{\phi} &= \frac{p}{M} \\ \dot{p} &= -\frac{dU}{d\gamma} - \eta_0 p + \tilde{i}(t) \end{aligned} \quad 2.95$$

Onde: $U(\phi) = -\frac{1}{2} \zeta k_B T (\alpha \phi + \cos \phi)$, $p = \frac{\hbar C}{2e} V$, $M = \left(\frac{\hbar C}{2e}\right)^2 C$, $\tilde{i}(t) = \frac{\hbar}{2e} \bar{I}(t)$, $\eta_0 = \frac{1}{RC}$, com os parâmetros: $\zeta = \frac{\hbar I_l(T)}{e k_B T}$, $\alpha = \frac{I}{I_l}$.

A equação (2.95) descreve o movimento Browniano com uma massa M em um potencial $U(\phi)$. O potencial $U(\phi)$ é mostrado na Figura 2.37 tendo em conta diferentes correntes de polarização. Incrementando o valor da corrente (α) teremos um declive médio da curva do potencial.

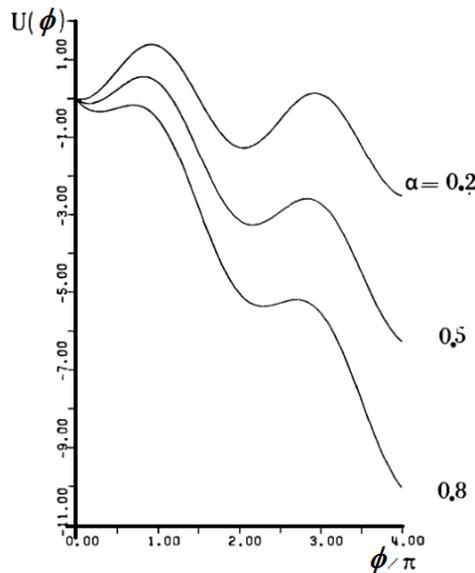


Figura 2.37: Forma do potencial $U(\phi)$ com a corrente de polarização. As diferentes curvas correspondem ao incremento da corrente de polarização α , onde o valor de $\alpha = I/I_l$.

2.6 Dinâmica dos fluxons

Um fluxon é um quantum de fluxo eletromagnético, e pode ter mais de um enfoque:

Comportamento eletromagnético: na física teórica, os fluxons são as partículas constituintes do fluxo magnético e elétrico. Os fluxons existem em dois estados, fluxons elétricos e fluxons magnéticos. Os fluxons exercem força sobre os outros spins vizinhos a estes, essa força exercida é determinada pela lei de Coulomb e de Biot-Savart.

Supercondutor: neste contexto (vórtice Abrikosov, VA), um fluxon é uma rotação completa dos superelétrons circundante à fase normal ($\psi = |\psi|e^{i\phi(r,t)} \rightarrow \phi = 2\pi$). O tamanho deste é da ordem do comprimento de coerência, e é quantizado devido às propriedades da fase do vetor potencial magnético. Já no contexto de longas JJ, um fluxon (vórtice Josephson, VJ) é formado pela circulação da supercorrente e a corrente de tunelamento.

Resultados teóricos para dinâmica de VJ (fluxons) em junções acopladas foram reportadas nas Refs. ^[71 e 72]. Porém, só recentemente resultados experimentais e estudos teóricos da dinâmica de fluxons ganharam um interesse renovado devido à afinidade delas para as estruturas compridas em camadas naturais de supercondutores tipo II. Pedersen e Ustinov ^[73] fazem uma revisão desta área.

2.6.1 A equação de Sine-Gordon

O estudo da eletrodinâmica de JJ longas descreve o comportamento desta por uma equação diferencial não linear em 2D. Escrevendo aqui para 1D temos:

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} - \frac{1}{\bar{c}^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} - \frac{\beta}{\bar{c}^2} \frac{\partial \phi}{\partial t} = \frac{1}{\lambda_J^2} \sin \phi \quad 2.96$$

Discutiremos a solução para (2.96) desprezando os efeitos dissipativos, $\frac{\beta}{\bar{c}^2}$. Neste caso a distância x será medida em unidades de λ_J , e o tempo t em unidades de λ_J/\bar{c} , então (2.96) se reduz a:

$$\phi_{xx} - \phi_{tt} = \sin \phi \quad 2.97$$

Essa equação é empregada nas ciências aplicadas e na literatura corrente refere-se como a equação de Sine-Gordon ^[74]. Essa equação é a solução de uma onda solitária, com um caráter particular da solução de um soliton. Uma das mais atraentes características da solução é quando dois solitons colidem, esses emergem depois da colisão com a forma e velocidade inicial, a consequência desta colisão em um curto tempo. Esse fluxon é obtido diretamente da integração da equação de Josephson quando a fase tem uma dependência temporal:

$$\phi = \frac{2\pi}{\Phi_0} \int V dt \quad 2.98$$

Uma apreciação qualitativa para a solução da equação pode ser obtido da analogia do modelo mecânico mostrado na Figura 2.38 ^[75].

Neste modelo ϕ_{xx} , é representado pelo torque de restauração da fonte, o termo Φ_{tt} é o momento de inércia do pendulo e o $\sin \phi$ corresponde ao torque gravitacional.

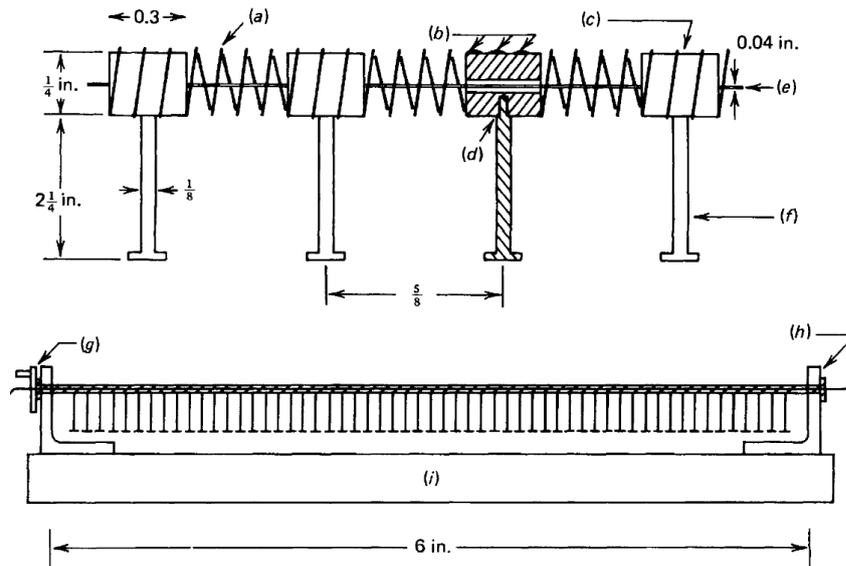


Figura 2.38: Modelo mecânico da equação de Sine-Gordon a) mola (b) solda (c) tope e rosca (e) arame (f) fixador (g) e (h) rolamento de esferas (i) base ^[76].

Soluções das ondas viajantes

As soluções da equação (2.97) dependentes do tempo são ondas viajantes ou ondas com perfil permanente são:

$$\phi = \phi(x - ut) \quad 2.99$$

Analisando a conexão com uma JJ longa (ver Figura 2.39), por Kulik ^[76], Scott ^[77]; observamos que na equação (2.99), o parâmetro u representa uma velocidade de propagação constante, e escrevendo: $\xi = x - ut$, obtemos: $\frac{\partial}{\partial x} \rightarrow \frac{d}{d\xi}$, e, $\frac{\partial}{\partial t} \rightarrow -u \frac{d}{d\xi}$. Por outro lado a expressão (2.97) chega a ser a equação original diferencial do pendulo: $\frac{d^2\phi}{d\xi^2} = \frac{\sin\phi}{1-u^2}$. Por integração podemos encontrar que:

$$\frac{d\phi}{d\xi} = \sqrt{\frac{2(E - \cos\phi)}{1-u^2}} \quad 2.100$$

Onde E , é uma constante de integração. De (2.100) podemos obter duas soluções:

$$\begin{aligned} \phi &= 4 \tan^{-1} \left\{ \exp \left[\pm \frac{(x-ut)}{\sqrt{1-u^2}} \right] \right\} && , \text{ para } A=1 \text{ e } |u| < 1 \\ \phi &= 4 \tan^{-1} \left\{ \exp \left[\frac{(x-ut)}{\sqrt{u^2-1}} \right] \right\} + \pi && , \text{ para } A=-1 \text{ e } |u| > 1 \end{aligned}$$

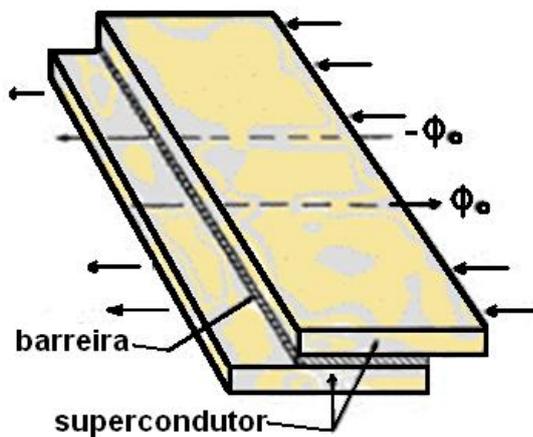


Figura 2.39: JJ compridas.

A primeira solução corresponde à de um soliton com uma rotação em ϕ por 2π . O sinal + ou - indica o sentido de rotação e corresponde ao soliton ou anti-soliton respectivamente. Isto pode ser observado na Figura 2.39. A segunda solução é claramente instável já que esta descreve a situação no qual o estado de equilíbrio do pendulo esta na posição invertida (por o valor de $+\pi$).

Quando E é diferente da unidade podemos ter soluções periódicas.

A equação (2.100) pode ser re-escrita como: $\xi = \sqrt{1-u^2} \int_0^\phi \frac{d\phi}{2E-\cos \phi}$, esta última equação tem uma integral elíptica típica.

Considerando soluções para $E > 1$ e $|u| < 1$: $\phi = 2 \sin^{-1} \left[\pm cn \left(\frac{\xi}{k\sqrt{1-u^2}} \middle| k \right) \right]$.

Onde cn é uma função elíptica de modulo k , com: $0 < k < 1$, Esta última solução corresponde a um arranjo de fluxons uniformemente espaçados na junção.

No caso $E \gg 1$; isto é para altas densidades de solitons, e a solução se reduz a: $\phi \approx \sqrt{\frac{2E}{1-u^2}} \xi$.

Quando: $-1 < E < 1$, e $|u| > 1$ a solução é: $\phi = 2 \sin^{-1} \left[ksn \left(\frac{\xi}{\sqrt{u^2-1}} \middle| k \right) \right]$.

Onde sn é a função elíptica de modulo: $k > 1$. Esta representa ondas periódicas com grandes amplitudes. No limite $E \rightarrow +1$ e $\phi \rightarrow 0$, se reduz ao caso de ondas com pequenas amplitudes, isto corresponde a ondas de plasma.

2.6.2 Análise de perturbação da dinâmica de fluxons

É de interesse considerar a propagação de um único fluxon numa JJ infinitamente longa. Isto pode ser descrito pela equação de Sine-Gordon considerando perturbações estruturais.

Dinâmica de um simples fluxon

Efeitos das perturbações estruturais sobre a dinâmica de um simples fluxon são considerados em detalhes por Fogel *et. al.* [78].

O esquema de perturbações pode ser generalizado como o caso do multi-fluxons procedendo-se em duas etapas: (i) a velocidade e fase do fluxon são moduladas a fim de poder remover a *secularities* (é dizer, o incremento linear com o tempo) a partir da perturbação de primeira ordem, (ii) a radiação causada pela aceleração ou desaceleração é calculada a partir da correção de primeira ordem.

Isto pode ser descrito como: $\begin{pmatrix} \partial_t & 1 \\ -\partial_{xx} + \sin & \partial_t \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \phi \\ \phi_t \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ \epsilon f \end{pmatrix}$, onde ϵf é a representação da perturbação estrutural.

Seguindo o método desenvolvido por Keener e McLaughlin [79]. Se ϵ for pequeno, podemos assumir que ϕ_0 representa um simples fluxon:

$$\phi_0 = 4 \tan^{-1} \left[\exp \left(\frac{x - X}{\sqrt{1 - u^2(t)}} \right) \right] \quad 2.101$$

Onde: $X = x_0(t) + \int_0^t u(t') dt'$. A velocidade do fluxon u , e a fase x_0 , mudam lentamente (é dizer, em ordem de ϵ) em função do tempo.

Disto, podemos obter duas equações diferenciais para uma lenta variação de u e x_0 . Tendo uma perturbação estrutural da forma: $\epsilon f = -\alpha \phi_t + \beta \phi_{xxt} - \gamma - u \delta(x) \sin \phi$, α e β representam processos de dissipação e γ a polarização da corrente, teremos:

$$\begin{aligned} \dot{u} = & \frac{1}{4} \pi \gamma (1 - u^2)^{3/2} - \alpha u (1 - u^2) - \frac{1}{3} \beta u \\ & + \frac{1}{2} \mu (1 - u^2) \operatorname{sech}^2 \left(\frac{X}{\sqrt{1 - u^2}} \right) \tanh \left(\frac{X}{\sqrt{1 - u^2}} \right) \\ \dot{X} = & u - \frac{1}{2} \mu u X \operatorname{sech}^2 \left(\frac{X}{\sqrt{1 - u^2}} \right) \tanh \left(\frac{X}{\sqrt{1 - u^2}} \right) \end{aligned} \quad 2.102$$

Esta última equação é obtida impondo a condição de ortogonalidade.

Considerando um análise de (2.102) no plano da fase (u, X) , podemos obter a solução gráfica mostrada na Figura 2.40 para: $\alpha = 0.033$, $\beta = 0$ e $\gamma = 0.5$ ^[79]. Diferentes curvas referem-se a diferentes valores da corrente de polarização γ . Se: $u = \dot{u} = 0$, obtemos que os pontos fixos no plano de fase são: $u = 0$, $X = X_0$, onde X_0 , é solução desta última equação. Fisicamente esta situação corresponde à ancoragem do fluxo.

Aniquilação de fluxons – antfluxons

Outro aspecto importante da dinâmica de fluxo magnético é o estudo de interações entre fluxon e antfluxon. Eles podem acontecer como qualquer outra colisão não destrutiva ou como uma aniquilação de um par fluxon-antfluxon. Além disso, o interesse concernente à física de junções que sugerem a possibilidade da realização de funções lógicas.

Tendo que: $\epsilon f = -\alpha \phi_t - \gamma$, e que um fluxon e antfluxon se movimentam com uma velocidade inicial de: $u_\infty = \frac{1}{\sqrt{1 + (4\alpha/\pi\gamma)^2}}$, onde $u_\infty (= \lim_{t \rightarrow \infty} u(t))$ é a velocidade para a qual a perda de potência devido à dissipação é igual à potência de entrada da corrente de polarização. Finalmente encontra-se que:

$$\phi = 4 \tan^{-1} \left\{ \frac{\sinh \frac{X}{\sqrt{(1-u^2(t))}}}{u(t) \cosh \frac{x-x(t)}{\sqrt{(1-u^2(t))}}} \right\}, \text{ onde: } X = x_0(t) + \int_0^t u(t') dt'.$$

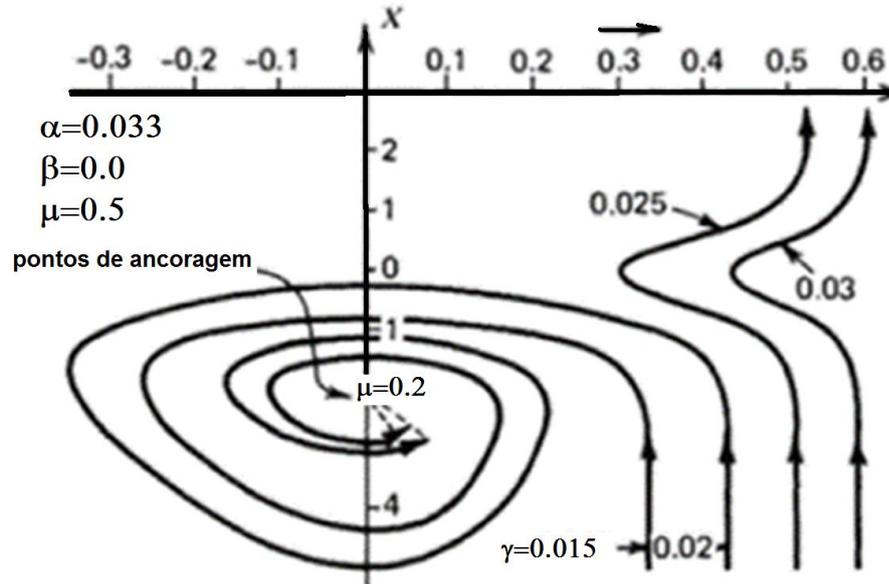


Figura 2.40: Trajetórias no plano (u,x) para um fluxon com aproximação de microshort com magnitude $u=0,5$ com $\alpha= 0,033$ e $\beta= 0$ para varios valores de ϕ . Acontece um ancoramento para $u=0$ e X solução de (2.102) ^[80].

Uma colisão não destrutiva entre um fluxon e um antfluxon introduz um tempo de atraso. Certamente, durante a interação a velocidade decrementa para um valor mínimo, depois do qual incrementa novamente assim que um fluxon e um antfluxon surgem com a velocidade inicial u_∞ .

Numa colisão destrutiva a velocidade tem uma queda a zero e o fluxon – antfluxon se ligam. Este decai e finalmente temos uma emissão de um fóton com uma energia de radiação $\hbar\omega_j$.

2.6.3 Efeitos do fluxo de fluxons nas curvas características $V \times I$

Curvas características $V \times I$ para uma JJ (0,6x1,7 mm) mostram um ramo na cume da curva, ver Figura 2.41(a). Isto é conhecido como *DSE* (*displaced slope effect*) ^[81, 82] o qual pode estar relacionado com o fenômeno do movimento de fluxo.

Esse *DSE* é independente da temperatura, e é observado numa grande variedade de JJ's. Scott e Jhonson ^[83] sugerem uma explicação baseados sobre o movimento da interação de fluxons com uma corrente longitudinal (corrente na direção do movimento do fluxon).

Na região do fluxo do fluido da corrente longitudinal i é relacionado com a diferença de potencial transversal v pela impedância característica Z da cavidade da junção, $i = i_1 + \frac{2v}{Z}$, onde i_1 é o máximo valor da corrente, ou seja, sem a presença do movimento do fluxo.

Em geral espera-se que a propagação do fluxo seja governada pela equação dissipativo de Sine-Gordon: $\phi_{xx} - \phi_{tt} - \alpha\phi_t = \sin\phi + \gamma$. Se $\alpha \ll 1$, os efeitos dissipativos não são levados em conta, embora joguem um rol importante no movimento do fluido. Para $\alpha \gg 1$, temos: $\phi_{xx} - \alpha\phi_t = \sin\phi + \gamma$, e descreve o fluxo do fluido dentro da barreira.

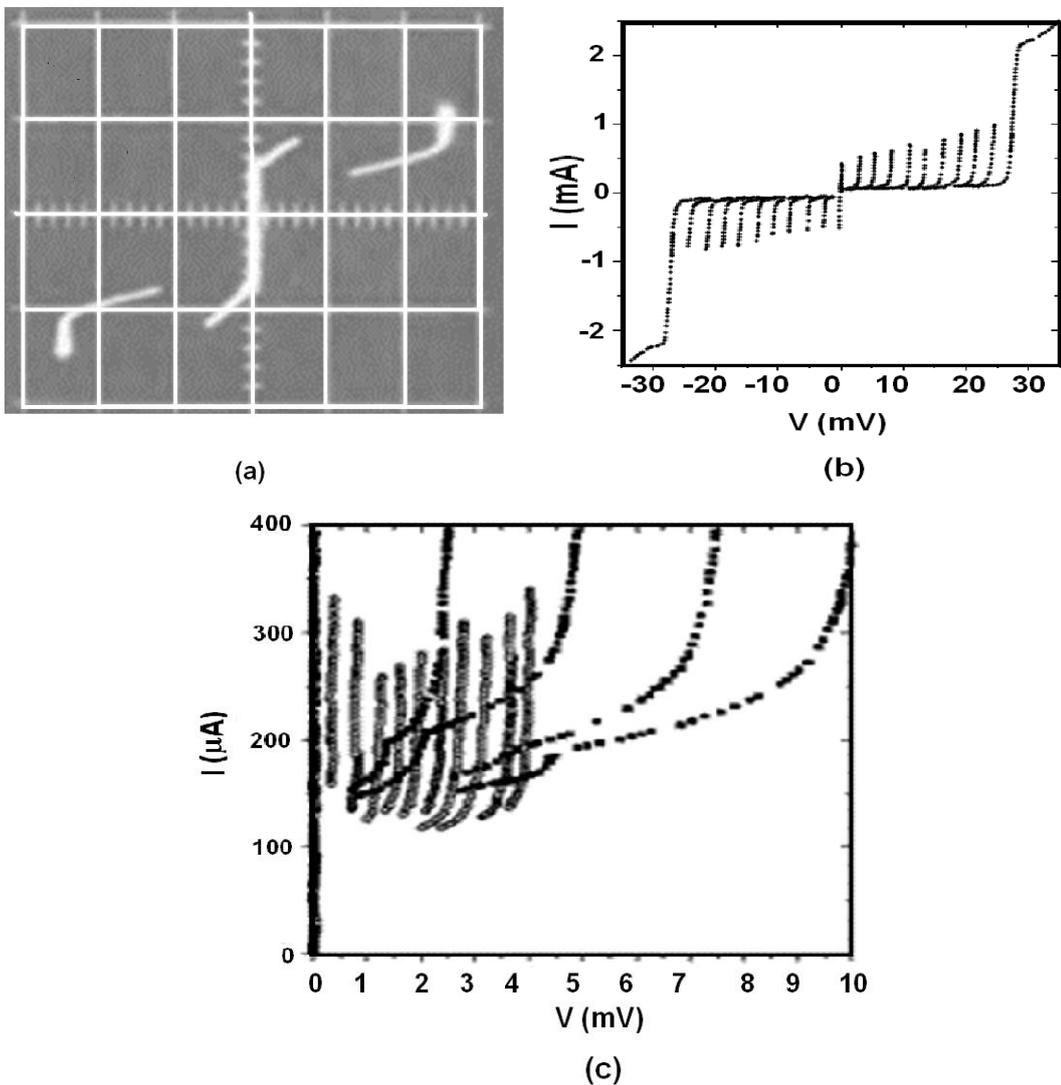


Figura 2.41: (a) Curva típica característica de $V \times I$ de uma JJ Pb-Pb_xO_y-Pb exibindo um DSE. (b) Curva característica $V \times I$ para um arranjo de JJ de 10x10. Cada ramo corresponde para o chaveamento em cada fila do gap da tensão elétrica. (c) Ampliado na baixa região da tensão elétrica (quadrado sólido). Na presença de um campo magnético externo no plano da rede $H_a = 40$ Oe^[84].

2.6.4 Outros tipos de vórtices

A presença de vórtices em um material supercondutor foi estudada por primeira vez por J. Pearl em 1964 ^[85], e detectada experimentalmente por primeira vez por Cribier et al. em 1964 ^[86] na presença de um campo magnético aplicado.

Logo da descoberta do efeito Josephson ^[5] é estabelecido que numa JJ com supercorrente possa ter uma espécie de efeito Meissner. Porém, a supercorrente é fraca, e a correspondente profundidade de penetração Josephson λ_J é maior que da amostra λ . Esses parâmetros são mostrados na Figura 2.42 (à esquerda).

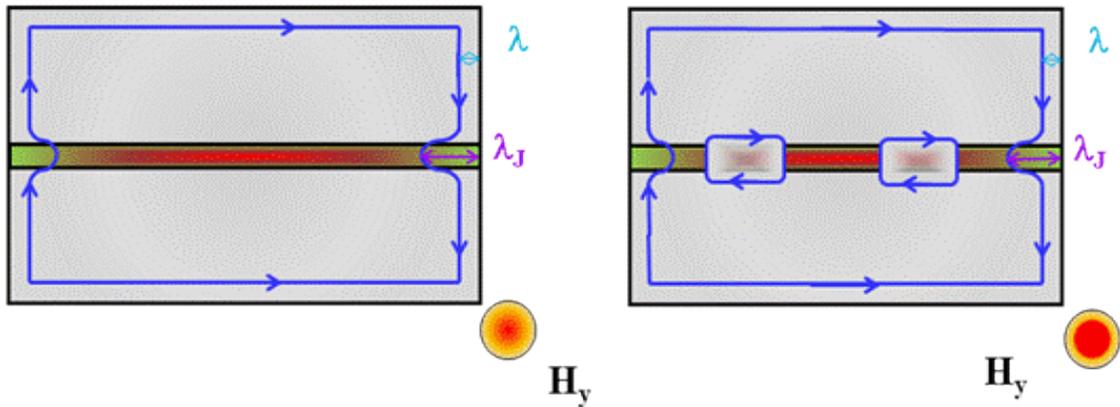


Figura 2.42: Representação de uma JJ em um campo externo. Esquerda, se mostra a profundidade de penetração Josephson λ_J para um pequeno campo magnético. Na direita, com o incremento do campo aparecem VJ's.

Matematicamente a descrição deste tipo de vórtice Josephson (VJ - mostrado na Figura 2.42 ao lado direito), é obtida através da solução parcial da equação de Sine-Gordon, tendo que:

$$\phi(x) = \pm 4 \arctan \left\{ \exp \left[\frac{x - x_0}{\lambda_J} \right] \right\} + 2\pi n \quad 2.103$$

$$J = \pm \frac{2J_c \sinh \left[\frac{x - x_0}{\lambda_J} \right]}{\cosh \left[\frac{x - x_0}{\lambda_J} \right]} \quad 2.104$$

$$B = \pm \frac{\Phi_0}{\pi d' \lambda_J} \left(\cosh \left[\frac{x - x_0}{\lambda_J} \right] \right)^{-1} \quad 2.105$$

Onde o signo define as duas possíveis orientações (ou polaridades) do vórtice.

A Figura 2.43 mostra a estrutura de um VJ, o campo magnético e a corrente decrementam exponencialmente para: $x - x_0 \gg \lambda_J$. Isto é quando o vórtice não interatua com as bordas da junção.

Na Figura 2.44, podemos observar a solução para vários valores de corrente injetada. Para $I_e \ll I_J$ (I_e é a corrente injetada), a corrente é diminuída pela supercorrente que flui a uma distância $\sim \lambda_J$, próxima da borda da junção e decrementa exponencialmente com x . Quando são injetadas grandes valores de correntes externas, é natural ver que na solução do VJ seja empurrado dentro da junção. Podemos escrever que: $I_M = 2I_J = 2J_c \lambda_J$, o ponto x_0 pode estar na borda da junção ($x = 0$).

Para $I_e > 2I_J$, teremos soluções não estacionarias da equação (2.103) dentro da junção. Em um campo elétrico pares de Cooper não encontram resistência, e podem ser acelerados, ou seja, a densidade de corrente pode incrementar-se.

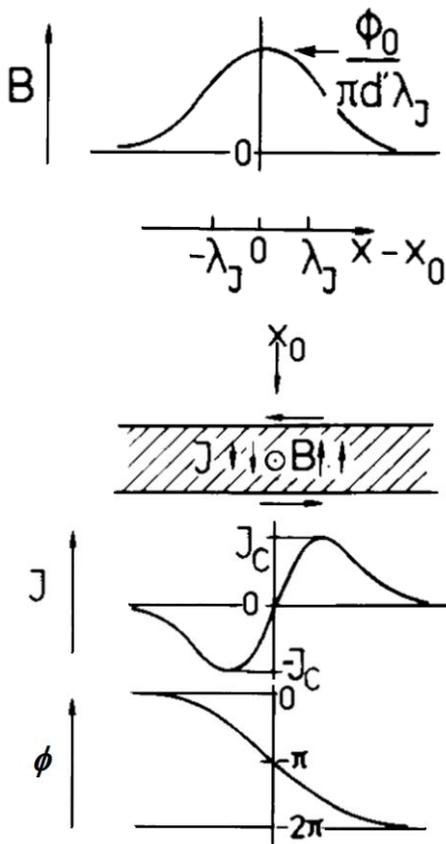


Figura 2.43: Distribuição das principais propriedades de uma VJ em função do espaço x .

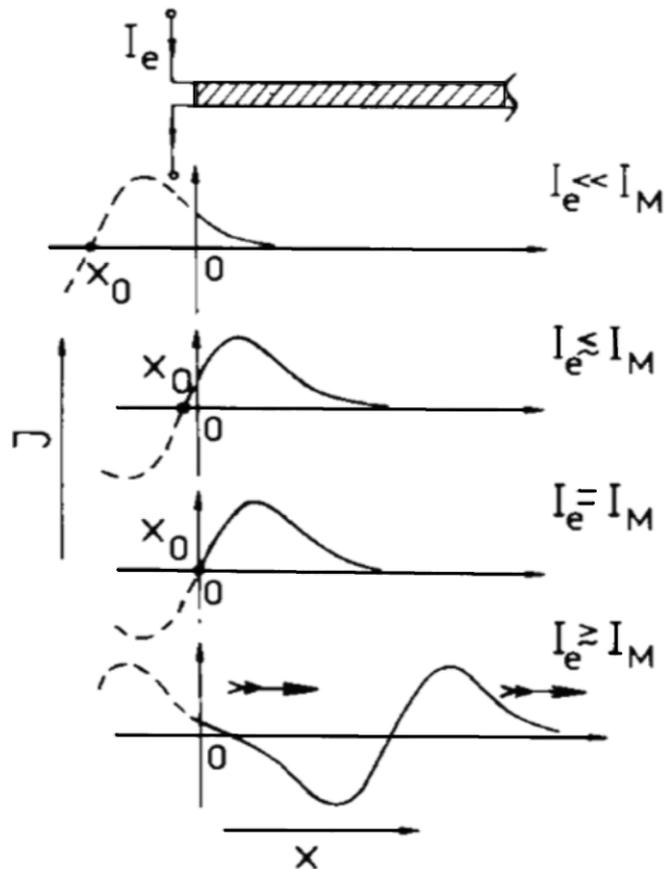


Figura 2.44: Penetração do VJ dentro e ao longo da junção.

Essa contradição é resolvida pela aparição de centros de fase “deslizantes - *slip*”^[87] que podem ser observados como vórtices no plano (x,t) . Para um ponto qualquer na junção, a fase

do parâmetro de ordem é periodicamente reduzida a 2π , para esse ponto o valor absoluto do valor $|\psi| = 0$, e a supercorrente é zero. Isto é compensado pela corrente normal e assim dentro da junção temos uma resistência finita.

2.6.5 Movimento do vórtice Josephson

Resolvendo a equação (2.96) para 1D; a qual é válida no plano (x,t) , obtemos:

$$\phi(x, t) = \pm 4 \arctan \left\{ \exp \left[\frac{x - x_0(t)}{\lambda_j'} \right] \right\} + 2\pi n \quad 2.106$$

$$x_0(t) = u(t - t_0) , \quad \lambda_j' = \lambda_j (1 - u^2/\bar{c}^2)^{1/2} , \quad \bar{c} = \omega_p \lambda_j \quad 2.107$$

A equação (2.106) representa um vórtice viajando com uma velocidade constante $|u| < \bar{c}$ ao longo da junção.

Consideraremos agora duas soluções ligeiramente complexas:

$$\phi(x, t) = \pm 4 \arctan \left\{ \frac{u \sinh(x/\lambda_j')}{\bar{c} \cosh(ut/\lambda_j')} \right\} \quad 2.108$$

$$\phi(x, t) = \pm 4 \arctan \left\{ \frac{\bar{c} \sinh(ut/\lambda_j')}{u \cosh(x/\lambda_j')} \right\} \quad 2.109$$

Estas também são soluções da equação (2.96) em 1D. Podemos ver facilmente que estas soluções representam as colisões no ponto $x = 0, t = 0$ de dois vórtices (2.108) tipo polar e (2.109) antipolar, com velocidades iniciais $\pm u$, ver Figura 2.45. Embora, os vórtices experimentam uma considerável deformação pela colisão, mas não muda sua forma ao final e sua velocidade. Assim um simples VJ é um soliton real.

2.6.6 Interação dos vórtices com o meio

Consideraremos diversos fatores que em muitos casos são responsáveis das flutuações da dinâmica de uma JJ o em defeito de uma rede de JJ's, como por exemplo:

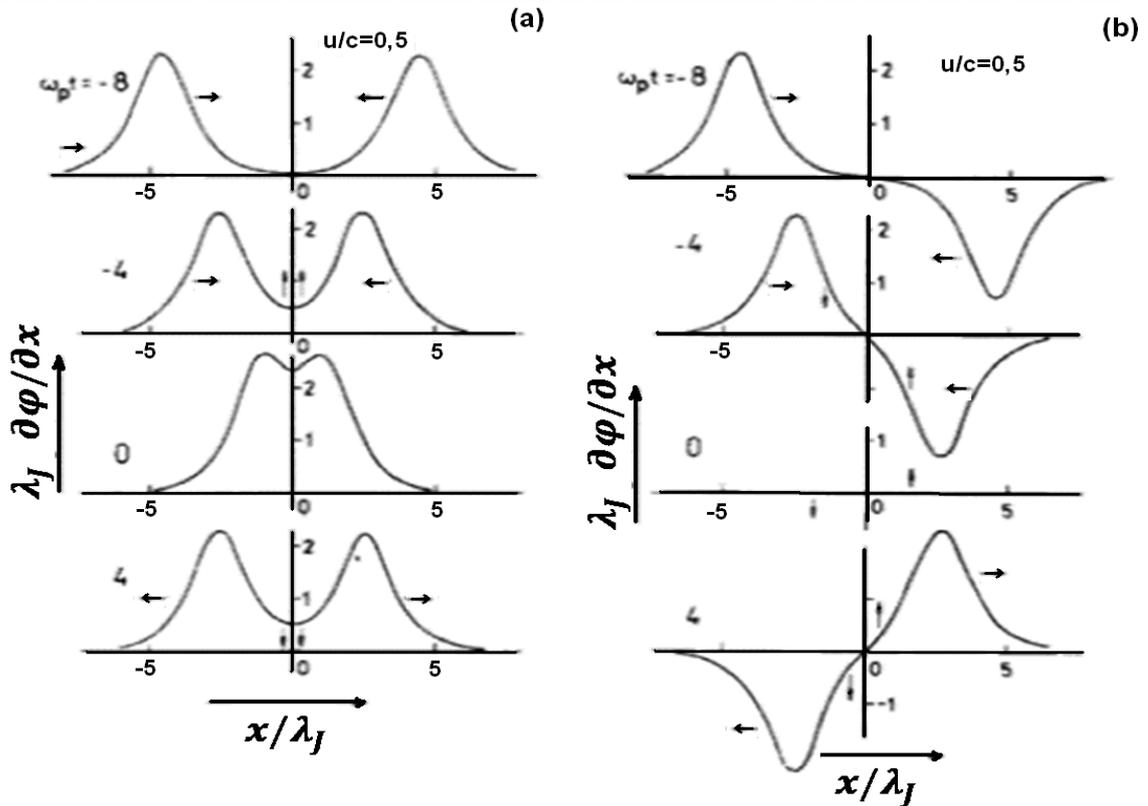


Figura 2.45: Colisões de vórtices (a) polar e (b) antipolar com $u=0,5c$ numa JJ infinita.

- **Borda passiva**; isto quer dizer que é livre de injeção de corrente externa e do campo magnético externo. Resultando isto numa condição de fronteira $\left. \frac{\partial \Phi}{\partial x} \right|_{x=0} = 0$.
- **Borda ativa**; neste caso vamos a ter que: $\lambda_J \left. \frac{\partial \Phi}{\partial x} \right|_{x=0} = \frac{I_e}{I_J} \neq 0$, destas condições uma solução analítica é impossível. Mas podemos obter soluções tendo em conta a intensidade de corrente injetada e a I_J , assim como a polaridade do vórtice dentro da junção.
- **Não-homogeneidade**; isto vai influenciar na energia do vórtice e na velocidade deste. Devido à não homogeneidade podemos ter: aprisionamento de vórtices ou repulsão.
- **Injeção de corrente lateral**; neste caso novamente vamos a ter flutuações e perturbações que vão modificar a densidade de corrente dentro da junção.
- **Dissipação devido à corrente normal**.
- **Dissipação devido aos prejuízos dos eletrodos**.
- **Interação Vórtice-Vórtice**; esta interação em ausência de outras perturbações pode ser determinada, tendo em conta a força de interação destes e a distância dos centros dos vórtices. Destas interações podemos também ter do tipo vórtice-anti-vórtice. A principal característica física destes é a mudança de energia e dinâmica dentro da JJ.

3. Fundamentos teóricos —

princípios termodinâmicos

No seguinte capítulo propomos uma revisão das transições de fase magnéticas dando um maior interesse ao modelo XY e a transição de Berezinsky-Kosterlitz-Thouless (T_{BKT}). Veremos que a manifestação deste tipo de transição é a presença de vórtices dentro do sistema. Isso é demonstrado através do parâmetro de ordem de Ginzburg-Landau ψ . Esses vórtice – antivórtice possuem energia e um comprimento de correlação ξ , os quais vão a depender da criação de um quase par de Cooper.

Por outro lado, esses vórtices geram defeitos topológicos que são de vital importância no estudo da física básica e de aplicações.

3.1 Transição de fase

A supercondutividade é um novo estado na condução de corrente elétrica dentro de um sólido, no qual a resistividade elétrica desaparece a partir de uma determinada temperatura T_c . Além desta propriedade o supercondutor é caracterizado por ter propriedades magnéticas específicas como o efeito Meissner.

Esta fase supercondutora possui um componente peculiar chamado: o estado condensado o qual é formado pelos pares de Cooper. Esse estado domina os fenômenos de transporte e magnéticos. Esta fase supercondutora pode ser caracterizada pelas variáveis termodinâmicas normais e o ψ de GL, que vão a representar o estado quântico supercondensado.

3.1.1 Quebra da simetria e rigidez

A transição de fase a partir do estado sólido (cristal) para o estado líquido apresenta uma quebra de simetria do cristal (anisotropia e homogeneidade), e o estado líquido é muitas vezes referido como uma quebra de simetria.

A probabilidade de encontrar uma molécula de água numa posição no espaço depende da posição e distância das moléculas no cristal. O aspecto de um cristal é muitas vezes ordenado com respeito ao líquido.

Como nos podemos caracterizar a diferença entre esses dois estados?. A resposta a esta questão é mediante o parâmetro de ordem; no cristal é associado com a densidade periódica. Moléculas em um cristal são situadas sobre um arranjo periódico e esses pontos matematicamente são chamados de rede. Assim também podemos obter uma estimativa da magnitude do deslocamento molecular para uma temperatura finita. Um cristal ideal consta de repetições periódicas da cela unitária com um particular tamanho e forma.

Distorções da célula unitária são descritas por tensão x/a , e representa os deslocamentos de uma parte da cela. Para uma determinada temperatura podemos definir o deslocamento quadrático meio como: $\langle x^2 \rangle = k_B T / k$. Neste caso, esse $\langle x^2 \rangle$ está relacionado com o módulo de elasticidade (G) de nosso cristal como: $\langle x^2 \rangle \propto k_B T / Ga$. Se: $G = 0 \rightarrow \langle x^2 \rangle$, diverge, portanto, a rigidez é uma condição necessária para a existência de periodicidade. Portanto, a cada transição de fase para um estado vem associado com a quebra da simetria contínua.

Assim como a rigidez, defeitos topológicos são geralmente associados com a contínua quebra de simetria.

3.1.2 Sistemas ordenados

Em sistemas condensados não são suficientes as variáveis termodinâmicas para descrever o estado termodinâmico, como por exemplo, ordem rotacional, ordem posicional etc. Deste modo, uma descrição de fase ordenada requer a introdução de novas variáveis que quantifiquem o grau de ordem e uma modificação na mecânica estatística – termodinâmica que descreva efeitos como: energia, entropia entre outros.

A fim de descrever uma ordem magnética em um gás ideal na presença de um campo magnético h , o sistema vai desenvolver um momento magnético \mathbf{M} , o qual é proporcional ao número total de partículas. Daqui podemos obter uma variável extensiva conhecida como a magnetização: $\langle \mathbf{m}(x) \rangle = \langle \sum_{\alpha} \mu_s s_{\alpha} \delta(x - x_{\alpha}) \rangle$.

Esta equação mostra que a magnetização $\mathbf{m}(x)$ é um operador análogo ao operador densidade; a partícula α contribui para $\mathbf{m}(x)$ só na posição x_{α} . A integral desta $\mathbf{m}(x)$ resultará no momento magnético total do sistema.

A magnetização $\mathbf{m}(\mathbf{x})$ é chamada do parâmetro de ordem na fase ferromagnética. E o modelo que ajuda a descrever o ferromagnetismo é o modelo de Heisenberg por meio do hamiltoniano: $\mathcal{H}_{Heis} = -2J \sum_{\langle l, l' \rangle} s_l \cdot s_{l'}$. Esse modelo é invariante com respeito a rotações arbitrárias de cada spin s_l .

Outra propriedade que é associada ao estado de ordem é a correlação espacial (“ordem longa”). A correlação espacial é uma quantidade da função de correlação de spin-spin (magnetização-magnetização) definida como: $C_{mm}(\mathbf{x}, \mathbf{x}') = \langle \mathbf{m}(\mathbf{x}), \mathbf{m}(\mathbf{x}') \rangle$.

Na fase paramagnética: $C_{mm}(\mathbf{x}, \mathbf{x}')$ cai exponencialmente para o limite de grandes separações, $|\mathbf{x} - \mathbf{x}'| \rightarrow \infty$.

Na fase ferromagnética este tende a $\langle m(\mathbf{x}) \rangle^2$, podemos observar então que o comportamento para grandes separações a função de correlação determina a existência da ordem ferromagnética.

Chega-se a mostrar que a equação magnética do estado para a energia livre de Helmholtz para nosso sistema de interesse é: $\frac{\delta F}{\delta \langle m_i(\mathbf{x}) \rangle} = h_i(\mathbf{x})$. Observamos que diretamente podemos chegar à seguinte relação magneto-termodinâmica:

$$\chi_{ij}^{-1}(\mathbf{x}, \mathbf{x}') = \frac{\delta^2 F}{\delta \langle m_i(\mathbf{x}) \rangle \delta \langle m_j(\mathbf{x}') \rangle} \quad 3.1$$

O segredo da natureza é a simetria, mas muito da textura do mundo é devido a mecanismos que quebram a simetria. Existe uma série de mecanismos em que a simetria da natureza pode ser escondida ou quebrada.

3.1.3 Simetria, parâmetro de ordem e modelos

Depois de mediados do século xx a simetria é um conceito dominante na exploração e formulação das leis físicas. Essas leis da natureza que resumem as regularidades são independentes das condições iniciais e muitas vezes são difíceis de achar, por exemplo, devido às flutuações térmicas.

Uma importante implicação da simetria é a existência do princípio de conservação de leis.

Fases ordenadas são distinguidas a partir da fase desordenada pela aparição de uma média termodinâmica $\langle \vartheta_a \rangle$. Estes valores esperados são chamados de *parâmetro de ordem*. No modelo de Heisenberg este parâmetro de ordem é $\langle \mathbf{m} \rangle$.

Centrando nosso interesse na transição do estado normal ao estado supercondutor. Esta transição é mais bem descrita pela teoria de campos. A Figura 3.1 mostra as medidas do calor específico e do parâmetro da ordem como função da temperatura para alguns supercondutores representativos.

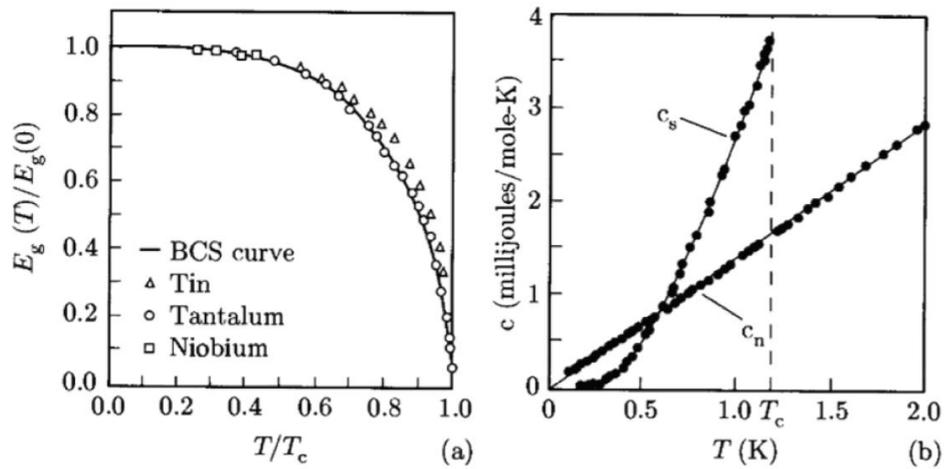


Figura 3.1: (a) Parâmetro de ordem do supercondutor em função da temperatura a partir da medida de tunelamento do elétron.

(b) Calor específico de um supercondutor [89]. A transição para a fase supercondutor é acompanhada por um salto de discontinuidade no calor específico. Quando um pequeno campo magnético é aplicado, essa transição não é supercondutor, e o calor específico é linearmente proporcional à temperatura.

Da Figura 3.1(b) podemos observar um pulso na medida de calor específico o qual indica a existência de um salto, a baixa temperatura (porém, esta característica não é explicada pela teoria de campo).

A fim de poder ter uma boa descrição do parâmetro de ordem e do calor específico empregaremos uma aproximação generalizada a partir da energia livre de Landau com um $\langle \vartheta \rangle$:

$$f = \frac{1}{2}r\langle \vartheta \rangle^2 + u_4\langle \vartheta \rangle^4 + u_6\langle \vartheta \rangle^6.$$

Disto último, obteremos o parâmetro de ordem minimizando f com respeito $\langle \vartheta \rangle$:

$$\langle \vartheta \rangle = \sqrt{\frac{u_4}{3u_6} \left[\left(1 - \frac{3r}{r_0}\right)^{1/2} - 1 \right]} \quad 3.2$$

E o calor específico como:

$$c_v = \begin{cases} 0 & \text{si } T > T_c \\ \frac{T a^2}{8u_4 \left(1 - \frac{3r}{r_0}\right)^{-1/2}} & \text{si } T < T_c \end{cases} \quad 3.3$$

Onde: $r_0 = 2u_4^2/u_6$. A linha solida da Figura 3.1 (a) e (b) são os resultados obtidos a partir das equações (3.2) e (3.3) respectivamente.

Podemos, portanto, escrever a definição da lei de potencias no que se reter termodinamicamente como ^[89]:

$$a = \lim_{\tau \rightarrow 0} \left(\frac{\text{Log}[f(\tau)]}{f(\tau)} \right) \quad 3.4$$

Onde a é o expoente crítico e $\tau = \frac{T-T_c}{T_c}$. Para $\tau > 0$, o sistema é desordenado, para $\tau = 0$, temos que $T=T_c$. Finalmente para $\tau < 0$, tenemos uma fase ordenada.

Por outro lado, essa função $f(\tau)$, representa só um comportamento assintótico da função que cumpre com a condição dada na equação (3.4). Geralmente pode-se escrever que $f(\tau) = A\tau^{a'} (1 + b\tau^{a''} + \dots)$.

3.1.4 Modelo XY

O estudo do modelo XY é de grande interesse do ponto de vista teórico devido à riqueza do diagrama de fase e do caráter de sua transição de fase (defeitos topológicos). Encontra-se também motivação no fato de ser um protótipo para vários sistemas que podem ter uma transição de fase do tipo Kosterlitz-Thouless, dentre os quais se destacam filmes, superfluidos, JJ's e outros.

O modelo XY ainda não possui solução analítica exata. Um tratamento analítico aproximado baseia-se em escrever o hamiltoniano numa forma mais conveniente, utilizando as propriedades clássicas do spin, e expandir o novo hamiltoniano usando o teorema de Wick's da teoria de perturbação. Para isto é definido um hamiltoniano de interação entre os spins $\frac{1}{2}$ do sistema:

$$\kappa_0 = -\frac{J}{2} \sum_{r,r'} (\sigma_r^x \sigma_{r'}^x + \sigma_r^y \sigma_{r'}^y) = -J \sum_{i,j'} \cos(\theta_i - \theta_j) \quad 3.5$$

Onde σ são as matrizes de Pauli, r e r' denotam os vértices da rede e J é uma constante com dimensões de energia. Devido à forma do hamiltoniano o parâmetro de ordem natural é a magnetização perpendicular ao plano X-Y: $M^x = m \sum_r \sigma_r^x$.

A temperatura crítica da transição de fase T_c é a temperatura acima na qual o valor térmico esperado da magnetização desaparece, $\langle M^* \rangle = 0$. Perto de T_c grandes flutuações em M^x e outras quantidades são esperadas.

Defeitos topológicos no modelo XY permitem a transição de: vórtices – sem-vórtices para uma transição indo de baixas temperatura para uma alta temperatura com fase desordenada. Em 2D o modelo XY exibe um transição Kosterlitz-Thouless a partir da fase desordenada de alta temperatura dentro de um ordem quase-longo alcance a baixa temperatura. Uma RJJ de 2D permite o estudo de diversos conceptos físicos básicos. Um campo magnético perpendicular a uma RJJ é uma realização experimental de frustração no modelo XY, onde o parâmetro de frustração f é definido como:

$$f = \frac{1}{2\pi} \sum_{Par} A_{ij} \quad 3.6$$

Esse f corresponde ao número de quantum de fluxo numa cela unitária do RJJ devido à presença do campo magnético. Portanto, pode-se escrever um hamiltoniano completo que vai descrever esse cenário para um RJJ quadrada de dimensões $L \times L$:

$$H = -J \sum_{i,j'} \cos(\theta_i - \theta_j - A_{ij}) \quad 3.7$$

3.1.5 Transição Berezinsky-Kosterlitz-Thouless

A transição de Berezinsky-Kosterlitz-Thouless (BKT) é uma transição especial vista dentro do modelo XY para um sistema de spins interagindo em 2D. O modelo XY é um vetor de 2D que possui uma simetria circular. Este sistema não espera uma transição de fase de segundo ordem. Isso é devido à esperada fase ordenada do sistema que é destruída por flutuações transversais, é dizer, uma quebra continua da simetria, o qual diverge logaritmicamente com o tamanho do sistema. Isto é um caso específico do que é chamado o teorema de Mermin-Wagner para um sistema de spins.

No modelo XY não é esperado uma transição de fase de segundo ordem. Porém, pode-se encontrar abaixo temperatura uma fase quase-ordenada com uma determinada função de correlação que decreta com a distância como uma lei de potencias que vai depender da temperatura.

A transição a partir de uma fase desordenada de alta temperatura com uma correlação exponencial para uma baixa temperatura com uma fase quase-ordenada é uma transição de BKT. E esta fase é uma transição de ordem infinita.

Como já foi mencionado no capítulo anterior, vórtices são configurações estáveis topologicamente. A temperatura para a qual acontece uma transição BKT é um fato no qual a geração de vórtices chega a ser termodinamicamente favorável. Para baixa temperatura esse sistema vai ter uma correlação de lei de potencias que vai depender da temperatura ^[90, 91 e 92].

Um argumento termodinâmico da transição BKT é feito através da energia de um simples vórtice: $\kappa \ln(R/a)$, κ é o parâmetro que depende do sistema - vórtice, R é o tamanho do sistema e a é radio do núcleo do vórtice. Essa energia incrementa logarithmicamente com o tamanho da amostra. Assumindo que $R > a$, e que o número possível de vórtices dentro do sistema é aproximadamente $(R/a)^2$. Utilizando a lei de Boltzman a entropia e energia livre de Helmholtz:

$$S = 2k_B \ln(R/a) \quad 3.8$$

$$F = E - TS = (\kappa - 2k_B) \ln(R/a) \quad 3.9$$

Quando $F > 0$, o sistema não vai apresentar vórtice. Porém, quando $F < 0$, as condições são suficientes para um sistema apresenta vórtices.

A baixa temperatura, depois da transição de fase a produção de pares de vórtice – anti-vórtice são chamados de vórtices intrínsecos. A baixa temperatura vórtices e anti-vórtice cada um atrai ao outro, e esses pares são dissociados para a temperatura BKT (T_{BKT} – ver Figura 3.2).

A energia de ligação entre um par de vórtice – antivórtice é dada por:

$$U(r) = 2E_c + q^2 \ln(r/\xi), \text{ para } \xi \ll r \ll L \quad 3.10$$

Onde: $q = (\pi n_i \hbar^2 / 2m)^{0,5}$ é a carga efetiva, E_c é a energia do núcleo do vórtice, n_i é densidade dos super-elétrons normalizada, r e ξ é a separação entre o par de vórtices e o comprimento de coerência respectivamente e L é a penetração magnética em 2D ^[90].

Para outros pesquisadores como Repacci et al. ^[93] mostram experimentalmente a ausência deste tipo de transição BKT em filmes finos tipo $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-d}$. Esses resultados são obtidos a partir das curvas características $V \times I$.

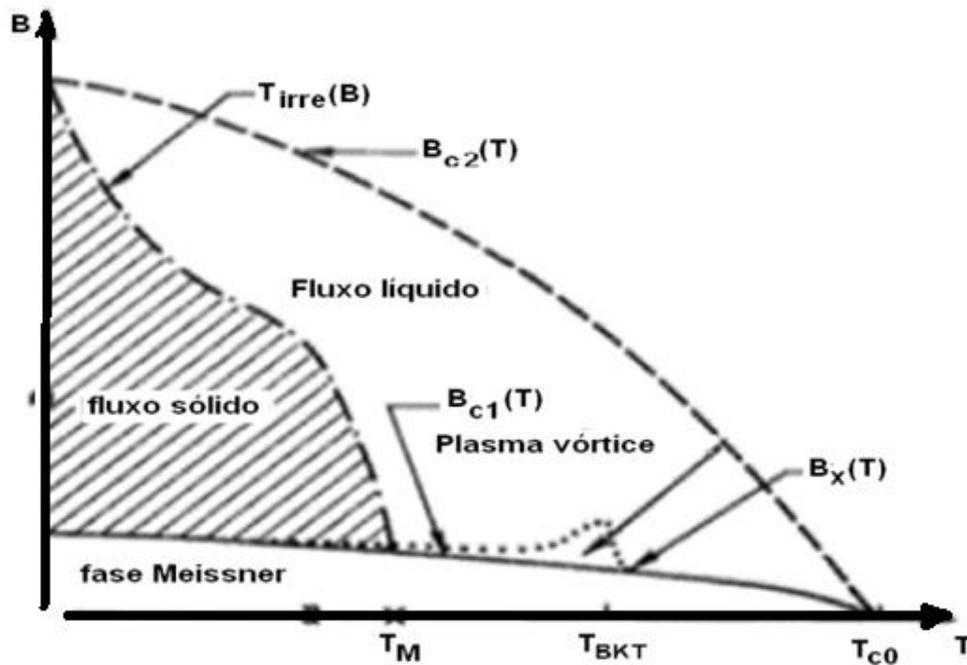


Figura 3.2: Diagrama de fase magnético mostrando a fase Meissner, fluxo sólido, e uma região de fluido líquido separada por a linha de irreversibilidade (T_{irre}), fase plasma, baixo $B_{c1}(T)$ e acima $B_{c2}(T)$, e a temperatura de fusão (T_M) a T_{BKT} (Yeh, 1989 e Tsuei 1989).

Em 1989 Fihser et al. ^[94] oferecem uma análise geral da transição de fase em supercondutores em D dimensões empregando um argumento de escala dinâmica.

A ausência de uma ordem de longo-alcance não implica necessariamente a ausência de uma transição de fase. Tal transição de fase pode ser a partir do estado desordenado a uma alta temperatura para um ordenado, mas não a um estado de alcance-infinito a baixa temperatura. BKT mostram que isto é correto dentro do “quase-longa – ordem” o decaimento da correlação, pode acontecer. Assim BKT chamam a isto de uma “ordem topológico de longo-alcance”. Nosso grupo mostra que este tipo de escala dinâmica pode também ser empregado para materiais policristalinos, ver ref. ^[95].

Transição Berezinsky-Kosterlitz-Thouless numa rede de junções Josephson

A energia armazenada numa junção é dada por:

$$E_{JJ} = E_J (1 - \cos(\theta_j - \theta_i)) \quad 3.11$$

Onde: E_J foi definida na equação (2.14). Essa energia é o trabalho necessário de fazer um tunelamento na junção a partir de 0 a 2π .

Quando analisemos uma RJJ em um campo magnético devemos de considerar que o parâmetro de frustração esta no intervalo de $[0, 1/2]$.

O acoplamento entre dois vizinhos próximos é governado pela corrente crítica, no caso para uma JJ do tipo SNS é dada por:

$$i_c = i_{c0}(1 - T/T_c)^2 \exp(-d/\xi_N) \quad 3.12$$

No qual: $\xi_N = \sqrt{\hbar v_F l / 6\pi k_B T}$, é o comprimento de coerência do metal normal com v_F é velocidade de Fermi e l é o caminho livre. Em um filme de 2D o ordenamento de fase é usualmente mascarado pelas flutuações da magnitude do parâmetro de ordem e é difícil observar essa transição.

A energia livre de excitação de um vórtice pode ser escrita como: $F = E_v - TS$, onde S é a entropia da configuração de um simples vórtice, e $E_v = \pi E_J / 2k_B$ é a energia de um simples vórtice. Portanto, a temperatura de transição é definida: $T_c = \frac{\pi E_J}{2k_B \epsilon_c}$. Onde ϵ_c , é a constante dielétrica para uma escala infinita. Acima da T_c o sistema é caracterizado por um decaimento exponencial da função de correlação do spin. Onde o comprimento de correlação é:

$$\xi_{+/-}(T)/a = \exp\left(\frac{b_{+/-}}{\sqrt{|T - T_c|}}\right) \quad 3.13$$

Onde $b_{+/-}$ é uma constante que vai depender do sistema. Quando a temperatura se aproxima a T_{BKT} aumentos de $\xi_+(T)$ significam que em média temos mais vórtices livres separados por maiores distâncias.

3.2 Defeitos topológicos

A origem dos defeitos topológicos é explicada de forma natural pela quebra espontânea de simetria descrita em vários modelos e teorias utilizadas na construção do modelo padrão das interações fundamentais.

Na física, solitons são defeitos topológicos e é uma solução de um sistema de equações diferenciais parcial que podem prover a existência destes defeitos devido às condições de

fronteira. Tipicamente, isto acontece devido a que as condições de fronteiras são específicas com valores não triviais que preservam o sistema de equações, as soluções destas são distintas topologicamente e são classificadas por sua classe. Exemplos disto incluem solitons ou ondas de solitons, deslocções em materiais cristalinos, o modelo de Skyrmion e Wess-Zumino-Witten na teoria de campo.

Acredita-se que defeitos topológicos conduzem a uma transição de fase em física da matéria condensada, como é o caso dos supercondutores. Esses defeitos são de vital importância na determinação das propriedades físicas do sistema para um material real.

Da seção 3.1.4 podemos definir a magnitude do parâmetro de ordem como: $\langle S(x) = s(\cos \theta(x), \sin \theta(x)) \rangle$, sendo esta uma função periódica de $\theta(x)$. É possível ter situações na qual $\langle S(x) \rangle$ seja contínuo em um espaço de dimensões d e sub-espaço de dimensionalidade d_s menor que d . Neste caso, por exemplo se $d=2$ temos:

$$\theta(x) = \phi + \theta_0 \quad 3.14$$

Onde θ_0 é uma constante e $x(= (r, \phi))$ em coordenadas polares, portanto $\langle S(x) \rangle$ é contínuo, e $\nabla\theta = 1/r$ é finita exceto no ponto de origem. A singularidade matemática na origem pode ser removida cortando um buraco com raio r_0 fora do material como se mostra na Figura 3.3(a). Esta configuração aqui definida é chamada de vórtice.

O ângulo θ especifica a fase do parâmetro de ordem, mudando até 2π em um circuito de contorno fechado, com o vórtice localizado na origem. Já que $\langle S(\theta) \rangle = \langle S(\theta + 2k\pi) \rangle$, para $k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$, k é chamado número de giro ou algumas vezes de intensidade do vórtice.

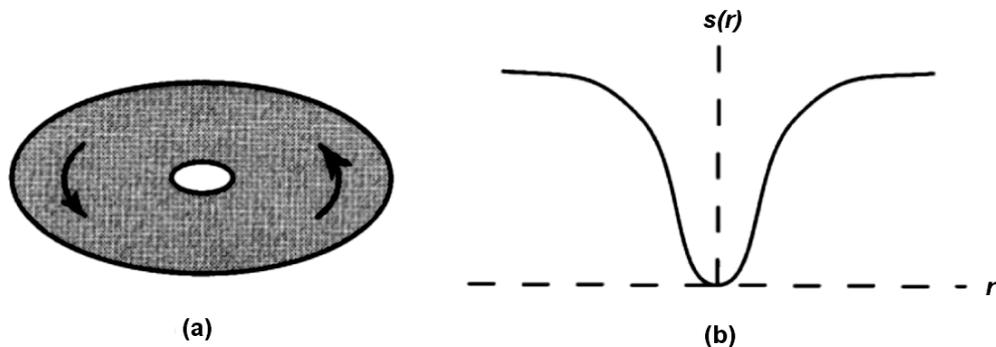


Figura 3.3: (a) Removendo a singularidade matemática por um corte dentro do material. (b) Magnitude do parâmetro de ordem $s(r)$ perto do núcleo do vórtice.

4. Cenário atual

Nesta parte da tese, será feita uma revisão de alguns dos trabalhos publicados nestes anos, referentes às RJJ's (2D e 3D, neste último amostras policristalinas) concernente às principais propriedades físicas deste sistema. A atenção será centrada nos efeitos de tamanho que são analisadas através das curvas características $V \times I$ com campo e sem campo magnético aplicado. Assim como, a dinâmica dos VJ neste tipo de condições e, o que acontece com a fase Josephson no transporte dos pares de Cooper dentro da junção.

4.1 Ancoragem e arraste de vórtices numa rede de junções Josephson dentro de pequenos campos magnéticos

A dinâmica de sistemas elásticos é estreitamente relacionada com uma variedade de sistemas, tais como: redes de vórtices em supercondutor do tipo II ^[96], ondas de densidade de carga em sistemas desordenados ^[97]. Um desafio fundamental é de como esses sistemas respondem a uma força (de condução) externa, tal como uma corrente induzida pela força de Lorentz devido ao movimento dos vórtices, ou campos elétricos para ondas de densidades de carga, ou campos magnéticos por domínios de paredes. No caso de transporte de corrente em sistemas com vórtices, a competição entre a interação repulsiva; vórtice – vórtice e, atrativa; vórtice - anti – vórtice, produzido por um potencial de ancoramento, manifesta interessantes propriedades dinâmicas ^[98].

No caso de uma RJJ de 2D, proporciona um modelo controlado de vórtices em movimentos com um *pinning* ordenado ou não. Pode-se artificialmente modular a intensidade de acoplamento da JJ com um campo magnético externo, isto induz um efetivo potencial de ancoragem que confina o movimento dos vórtices. Teoricamente podemos encontrar algumas pesquisas sobre vórtices ancorados e arraste de vórtices em RJJ's de 2D nas refs. ^[99 - 100] respectivamente.

A equação (3.6) pode ser re-escrita como: $f = Ba^2/\phi_0$, onde a é o tamanho da rede, obviamente a tensão que é medida através das curvas $V \times I$ numa RJJ esta relacionada com o tamanho do sistema L (isto também é observado em nossas medidas experimentais).

A fim de mostrar a ordem translacional do sistema de vórtices, a estrutura de vórtices no espaço recíproco é calculada ^[98]: $S(k) = \frac{1}{L} |\sum_j b(r_j) \exp(z\vec{k} \cdot \vec{r}_j)|^2$, onde $b(r)$ é o número de vórtices através da cela unitária na posição \vec{r} , com $\sum_{cela} (\psi_{nm}) = 2\pi[b(r) - f]$ e z é o número imaginário.

Com o intuito de discutir o movimento de arraste dos vórtices, os resultados obtidos por Huan Liu et al. ^[98] são mostrados na Figura 4.1. Onde as curvas $V \times I$ para uma temperatura finita são devido aos vórtices que podem superar a energia de barreira via a energia de ativação térmica.

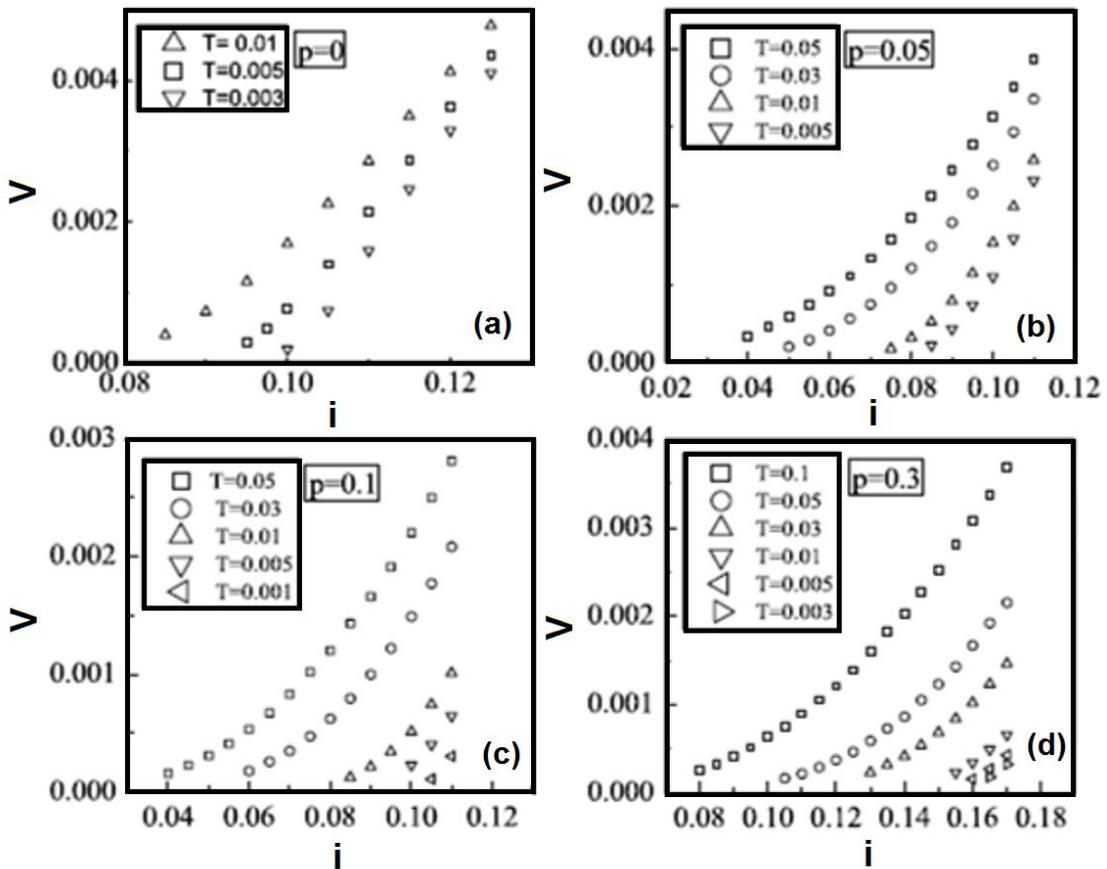


Figura 4.1: Curvas $V \times I$ para temperaturas finitas para (a) $p=0$, (b) $p=0,05$ (c) $p=0,1$ e (d) $p=0,3$, grafico extraido da ref. ^[98].

Como é de se esperar, a velocidade do movimento de arraste incrementa com a temperatura. Para estudar quantitativamente a ancoragem de transição térmica, a teoria de campo de Fisher ^[101] prediz uma escala entre a velocidade e a força (de condução) e temperatura para analisar as ondas da densidade de carga. Daí em diante, essa relação é sucessivamente mapeada dentro do modelo de Ising e linhas de fluxo em um supercondutor tipo II.

Em termos de um sistema de corrente de vórtice, a relação de escala dinâmica é calculada a partir da seguinte relação ^[98]: $v(T, i) = T^{1/\delta} G \left[T^{-\frac{1}{\beta\delta}} \left(\frac{i}{i_{c0}} - 1 \right) \right]$, com a função $G(x \rightarrow 0) =$

const. Normalmente, quando $i = i_{c0}$, a dependência pode ser escrita como: $v(T, i = i_{c0}) \sim T^{1/\delta}$, o expoente crítico $1/\delta$ proporciona um método a determinar à corrente crítica i_{c0} . Os valores de p mostrados na Figura 4.1 representam os diferentes níveis de desordem. Uma transição de ancoragem é relacionada com o expoente β , que vem da relação $v \sim (i - i_{c0})^\beta$. Para um sistema ordenado ($p=0,0$) o valor deste é aproximadamente de $\beta \approx 0,51$. Essa ancoragem é aumenta com o incremento da desordem.

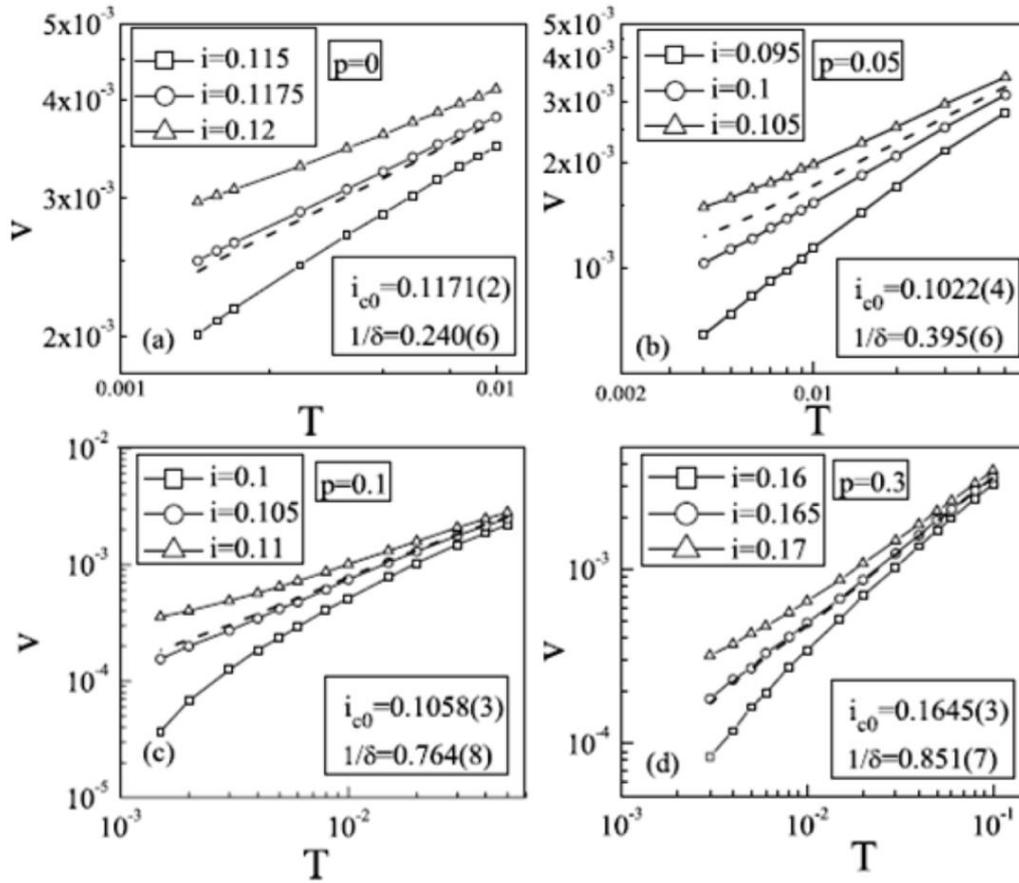


Figura 4.2: Diagrama de Log-log de $v-T$ para três valores de corrente i_{c0} (a) $p=0,0$ (b) $p=0,05$ (c) $p=0,1$ e (d) $p=0,3$. As linhas pontilhadas são as linhas da corrente crítica. Figura extraída da ref. [98].

As curvas apresentadas na Figura 4.2, mostram claramente a concavidade para: $i > i_{c0}$ com o decréscimo da temperatura. É esperado que só para $i=i_{c0}$, a curva $v-T$ na escala log-log exiba a melhor forma da lei de potências. A dependência da temperatura com a tensão é também mostrada com as linhas tracejadas.

O incremento do expoente $1/\delta$ aumenta também com a desordem, indicando que a dependência da tensão com a temperatura para a corrente crítica chega a ser intensa com a desordem. Essa situação física pode ser descrita pelo hamiltoniano mostrado na equação (3.7) com frustração $f = Ba^2/\phi_0$.

Das curvas mostradas na Figura 4.1 e Figura 4.2, temos que: $f=1/25$, a intensidade de acoplamento J é: $J_{nm} = J_0(1 + p\varepsilon_{nm})$ (J representará o potencial de ancoramento), e ε_{nm} são distribuições gaussianas independentes.

4.2 Escala dinâmica e o supercondutor de alta temperatura crítica

A dinâmica em sistemas de 2D com campo magnético zero tem sido continuamente estudada nas últimas décadas, usualmente, dentro do contexto de transição de BKT. A dinâmica do expoente crítico z caracteriza o comportamento crítico da dinâmica de transição do sistema. Através da análise de vários dados de transporte de supercondutores e, em especial atenção de RJJ's, usando a escala dinâmica de Fisher ^[101] e Fisher – Huse ^[102] apresenta uma ampla evidência de que valores de z nestes sistemas são maiores que $z = 5,6$.

A transição de BKT é governada pela não ligação de pares de vórtices. Abaixo de T_{BKT} os vórtices são termicamente induzidos e só podem ser excitados em pares que tem energia finita e não como vórtices livres que possuem uma energia infinita em um sistema infinito^{†††}.

A medida que a temperatura é incrementada, o número dos pares de vórtices decrementam e o tamanho destes incrementa. Para a temperatura de transição, os pares de vórtices iniciam uma desunião e vórtices livres são formados. O maior par de vórtices é desligado primeiro, partindo de uma densidade finita de pequenos pares acima da temperatura de transição. O tamanho do maior par decrementa quando se aproxima à T_{BKT} (por cima desta temperatura). Portanto, para $T > T_{BKT}$, os vórtices livres resultam em um comportamento ôhmico na curva $V \times I$ para baixas correntes quando os pequenos pares numa relação não linear para grandes correntes nestas curvas.

Nesta seção discutiremos os resultados mostrados por Stephen W. Pierson et al. ^[103].

A competição de comprimento de escalas ^[104] no sistema determina o comportamento crítico da transição de BKT. Por essa razão é importante revisar cada uma destas. Esses comprimentos de escala do sistema que podem ser subdivididos em duas categorias: intrínsecas e extrínsecas.

Extrínseca, queremos dizer escalas que são determinadas pela aplicação de um campo magnético externo ou uma corrente elétrica.

Intrínseca, o comprimento de escala intrínseca inclui o comprimento de correlação de vórtice $\xi(T)$, a profundidade de penetração em 2D: $\lambda_{2D} = 2\lambda_L^2/d$ (d é a espessura da amostra).

††† A energia de um vórtice é: $E_v \propto \ln(r/a_0)$, onde r é a distância entre os vórtices e a_0 é o tamanho da rede.

São três aspectos importantes do comprimento de correlação que serão apresentados aqui. O primeiro apresenta uma dependência com a temperatura acima de T_{BKT} ^[105]: $\xi_+(T) \propto \exp(\sqrt{b/(T/T_{BKT} - 1)})$, onde b é uma constante. Esta única dependência da temperatura é um contraste para a comum dependência da lei de potência encontrada, por exemplo, na teoria de GL.

O segundo aspecto é o comportamento de $\xi_-(T)$, para $T < T_{BKT}$, a susceptibilidade abaixo da temperatura de transição é finita, Kosterlitz originalmente define $\xi_-(T)$ a ser finita.

Baseado sobre o comportamento crítico da constante dielétrica, Ambegaokar, Halperin, Nelson e Siggia (AHNS) ^[106], definem uma divergência finita do comprimento de correlação para $T < T_{BKT}$. Os dois resultados não contradizem um do outro devido a que ambos tem significado diferente. O comprimento de correlação AHNS para $T < T_{BKT}$ pode ainda ser para pares de vórtices de maior tamanho como mostra M. V. Simkin e J. M. Kosterlitz ^[107]. Ambegaokar *et al.* estimam $\xi_-(T)$ ^[106] como uma pequena magnitude de: $\xi_-(T) \propto \exp(\sqrt{b/2\pi(1 - T/T_{BKT})})$.

O terceiro aspecto do comprimento de correlação que é muito importante é o comportamento com uma corrente aplicada I . O efeito de uma corrente aplicada é a desligação de pares de vórtices abaixo de T_{BKT} e, portanto, quebra a transição de fase. Resultando que o comprimento de correlação não diverge muito longe para uma finita I para T_{BKT} e faz o seguinte comportamento: $\xi_{\pm}(T, I) \propto \frac{T}{I} f[I\xi_{\pm}(T, I = 0)/T]$, onde f é uma função não singular.

Extrínseco, três escalas de comprimento extrínseco caracterizam a aplicação de campos magnéticos ac e dc. O primeiro é a escala de comprimento r_c ^[103], o qual é o comprimento de escala que examina quando uma corrente dc é aplicada.

Para um filme supercondutor, a energia de um par de vórtices com separação R é [103]: $E(R) = [\pi n_s^{2D} \hbar^2 / 2m] \ln(R/\xi_0) - \pi \hbar I R d / e A + 2E_c$, aonde a intensidade de interação do vórtice vem expressada em termos do parâmetro supercondutor: $q^2 = \pi n_s^{2D} \hbar^2 / 2m$, ($n_s^{2D} = n_s d$ é a densidade do superfluido “areal”, n_s representa a densidade do superfluido, m é a massa do elétron livre), e $A(=Wd)$ é a área transversal por onde a corrente flui. Para pequenas separações ($R < r_c$), o termo logarítmico predomina e a interação é repulsiva. Resultando um pico na energia da interação como: $r_c = 4k_B T_{BKT} W e / \pi \hbar I$, onde se pode escrever a interação em termos da temperatura de transição: $\pi n_s^{2D} \hbar^2 / 2m = 4k_B T_{BKT}$. A relação não linear de $V \times I$ origina uma atividade térmica que consegue pular a barreira com uma energia Γ que vai

dependem do valor da energia do par de vórtices $E(R)$ a esta separação r_c : $\Gamma \propto \exp(E(r_c/k_B T))$. Portanto, as curvas $V \times I$ dc mostram a escala de r_c .

Para medidas ac (e.g. indutância cinética) com uma frequência ω , o comprimento de escala é o comprimento de difusão, $r_\omega = (14D/\omega)^{0,5}$, onde D é uma constante de difusão do vórtice [106].

Por último, a escala de comprimento extrínseco, que será mencionada, é devido a um campo magnético aplicado que caracteriza a distância média entre os vórtices induzidos pelo campo: $l_B \approx \sqrt{\Phi_0/B}$. O campo induz vórtices livres que estão presentes em toda temperatura, o qual impede uma verdadeira transição de fase.

Uma aproximação da dinâmica de BKT em supercondutores nas curvas $V \times I$, são analisadas em termos de $I \rightarrow 0$ e temos que: $V \propto I^{\alpha(T)-1}$, a assinatura da transição BKT é um pulso a partir do comportamento não linear abaixo da temperatura de transição para um comportamento ôhmico acima de T_{BKT} $\frac{V}{I} = R(T) \propto \exp[-2\sqrt{b/(T/T_{BKT} - 1)}]$, onde b é uma constante não universal. Em particular o expoente $\alpha(T)$ decresce linearmente com o aumento da temperatura, até que a temperatura de transição é atingida para o qual o $\alpha(T)$, no limite $I \rightarrow 0$ pula de 3 para 1 [108]. Portanto é “comum” determinar a temperatura de transição $\alpha(T = T_{BKT}) = 3$, ver, refs. [95, 106].

Por outro lado, a motivação de uma escala dinâmica é devido à observação de um comportamento crítico por baixo e próximo à transição. Este fenômeno é fundamentado pela transição de BKT, e é marcado pela divergência dada pela escala do tempo de relaxação t . A hipótese de uma escala dinâmica, afirma que abaixo da temperatura de transição t está crucialmente relacionada à divergência do comprimento de correlação estático, ou seja [103]: $\tau \propto \xi^z$.

Em geral, muitos tipos de dinâmica podem ser associados com uma classe estática universal, e essa pode cair dentro de uma classe dinâmica universal distinta. Para um sistema de 2D, incluindo supercondutores e RJJ's, a teoria dinâmica convencional de BKT é consistente com o modelo, uma escala dinâmica universal com $z = 2$.

Na teoria FFH [102], para supercondutores de 2D, as curvas $V \times I$ podem ser escaladas como: $V = I\xi^{-z} \chi_\pm(I\xi/T)$, onde $\chi_\pm(x)$ é a função escala para acima (abaixo) de T_{BKT} . Os dois importantes comportamentos assintóticos de $\chi(x)$ são $\lim_{x \rightarrow 0} \chi_+(x) = const$ (limite ôhmico) e para $\lim_{x \rightarrow \infty} \chi_\pm(x) \propto x^z$ (isotermas críticas). O *jump* aparece entre os dois limites assintóticos de $\chi_+(x)$.

Tomando em conta essas considerações e olhando para o limite assintótico $I \rightarrow 0$ da função da escala dinâmica, vemos que duas aproximações são compatíveis: (i) as duas teorias predizem que a isoterma crítica pode obedecer à lei de potências $V \propto I^{z+1}$, para $T=T_{BKT}$ (i.e. para $\alpha(T_{BKT})$). (ii) Para $T < T_{BKT}$, as duas teorias concordam que a diferença de potencial permanece com a lei de potência com a corrente e, (iii) para $T > T_{BKT}$, ambas as teorias dão como resultado $\alpha(T) = 1$.

As curvas características $V \times I$ de RJJ's são de comportamento esperado que filmes supercondutores^[109]. Uma primeira diferença entre esses sistemas é que sua resistência não é descrita por $R(T)$, assim como também a corrente crítica $i_c(T)$.

Uma das propriedades fundamentais do comportamento crítico e da escala é a universalidade; a idéia de que uma mesma função $\varepsilon_{\pm}(x) = x/\chi_{\pm}^{1/z}(x)$ e que o mesmo valor de z , possam descrever todos os dados independentes do sistema ou material.

Para o ramo $T > T_{BKT}$ foi encontrado que a universalidade para quase todas nossas escalas. Por outro lado, para o ramo $T < T_{BKT}$ a mesma função $\varepsilon_{\pm}(x)$ descreve os dados de amostras 2D, mas não materiais com camadas^[110] ou superfluido hélio^[111].

O principal resultado mostrado em^[103] é de $z = 5,6$ para supercondutores e RJJ's. Esse valor de z é quase três vezes maior do que o valor esperado nesses sistemas. Muitos artigos reportam a partir da lei de potencias das curvas $V \times I$, que a temperatura de transição está entre 3 a 1, resultado consistente com $z=2$. Mostrando, portanto, que a escala dinâmica é uma técnica potente que prova particularmente a natureza do diagrama de fase de $H-T$ para supercondutores tipo II. Outros como Repaci *et al*^[93] mostram que esse valor de $z = 5,6$ é um convencional efeito de tamanho.

O comprimento de correlação do vórtice é baseado na análise da constante b e é de esperar-se uma dependência desta com a temperatura, isto é considerado numa simetria. Quando é admitido um comprimento de correlação assimétrico são permitidos diferentes valores de b abaixo de $T_{BKT}(b_-)$ e acima de $T_{BKT}(b_+)$, significando que uma melhor escala não pode ser obtida, indicando a possibilidade que ξ seja simétrico, em concordância com os resultados numéricos de Lee e Tietel^[112].

Cabe dizer, que a diferença entre o tamanho finito e a escala dinâmica está em que: o efeito de tamanho designa as baixas correntes um comportamento ôhmico para as isotermas $V \times I$ com $T < T_{BKT}$, devido à presença de vórtices livres. Outra assinatura do efeito de tamanho é que a resistência tem uma dependência de Arrhenius: $R(T) = A_N \exp[B/k_B T]$, onde B é

relacionado com a energia livre do vórtice e A_N é uma constante. Entretanto, os efeitos de tamanho finito são inerentes aos supercondutores.

Para $T > T_{BKT}$, o efeito de tamanho sobre o comportamento é pequeno, sutil em comparação que aos efeitos a baixa temperatura devido à competição de outra escala de comprimento envolvida. A ancoragem joga também um rol importante neste tipo de análise para supercondutores de tipo II ^[95].

Na escala dinâmica é explicado que para baixas correntes, o comportamento ôhmico é associado com $T > T_{BKT}$. O comportamento dinâmico pode, portanto, ser dissipativo. Especificamente, é bem argumentado na ref. ^[102] que a dinâmica supercondutora a campo zero pode ser puramente relaxada por uma dimensão com um expoente dissipativo $z \leq 2$, consistente com o tratamento convencional da dinâmica de BKT.

4.3 Transição de fase quântica e dinâmica de vórtices em supercondutores

As RJJ's são um sistema ideal para estudar uma variedade de fenômenos tal como transição de fase, efeitos de frustração, e dinâmica de vórtice. Nesta seção veremos que duas escalas de energias características desse sistema: a energia de Josephson, associada com o tunelamento de pares Cooper entre vizinhos próximos, e a energia de carga, que é a energia necessária para acrescentar um elétron extra para um vizinho neutro.

4.3.1 Rede de junções Josephson

Todos os fenômenos clássicos podem ser explicados com sucesso, estudando a dinâmica clássica da fase do parâmetro de ordem da supercondutividade sobre cada vizinho. Essa aproximação é justificada mediante os experimentos abaixo da temperatura de transição. Cada vizinho é, então, supercondutor com um *gap* bem definido, mas as flutuações de fase são ainda permitidas. Baixos essas condições, as RJJ's são uma realização física do modelo XY (ver seção 3.1.4) e por cima da T_{BKT} flutuações de fase^{§§§} destroem a coerência de fase, prevenindo o sistema de atingir o estado supercondutor.

^{§§§} Quando $E_J \sim E_C$ (energia Josephson ~ energia da capacitância), as flutuações quânticas; número de par de Cooper e da fase são comparáveis.

4.3.2 Transição de fase

O modelo numa rede de junções Josephson

A intensidade de acoplamento entre dois vizinhos próximos é determinada pela energia Josephson (ver equação (2.14)). Esta energia de acoplamento é inversamente proporcional ao estado normal da resistência da junção R_N . Experimentalmente, R_N é determinada a partir do estado normal com a resistência da rede r_N medido a 4,2 K, tal que: $R_N = r_N(M_y + 1)/M_x$, onde M_y é o número de celas através da rede e M_x é o número de celas ao longo do comprimento da rede. A máxima corrente crítica na junção I_c na ausência dos efeitos de carga e flutuações térmicas, é assumida pelo valor de Ambegaokar-Baratoff ^[11]:

$$I_c R_N = \pi \frac{\Delta}{2e} \quad 4.1$$

Os efeitos quânticos em RJJ's jogam um rol importante quando a energia de carga (associada com a configuração de carga não neutra do supercondutor) é comparável com o acoplamento Josephson (associada com os efeitos de carga na junção normal e supercondutor).

Por simplicidade, consideraremos a medida C_Σ **** como a capacitância da junção. A energia de carga (para duas cargas localizadas nas ilhas i e j de coordenadas r_i e r_j respectivamente) é dada por:

$E_{ij}^{(carga)} = \frac{e^2}{2} \int \frac{dk}{4\pi^2} \frac{\exp(ik \cdot \{r_i - r_j\})}{C_0 + 2C(1 - \cos k_x) + 2C(1 - \cos k_y)}$, a qual pode ser aproximadamente escrita como:

$$E_{ij}^{(carga)} \sim \frac{e^2}{4\pi} K_0 \left(\frac{|r_i - r_j|}{\lambda} \right) \quad 4.2$$

Onde K_0 é a função modificada de Bessel ^[113]. A escala de energia característica é devido à capacitância presente na JJ:

**** $C_\Sigma = Me^2/2V_{offset}$, a regra local descreve os processos de tunelamento – acoplamento na junção parece ser mais apropriado porque a tensão offset é medido a altas correntes.

$$E_C = \frac{e^2}{2C} \quad 4.3$$

Podendo obter que: $\lambda = \sqrt{C/C_0}$. A energia Josephson (ver equação (2.14)) tende a estabelecer a coerência da fase, a qual pode ser atingida se as supercorrentes fluírem através da rede. Por outro lado, a energia de carga favorece a localização das cargas em cada ilha e, portanto, tende a suprimir a coerência no supercondutor, ou seja: $\frac{d\phi_i}{dt} = \frac{2e}{\hbar} V_i = \frac{2e}{\hbar} C_{ij}^{-1} Q_j$.

A carga constante no tempo sobre as ilhas implica intensas flutuações na fase. Por outro lado, a coerência da fase permite intensas flutuações na carga.

Frustração magnética

No limite clássico ($E_C \ll E_J$), quando um campo magnético é aplicado, vórtices penetram na rede acima de um determinado valor do campo. Em filmes, a densidade de vórtices incrementa com o aumento do campo aplicado. Em RJJ's o potencial periódico, prevê o movimento de vórtices a baixas temperaturas. Só acima da corrente de ancoragem, os vórtices se movimentam (ramo de fluxo de corrente, e a densidade média de vórtice na rede pode ser sintonizada variando a força do campo externo ^[114]), ver Figura 4.3. A resistência neste ramo incrementa aproximadamente linearmente com: $f = \Phi/\Phi_0$ até $f \sim 0,2$.

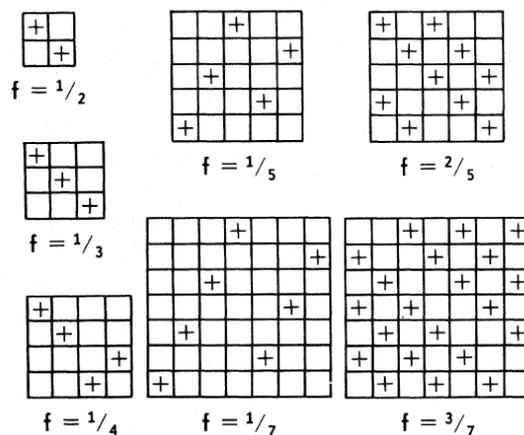


Figura 4.3: Redes com frustrações racionais. Podemos observar na figura a carga $1-f$ (o equivalente à localização de um vórtice em fase ϕ). A caixa vazia denota $-f$.

Um modelo fenomenológico, análogo ao modelo de Bardeen-Stephen empregado para descrever esse ramo concordam bem com os resultados experimentais, tendo em conta o

acoplamento entre as ondas dos spins e vórtices. As propriedades da rede para uma baixa frustração (baixa densidade de vórtice) são dominadas pelas propriedades dos simples vórtices. Para grandes campos magnéticos, os efeitos dentro da junção são mais intensos. Campos magnéticos aplicados perpendicularmente à rede permitem a frustração ^[115]. A presença de campos magnéticos induz vórtices dentro do sistema e se a frustração é um número racional $f = p/q$, o estado base consiste de um tabuleiro de damas com uma configuração de vórtices com celas unitárias qxq .

A estabilidade da rede de vórtices permite uma polarização da corrente contrária à resistência com pequenas polarizações para uma fração finita. Um particular interesse é o valor de $f=1/2$ em redes quadradas^{††††} (ver Figura 4.4).

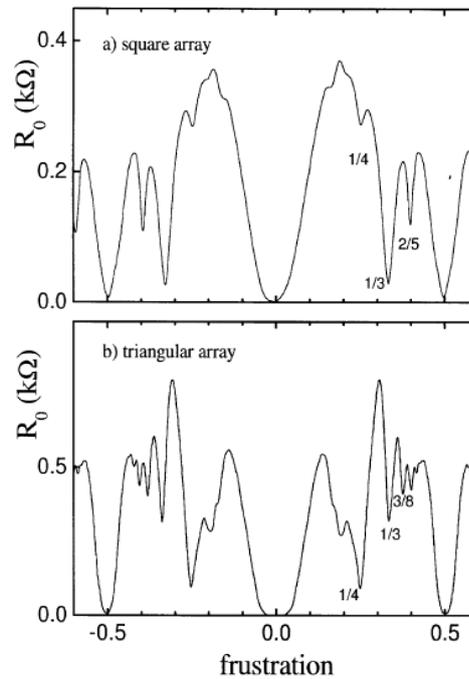


Figura 4.4: Resistência a polarização zero Vs. a frustração magnética para uma rede (a) quadrado e (b) triangular. o Valor $f=1/2$ é o mais pronunciado nas duas curvas, E para valores de $f=1/4$ e mais pronunciado que $f=1/3$ na rede triangular. Porém na rede quadrada é todo o contrario.

Cabe dizer que RJJ's com frustração irracional tem um grande interesse tanto teoricamente como experimentalmente como uma possível realização física de vórtices em 2D ou ancoragem em redes de vórtices sem desordem intrínseco. Um sistema com frustrações pode ser induzido (sem desordem) pela aplicação de um campo magnético externo; numa rede periódica com fracas acoplações, em supercondutores granulares e em redes artificiais.

^{††††} Valores esperados de f para arranjos quadrados são: $1/2$, $1/3$, $1/4$ e $2/5$. Já para redes triangulares temos $f=1/2$, $1/4$, $1/3$ e $3/8$.

Essa dependência do campo magnético como expoente crítico (z, δ) (δ governa a divergência do comprimento de correlação e z representa a dinâmica crítica do expoente, ver seção 4.2), é considerado por Niemeyer et al. ^[116].

Frustração de carga

Uma carga uniforme pode ser introduzida dentro de uma RJJ pela aplicação de uma tensão V_x . Este efeito é conhecido como *frustração de carga*. Desde um ponto de vista teórico, a frustração de carga e magnética é dual. Experimentalmente, é possível afinar a frustração magnética de modo controlado. Por outro lado, em RJJ's as cargas offset sempre estão presentes, presumivelmente, por causa dos efeitos na junção ou no substrato ^[117].

O tunelamento de um elétron ou de uma quase-partícula em parte é compensado por essas cargas *offset*, de forma que seus valores estão entre $-q/2$ e $+q/2$ ($q=ne$, n número inteiro). Essas cargas podem, inicialmente, serem nulas devido ao emprego de uma comporta em cada ilha; esse procedimento só é possível em pequenas redes. Em grandes redes isto não pode ser compensado, devido às muitas comportas que seriam necessárias e o requerimento dessa ferramenta pode ser complicado de fabricar.

Uma frustração de carga uniforme não pode ser realizada em RJJ's de 2D. Lafarge et al. ^[118] estudam esse fenômeno de frustração, mostrando a dependência da resistência em redes com e sem frustração. Porém, o fenômeno mais importante a mencionar em isto é a extinção do bloqueio de Coulomb.

Propriedades de transporte

Universalmente, uma transição de fase quântica implica que as propriedades do sistema são governadas por uma base de expoentes críticos. Wen ^[119] emprega a teoria de escala de conservação de corrente para pontos críticos anisotrópicos, identificando amplitudes universais. Uma dessas amplitudes em 2D reduz à condutância universal.

A partir da relação de Josephson, a tensão elétrica que vai através da rede é determinada pela taxa de vórtices nas fronteiras da amostra. A corrente é dada pelo número de par de Cooper o qual flui através do sistema por unidade do tempo e vem determinado pela equação (2.13) e, portanto, a condutância para a transmissão (denotada por σ^*) é finita e universal, e corresponde à resistência quântica dos pares de Cooper: $\sigma^* = 4e^2/h$.

O valor de σ^* muda no caso de cargas de curtas distâncias e/ou em presença de desordem.

Uma análise geral da condutividade através da transição pode ser realizada baseada em argumentos de escala. A dependência da frequência da condutividade $\sigma(\omega)$, é obtida a partir da relação da frequência com resistividade $\rho_s(\omega)$, daqui: $\sigma(\omega) = 4e^2 \rho_s(-i\omega)/i\omega$. Perto da transição pode ser mostrado que a condutância obedece à escala ^[113] da forma: $\sigma(Y, T, \omega) = \frac{h}{4e^2} f\left(\frac{\omega}{T}, \frac{Y}{Tz\delta}\right)$, onde Y é a medida da distância do ponto crítico e, onde $f(x,y)$ é função que dimensiona a escala. No limite a baixa temperatura (comparada com a frequência), a temperatura sai da expressão prevista e as variáveis das duas escalas entram da forma: $\sigma(Y, T = 0, \omega) = \frac{h}{4e^2} \tilde{f}\left(\frac{Y}{\omega z\delta}\right)$.

Em vista do comportamento de escala a condutância, pode ser considerada dentro de dois limites: $\omega \ll T$ e $\omega \gg T$. As duas situações correspondem a duas redes experimentais de medida de transporte diferentes. Quando: $\omega \ll T$ a carga transportada é governada pelos espalhamentos inelásticos entre os portadores de excitações térmicas. No caso oposto $\omega \gg T$, as colisões entre os portadores podem ser depreciadas. Esses dois casos correspondem a $f(0,0)$ e $f(\infty, 0)$ respectivamente.

4.4 Efeitos de tamanho-finito em redes de junções Josephson

Na seção 4.2 e 4.3 foram mencionados os efeitos de tamanho finito em RJJ's. No entanto, em ausência de um campo magnético aplicado é observado uma transição de BKT, para RJJ's. No limite termodinâmico quando uma rede com: $N \rightarrow \infty$ e a corrente aplicada $I \rightarrow 0$, tal que: $IN \rightarrow \infty$, e a curva $V \times I$ cumpre a relação $V \sim I^{\alpha(T)}$, onde o expoente $\alpha(T) \geq 3$ quando $T < T_{BKT}$ e $\alpha(T) = 1$ para $T > T_{BKT}$.

Porém, em muitos experimentos é observado que para redes curtas a relação mencionada acima para $T < T_{BKT}$ chega a ser linear quando a corrente aplicada é reduzida abaixo do valor inicial. Uma explicação disto é devido ao campo magnético residual, induz vários vórtices livres e outro são os efeitos intrínsecos. Porém, experimentos em grandes redes mostram um comportamento não linear para $T < T_{BKT}$ a baixas correntes, o qual insinuaria uma relação linear para $T < T_{BKT}$, e um comportamento não linear devido ao efeito de tamanho finito.

Para este problema o comportamento do sistema é controlado por escalas de comprimento: o tamanho linear de N arranjos, o comprimento de corrente $\xi_I = I_0/I$, que é o máximo tamanho de um par de vórtices ligados na presença de uma corrente I , e o comprimento de correlação

térmica $\xi(T)$, que diverge com $T \rightarrow T_{BKT}^+$ e é infinita para $T \leq T_{BKT}$. Acima de T_{BKT} $\xi = \xi_+(T)$ pode ser interpretado como o tamanho de um grande par ligado que é estável contra as flutuações térmicas, quando pares ligados de todos os tamanhos existem para $T \leq T_{BKT}$. A essencial diferença é que, para $T > T_{BKT}$ existe uma densidade finita dos vórtices livres devido às excitações térmicas, permitindo uma resistividade linear $R \sim \xi_+^{-2}$, enquanto para $T < T_{BKT}$ só existe vórtices livres devido às correntes de desligação dos pares de vórtices que permitem a relação não linear nas curvas características $V \times I$.

Assumindo uma escala para a resistividade R , a qual é consistente com a re-normalização de grupo é:

$$V/I = e^{-zl} \mathcal{R}(Ne^{-l}, \xi e^{-l}, \xi_l e^{-l}, l/\ln \xi_-) \quad 4.4$$

Onde o expoente dinâmico $z=2$, e \mathcal{R} é uma função de escala desconhecida. Esta escala é familiar com muitas outras funções de escalas, com exceção da combinação $l/\ln \xi_-$, sendo uma consequência da relevância e irrelevância de escala no sistema. O último efeito destes é produzido pela temperatura e a corrente com uma dependência da lei de potências. Pode-se obter alguma informação a partir da escala escolhendo um valor de l para o qual a função escala \mathcal{R} pode ser calculada ^[120].

Fazendo suposições apropriadas do comportamento da função escalar desconhecida \mathcal{R} nos vários limites, todos os comportamentos esperados podem ser reproduzidos e esperamos mudanças qualitativas quando uma das relações de comprimentos é da ordem da unidade. Claro que, cálculos dinâmicos reais deveriam ser feito para determinar a forma funcional da escala l .

As equações dinâmicas para a fase e a tensão elétrica de um grão supercondutor no lugar n cumprem a conservação da carga (equação (2.13)) para cada ilha (cada grão dentro da amostra bulk representa uma ilha); portanto, podemos escrever: $\frac{CdV_n}{dt} = I_0 \sum_{\langle m \rangle} \sin(v_m - v_n) + R^{-1} \sum_{\langle m \rangle} (V_m - V_n) + \sum_{\langle m \rangle} I_{mn}^{th}$.

A soma acima $\langle m \rangle$ é feita sobre todos os vizinhos próximos do lugar n e I_{mn}^{th} é a corrente do ruído térmico na ligação mn , satisfazendo a relação de flutuação: $\langle I_{ij}^{th}(t) I_{kl}^{th}(t') \rangle = \left(\frac{2T}{R}\right) (\delta_{ik} \delta_{jl} - \delta_{il} \delta_{jk}) \delta(t - t')$. As equações de movimento e dos potenciais no lugar n no interior da junção são escritas da seguinte maneira:

$$\frac{dv_E}{dt} = \frac{2eV_E}{\hbar},$$

$$\frac{dv_D}{dt} = \frac{2eV_D}{\hbar},$$

$$\frac{CdV_E}{dt} = I + I_0 N^{-1} \sum_{i=1}^N \sin(v_i - v_E) + R^{-1} N^{-1} \sum_{i=1}^N (V_i - V_E) + \sum_{i=1}^N I_{iE}^{th} e,$$

$$\frac{CdV_D}{dt} = I + I_0 N^{-1} \sum_{i=1}^N \sin(v_i - v_D) + R^{-1} N^{-1} \sum_{i=1}^N (V_i - V_D) + \sum_{i=1}^N I_{iD}^{th}.$$

Onde I é a corrente por laço injetado pelo lado esquerdo e extraído pela direita. A soma é para todos os i lugares de N ligados na rede.

M. V. Simkin e J. M. Kosterlitz mostram os resultados de suas simulações para RJJ's quadradas com: $N = 4, 8, 16, 32$ e 64 para $T = 0,8, 1,0, 1,1$ e $1,3$ com $T_{BKT} = 0,89$ ^[120]. Os resultados dessas simulações são mostrados na Figura 4.5, onde a relação $V \times I$ para T fixo é mostrada para diversos tamanhos da rede. Na Figura 4.5(a) é mostrado para $T=0,8 < T_{BKT}$. Para esta temperatura, é esperado que ξ_- seja pequeno relativo a todos os tamanhos da rede N . A tensão V depende principalmente de: ξ_l/N e, para a escala proposta: $V \sim \xi_l^{-\alpha(T)}$ quando $\xi_l < N$, e $V \sim I$ quando $\xi_l > N$, com uma intersecção entre os dois comportamentos quando $\xi_l/N = O(1)$. Os dados da Figura 4.5(a) são completamente consistentes com esta hipótese da intersecção, tanto para o ramo não linear e ôhmico linear o comportamento acontece quando a corrente $I_x/I_0 = 1/N$, o qual corresponde a $\xi_l = N$. Essa intersecção concorda com os dados experimentais para redes curtas, tal como é citado em ^[120].

A explicação teórica dessa intersecção para o comportamento ôhmico para pequenas correntes com: $T < T_{BKT}$ é simples. A origem da relação não linear para $V \times I$ em supercondutores 2D para $T < T_{BKT}$, é que pares de vórtices com separação $r > \xi_l = I_0/I$, são desligados por essa corrente aplicada I com uma taxa: $\sim (I/I_0)^{2\pi K_R(T)}$ e são reformados à taxa $\sim n_v^2$. No estado fixo, essa taxa é: $n_v \sim (I/I_0)^{\pi K_R(T)}$. Devido à resistividade ser: $R = V/I \propto n_v$; o qual verifica os resultados de AHNS ^[106], tendo $\alpha(T) = \pi K_R(T) + 1$. Notemos que essa relação é observada na Figura 4.5(a) que é bastante razoável com o valor do expoente $\alpha(T = 0,8) = 3,8$ com o resultado teórico e 4,5 em ^[121].

Se: $\xi_l > N$, pares de vórtices não são desligados pela corrente aplicada, disto: $r > \xi_l$, resultando uma fonte de vórtices livres por excitação térmica no sistema finito com $n_v = N^{-\pi K_R(T)}$, o qual fornece uma pequena resistência linear que decresce quando N aumenta. Quando $T > T_{BKT}$ a escala de comprimento térmico é: $\xi_+(\tau) \approx \xi_-^{2\pi}(-\tau)$.

Onde: $\tau (= (T - T_{BKT})/T_{BKT})$ é a temperatura reduzida ^[106]. Esse comprimento de correlação é muito maior que $\xi_- (|\tau|)$ para o mesmo $|\tau|$ e não pode ser considerado pequeno com respeito à ξ_l o para N nessas redes.

Para pequenas correntes aplicadas $I/I_0 < 1/\xi_+$, o sistema contém pares de vórtices ligados com separação $r < \xi_+$, e também vórtices livres com densidade $n_v \approx \xi_+^{-2}$. A dissipação é dominada por esses vórtices livres que permitem o comportamento ôhmico em $V \times I$ com resistividade $\propto n_v$. Porém, para grandes correntes, $\xi_l < \xi_+$ a escala de comprimento da corrente controla a dissipação e é esperado um mecanismo similar de pares de vórtices desligados e re-ligação quando: $\tau < 0$ conduzindo a $V \sim I^{\alpha(T)}$ com $1 < \alpha(T) < 3$.

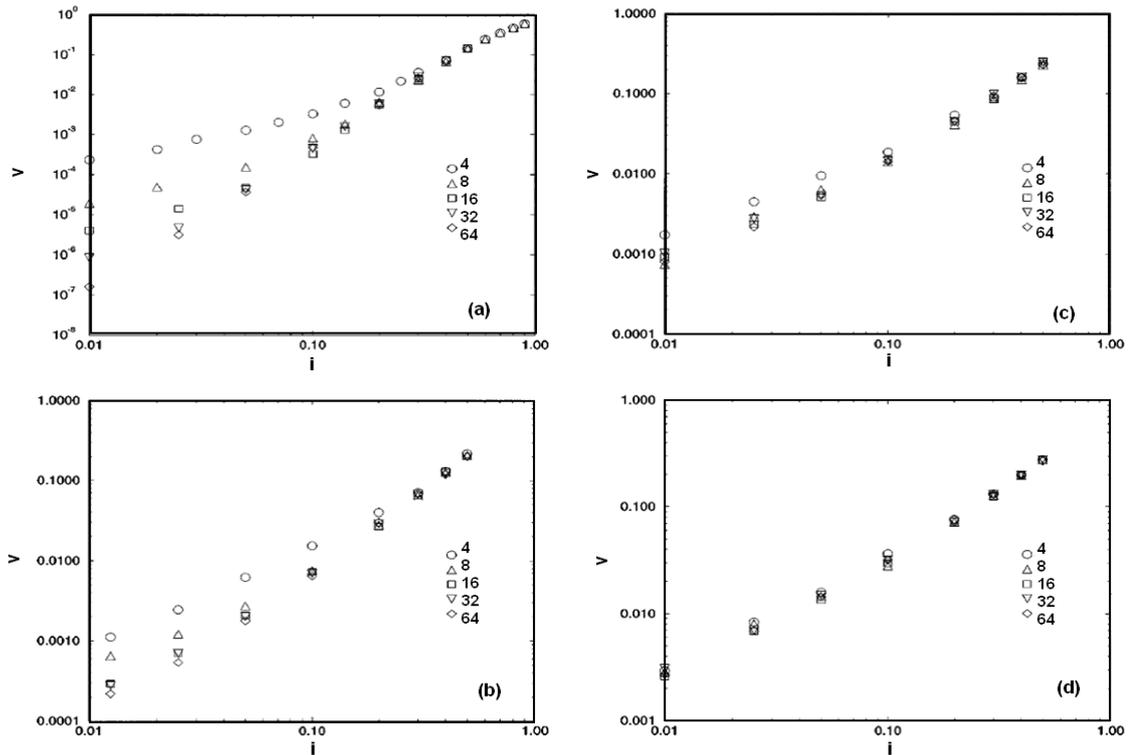


Figura 4.5: Curvas características $V \times I$ ($i=I/I_0$ Vs. $v=V/RI_0$), para redes de tamanho $N= 4, 8, 16, 32$ e 64 . (a) $T=0,8$ (b) $T=1,0$ (c) $T=1,1$ (d) $T=1,3$. Figura extraída de ^[120].

Os resultados das simulações para $T > T_{BKT}$ são mostrados na Figura 4.5(b)-(d). É claro que essa intersecção a partir da parte linear para a não linear das curvas $V \times I$ seja governada pela competição entre três escalas de comprimentos $N, \xi_l, \xi_+(T)$. Para $T=1,3$ (Figura 4.5 (d)) é esperado que o comprimento térmico ξ_+ seja pequeno, por outro lado, a relação $V \times I$ é independente do tamanho da rede e os dados podem ser interpretados assumindo que: $\xi_+ < N$ para todas essas redes, e a intersecção entre o comportamento linear e não linear é controlado por: ξ_+/ξ_l com $\xi_+(T = 1,3) \sim 4$.

Até agora os resultados da simulação de M. V. Simkin e J. M. Kosterlitz mostram que as curvas características $V \times I$ de supercondutores são responsáveis pelo domínio do efeito do tamanho finito e os efeitos de borda a menos que, sejam tomado cuidado para minimizar esses

efeitos. Redes de grandes tamanhos parecem ser essenciais para fazer uma significativa comparação entre a teoria e experimento ou simulações numéricas.

Qualquer rede de tamanho finito vai apresentar vórtices livres para $T \neq 0$. O atual número de vórtices livres, e o correspondente efeito sobre as propriedades de transporte elétrico da rede, dependem de uma maneira complexa do tamanho da rede e da energia do acoplamento, que depende da temperatura (isto está apresentado nos resultados experimentais, capítulo 7).

Na presença de pequenas excitações externas (injeção de corrente), os vórtices livres se movimentam, criando um fluxo de fluido resistivo, e conseqüentemente, vemos uma resposta ôhmica nas curvas $V \times I$. Quando T decrementa, mais e mais vórtices chegam a ser ligados em pares, e a magnitude do fluxo do fluido resistivo diminui.

Minnhagen *et al* ^[121] prediz uma forma ligeiramente diferente o valor de $\alpha(T) = \frac{2\pi E_J(T)}{k_B T \epsilon_c} - 1$.

Recentes medidas em redes acopladas e supercondutores tipo II mostram uma boa concordância com essa expressão ^[122].

4.5 Transporte coletivo de pares de Cooper numa rede de junções Josephson com isolante

É importante mencionar que no estudo de transporte de RJJ's, o efeito que produz o par de Cooper nela é de suma importância. M. V. Fistul *et al.* ^[123] derivam uma expressão analítica para a curva característica $V \times I$, revelando a condutividade por atividade térmica para pequenas tensões elétricas e a tensão elétrica de “início” do ancoramento. A energia de ativação e a tensão de ancoragem representam a barreira dinâmica de Coulomb para a transferência de cargas coletivas de todo o sistema e depende do tamanho do sistema.

Abaixo da tensão de ancoragem V_T , o filme apresenta uma queda na fase de condutividade zero e muda abruptamente para um regime de condutância finita quando a polarização V_T é atingida.

Esse fenômeno pode ser observado claramente numa RJJ, à tensão elétrica de início em filmes supercondutores (2D), e a tensão elétrica de ancoramento em RJJ's de 1D, sugerindo uma íntima relação entre esses sistemas. Essa V_T vai depender do tamanho da amostra e, portanto, da energia de ativação ^[123].

Numa RJJ's cada JJ é caracterizada pela energia de acoplamento E_J e pela energia intrínseca da capacitância E_C , equações (2.14) e (4.3) respectivamente. M. V. Fistul ^[123] considera um

estado isolante com uma determinada energia de carga, tal que $E_{C0} \gg E_J$, na proximidade da interface, onde o *gap* do supercondutor é: $\Delta > E_C$. Isto implica que o transporte é mediado pela ativação térmica dos pares de Cooper ^[124]. Esse estado é caracterizado pelo *gap* de energia Δ_c , originando um efeito de bloqueio de Coulomb que envolve a todas as junções, e é estendido em todo o sistema. É mostrado por M. V. Fistul *et al* ^[123] no intervalo $E_C < k_B T < \Delta_c$:

$$I \propto \exp \left\{ - \frac{(\Delta_c - eV)^2}{2\Delta_c k_B T} \right\} \quad 4.5$$

A equação (4.5) revela dois regimes dinâmicos: primeiro a transferência de carga por ativação térmica com uma resistência: $R \propto \exp \left\{ \frac{\Delta_c}{2\Delta_c k_B T} \right\}$, para $eV < \Delta_c$ e, o segundo, a tensão de início quando: $V \approx V_T \approx \Delta_c/e$, onde a atividade de condutividade é finita para um transporte não ativo.

Definindo as flutuações do parâmetro de ordem da fase: $\theta_{ij}(t)$ para $\{i,j\}$ th ilha, (ver Figura 4.6), e as fases da direita e esquerda são: $\theta_D(t)$ e $\theta_E(t)$ respectivamente, as quais são fixas para uma determinada diferença de potencial através da rede: $\theta_D(t) - \theta_E(t) = 2eV/\hbar + \varrho(t)$. Onde $\varrho(t)$ descreve as flutuações permitidas.

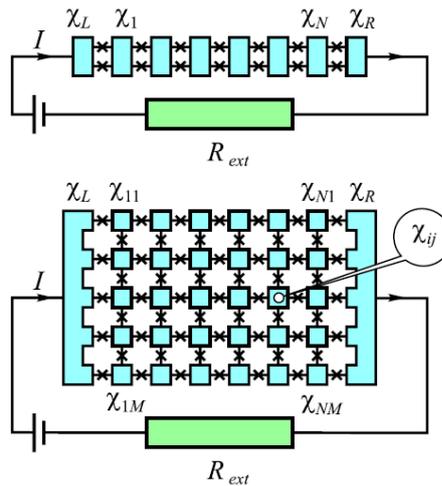


Figura 4.6: Esboço da geometria do rede considerado. A corrente externa é injetada através do eletrodo da esquerda para a direita. Acima do panel é para rede com 1D com N ilhas e embaixo para 2D com $M \times N$ JJ's.

O hamiltoniano que representa a rede é dado por ^[123]:

$H =$

$$H_0 + H_{int} + \frac{\hbar^2}{8E_C} \sum_{j=1}^M [\dot{\theta}_{1j}(t) + \dot{\theta}_{Nj}(t)]^2 -$$

$$2E_J \sum_{j=1}^M \cos \left[\frac{\theta_{1j}(t) + \theta_{Nj}(t)}{2} \right] \times \cos \left[\frac{\frac{2eVt}{\hbar} + \psi(t) + \theta_{1j}(t) - \theta_{Nj}(t)}{2} \right].$$

Onde : $H_0 = \sum_{\langle ij,kl \rangle} \left[\frac{\hbar^2}{4E_C} (\dot{\theta}_{ij} - \dot{\theta}_{kl})^2 - E_J \cos(\theta_{ij} - \theta_{kl}) \right] + \sum_{ij} \frac{\hbar^2}{4E_{C0}} \dot{\theta}_{ij}^2$, os parênteses $\langle ij,kl \rangle$ denotam a somatória de todos os pares das junções adjacentes, e H_0 representa a energia de carga em cada ilha superconductor. O H_{int} descreve o acoplamento das fases. Fistsul *et al*^[123] definem a corrente Josephson dc que passa através da rede como:

$$I_s(V) = MI_c \frac{E_J}{\hbar} \left(\frac{E_J}{2E_C} \right)^2 \text{Im} \int_0^\infty dt e^{-\frac{i\delta}{\hbar} K(t)} e^{i\left(\frac{2eVt}{\hbar}\right)} \quad 4.6$$

Onde: $\delta = 4e^2 R_{ext} k_B T$ e, reflete o caráter gaussiano do ruído da corrente causado pelas flutuações térmicas. A função $K(t)$ representa; a função de correlação de fases internas, a qual esta relacionada com o par de Cooper localizado eventualmente em cada ilha e é definida por: $K(t) = \exp\left(-\frac{2\Delta_c k_B T t^2}{\hbar^2} - \frac{2i\Delta_c t}{\hbar}\right)$.

Onde Δ_c é a barreira da propagação do par de Cooper através de todo o sistema. No trabalho de Fistsul *et al*.^[123] mostram a seguinte expressão:

$$\Delta_c = \begin{cases} Ec \min\{\lambda_c, L\}/d, \text{ redes de 1D} \\ (Ec/2) \ln(\min\{\lambda_c, L\}/d), \text{ redes de 2D} \end{cases} \quad 4.7$$

Onde: $\lambda_c \cong d\sqrt{E_{c0}/E_c}$ é o comprimento de blindagem, relacionado com a capacitância. Em experimentos para filmes finos, λ_c pode exceder o tamanho da amostra L .

A natureza da barreira de Coulomb Δ_c , e a escala de tamanho podem ser entendidas em termos da fase mutua ou da fase de sincronização na RJJ's. No regime de bloqueio de Coulomb, a carga de cada junção é fixa, e, portanto, as fases conjugadas flutuam livremente. Rendendo, um pequeno acoplamento exponencial da corrente Josephson dc com as fases das junções adjacentes para proporcionar uma mínima potência de dissipação na rede. Isto estabelece um estado global de sincronização da fase, e o transporte é realizado através de

simultâneas ativações térmicas dos pares de Cooper através de toda a rede. A probabilidade de tal processo numa rede de 1D é: $(\exp[-E_C/k_B T])^N$, dando uma barreira de Coulomb: $\Delta_c \cong E_C N$. Outra forma de pensar nisto, é dizer que a sincronização para grandes comprimentos de blindagens λ_c , permite pequenas flutuações de carga para cada junção que interage com todo o sistema. Nesse sentido, a linear (logarítmica), escala mostrada na equação (4.7), reflete o linear (logarítmico) crescimento da energia de Coulomb em sistemas com 1D (2D).

A equação (4.5) é válida para: $(\Delta_c - eV)^2 \gg 2\Delta_c k_B T$. Para temperaturas de interesse: $T < \Delta_c/k_B$, a tensão de “início” para RJJ’s é: $eV_T \cong \Delta_c$ (definido em (4.7)).

O efeito de um campo magnético sobre a energia de ativação e a tensão de início de ancoragem modula o acoplamento Josephson, no caso de um S.Q.U.I.D. para 1D como: $E_J^{1D}(B) = E_J |\cos(\pi f)|$, e para 2D: $E_J^{2D}(B) = E_J \left\{ 1 - 4f \sin^2 \left(\frac{\pi(1-f)}{4} \right) \right\}$, ^[125] (f é a frustração no sistema).

Portanto, pode-se escrever uma correção da energia de barreira de Coulomb:

$$\Delta_c(B) = \Delta_c [1 - \alpha E_J(B)/E_C] \quad 4.8$$

Onde o parâmetro α vai depender da geometria da rede. Pode-se dizer também, que a tensão elétrica de início da ancoragem vai, também, ser modulada pela aplicação do campo B externo.

5. Parte experimental

O presente capítulo encontra-se dividido em seis partes.

A montagem da plataforma experimental tal como se mostra na Figura 5.43, passou por diferentes etapas:

1. Projeção-simulação da bobina que se mostra na Figura 5.13(b). O desenho e fabricação da fonte de alimentação (Figura 5.15(b)) para obter em conjunto com a bobina, um campo aplicado dc sobre as amostras que serão estudadas nessa tese de doutorado.
2. Adaptação do criostato: fabricação da tampa do criostato da Janis modelo 9VSRD, a vareta de 18 pinos; a qual vai permitir fazer as conexões do exterior à amostra, assim como também do aquecedor, sensores de temperatura, bobina primaria e secundaria etc. Nesta tampa também é feita à adaptação de um feedthrough para poder colocar o sensor S.Q.U.I.D. da Tristan Technologies (ver Figura 5.35), além disso, a tampa conta com os conectores para a bobina principal, válvula de segurança e um sistema para realizar vácuo no interior do criostato. Toda esta adaptação é feita a fim de atingir o objetivo da montagem do sistema dando uma maior manipulação sobre as variáveis (externas e internas) a serem controladas. Dentro desta etapa também só mencionaremos a calibração dos sensores de temperaturas empregados no sistema. Cabe dizer, que nesta seção descreveremos os porta-amostras projetados e fabricados neste trabalho, assim como o fato tradicional e o proposto nesta pesquisa no que se refere à detecção do campo magnético da amostra em estudo.
3. Descreveremos brevemente o sensor S.Q.U.I.D. e a eletrônica empregada pela Tristan Technologies o qual contamos para nossas medidas. O desenvolvimento do MFP-chaveador (ver Figura 5.41).
4. Uma vez terminada a parte mecânica do sistema e feito os testes necessários foram realizadas as diferentes conexões dos equipamentos a fim de obter os diferentes arranjos experimentais que podem ser realizados a partir do sistema projetado e montado (ver Figura 5.44), os quais mostram bom rendimento às necessidades previstas nesta tese.

5. Já na penúltima parte deste capítulo se mostra os diferentes programas realizados de acordo às necessidades que foram apresentando-se (a partir do último item), atingindo claramente os objetivos de:
- ✓ Aquisição de dados
 - ✓ Automação dos diferentes equipamentos (controlador de temperatura, lock-in, fonte de corrente ac/dc, nanovoltmetro, controlador do S.Q.U.I.D., controlador do campo magnético)
 - ✓ Tratamentos dos dados obtidos em tempo “real”, nas diferentes medidas realizada nesta pesquisa e obtendo um alto rendimento do sistema em seu conjunto, tal como se pode verificar nos resultados.
6. Nesta última subseção descreveremos os tipos de medidas que foram utilizadas para a caracterização das amostras. Os princípios físicos em cada uma destas e alguns detalhes da montagem, tanto como das medidas elétricas, curvas $V \times I$, como das medidas magnéticas, susceptibilidade ac χ_{ac} .

5.1 Fabricação da bobina para campo dc

Para a construção da bobina usada no aparelho para medição de efeito de tamanho em redes de junções Josephson, utilizou-se duas configurações geométricas conhecidas para a fabricação das bobinas: a de Fabry e a de Kelvin ^[126].

Cada qual tem fatores geométricos relacionados com a geometria do sistema, o de Fabry é representado pelo símbolo $G_F(\alpha, \beta)$ e o de Kelvin com o símbolo $G_K(\alpha, \beta)$. Estas servem para calcular o perfil magnético no interior da bobina.

Considere o seguinte esquema de uma bobina, no qual se considera as dimensões físicas deste, é dizer, diâmetro interno, externo, altura de uma bobina:

Do gráfico podemos ter que o menor ângulo e o maior ângulo são θ_i e θ_o respectivamente, e $\alpha = \frac{a_2}{a_1}, \beta = \frac{b}{a_1}$ são todas essas definições dos parâmetros que vão depender da geometria da bobina.

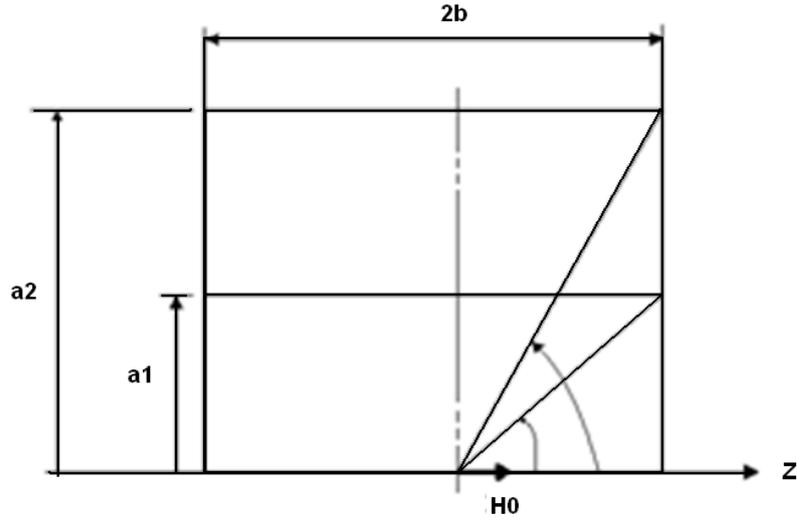


Figura 5.1: Representação esquemática de uma bobina. Onde a_1 é o diâmetro interno e a_2 é o diâmetro externo, $2b$ é a altura da bobina em questão.

Para obter a expressão para o campo magnético central considerados na Figura 5.1. O elemento de corrente por unidade de seção transversal é: $\frac{NI}{2b(a_2-a_1)} = J\lambda'$, J é a densidade de corrente e λ' é um fator de espaço, definido como:

$$\lambda' = \frac{\text{seção ativa da espira}}{\text{seção total da espira}} \quad 5.1$$

Podemos então escrever:

$$H_0 = \frac{2\pi}{10} (J\lambda') \int_{a_1-b}^{a_2} \int_{-b}^b \frac{a^2}{(a^2+z^2)^{3/2}} dz dr \quad 5.2$$

H_0 é a intensidade de campo magnético. Tal integral pode ser resolvida e o resultado escrito em termos dos parâmetros α e β de acordo com as seguintes expressões:

$$H_0 = J\lambda' a_1 \frac{4\pi\beta}{10} \ln \frac{\alpha + (\alpha^2 + \beta^2)^{1/2}}{1 + (\alpha^2 + \beta^2)^{1/2}}, \quad 5.3$$

$$H_0 = J\lambda' a_1 \frac{4\pi\beta}{10} \left(\sinh^{-1} \frac{\alpha}{\beta} - \sinh^{-1} \frac{1}{\beta} \right), \quad 5.4$$

Portanto, do mostrado na equação (5.3) ou (5.4) vemos que a intensidade do campo magnético H_0 tem várias dependências dos fatores geométricos. Assim, de tais expressões defini-se o chamado fator de campo como:

$$F(\alpha, \beta) = \frac{4\pi\beta}{10} \ln \frac{\alpha + (\alpha^2 + \beta^2)^{1/2}}{1 + (1 + \beta^2)^{1/2}} = \frac{4\pi\beta}{10} \left(\sinh^{-1} \frac{\alpha}{\beta} - \sinh^{-1} \frac{1}{\beta} \right) \quad 5.5$$

Podemos escrever a potência em um elemento de seção transversal e integrar em toda a bobina. Se considerarmos constantes a densidade de corrente condutora j e a resistividade ρ ao longo do volume, podemos escrever:

$$W = J^2 \rho \lambda' a_1^3 2\pi\beta(\alpha^2 - 1) \quad 5.6$$

Da equação (5.6) podemos ter:

$$J = \left[\frac{1}{2\pi\beta(\alpha^2 - 1)} \right]^{1/2} \left(\frac{W}{\rho \lambda' a_1^3} \right)^{1/2} \quad 5.7$$

Defini-se desta expressão um fator conhecido como fator J (fator densidade de corrente).

$$J = J(\alpha, \beta) \left(\frac{W}{\rho \lambda' a_1^3} \right)^{1/2} \quad 5.8$$

Onde:

$$J(\alpha, \beta) = \left[\frac{1}{2\pi\beta(\alpha^2 - 1)} \right]^{1/2} \quad 5.9$$

Substituindo a densidade de corrente encontrada (5.8) e (5.5) em (5.3) temos:

$$H_0 = \frac{F(\alpha, \beta)}{\left[2\pi\beta(\alpha^2 - 1) \right]^{1/2}} \left(\frac{W \lambda'}{\rho a_1} \right)^{1/2} \quad 5.10$$

Podemos combinar todos os termos geométricos na (5.10) teremos um fator conhecido como fator de Fabry (Fator G):

$$H_0 = G_F(\alpha, \beta) \left(\frac{W\lambda'}{\rho\alpha_1} \right)^{1/2} \quad 5.11$$

Onde: $G_F(\alpha, \beta) = \frac{1}{5} \left(\frac{2\pi\beta}{\alpha^2 - 1} \right)^{0,5} \left(\sinh^{-1} \frac{\alpha}{\beta} - \sinh^{-1} \frac{1}{\beta} \right)$.

O fator de Kelvin insere-se em outro contexto. Temos agora uma distribuição não uniforme as quais combinam bobinas separadas. O interesse é encontrar a melhor distribuição. Assim queremos explorar o limite desta técnica permitindo que a corrente seja especificada em toda a bobina e seja alterada continuamente nas direções axiais e radiais. Este limite especifica um máximo fator G que poderia ser eventualmente alcançado em um determinado envelope e serve como uma contra-regra. O critério para aperfeiçoar a densidade da corrente é muito simples e derivado do conceito de que cada elemento da bobina deve produzir o mesmo campo por watt de potência de entrada.

Aqui consideramos então densidades de correntes não uniformes em termos de bobinas separadas ou elementos. Um solenóide na forma de disco é mostrado na Figura 5.2.

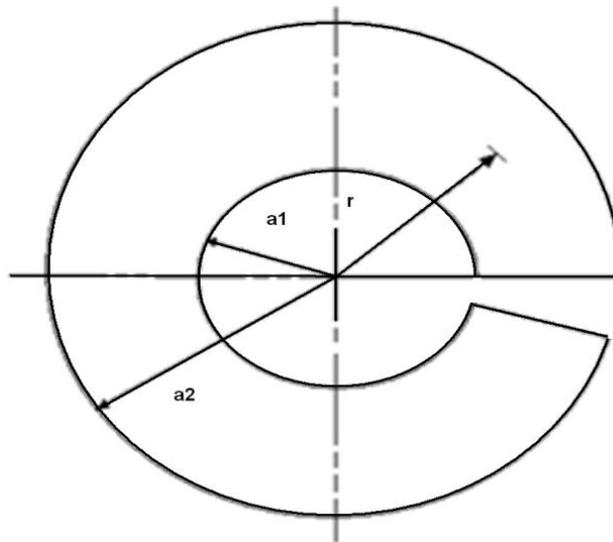


Figura 5.2: Esquema de um solenóide na forma de disco.

A densidade de corrente é inversamente proporcional ao raio em um dado disco e pode variar axial mente mudando a grossura do disco.

O campo magnético de um elemento é dado por:

$$dH = \frac{2\pi}{10} Jdadz \frac{a^2}{(a^2 + z^2)^{3/2}} \quad 5.12$$

Similarmente, a potência consumida em um elemento é determinada por:

$$dW = J^2 \rho 2\pi adadz \quad 5.13$$

A relação entre a densidade de corrente e o raio neste caso é dada por: $J = \frac{j_1 a_1}{r}$. Assim, combinando as últimas equações temos:

$$W = \int_{a_1-b}^{a_2} \int_{a_1-b}^b 2\pi \left(\frac{j_1 a_1}{r} \right)^2 \rho \lambda r dz dr \quad 5.14$$

$$H = \frac{2\pi}{10} j_1 \lambda' \int_{a_1-b}^{a_2} \int_{a_1-b}^b \frac{a_1}{r} \frac{r^2}{(r^2 + z^2)^{3/2}} dz dr \quad 5.15$$

Assim, o campo resultante da integração é:

$$H = j_1 \lambda' a_1 G_K(\alpha, \beta) \quad 5.16$$

Onde $G_K(\alpha, \beta) = \frac{\sqrt{2}\pi}{10} \left[\frac{1}{4} \left(\frac{\beta}{1+\beta^2} - \frac{\beta}{\alpha^2+\beta^2} \right) - \frac{3}{4\alpha} \tan^{-1} \frac{\beta}{\alpha} + \frac{3}{4} \tan^{-1} \beta \right]^{1/2}$, conhecida como o fator de Kelvin.

Esses fatores geométricos são tomados em conta para a realização dos programas que ajudaram a calcular os melhores parâmetros físicos (geométricos) das bobinas, tal como é mostrado nas seguintes seções.

5.1.1 Programa desenvolvido para a projeção do campo magnético dentro da bobina

Da teoria mostrada na seção 5.1 foram feitos os programas que auxiliaram na fabricação da bobina central e as corretoras, como pode ser observado na Figura 5.3, as unidades mostradas estão em cm. O emprego de duas bobinas corretoras como se mostrará mais adiante é para “alinhar” o perfil do campo magnético na área central do sistema de bobinas. Os programas desenvolvidos foram feitos no Mathematica, e fornecem arquivos com extensão dat que possibilita as análises destes resultados.

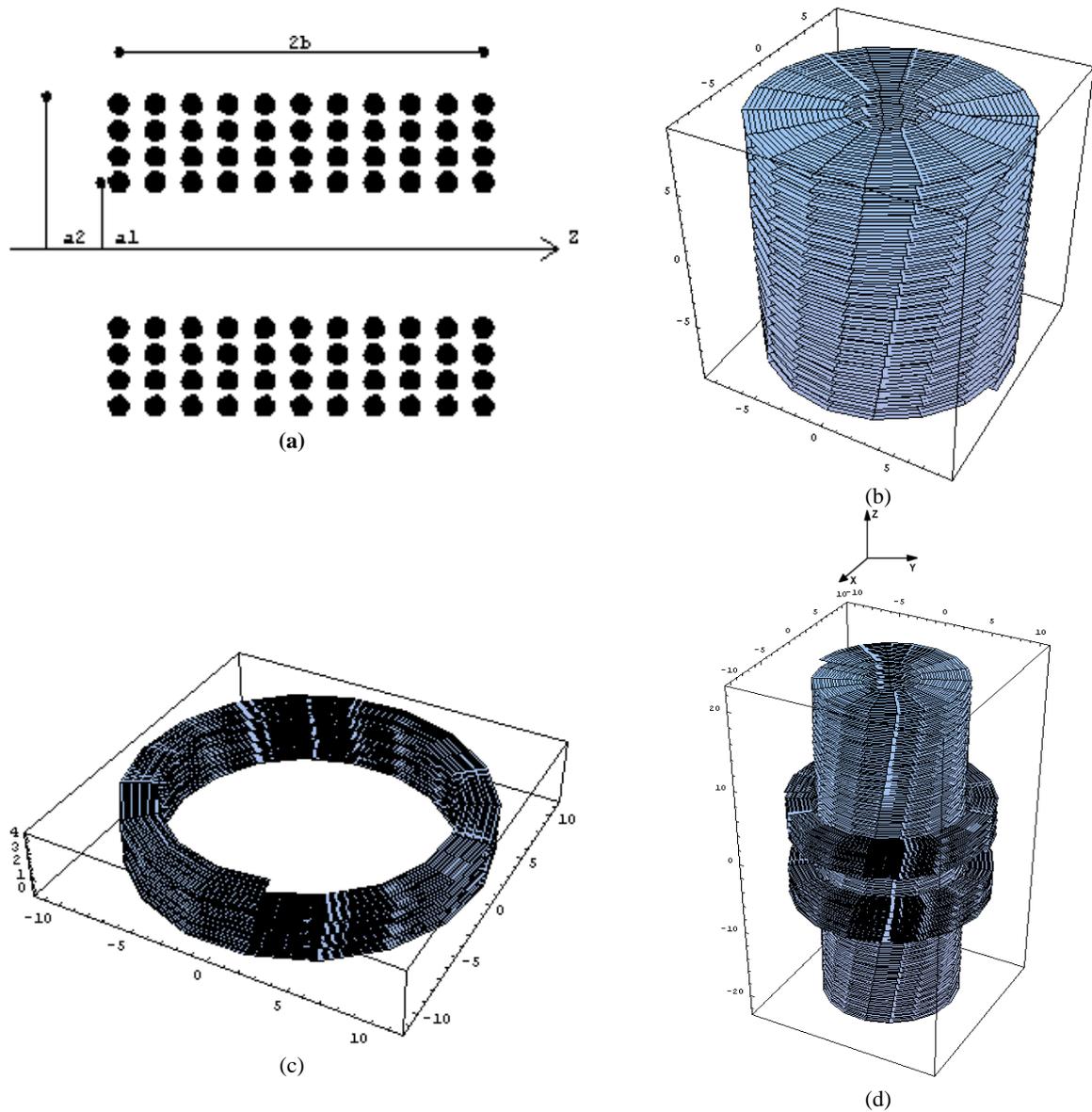


Figura 5.3: (a) Vista transversal da bobina corretora. Onde a_1 é o diâmetro interno e a_2 é o diâmetro externo da bobina central (b) Projeto da bobina central (c) Bobinas corretoras com uma separação x (d) A bobina resultante que será empregada no sistema (com suas dimensões originais).

Os programas foram feitos tomando em conta os fatores geométricos de Fabry e Kelvin ^[126], Figura 5.4, com uma distribuição espacial em função dos parâmetros físicos da bobina. Por outro lado, é importante mencionar que os melhores valores dos parâmetros α e β para a distribuição de Fabry são 3 e 2 respectivamente, os quais conseguem maximizar o valor da função de Fabry na região central ($G_F(\alpha, \beta) = 0,179$). No caso da distribuição de Kelvin o máximo valor de $G_K(\alpha, \beta) = 0,272$, para o qual temos que de $\alpha = \beta = \infty$.

A bobina central cria um perfil de campo magnético como se mostra na Figura 5.5.

Podemos observar da curva mostrada (gerada só pela bobina central, Figura 5.3(a)) que no gradiente do campo simulado a parte central não possui um perfil horizontal constante. A fim de “corrigir” (fazer o perfil do campo nesta região o mais constante possível), são colocadas duas bobinas corretoras, obtendo como resultado uma linearização do perfil na região central da bobina (ver Figura 5.6), a curva mostrada nesta figura é resultado da configuração mostrada na Figura 5.3(d).

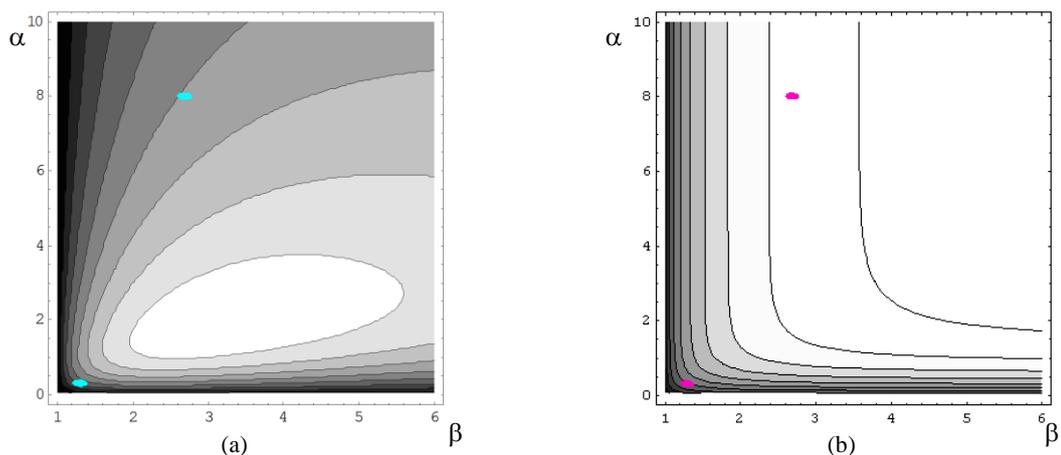


Figura 5.4: (a) Configuração geométrica de Fabry. (b) Configuração geométrica de Kelvin. As marcas observadas em cada um das superfícies são os valores de α e β em cada um. O eixo x são os diferentes valores de α e do eixo y os valores de β .

Essa linearização é possível pelas bobinas corretoras e, vai depender também da distância x entre estas (ver Figura 5.3(d)), assim como também da máxima intensidade resultante na parte central do sistema de bobinas a ser montado.

Da Figura 5.5 observamos claramente uma grande diferença nos parâmetros físicos das bobinas simuladas, porém com quase o mesmo perfil para as duas configurações geométricas, empregando o mesmo tipo de fio (arame de cobre) com diferentes alturas, resistências e correntes aplicadas a cada uma destas. Este comportamento é devido a diferença mostrada na seção 5.1, no qual ambos os fatores geométricos $G_F(\alpha, \beta)$ e $G_K(\alpha, \beta)$ foram diferentes em seu comportamento tal como pode ser observado na Figura 5.4 e esse comportamento foi

refletido no cálculo-simulação do perfil do campo magnético. A partir das diferentes simulações realizadas, foi decidido empregar o fator geométrico de Fabry, por mostrar um melhor rendimento nessas simulações, entretanto, os resultados nas simulações sempre são comparados para os dois fatores geométricos.

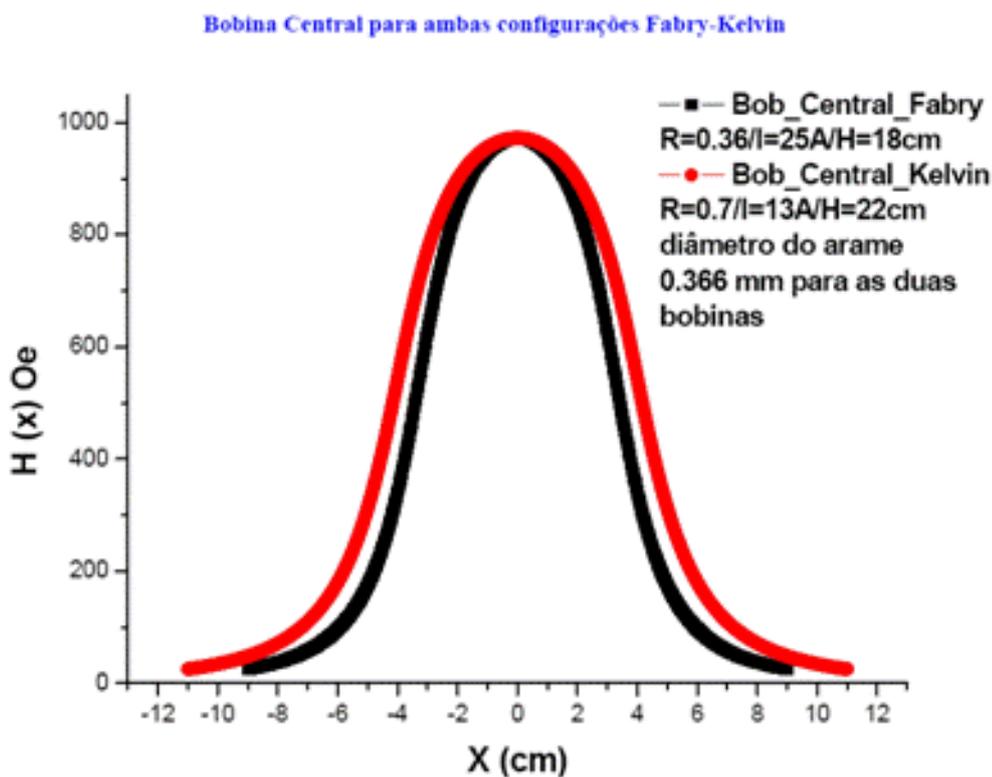


Figura 5.5: Comparação entre as configurações estudadas. O eixo x representa a altura da bobina mostrada na legenda da figura.

Como já foi mostrado até agora, é preciso colocar duas bobinas corretoras para linearizar o perfil na região central. No entanto, a serem colocadas essas bobinas corretoras, devem possuir uma conexão com a central, ou seja, as três bobinas (três resistências) em série, paralelas ou série – paralelo. É de imaginar que a melhor configuração a empregar seria conectar as três bobinas em série a fim de aproveitar uma melhor distribuição da corrente aplicada no sistema (bobina central – corretoras). Mas os resultados na simulação mostram que a melhor conexão para o sistema é de colocar as bobinas corretoras em paralelo e esse resultante em série com a bobina central, tal como podemos observar na Figura 5.6, a fim de obter uma maior intensidade e homogeneidade do campo magnético na região central do sistema.

É interessante mencionar a partir da Figura 5.6 que a conexão em série do sistema mostra uma menor intensidade de campo (curva vermelha), em comparação com a conexão série – paralelo (curva verde). Além disso, a parte central do perfil é mais linear e com maior largura que a outra configuração.

Uma vez estabelecido o tipo de conexão a empregar para o sistema, é procurada a melhor distância de separação entre as duas bobinas corretoras (ver Figura 5.3(d)), isto é mostrado nas curvas com as diferentes configurações geométricas. Na Figura 5.7(a) é mostrado os perfis para as diferentes distâncias entre as bobinas corretoras e na Figura 5.7(b) vemos claramente que a máxima intensidade H_0 do sistema de bobinas diminui com o incremento da distância das bobinas corretoras.

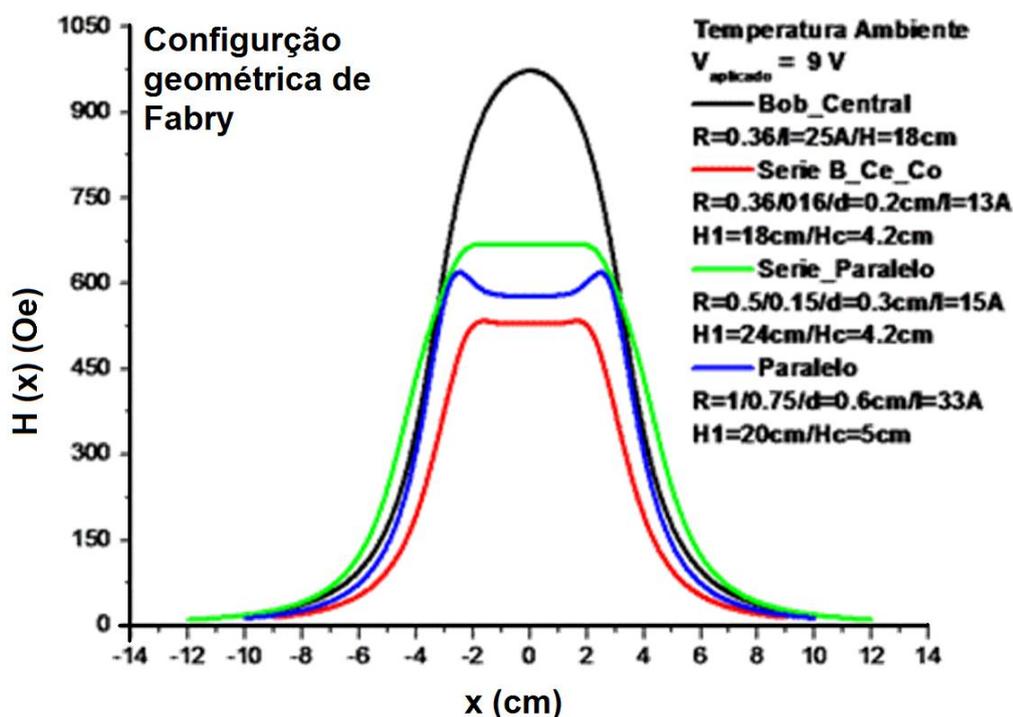


Figura 5.6: Diferentes tipos de conexões da bobina central com as bobinas corretoras. Na legenda são mostradas cada uma das correntes aplicadas em cada conexão.

A Figura 5.8 mostra os mesmos resultados discutidos acima, porém, para a configuração geométrica de Kelvin. Nestas duas figuras podemos observar que é feita as simulações para o mesmo tipo de bobina com os mesmos parâmetros geométricos destas. Obtendo-se perfis com intensidades quase iguais, como pode ser observado nestas figuras, contudo, os perfis mostrados na Figura 5.8(a), são mais homogêneos na região central.

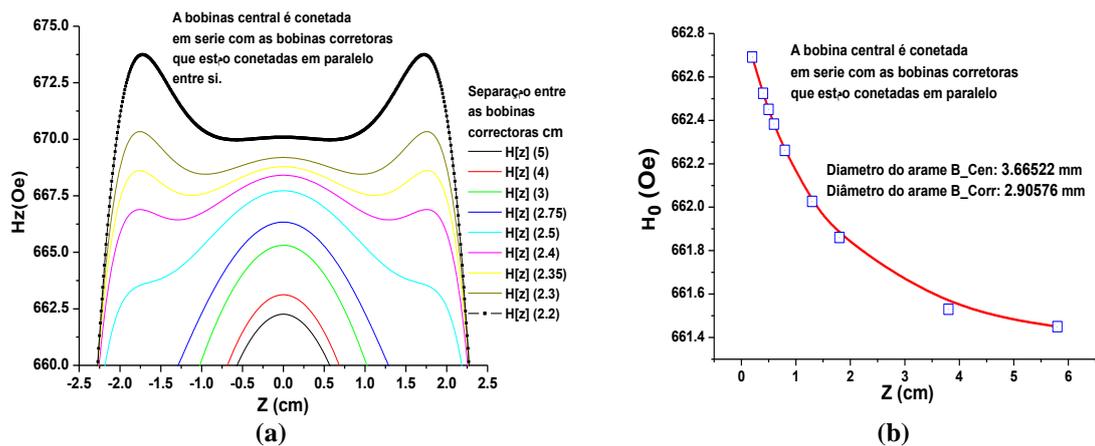


Figura 5.7: (a) Perfis em série paralelo para as diferentes separações entre as bobinas corretoras, para uma configuração geométrica tipo Fabry (b) Intensidade máxima do campo magnético da configuração mostrada na figura (a) Vs. a distância de separação entre as bobinas corretoras.

A partir dos resultados obtidos anteriormente é concluído que a distância de separação das bobinas corretoras é de 3 cm, para a bobina com 35 cm de altura e 3,6 cm para a bobina com 44 cm de altura.

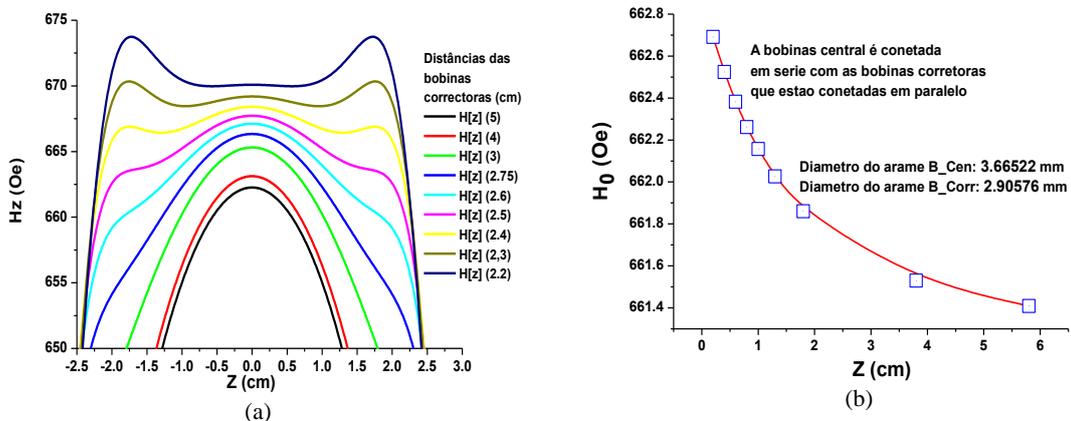


Figura 5.8: Perfis em série paralelo para as diferentes separações entre as bobinas corretoras, para uma configuração geométrica tipo Kelvin. (b) Intensidade máxima do campo magnético da configuração mostrada na figura (a) Vs. a distância de separação entre as bobinas corretoras.

Na Figura 5.9, é mostrado os resultados para duas possíveis bobinas com diferentes alturas, mas com o mesmo diâmetro externo e interno tanto para a bobina central como para as corretoras. Ao lado de cada perfil de campo para essas bobinas propostas, se observa uma amplificação da região central, e a largura com maior homogeneidade é para uma bobina com altura de 44 cm (ver Figura 5.9(d)).

As diferenças de intensidade dos perfis do campo magnético (Figura 5.9(a) e Figura 5.9(c)) é devido a que a resistência da bobina com altura de 35 cm é menor com respeito à de 44 cm (ver Tabela 5-1 e Tabela 5-2), a corrente aplicada é constante.

Por último, vemos que da Figura 5.9(b) e Figura 5.9(d) mostram o mesmo $\Delta H_z \approx 0,4 \mu\text{Oe}$, o qual mostra que a homogeneidade obtida para esses parâmetros são os melhores respectivamente.

5.1.2 Escolha dos parâmetros ideais para nosso sistema

Nos programas desenvolvidos introduzimos os diferentes parâmetros físicos das bobinas em questão como são detalhadas nas seguintes tabelas, para os dois últimos casos mostrados na Figura 5.9, nessas tabelas são mostrados também os fatores geométricos de Kelvin e Fabry.

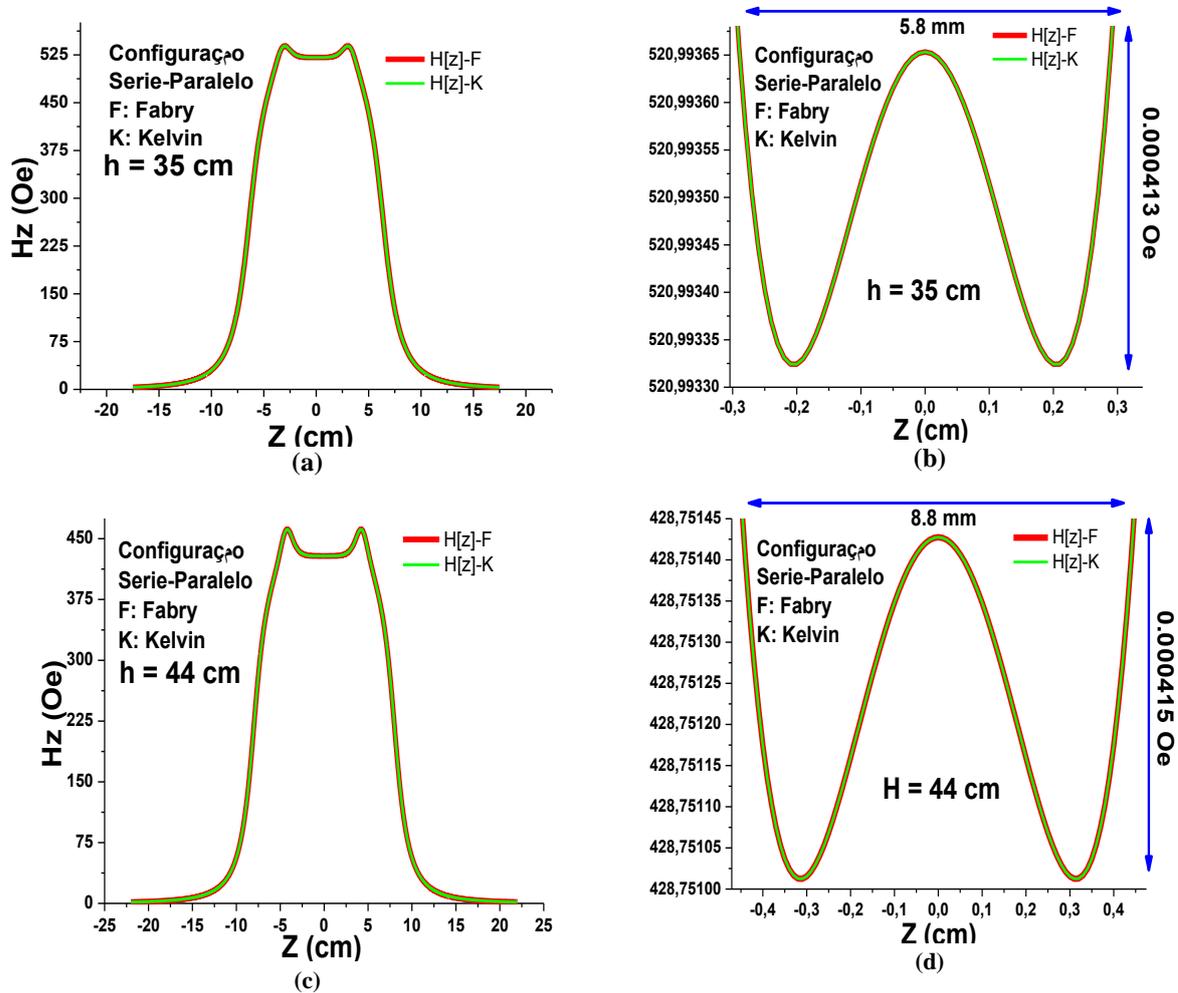


Figura 5.9: (a) Perfil do campo magnético ao longo da altura do sistema de bobinas com $h = 35$ cm. (b) Ampliação da figura (a) na região mostrada de interesse. (c) Perfil do campo magnético ao longo da altura do sistema de bobinas com $h = 44$ cm. (d) Ampliação da figura (c) na região de interesse.

Tabela 5-1: Para a bobina central com altura de 35 cm e a corretora.

Características e Parâmetros físicos	Configuração geométrica de Fabry		Configuração geométrica de Kelvin	
	Central	Corretora 1 e 2	Central	Corretora 1 e 2
Número de voltas	1173,64	95,81	1173,64	95,81
Diâmetro interno (cm)	5,5	16,3	5,5	16,3
Diâmetro externo (cm)	15,5	21,6	15,5	21,6
Diâmetro do arame empregado na fabricação da bobina (cm)	0,36	0,29	0,37	0,291
Peso teórico da bobina (Kg)	36,48	3,38	36,48	3,38
Comprimento do arame para o enrolamento (m)	387,15	57,04	387,15	57,043
Separação entre as bobinas corretoras (cm)	---	3,0	---	3,0
Separação entre as espiras da bobina (cm)	0,019	0,016	0,019	0,016
$F(\alpha, \beta)$	2,184	0,072	2,183	0,073
$G(\alpha, \beta)$	0,131047	0,0729315	---	---
$G_K(\alpha, \beta)$	----	---	0,218	0,074
α	2,818	1,325	2,818	1,325
β	6,363	0,2085	6,363	0,208
λ'	0,706	0,687	0,7062	0,687501
Resistência (Ω)	0,625	0,15	0,625	0,15
Densidade de corrente J (A/cm^2)	122,096	99,439	122,096	99,439
Potencia (Watts)	103,316	6,19898	103,316	6,19898
Campo Magnético obtido do sistema proposto	9 V - 12,86 A 520,99 Oe		9 V - 12,85 A 520,99 Oe	

O fio escolhido para a fabricação do sistema de bobinas é de cobre, nas tabelas é mostrado os diferentes diâmetros dos cabos utilizados em cada uma das bobinas central e das bobinas corretoras.

Na Tabela 5-1 e Tabela 5-2 também são mostrados os parâmetros para a bobina corretora (as duas bobinas corretoras mostradas na Figura 5.3(d) possuem as mesmas características).

Tabela 5-2: Para a bobina central com uma altura de 44 cm e a corretora.

Características e Parâmetros físicos	Configuração geométrica de Fabry		Configuração geométrica de Kelvin	
	Central	Corretora 1 e 2	Central	Corretora 1 e 2
Número de voltas	1365,97	129,579	1365,97	129,579
Diâmetro interno (cm)	5,5	16,0	5,5	16,0
Diâmetro externo (cm)	14,8	20,8	14,8	20,8
Diâmetro do arame empregado na fabricação da bobina (cm)	0,366	0,291	0,366	0,291
Peso teórico da bobina (Kg)	41,039	4,437	41,039	4,435
Comprimento do arame para o enrolamento (m)	435,560	74,903	435,56	74,903
Separação entre as bobinas corretoras (cm)	---	3,6	---	3,6
Separação entre as espiras da bobina (cm)	0,020	0,013	0,020	0,014
$F(\alpha, \beta)$	2,067	0,099	2,067	0,099
$G(\alpha, \beta)$	0,116	0,0853376	---	---
$G_K(\alpha, \beta)$	---	---	0,215651	0,086
α	2,690	1,3	2,690	1,3
β	8,0	0,3125	8,0	0,313
λ'	0,706	0,687	0,706	0,687
Resistência (Ω)	0,7	0,2	0,7	0,2
Densidade de corrente J (A/cm^2)	106,352	88,349	106,352	88,349
Potencia (Watts)	88,597	6,328	88,593	6,328
Campo Magnético obtido do sistema proposto	9 V - 11,250 A 428,75 Oe		9 V - 11,25 A 428,75 Oe	

5.1.3 Montagem do sistema para a bobina central e corretoras

A partir das análises de todos os resultados mostrados até agora, foi escolhido à fabricação do sistema de bobinas mostrado na Figura 5.9 (c) e (d) tomando em conta os parâmetros encontrados na Tabela 5-2.

Para a montagem desse sistema foi projetada a estrutura mostrada na Figura 5.10, as unidades mostradas estão em mm.

**Carretel central final
junto com os carretéis pequenos**

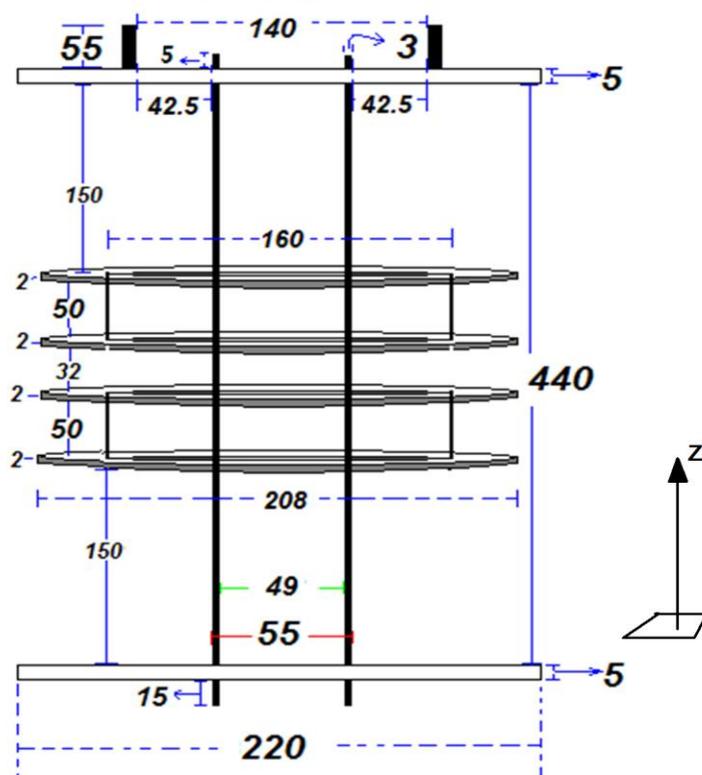


Figura 5.10: Esquema dos carretéis: central - corretora do sistema de bobinas a ser montado.

O valor do diâmetro externo maior deve ser o mais próximo possível ao diâmetro interno do criostato, o qual é de 22,5 cm e o valor do diâmetro interno (49 mm) da estrutura deve ser maior que o da vareta que leva no final o recinto cilíndrico que no interior esta o porta – amostra. Da Figura 5.10 observamos que a distância de separação entre as bobinas corretoras (carretéis menores) é em total de 36 mm, conforme projetada nas simulações.



Figura 5.11: Peças para montagem dos carretéis das bobinas central e correctoras.

Na Figura 5.11 é mostrada uma fotografia das diferentes peças fabricadas para a montagem da bobina. Basicamente o material empregado é latão com exceção dos carretéis para as bobinas corretoras que são de alumínio, ambos os materiais são não magnéticos, evitando assim qualquer efeito destes nas medidas a serem realizadas.

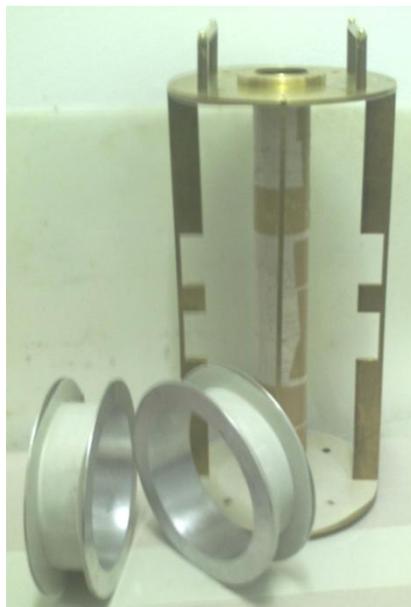


Figura 5.12: (a) Montagem final dos carretéis. O dieletrico colocado é com a finalidade de isolar o material condutor com o arame de cobre da bobina a enrolar.

Na Figura 5.12 mostra a estrutura armada, podemos ver que esta conta com duas manivelas as quais vão ajudar a posicionar – centrar o sistema de bobinas dentro do criostato. A fim de evitar qualquer curto à terra dos fios da bobina com a estrutura, esta é isolada com um dielétrico milar.



(a)



(b)

Figura 5.13: (a) Enrolamento da bobina central e, (b) Bobina que fornecerá os campos aplicados nas amostras dentro do criostato. Valor da resistência 1.1Ω .

Na Figura 5.13(a) é exibida a fotografia do carretel central sendo enrolado com o arame de cobre no torno. O enrolamento foi homogêneo e compacto a fim de aproximar a fabricação desta aos parâmetros obtidos na simulação.

A Figura 5.13(b) exibe já o sistema pronto, e o valor da resistência final do sistema $1,1 \Omega$, é dizer, as duas bobinas corretoras em paralelo (com uma resistência de $0,2 \Omega$, cada uma teoricamente) com uma resistência equivalente de $0,12 \Omega$, em série com a bobina central (com uma resistência teórica de $0,7 \Omega$) com uma resistência de $0,93 \Omega$. A grande diferença dos valores da resistência da bobina central é devido às soldas realizadas no fio, a fim de poder fazer o número total de voltas.

5.2 Desenho e fabricação da fonte de alimentação de ± 10 volts com -3 até +12 ampères

Uma fonte de corrente ideal deverá manter uma corrente constante e uma resistência de saída infinita para qualquer condição de operação (independentemente do circuito a que se encontra ligada). Isto é mostrado na Figura 5.14 e a qual é empregada na projeção da fonte de alimentação, fabricada para atingir os objetivos da pesquisa.

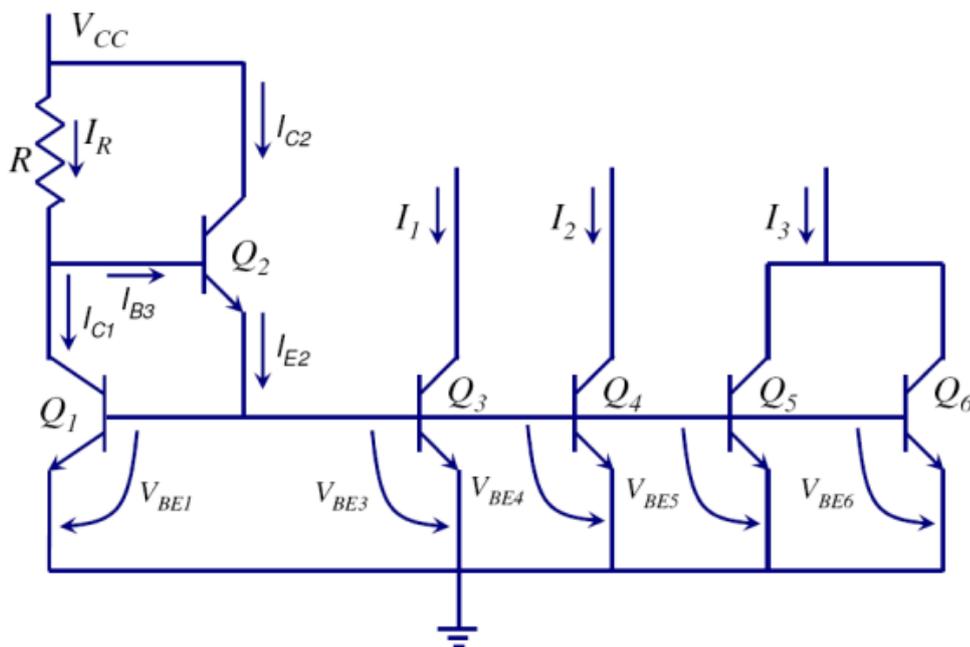


Figura 5.14: Esquema de uma fonte de corrente múltipla. No início do circuito uma etapa de retroalimentação que lineariza a saída para os 4 transistors em paralelo.

A fonte que foi construída, além de reunir as características mencionadas no título, é controlada pelo computador pela porta paralela, seja LPT1 ou LPT2, com uma resolução da tensão elétrica de $\sim \pm 39$ mV, com passo de corrente de ~ 40 mA e -12 mA, com 255 passos em cada ramo (positivo ou negativo).

O funcionamento desse circuito (mostrado na Figura 5.14) é: quando uma corrente *dc* de referência pode ser gerada em um local e ser reproduzida em vários outros locais para polarizar vários andares amplificadores (Q3, Q4, Q5 ...). O que acontece no transistor Q1 é referência para os transistores Q3 a Q6 (ver Figura 5.14). O transistor Q2 fornece a corrente de base total para os transistores e torna a corrente de coletor de Q1 praticamente igual à corrente de referência I_R . As correntes I_1 e I_2 serão reproduções da corrente I_R .

Dado que os dois transistores Q5 e Q6 estão ligados em paralelo, cada um deles reproduzirá a corrente I_R , pelo que a corrente I_3 será duas vezes superior à de referência $I_3 = 2I_R$. A combinação do paralelo de Q5 e Q6 deverá ser equivalente a um único transistor cuja junção base-emissor tem o dobro da área de Q1.

Tudo isto permite, portanto, amplificar uma corrente de entrada I_R e obter uma maior corrente que vai depender do limite da fonte que alimenta esses transistores em cascada.

5.2.1 Necessidades envolvidas para a fonte de alimentação

A fabricação desta fonte de alimentação deve cumprir em princípio com os seguintes requisitos:

- Corrente fixa para qualquer valor de resistência conectada a esta.
- Controlada pelo computador.

Além dos acessórios como (Figura 5.18):

- ✓ *Displays* LCD que mostram a informação de tensão de saída, corrente de saída, campo magnético (em Oe, este campo é calculado a partir dos valores da corrente, tensão de saída e a resistência conectada à fonte de alimentação).
- ✓ Chaves de liga/desliga.
- ✓ Chaves de resets para os *displays*.
- ✓ Leds que indicam o funcionamento de cada um dos setores da fonte de alimentação.
- ✓ Conector à tomada de escolha 110/200 V.

5.2.2 Tecnologia empregada para a fonte de alimentação

Para poder cobrir os itens mencionados na seção anterior, a fonte foi construída em diferentes seções (ver Figura 5.16), foram empregadas circuitos integrados tradicionais para conseguir a comunicação com o computador empregando de interface a porta paralela (LPT1 ou LPT2), mediante um cabo de 25 fios.

A partir desta os dados digitais do computador são convertidos a uma saída analógica (mediante um conversor digital/analógico) com a corrente amplificada por uma série de transistores de potência (tipo NPN, para a parte positiva e, PNP para a parte negativa da fonte). Esses transistores são colocados como foi mostrado na Figura 5.14. A diferença mais significativa entre transistores é se estes são do tipo PNP ou NPN. Os dois tipos são simplesmente devidos a arranjos diferentes do material dopado.

A fonte para poder alimentar esses transistores foi obtida a partir de uma fonte dc robusta com corrente máxima de + 12 A e - 4.25 A com uma tensão elétrica contínua de $\pm 12 V$.

Os *displays* são controlados por dois PIC's 16F84 (ver seção 5.2.3), os quais mostram os dados de uma forma visual e compacta que ajuda a verificar o funcionamento da fonte. Os PIC são programados, gravados e montados na placa do circuito.

A placa do circuito foi obtida a partir do programa Orcad e Layout – Orcad, com os quais é possível desenhar e obter as trilhas da placa de forma automática no Layout – Orcad uma vez que o esquema eletrônico seja montado pelo Orcad (ver Figura 5.17). A placa fabricada é de dupla fase.

5.2.3 PIC e programação associada

No projeto da fonte de alimentação para o controle do campo magnético aplicado dc descrito na seção 5.2 é importante ter em conta o fato de mostrar os valores de saída desta fonte: a tensão, corrente, e o campo obtido por esses valores aplicados nas bobinas (ver Figura 5.13b). Para atingir esse fato foi adicionado ao circuito duas saídas visuais por meio dos LCD's que podem ser observados no esquema do circuito da Figura 5.16 (integrados U9 e U10) e as Figura 5.15 e Figura 5.17. Esses LCD's são controlados por esses integrados U9 e U10 que são PIC's.

Os PIC's são uma família de microcontroladores fabricados pela Microchip Technology, que processam dados de 8 bits e de 16 bits, e mais recentemente 32 bits, com extensa variedade de

modelos e periféricos internos, com arquitetura Harvard e conjunto de instruções RISC (conjuntos de 35 instruções e de 76 instruções), com recursos de programação por Memória flash, EEPROM e OTP. Os microcontroladores PIC's têm famílias com núcleos de processamento de 12 bits, 14 bits e 16 bits e trabalham em velocidades de 0 kHz a 48 MHz, usando ciclo de instrução mínimo de 4 períodos de clock, o que permite uma velocidade de no máximo 10 MIPS. Há o reconhecimento de interrupções tanto externas como de periféricos internos.

Podem ser programados em linguagem mnemônica (assembly) ou usando-se compiladores de linguagem de alto nível (Pascal, C, Basic) que geram um código em formato hexadecimal (Intel Hex format ou linguagem de máquina) que são usados para serem gravados na memória de programa desses microcontroladores. Para tal procedimento, utiliza-se um hardware especial (gravador) acoplado a um PC.

Um destes é o desenvolvido pelo Microchip Technology é o MPLAB. Esse é um pacote de programas que correm no Windows e que tornam mais fácil escrever ou desenvolver um programa. Pode descrever-se ainda melhor como sendo um ambiente de desenvolvimento para uma linguagem de programação standard e destinado a correr em um computador pessoal. Anteriormente, as operações incidiam sobre uma linha de instrução e contemplavam um grande número de parâmetros, até que se introduziu o IDE "Integrated Development Environment" (Ambiente Integrado de Desenvolvimento) e as operações tornaram-se mais fáceis, usando o MPLAB.

Outro entorno de programação desenvolvida é o PROTON PIC BASIC Compiler, é um entorno muito mais simples e flexível na linguagem de programação e pode desenvolver potentes aplicações.

Devido a este fato foi empregado o PROTON PIC BASIC para a programação dos PIC's 16F84 (integrados U9 e U10) esses controlam os LCD's (ver Figura 5.16) que estão montados no painel frontal da fonte construída (ver Figura 5.15). Neste caso os microcontroladores possuem vários periféricos além dos LCD's em cada um destes, tal como se pode observar no circuito da Figura 5.16.

5.2.4 Montagem da fonte de alimentação

A fonte foi montada em blocos, cada um deles relacionados. A primeira desta é referente à parte do controle com o computador, para isto foi empregado o circuito integrado 74LS374 o

qual ajudara a multiplexar a saída do computador dentro da fonte em conjunto com um 74LS04 os quais em combinação farão a funções lógicas desta fonte, controle de tensão e corrente positiva ou negativa, ativação dos relês, e ativar os PIC's para eles mostrar os dados de saída da fonte nos *displays* LCD's.

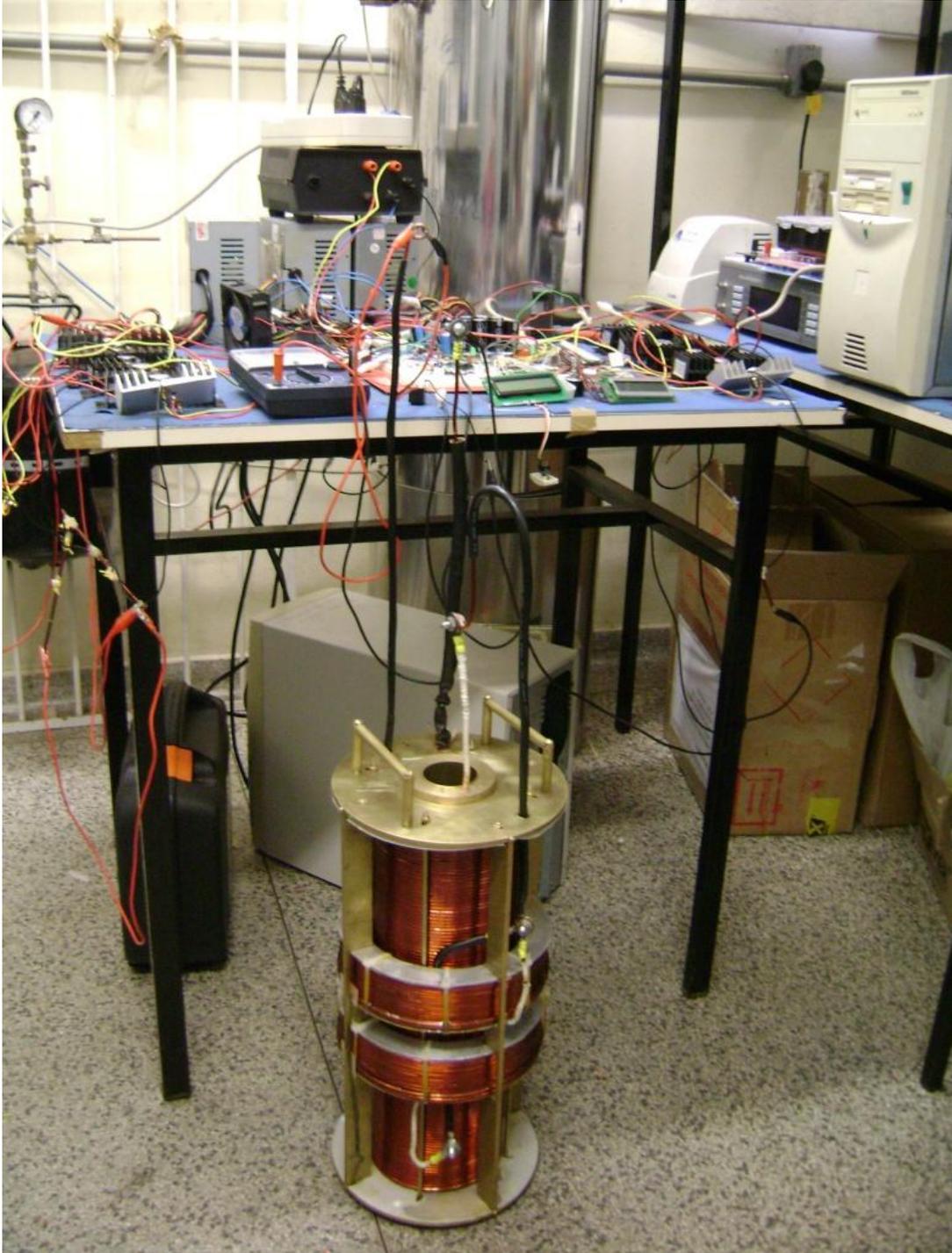


Figura 5.15: Montagem da fonte de Corrente. No protoboard e em funcionamento com o sistema de bobinas.

A entrada digital proporcionada pelo computador é convertida a um sinal analógico tanto positivo como negativo, mediante os amplificadores operacionais LM374, os quais a sua vez na saída tem um controle de alta impedância para conseguir uma alta estabilidade na saída da fonte.

A etapa de amplificação é realizada pelos transistores de alta potência tipo Darlington o MJ2955 para a parte negativa e o 2N3055 para a parte positiva, esses transistores são alimentados por uma fonte de alta tensão.

Todos esses blocos são montados em princípio em um protoboard e testados cada um destas etapas, até em conjunto com a bobina tal como mostra a Figura 5.15, logo disto é extraído o esquema eletrônico final que é mostrado na Figura 5.16 e montado numa placa eletrônica tal se descreve na Figura 5.17.

Finalmente podemos ver na Figura 5.18 a fonte de alimentação totalmente montada a qual foi empregada nas medidas realizadas neste trabalho de pesquisa.

A fim de conseguir manter uma carga estável na saída da fonte de alimentação foram agregados capacitores de alta carga tanto no ramo positivo como no negativo (ver Figura 5.15).

A Figura 5.17 em conjunto com a Figura 5.18, mostram completamente o processo da montagem desta fonte, descrita nesta parte do trabalho, de uma forma visual e didática.

Uma vez terminada de montar a fonte em questão foram realizadas os diferentes testes de rendimento desta e em conjunto com o sistema de bobinas, onde encontramos que foi atingindo o propósito desta fonte de corrente.

Quer dizer que: mediante a injeção de uma corrente controlada dc e estável, pode-se controlar o campo gerado pelo sistema de bobinas. Isto nos permitira realizar medidas com campo aplicado do tipo dc, sejam estas para curvas de magnetização, susceptibilidade dc em função da temperatura com um campo aplicado constante entre muitas outras mais aplicações deste sistema em conjunto: bobinas – fonte de corrente.

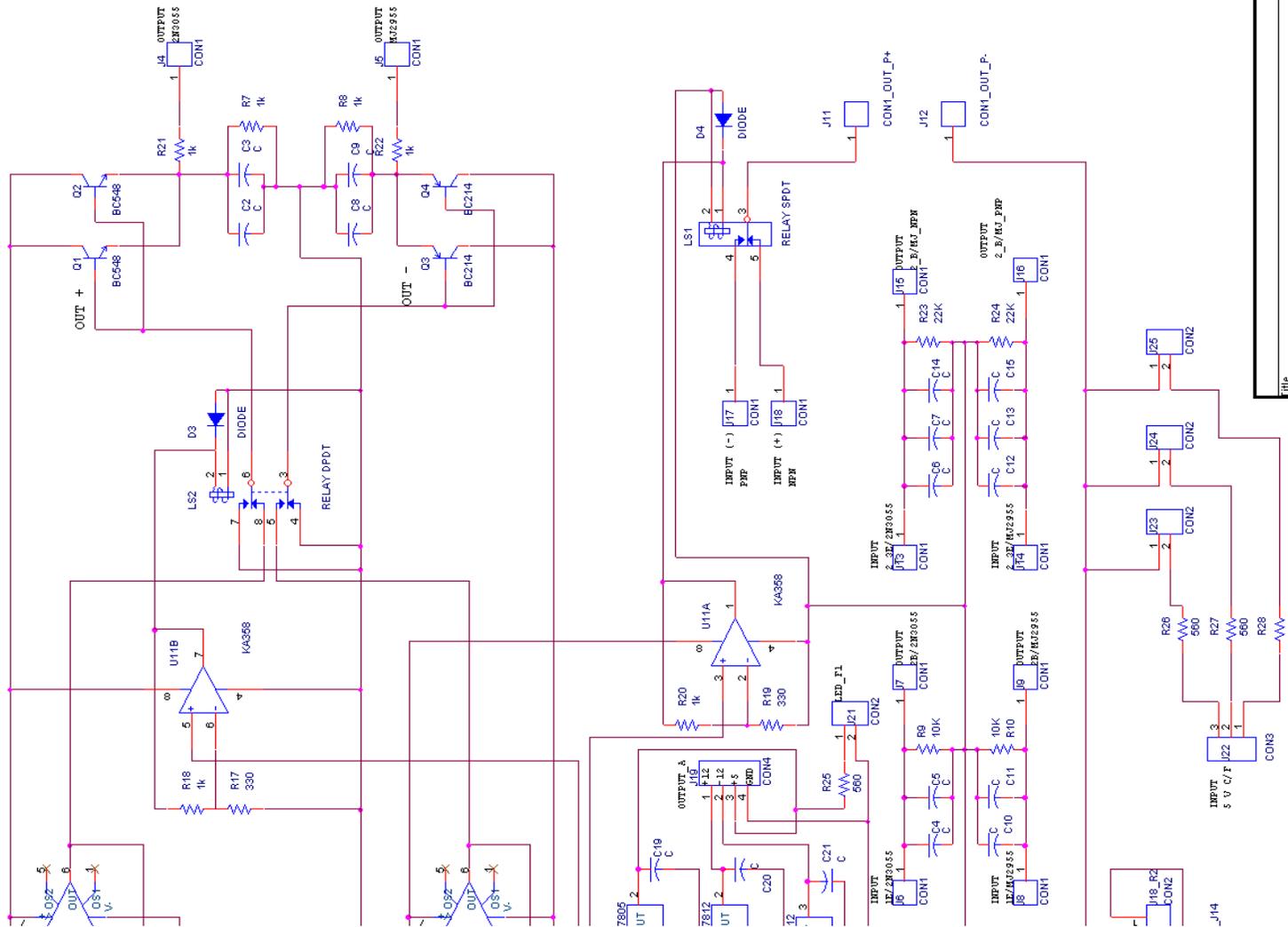


Figura 5.16: Diagrama eletrônico da Fonte de Alimentação.
Continuação

File	FONTE CORRENTE		
Size	Document Number	Rev	
A3	GMD_V.A.G. RIVERA	001	
Date:	Saturday, November 03, 2007	Sheet	1 of 1

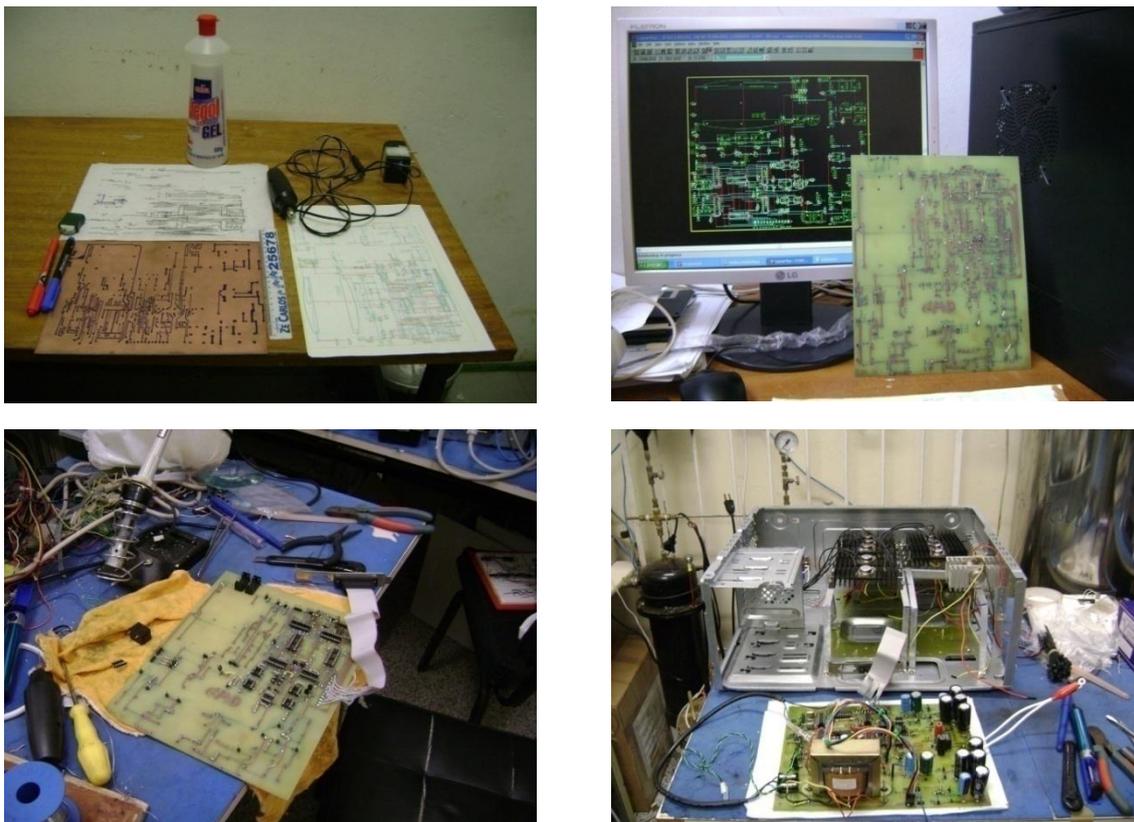


Figura 5.17: Processo da montagem da fonte de corrente, desde a fabricação da placa impressa, montagem dos componentes, o gabinete deste e vista final.

A Figura 5.18 mostra a fonte completamente montada e em funcionamento no laboratório. Cabe dizer que esta fonte também conta com um sistema de resfriamento que mantém a temperatura dos transistores de potência estável.



Figura 5.18: Fotografia da fonte finalmente armada e funcionando. Acima da fonte podemos observar o MFP-chaveador que será descrito nas seguintes seções e o medidor de vácuo para o criostato e câmara da amostra.

5.2.5 Curvas de calibração

A fim de verificar todo o feito até agora, ou seja, a saída e estabilidade da fonte de alimentação e o perfil do campo do sistema de medidas montados.

Na Figura 5.19, é mostrada a curva da tensão elétrica contra o tempo. Na curva (A) tenta-se mostrar o tempo de duração e a resolução de passo da fonte de alimentação. A curva é feita para várias voltagens de saída desta fonte. Podemos observar a estabilidade da fonte no tempo (ver curva (C)), isto devido aos capacitores colocados na saída da fonte. Na região central da curva (rotulada como (B)) se observa que a tensão elétrica é praticamente zero. Isto é devido a que os transistores colocados na saída têm uma tensão de ruptura, característico destes dispositivos (tipo NPN ou PNP), essa tensão elétrica não deveria ser maior que 0,7 volts no máximo. No entanto, lembremos que na saída é colocado vários transistores em cascada e a queda da tensão resulta uma “soma” de cada um destes, tanto no ramo positivo como no negativo.

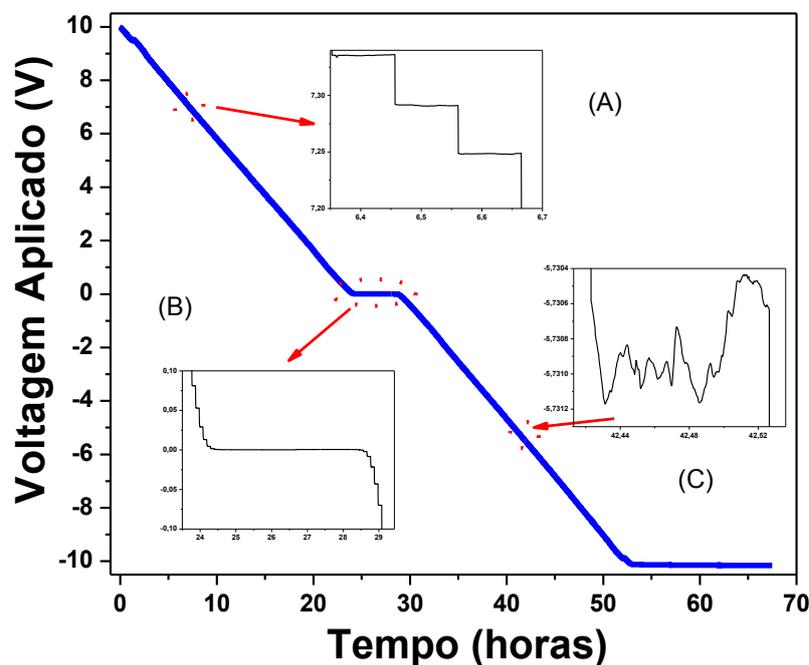


Figura 5.19: Tensão elétrica de saída da Fonte Vs tempo (horas). Curva obtida da saída da fonte de alimentação fabricada: a medida foi feita ligada no sistema de bobinas.

Por outro lado, na Figura 5.20, se mostra o perfil do campo magnético obtido do sistema de bobinas, aplicando uma corrente de 11 ampères com 9,2 volts mediante a fonte fabricada. O

sinal é adquirido mediante um sensor de efeito Hall, CYSJ1069 GaAs, da Chen Yang Technologies. Esse sensor é excitado com uma corrente de 5 mA e segundo a tabela mostrada no data *sheet* deste dispositivo por cada 1 mV medido equivale a 0,7 mT. Os dados foram coletados mediante o nanovoltímetro da Keithley 2182.

O perfil obtido é comparado com o mostrado nos resultados da simulação para um fator geométrico de Kelvin. A partir do resultado obtido podemos observar um bom rendimento tanto da fonte e do conjunto de bobinas fabricadas. Esses resultados permitem ter uma grande certeza destes equipamentos desenvolvidos no laboratório de nosso grupo de pesquisa.

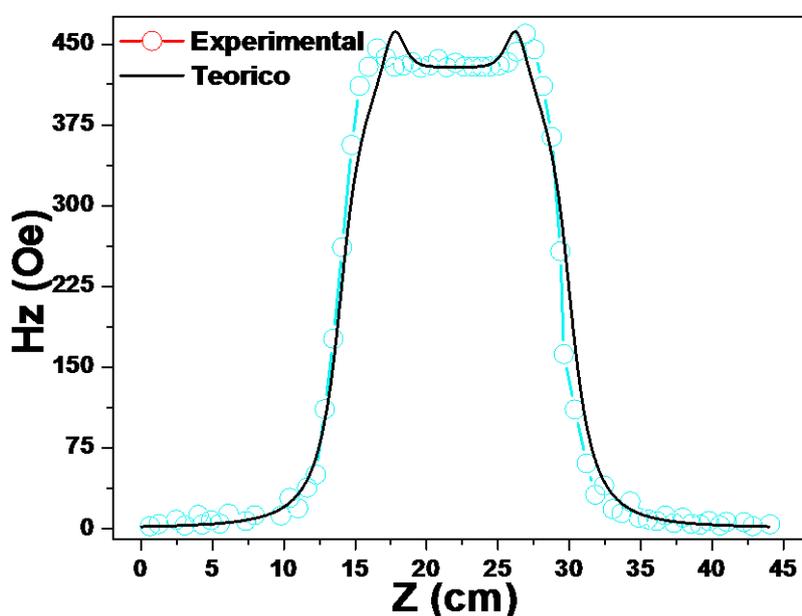


Figura 5.20: Perfil do sistema de bobinas medidos mediante um sensor Hall e comparado com os resultados teóricos obtidos (ver Figura 5.9(c)). Medida realizada a temperatura ambiente.

5.3 Implementação do criostato

No processo de implementação e montagem do arranjo experimental final (ver Figura 5.43) foi necessário uma série de etapas que levaram a atingir esse objetivo.

Nesta seção serão destacados os seguintes itens:

- Implementação da tampa do criostato Janis modelo 9VSRD, de acordo às necessidades envolvidas:
 - ✓ Feedthrough para o sensor S.QU.I.D.
 - ✓ Válvula de segurança.
 - ✓ Sistema de bombeio de vácuo.

- ✓ Conectores elétricos para o sistema de bobina.
- ✓ Saída do gás hélio para o sistema de recuperação de He.
- ✓ Entrada para a vareta de transferência de He líquido HeL, assim como também para o nitrogênio líquido.
- Vareta de 18 pinos.
- Vareta de 10 pinos.

Todos esses itens serão detalhados nas seguintes subseções.

5.3.1 Desenho e fabricação da tampa do criostato para o sistema proposto

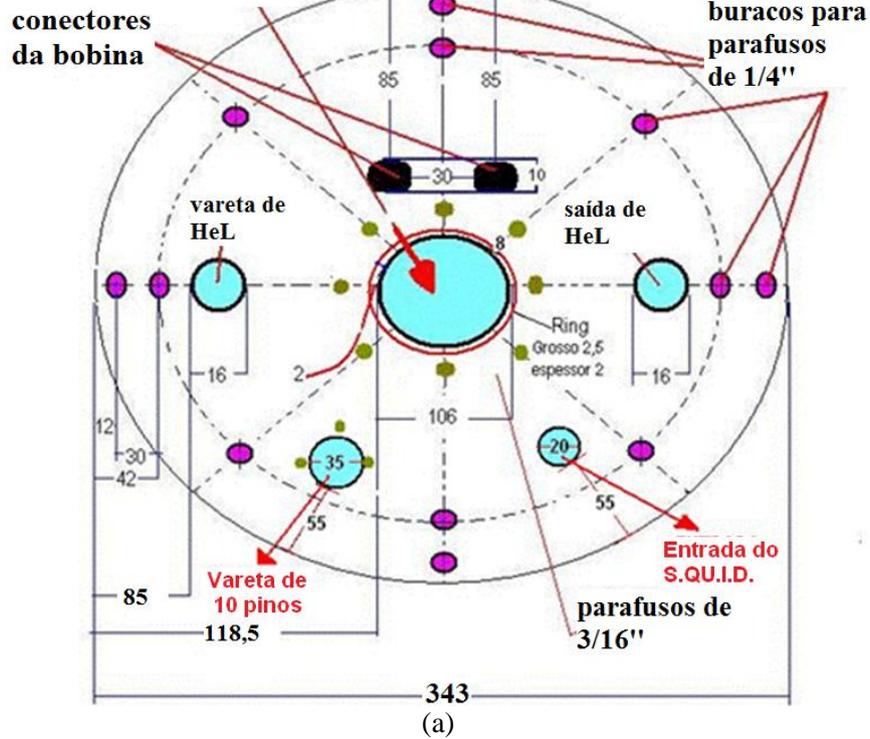
De acordo às necessidades mencionadas anteriormente foi em princípio fabricada a tampa de acordo ao desenho da Figura 5.21, o diâmetro externo da primeira tampa é o mesmo do criostato empregado. Nesta, em princípio, só foi projetada com os conectores elétricos do sistema de bobinas, a saída do He gás, assim como para a entrada do HeL e do nitrogênio líquido. Também são implementadas a entrada para o feedthrough do sensor S.Q.U.I.D., as duas entradas de diâmetros maiores que são para a vareta de 10 pinos e para a vareta de 18 pinos (entrada central), todo isto é observado na Figura 5.21(a), esta é uma pré-tampa do criostato. Embora, a entrada central é só para pré-tampa onde uma segunda tampa (Figura 5.21(b)) é a que vai ser a base para a vareta de 18 pinos o qual leva o cilindro que é o recinto para a porta – amostra junto com os sensores de temperatura e demais complementos.

A Figura 5.22 mostra uma vista lateral das duas tampas da Figura 5.21. O material empregado para a fabricação destas tampas é aço inox AISI não magnético. Os feedthrough para os conectores elétricos da bobina resultante (sistemas de bobinas) são feitos de latão e a fim de evitar contato elétrico com a tampa é feito o isolamento com teflon.

Os canais para os o-rings são projetados em cada uma das entradas da tampa, para garantir um bom isolamento térmico do criostato e evitar fugas do interior do criostato ao exterior.

Na Figura 5.23 se mostra o material empregado na fabricação das tampas mencionadas acima, e a Figura 5.23(b) mostra a tampa pronta e montada no criostato, junto com as varetas de 18 e 10 pinos, o buraco que é observado nesta Figura 5.23(b) é para localizar o feedthrough do sensor S.Q.U.I.D.

Tampa 1, vista por cima
tampa para o
porta-amostra



Tampa 2 vista
por cima

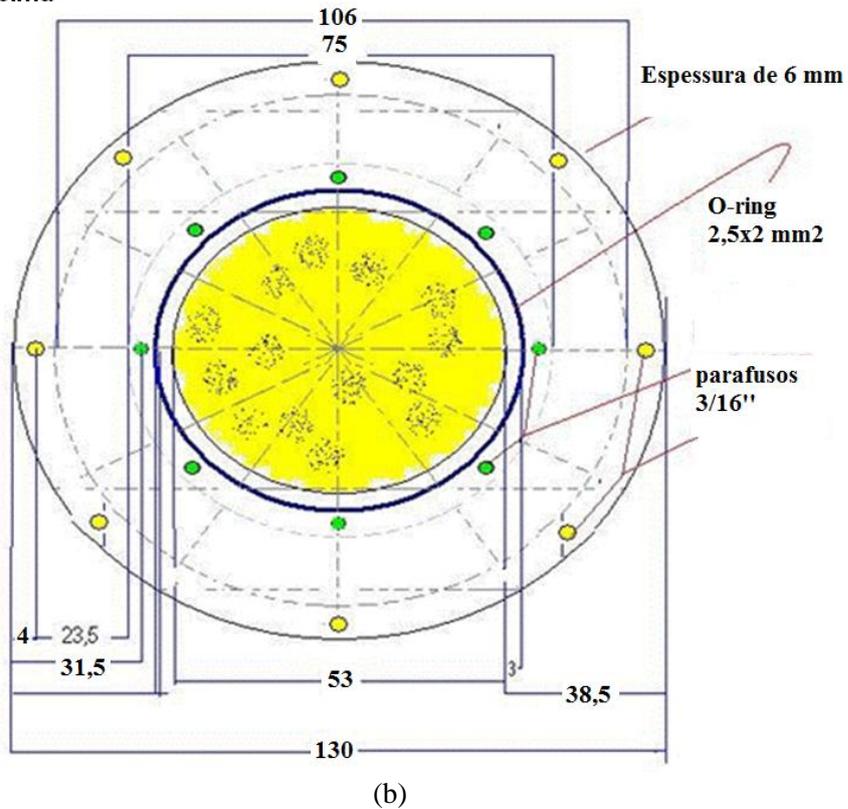
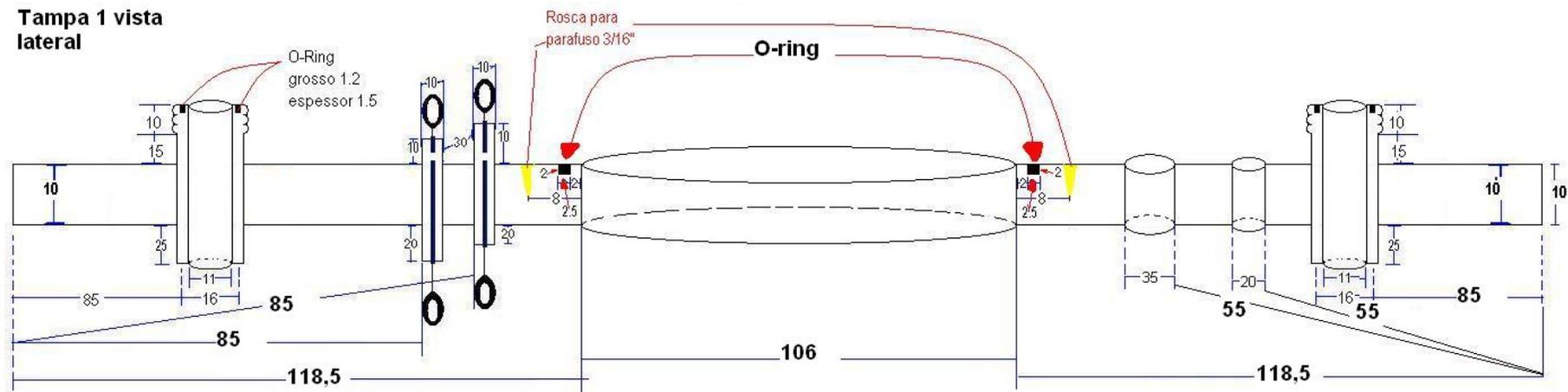
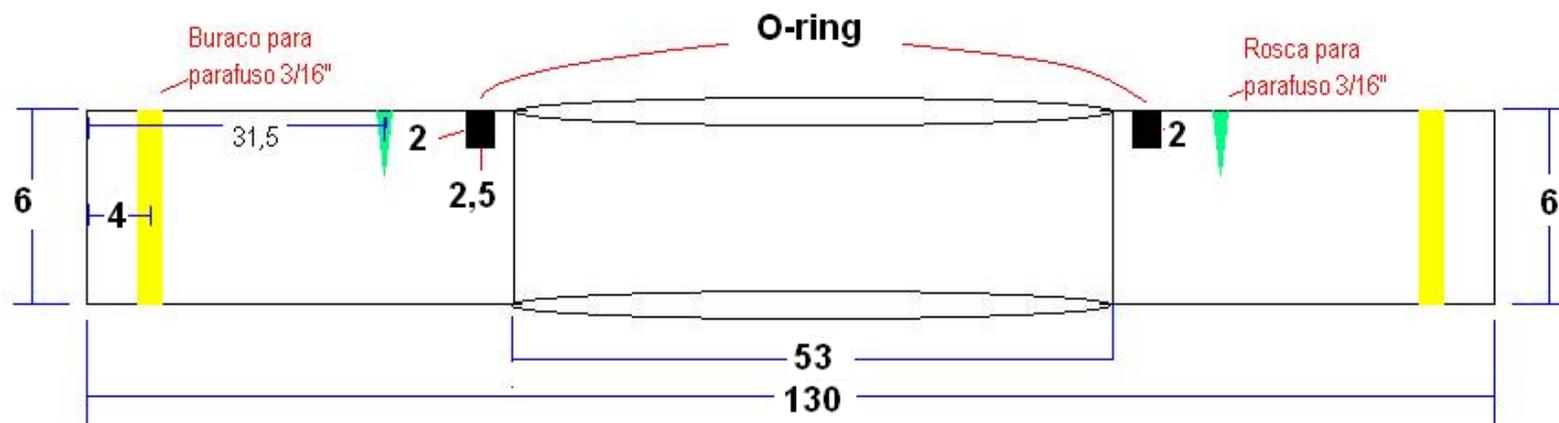


Figura 5.21: Tampas vista desde cima (a) Plano da tampa 1, mostrando cada um dos detalhes desta. (b) Esta tampa 2, ira acima da tampa 1 dando maior facilidade de trabalho nas conexões internas dentro do criostato e na remoção da vareta de 18 pinos.



(a)

Tampa 2 vista lateral



(b)

Figura 5.22: Vista lateral das tampa 1 (a) e tampa 2 (b) as quais fazem a tampa do criostato de acordo as necessidades deste projeto de pesquisa.

Lamentavelmente o teste realizado no criostato com esta tampa foi infeliz, devido a uma série de problemas encontrados, entre eles: fugas pelas soldas ocasionando vazamentos na hora de coletar o nitrogênio líquido, fuga por um feedthrough do conector elétrico e do sensor S.Q.U.I.D., entre outros.



(a)



(b)

Figura 5.23: (a) Material necessário para a fabricação da tampa, o teflon e o metal aço não magnético. (b) Tampa pronta e montada já no criostato.

A partir desta experiência negativa, foram feitas as modificações na tampa, colocando:

- ✓ Um novo feedthrough para o sensor S.Q.U.I.D.
- ✓ Válvula de segurança.
- ✓ Sistema de bombeio de vácuo.

Todas essas modificações são mostradas na Figura 5.24, assim como os outros acessórios necessários para atingir a montagem final.



Figura 5.24: Tampa modificada conforme o mencionado acima, novo feedthrough para o sensor S.Q.U.I.D., válvula de segurança e sistema de bombeio de vácuo, além da conexão para a manguera de silicone a qual é ligada ao sistema de recuperação de He, também podemos observar as duas varetas (18 e 10 pinos) ligadas suas respectivas tomadas. Ao lado do criostato podemos ver a válvula de controle de vácuo das paredes do criostato.

Da Figura 5.23(b) com a Figura 5.24 vemos as diferenças obtidas da tampa, logo desta ser modificada devido aos problemas apresentados no primeiro modelo desta.

5.3.2 Vareta de 18 pinos

A fim de poder controlar as variáveis e coletar os dados (Tabela 5-3) da amostra em análise foram feitas todas as soldas e conexões elétricas na vareta de 18 pinos.

A resistência registrada entre os pinos de saída final mostrada na Figura 5.25 (conectores dos equipamentos- ver Tabela 5-3) ao conector interno (ver Tabela 5-4) é de: $\sim 0,5 \Omega$ para cada um, o qual ajuda a minimizar possíveis problemas de contato mecânico – elétrico dos equipamentos com a amostra, sensores de temperatura, aquecedor e outros.



Figura 5.25: Conector externo da vareta de 18 pinos.

Para poder controlar a temperatura foi fabricado um aquecedor com uma resistência de $9,5 \Omega$, esta é mostrada na Figura 5.26(c), além da porta-amostra (ver Figura 5.26(c)), o qual tem na base uma safira que vai garantir um bom contato térmico com a base da porta-amostra.

Tabela 5-3: Descrição dos pinos conectores da vareta de 18 pinos.

Pino conector na saída da vareta	Função	Conector fora do criostato
A	SQUID_1 (Saída)	casca
B	SQUID_2 (Saída)	pino
C	Entrada (+) do SensorT_1 (V+)	C9_1
D	Entrada 1 para fonte AC/ χ_{AC}	pino
E	Entrada (+) do SensorT_2 (V+)	C9_6

F	Entrada do aquecedor (-)	casca
G	Entrada do aquecedor (+)	pino
H	Entrada/Saída opcional	pino
J	Saída (-) do SensorT_2 (I-)	C9_9
K	Entrada/Saída opcional	pino
L	Saída (-) do SensorT_1 (I-)	C9_4
M	SQUID_3 (Indutância)	pino
N	Saída (+) do SensorT_1 (I+)	C9_3
P	Entrada (-) do SensorT_1 (V-)	C9_2
R	Entrada 2 para fonte AC/ χ_{AC}	casca
S	Entrada (-) do SensorT_2 (V-)	C9_7
T	Saída (+) do SensorT_2 (I+)	C9_8
U	Saída (1) χ_{AC}	pino
V	Saída (2) χ_{AC}	pino

Podemos ver também nesta fotografia o recinto cilíndrico que isola o ambiente da amostra com o HeL. Verificamos também na fotografia o porta bobina que é empregado para realizar medidas $\chi_{ac}(T, h_{ac}, \omega)$, Figura 5.26(c). E finalmente podemos observar o conector final da vareta o qual é descrito na

Tabela 5-4. Dessa maneira é configurada essa vareta. Os pinos que se encontram no feedthrough desta vareta (Figura 5.25 e Figura 5.26(a)), são mostrados na Tabela 5-3.

Tabela 5-4: Conector interno dentro do criostato; i – input, o - output.

C 1	• iST1+	i1 χ_{AC}	• 9 D
P 2	• iST1-	i2 χ_{AC}	• 10 R
N 3	• oST1+	o1 χ_{AC}	• 11 U
L 4	• oST1-	o2 χ_{AC}	• 12 V
E 5	• iST2+	Nada	• 13 \emptyset
S 6	• iST2-	Opcional	• 14 H
T 7	• oST2+	Opcional	• 15 K
J 8	• oST2-	Nada	• 16 \emptyset



(a)



(b)



(c)

Figura 5.26: (a) Fotografia da vareta de 18 pinos completa. (b) Extremo final da vareta de 18 pinos e o recinto cilíndrico para isolar à amostra com o HeL. (c) Aquecedor (este se encontra atrás dos pinos conectores descritos na Tabela 5-3 e Tabela 5-4, porta-amostra, a cada extremo são localizados os sensores de temperaturas, e a amostra deve ser colocada sobre o safira que esta na parte central da porta-amostra.

5.3.3 Vareta de 10 pinos para o MFP-chaveador e o S.Q.U.I.D.

Esta vareta vai possibilitar as conexões elétricas do MFP iFL-301 com o MFP-chaveador (Figura 5.35, Figura 5.34 e Figura 5.41), esse dispositivo será descrito na seção 5.4.3. A vareta levará o sinal coletado dentro do recinto da amostra para o sensor S.Q.U.I.D. mediante o chaveador-MFP. Esse dispositivo consegue ser configurado nas diversas medidas que faz o sensor S.Q.U.I.D.-MFP (Figura 5.33) pelos diversos conectores NBC e escolhendo a medida a ser realizada por cada uma das chaves que dispõe (Figura 5.41).

Tabela 5-5: Configuração do conector interno – externo da vareta de 10 Pinos. As definições da segunda coluna são detalhadas na seção 5.4.3.

Conector da vareta	SENSOR MFP	Conector do Chaveador-MFP
A	S1	1
B	S2	2
C	R1	3
D	M1	4
E	R2	5
F	M2	6
H	P1	7
J	P2	8
K	P3	9
L	P4	10

Os pinos que se encontram no feedthrough desta vareta são descritos na Tabela 5-5 e os conectores externos e internos são mostrados na Figura 5.27 e Figura 5.28 respectivamente. Novamente foi tentado minimizar os efeitos de contato elétricos, e o valor de resistência obtido de um extremo da vareta de 10 pinos ao outro é de 4,3 Ω .

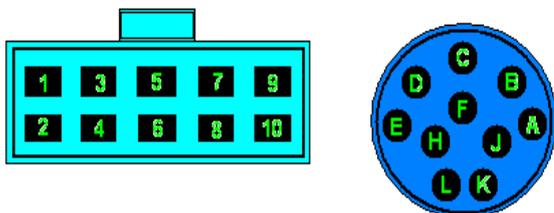


Figura 5.27: Conectores do chaveador MFP e da vareta de 10 pinos.



Figura 5.28: Conector da vareta de 10 pinos, dentro do criostato

5.3.4 Desenho e fabricação das bobinas transformadoras de fluxo

Para medir campos magnéticos, bobinas de captação podem ser conectadas diretamente no sensor S.Q.U.I.D. Neste modo, o sensor funciona como um detector de corrente sensível tendo uma entrada supercondutora com uma indutância de 2 μH (aparelho disponível em nosso grupo GMD). É seguro que o ruído (corrente de entrada) deve ser menor que $7 \times 10^{-13} \text{ A}/\sqrt{\text{Hz}}$, o que é equivalente a uma energia de $5 \times 10^{-31} \text{ J/Hz}$. Outras configurações de bobina podem ser utilizadas para realizarem medidas de susceptibilidade magnética, gradiente de campo, ou qualquer outro parâmetro que gera campo magnético de baixa frequência (dc para 50 kHz).

O fato tradicional

Para se medir campo magnético com o S.Q.U.I.D., utiliza-se uma bobina intermediária conhecida como bobina transformadora de fluxo (BTF - ver Figura 5.39(a)). Essa BTF é fabricada inteiramente de um arame supercondutor que faz uso da propriedade resistência zero dos supercondutores para coletar a densidade de fluxo magnético que vai atravessar por esta BTF devido à amostra em análise.

A amostra é colocada de forma concêntrica nessa BTF, isto é, o fato tradicional, de realizar medidas magnéticas como S.Q.U.I.D. partindo desta configuração experimental.

Ao calcular a sensibilidade da bobina de detecção deve-se lembrar que a porção desta no *feedback* externo que está em série com a bobina de detecção e com a bobina de entrada deve ser levada em conta. Assim, para uma bobina de detecção simples temos:

$$\Delta\Phi = NA\Delta B = (L_{entrada} + L_{detecção} + L_{feedback} + L_{leads})\Delta I \quad 5.17$$

Onde $\Delta\Phi(\Delta B)$ é a troca no fluxo do campo magnético penetrando a bobina de detecção, N é o número de voltas das bobinas de detecção, A área das mesmas, L a indutância de uma bobina e ΔI é a corrente circulante gerada pelas trocas no campo.

Com todo isto é sabido que nos aparelhos comerciais de S.Q.U.I.D., a bobina transformadora de fluxo “envolve” (Figura 5.39(a)) à amostra que vai ser estudada. O qual representa que área transversal desta bobina seja relativamente grande com respeito à sensibilidade desta referido ao sinal expelido pela amostra (supondo uma medida de magnetização), isto pode levar a sérios problemas de leitura e até ruídos no sinal do sensor S.Q.U.I.D.

Nossa Proposta

Para evitar os problemas mencionados acima, é proposto neste trabalho colocar a mesma bobina transformadora de fluxo (BTF) empregada na medida de $\chi_{ac}(T, h_{ac}, \omega)$, isto é a fim de garantir uma alta sensibilidade na bobina coletora ou também chamada de transformadora de fluxo.

Em princípio essa BTF foi fabricada com fio de cobre de um diâmetro de 10 μm .

Nesta conformação temos um campo local e transversal na amostra (gerado pela bobina primária deste sistema), a qual diminuiu possíveis efeitos de borda da amostra em análise. O sinal será coletado pela bobina secundária e enviado por médio do *feedback* ao iMC-303.

Neste caso não será feita nenhuma separação de fase (tal como é realizado a medida de χ_{ac}), mas será medida a diferença do sinal ($V_{bobina -sent -horario} - V_{bobina -sent -anti_horario}$) na bobina secundária, esta é conhecida como: bobina de detecção com primeira derivada, mas devo dizer que isto é quando a bobina “envolve” a amostra.

Porém, de acordo à configuração proposta é obtido bons resultados na sensibilidade da BTF.

5.3.5 Calibração dos sensores de temperatura carbon glass e cernox cx-1010

Para calibrar os sensores de temperaturas mencionados foi empregado outro controlador de temperatura *Lake Shore* 321, do laboratório do grupo de semicondutores do Instituto de Física de São Carlos (IFSC-USP), com um sensor Diode Silicon calibrado. Os sensores Carbon e Cernox são conectados na vareta junto com o outro sensor, o mais próximos possíveis e fixado mediante uma fita de cobre parafusada ao porta-mostra a fim de atingir um bom contato térmico destes sensores com o porta-amostra.

Os sensores Carbon e Cernox, são ligados ao controlador de temperatura *Neocera* LTC-21, de nosso grupo. Nele podem ser ligados os dois sensores de temperatura e fazer a leitura destes sensores em unidades de resistência com respeito à temperatura do outro controlador, os sensores são excitados com uma tensão de 10 mV.

O resultado desta calibração é mostrado na Figura 5.29.

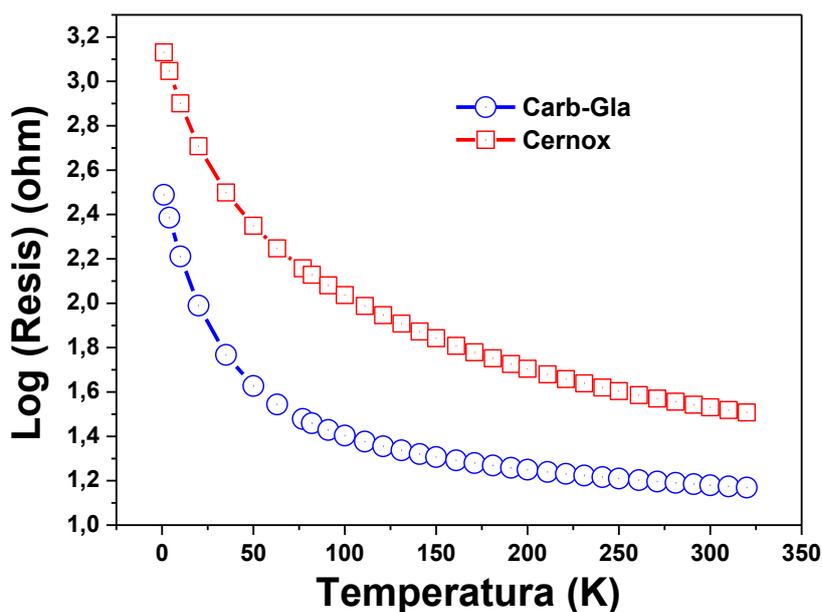


Figura 5.29: Calibração dos sensores Carbon e Cernox em função da temperatura registrada com o sensor Diode Silicon calibrado.

Os valores mostrados nesta curva do LogOhm, são devido que ao carregar as tabelas dos sensores no controlador de temperatura (Neocera LT-21) devem estar nessa unidade. Os dados foram adquiridos por um programa feito no labview, o qual é mostrado na seção 5.6. Na Figura 5.30 é mostrada a curva dos sensores Carbon e Cernox já calibrados em função da temperatura do sensor calibrado (Diode Silicon).

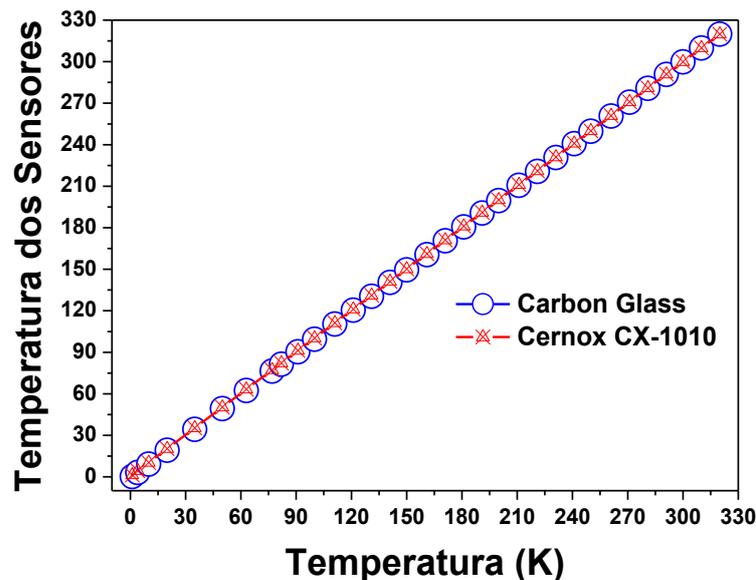


Figura 5.30: Temperatura do sensor calibrado Diode Silicon contra os sensores Carbon e Cernox já calibrados.

Observamos neste resultado que os valores obtidos na calibração para cada um dos sensores (através do programa mostrado na Figura 5.49(a)) são os corretos e que o valor de temperatura obtido de cada um destes serão corretos, no momento da realização das medidas a serem realizados.

Logo de calibrados os sensores, esses valores são carregados no controlador de temperatura Neocera mediante o programa mostrado na Figura 5.49(b), onde este abre os arquivos de dados de cada um deles e carrega esses valores e as configurações escolhidas pelo usuário a cada um dos sensores.

5.4 O sensor S.QU.I.D. e sua eletrônica envolvida

O S.QU.I.D é o sensor mais sensível disponível para medir campos magnéticos e gradientes de campos magnéticos. Consiste de dois supercondutores separados por uma pequena camada isolante ou metal (comumente chamada de barreira, com uma espessura menor à de 10 Å),

formando uma junção Josephson (JJ). Esta estrutura, JJ, foi predita por Brian Josephson em 1962 ^[5], mostrando que para uma tensão elétrica zero a supercorrente^{****} é dada por $I_s = I_c \sin \phi$. Onde ϕ é a diferença de fase das funções de onda nos dois supercondutores, e I_c é a corrente crítica, que é a máxima corrente onde o material permanece ainda no estado supercondutor. Josephson prediz também que, se uma tensão V é mantida no material, essa diferença de fase muda: $d\phi/dt = 2eV/\hbar$. Daí obtém-se como resultado uma corrente alternada de amplitude I_c com uma frequência $\nu = 2eV/\hbar$. Assim, a energia $h\nu$ é igual à energia do par de Cooper que *tunela* a barreira. Existe um terceiro efeito observado em JJ. Verifica-se que, quando um campo magnético constante é aplicado perpendicularmente a um anel supercondutor que contém duas JJ, efeitos de interferência fazem com que a supercorrente total dependa da intensidade do campo magnético. Este efeito, que permite medir pequenos campos magnéticos, é justamente aquele utilizado no dispositivo S.Q.U.I.D. Esse dispositivo pode ser configurado como um magnetômetro o qual serve para medir pequenos campos magnéticos, como por exemplo, medir campos magnéticos de organismos em vivo, devido a sua grande sensibilidade deste sensor (S.Q.U.I.D 10^{-15} Tesla, campo magnético terrestre 10^{-10} Tesla e campo magnético do cérebro 10^{-13} Tesla). A grande sensibilidade deste sensor vem associada com as mudanças do campo magnético medido com o quantum de fluxo magnético ϕ_0 . Se uma corrente polarizada é mantida constante no S.Q.U.I.D, a medida da tensão elétrica muda com a mudança da fase da JJ, que depende de ν ^{§§§§}.

São três os principais tipos de JJ utilizados para a fabricação de S.Q.U.I.D's. O primeiro é de uma junção de túnel ^[5]. As mais promissoras deste tipo de JJ são aquelas a de Pb-PbOx-Pb, Nb-NbOx-Pb e Nb-NbOx-Nb, onde a temperatura crítica de todos esses estão em 4,2 K. Este tipo de JJ apresenta uma histerese nas curvas $V \times I$ características. Para muitas aplicações, é essencial que essas curvas $V \times I$ características não apresentem histerese. A histerese pode ser removida colocando uma resistência (*shunted*) R na JJ, tal que agora o parâmetro de histerese é: $\beta_c \leq 1$, C é a capacitância da JJ (com um valor típico de 2 pF para uma JJ de $10 \times 10 \mu\text{m}$). Se

**** No estado supercondutor, os portadores são denominados de pares de Cooper, que se encontram num estado quântico macroscópico descrito por $\psi(\vec{r}, t) = |\psi(\vec{r}, t)| e^{i\phi(\vec{r}, t)}$

§§§§ Lembrar que: $\nu = d\phi/dt = 2eV/\hbar$.

$\beta_c \ll 1$ a curva $V \times I$ característica é descrita (na ausência de ruído) como ^[127]:

$$V = R(I^2 - I_c^2)^{1/2}.$$

A partir desta última equação é possível determinar a resistência dinâmica: $R_D = R \left[1 - \left(\frac{I_c}{I} \right)^2 \right]^{-1/2}$.

O segundo tipo de JJ é a ponte de Anerson-Dayem ^[128]. Nesta estrutura o tunelamento não é por barreira, mas os dois supercondutores são unidos por uma união fraca (*weak-link*). A JJ mais promissora deste tipo é baseada em Nb. O terceiro tipo amplamente utilizado na junção é a de ponto de contato. As propriedades deste tipo de junção têm sido bem estudadas por Zimmerman ^[129]. Esse ponto de contato baseia-se essencialmente em um ponto Nb pressionado sobre um bloco do mesmo material, Nb.

No caso das aplicações tecnológicas destas JJ em um dispositivo S.Q.U.I.D, temos duas configurações básicas:

S.Q.U.I.D dc: consiste de duas JJ, montadas sobre um anel supercondutor. Quando o fluxo magnético externo passa por esse anel, Φ_e , acontece uma mudança na corrente crítica das duas junções oscilando como uma função de Φ_e , com um período Φ_0 . A indutância do anel é L , a corrente crítica e resistência de ponte de cada JJ são I_c e R , respectivamente. O S.Q.U.I.D é polarizado com uma corrente constante I e, a corrente que passa através de cada JJ é $I_1(t)$ e $I_2(t)$. Tal que $I = I_1(t) + I_2(t)$. Essas correntes são relacionadas com as voltagens de cada JJ $V_1(t)$ e $V_2(t)$, e a diferença de fase em cada JJ $\theta_1(t)$ e $\theta_2(t)$, portanto do já demonstrado anteriormente, podemos ter: $I_1 = I_c \text{Sen}\theta_1 + \frac{V_1}{R}$, $I_2 = I_c \text{Sen}\theta_2 + \frac{V_2}{R}$, onde: $\frac{d\theta_1}{dt} = \left(\frac{2e}{\hbar} \right) V_1$ e $\frac{d\theta_2}{dt} = \left(\frac{2e}{\hbar} \right) V_2$.

Portanto, a tensão total medida no S.Q.U.I.D é: $V = V_1 + L_1 \frac{dI_1}{dt} + M \frac{dI_2}{dt}$ ou

$$V = V_2 + L_2 \frac{dI_2}{dt} + M \frac{dI_1}{dt}.$$

Onde, L_1 e L_2 são as indutâncias de cada uma das JJ e M é a indutância mutua do sistema. Essa diferença de fase é relacionada assim: $\phi = \theta_1 - \theta_2 = 2\pi\Phi_T/\Phi_0$, Φ_T é o fluxo total no S.Q.U.I.D. Chega-se a mostrar que a tensão medida no S.Q.U.I.D é uma função das fases das

JJ: $V = \frac{\hbar}{4e} \left(\frac{d\theta_1}{dt} + \frac{d\theta_2}{dt} \right)$. Para poder detectar uma mudança no fluxo do S.Q.U.I.D DC, é

polarizado com uma diferença de potencial não zero e, é aplicada uma modulação senoidal com amplitude de pico a pico de $\sim\Phi_0/2$ e uma frequência $f = 100$ kHz.

S.Q.U.I.D RF: Este tipo de S.Q.U.I.D ^[130] consiste de um anel supercondutor com indutância L (típica de 10^{-9} H) contendo apenas uma JJ com corrente crítica I_c , uma ponte de resistência R e capacitância C . É assumido que quando $\beta_c \ll 1$, a relação de fase assume uma relação senoidal, portanto, a curva característica $V \times I$ não tem histerese. Para estas condições a I_c é próxima a Φ_0/L . A diferença de fase determinada pela I_c no anel é: $I_s = -I_c \sin\left(\frac{2\pi\Phi}{\Phi_0}\right)$.

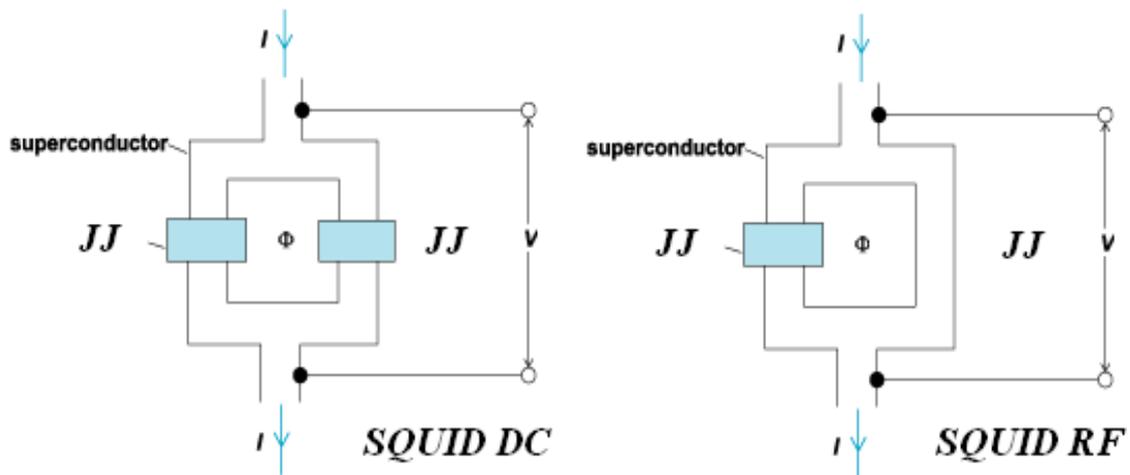


Figura 5.31: Tipos de S.Q.U.I.D. e suas configurações.

Na Figura 5.31(a) e (b) podemos observar as características entre os S.Q.U.I.Ds RF e dc.

Devido á sua natureza supercondutora, o sensor S.Q.U.I.D. deve ser mantido a temperaturas criogênicas, geralmente em um local chamado isolante Dewar. Outros componentes podem ser necessários para completar o processo de medição.

O aparelho com que contamos em nosso grupo GMD é da Tristan Technologies e consta das seguintes etapas:

- A eletrônica de aquisição de dados, o IMC – 303, o qual é o controlador do sensor S.Q.U.I.D. Este é capaz de modular diversos parâmetros do funcionamento do sensor assim como de adquirir o sinal da medida e amplificar esta de acordo aos requerimentos no experimento.
- Os cabos de conexão entre o iMC - 303 e o iFL – 301.
- O sistema de retro-alimentação do sensor S.Q.U.I.D., o iFL – 301.
- O MFP, onde se encontra o sensor S.Q.U.I.D.

Todos esses itens assinalados são mostrados na Figura 5.32.

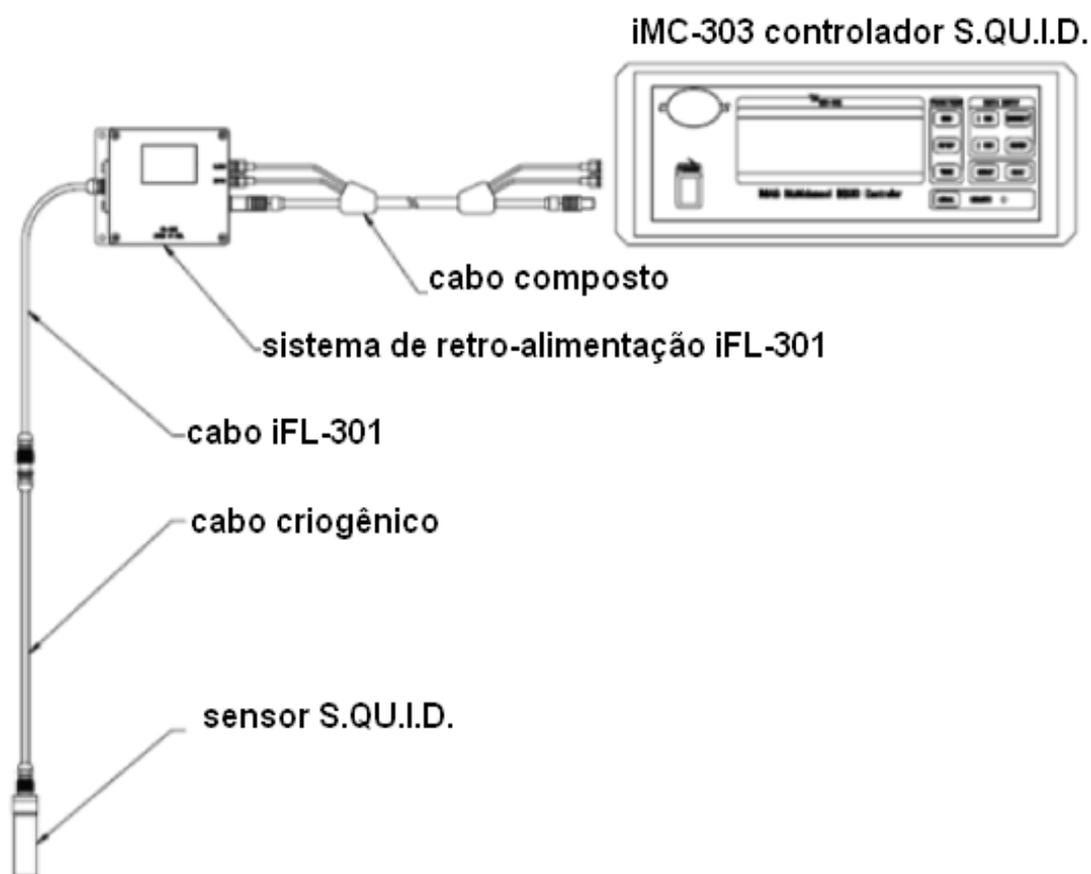


Figura 5.32: Configuração do sistema iMAG.

5.4.1 A ponta com múltiplas medidas (MFP)

O modelo MFP (*Multi-Function Probe*) engloba um pequeno recinto cilíndrico (ver Figura 5.34 e Figura 5.35), uma linha de transmissão flexível, e um recinto criogênico protegido. O recinto de temperatura é utilizado para agrupar todas as necessárias conduções elétricas e contém filtros adequados para minimizar os problemas a partir de sinais de interferência. Há um conector para operar a sonda. Os outros conectores são usados para fazer interface com outros equipamentos auxiliares requeridos para medições específicas, (sejam magnéticas ou de transporte).

Para medir campos magnéticos ou gradientes. Bobinas de captação podem ser conectadas diretamente no sensor S.Q.U.I.D. Neste modo, o sensor S.Q.U.I.D. funciona como um detector de corrente sensível tendo uma entrada supercondutora de com uma indutância de $2 \mu\text{H}$. É seguro que o ruído (corrente de entrada) deve ser menor que $7 \times 10^{-13} \text{ A}/\sqrt{\text{Hz}}$, o que é equivalente a uma energia de $5 \times 10^{-31} \text{ J/Hz}$. Outras configurações de bobina podem ser

utilizadas para realizarem medições de susceptibilidade magnética, gradiente de campo, ou qualquer outro parâmetro que gera campo magnético de baixa frequência (dc para 50 kHz). O MFP pode também ser configurado para medir trocas de tensão de baixa frequência instalando conectores no interior do recinto blindado na parte inferior da sonda. Quando assim configurado, o sistema funciona como um criogênico, amplificador de medidas de tensão com um ganho de 10^8 , uma resistência de entrada de 10Ω e um ruído rms menor que $10^{-13} \text{ V}/\sqrt{\text{Hz}}$. O sinal de saída amplificado pode ser medido usando um DVM ou qualquer outro dispositivo medidor de tensão. Nenhum outro acessório eletrônico é necessário para medir a tensão, ver Figura 5.33.

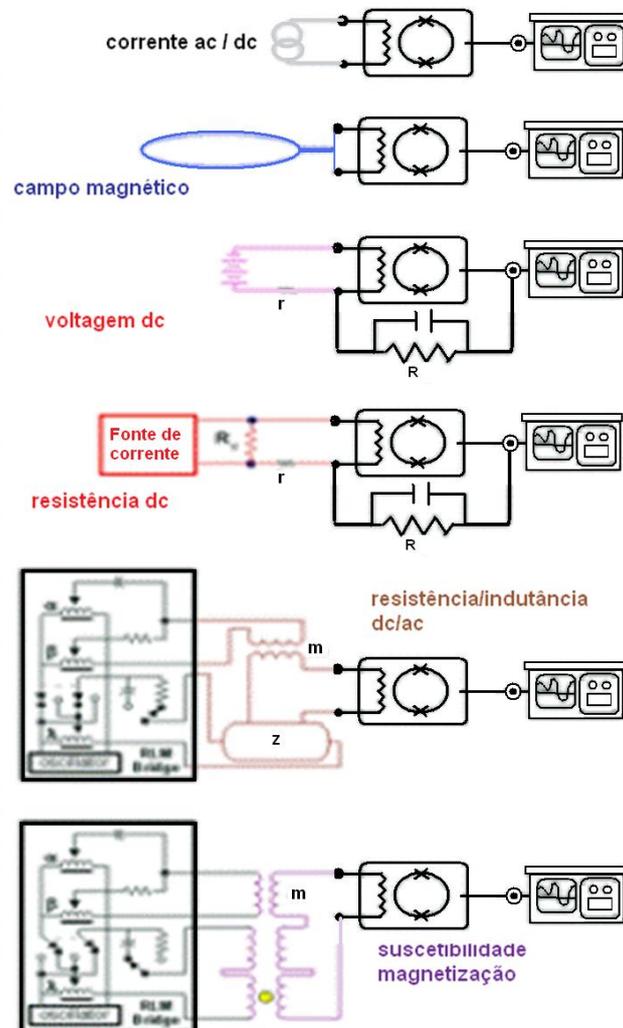


Figura 5.33: Esquema fornecendo o arranjo para cada tipo de medição.

A sonda também pode ser configurada para medir resistência pequena. Típicas aplicações para voltagens de baixa frequência e medidas de resistência incluem:

- Medidas de transições supercondutoras
- Detecção de infravermelho
- Resistividade de metais com alta pureza

entre outras.

Embora a porção criogênica deva ser mantida abaixo de 7 K, a amostra pode ser operada em qualquer temperatura. Quando uma fonte de tensão com uma resistência R_s e temperatura T_s é medida, bem como o produto $R_s T_s$ é maior do que $10,4 \text{ K}\Omega$, o ruído térmico da amostra irá dominar e é dada por $V = \sqrt{4kR_s T_s}$ (Vrms).

O MFP pode ser também utilizado para fazer medidas de indutância ac. Este modo de operação requer uma ponte de impedância ac ou uma ponte S.H.E. RBU ou equivalente.

O modelo MFP realiza uma variedade de medições eletromagnéticas ultra-sensíveis. Podemos citar:

- Campos magnéticos e gradientes com 10^{-12} Tesla
- Tensão dc e de baixa frequência ac com 10^{-13} V de resolução
- Resistência dc e de baixa frequência ac com $10^{-11} \Omega$ de resolução
- Indutância de baixa frequência própria e indutância mútua com 10^{-12} H de resolução.
- Momento magnético estático e de baixa frequência e susceptibilidade.

A Figura 5.33 mostra as conexões a ser realizadas para as medidas mencionadas acima de acordo com a necessidade do usuário.

Na Figura 5.34 e Figura 5.35 são mostradas as fotografias do recinto cilíndrico criogênico e os dez conectores, esses conectores são mostrados e identificados na Figura 5.39, com suas respectivas configurações das medidas diversas que este propõe.



Figura 5.34: Conectores internos do MFP (embutido no sensor S.Q.U.I.D. e acessórios).



Figura 5.35: O iFL-301 Flux-Locked Loop e o MFP.

Já na Figura 5.35 observamos o iFL-301 o qual junto com o MFP é todo um dispositivo fechado, e na Figura 5.36, podemos observar o diagrama elétrico – eletrônico deste dispositivo, cabe dizer que este só vai funcionar a baixas temperaturas ($T < 7$ K).

O sensor S.Q.U.I.D. é modulado pela técnica eletrônica *Flux-Locked-Loop* (FLL), um sistema de S.Q.U.I.D. da iMAG de Tecnologias de TRISTAN, o Inc. [131] (ver Figura 5.35). O sistema esta dividido em duas partes, o iFL-301 com eletrônica FLL se conecta diretamente ao S.Q.U.I.D. dc e o controlador de multi canal iMC-303. A eletrônica FLL possui um oscilador de 250 kHz e uma largura da banda de 20 kHz abaixo da operação normal. A eletrônica da TRISTAN tem uma fibra ótica e conexões de cabo coaxial entre as duas unidades separadas.

O FLL requer um S.Q.U.I.D. dc sem-histerese que é polarizada por uma corrente dc estática. Quando o nível de polarização da corrente é ótimo, a tensão elétrica pelo S.Q.U.I.D. será periódica no fluxo magnético pela BTF do S.Q.U.I.D. com uma máxima amplitude. Idealmente, a polarização da corrente $I_{pol}=I_c$ deveria ser perto à transição entre o estado zero e resistivo da tensão elétrica.

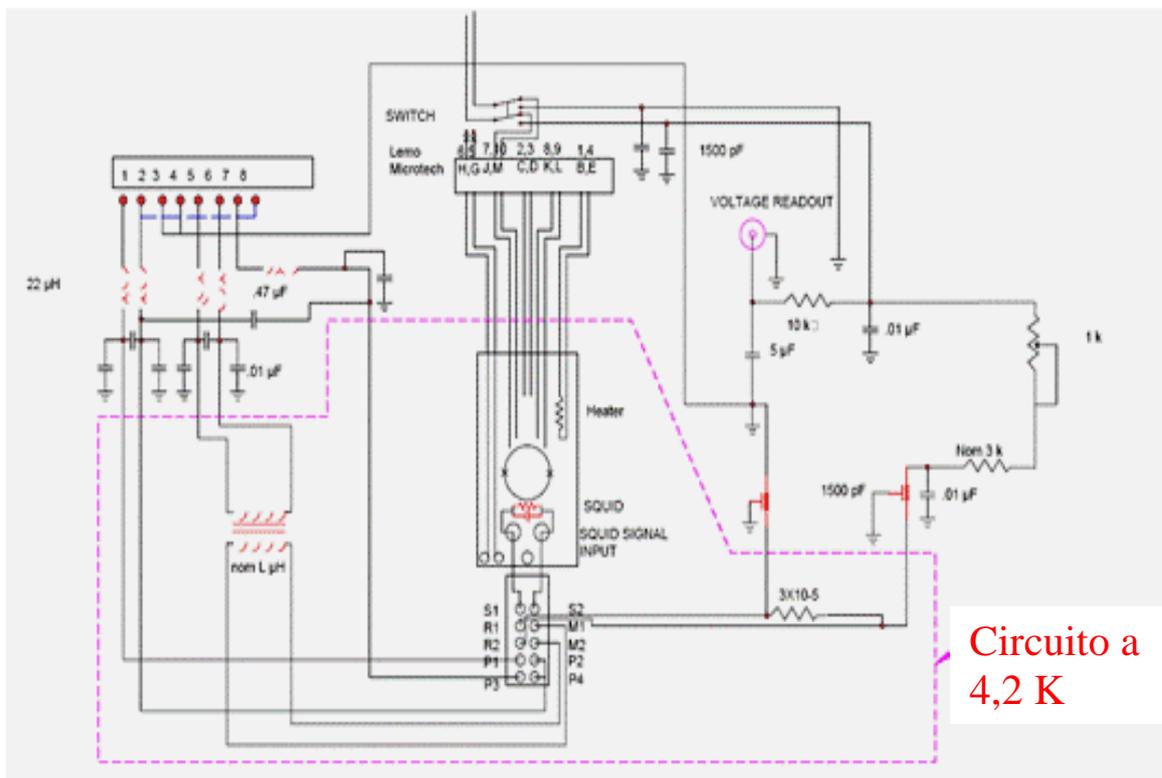


Figura 5.36: Diagrama elétrico do MFP.

Em operação normal, o FLL prevê um fluxo de ac ao redor de $\Phi_0/4$ para um ótimo S.Q.U.I.D. dc com uma frequência de oscilador de $f_{req} = 250$ kHz.

Por outro lado, se há um fluxo estático externo pequeno, então a tensão ac no S.Q.U.I.D. terá um componente a frequência f_{req} . A detecção deste sinal é a chave da técnica FLL com modulação ac.

A principal saída da eletrônica do FLL é a tensão produzida pelo *feedback* da corrente que flui pelo resistor R_f . Porém, devido a periodicidade da tensão no S.Q.U.I.D. contra a relação do fluxo, a eletrônica FLL não necessariamente fecha no estado de fluxo zero. Na realidade, pode fechar em qualquer estado que seja um múltiplo inteiro de ϕ_0 . Como resultado, somente mudanças de fluxo são refletidas na saída.

A Figura 5.37 mostra o diagrama de bloco do FLL. Além do S.Q.U.I.D., um amplificador, detector de fase, oscilador, e um resistor R_f , um integrador e um circuito de transformador que é incluído na eletrônica. O integrador atua como um elemento estabilizador no circuito *feedback* negativo. Devido a notáveis velocidades de propagação finitas para algumas das frequências um atraso com fase de 180° pode-se apresentar entre a eletrônica e no sinal da medida.

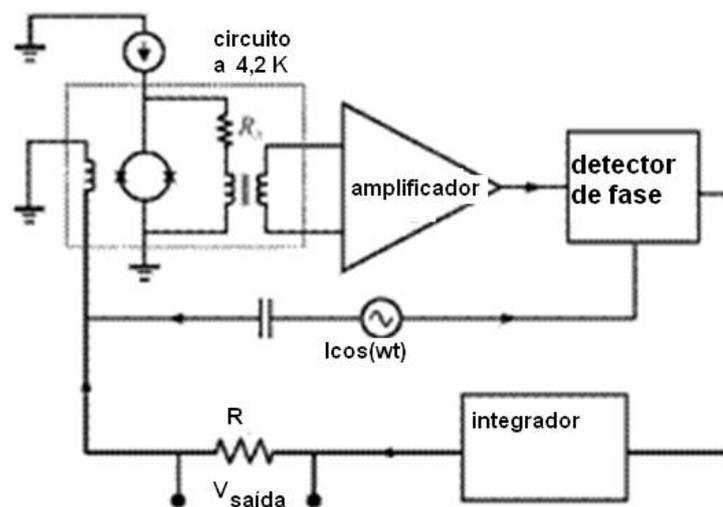


Figura 5.37: Diagrama de bloco do FLL.

5.4.2 A aquisição de dados deste S.Q.U.I.D. - o iMC-303

O controlador IMC-303 multicanal, vem incorporado com uma interface para o usuário, leituras e exibições da saída da eletrônica FLL, e ajuste dos parâmetros como corrente de

modulação, amplitude, e ganho no amplificador, além do controle do filtro de ruído eletrônico, do tipo dc e ac para baixas e altas frequências, na Figura 5.38 temos uma vista frontal deste equipamento.

O fato de ser multicanal possibilita a conexão de mais três sensores S.Q.U.I.D. sejam LTS ou HTS, e sua configuração e aquisição de dados de cada um destes pode ser feita desde o painel frontal ou mediante o computador. Para maiores detalhes deste equipamento podem ser encontrados no manual deste.



Figura 5.38: Panel frontal do controlador do S.Q.U.I.D. iMC-303 multicanal da Tristan Technologies.

5.4.3 Desenho e fabricação do MFP-chaveador

Como já foi mencionado esse MFP, consegue fazer diferentes medidas, porém o problema encontrado aqui é que se o usuário deseja em um momento trocar de medida inicial, por exemplo, magnetização por de resistividade dc, então ele teria que tirar o MFP do banho de HeL fazer as novas ligações (ver: Figura 5.34(e) e Figura 5.39) e, de novo introduzir todo o dispositivo dentro do recinto do criostato, ocasionando diversos problemas (técnicos, entre outros).

Para evitar todo esse trabalho (perda de tempo e problemas técnicos), foi projetado um dispositivo chamado de MFP-chaveador, capaz de realizar essas configurações fora do criostato, e sem a necessidade de retirar o MFP do banho do HeL, e configurar este para uma nova medida. O processo de fabricação é mostrado na Figura 5.40.

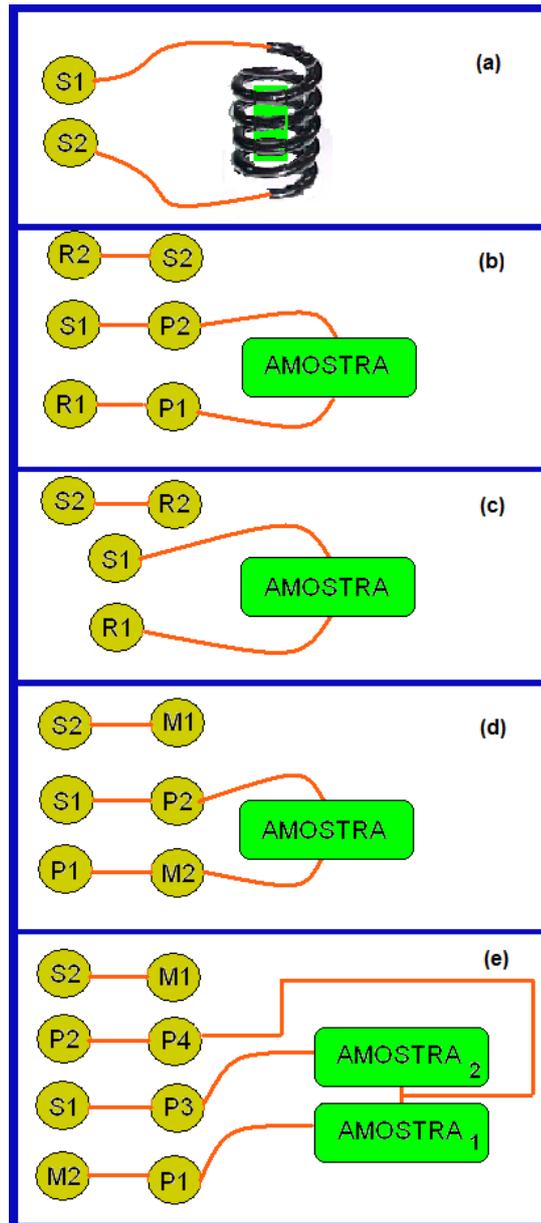


Figura 5.39: Desenho modificado do MFP- S.Q.U.I.D. da Tristan Technologies e suas diversas configurações na realização das diversas medidas: (a) magnetização (a BTF “envolve” a mostra em estudo) (b) resistividade dc (c) tensão dc (d) resistividade ac e (e) impedância mútua, entre duas amostras.

A Figura 5.40, mostra o esquema do circuito impresso e os resultados das trilhas obtidos mediante os programas Orcad e Layout-Orcad, nesse circuito impresso, será montado os componentes do chaveador-MFP.

O MFP-chaveador junto com a vareta de 10 pinos (ver seção 5.3.3) levará o sinal coletado dentro do recinto da amostra (por exemplo, da BTF) para o sensor S.Q.U.I.D. mediante o chaveador-MFP. Esse dispositivo consegue ser configurado nas diversas medidas que faz o sensor S.Q.U.I.D.-MFP (Figura 5.39) pelos diversos conectores NBC e escolhendo a medida a ser realizada por cada uma das chaves que dispõe (Figura 5.41).

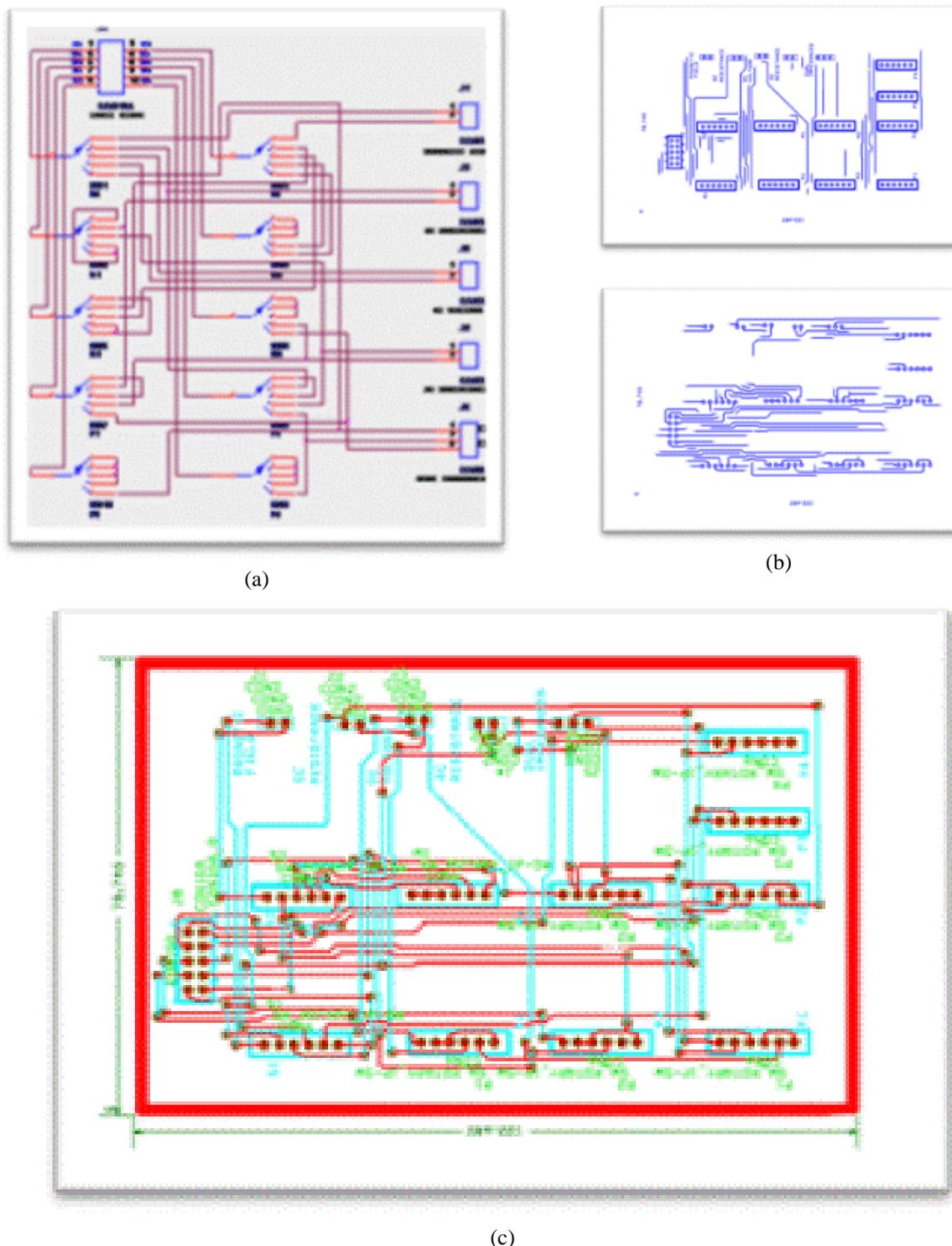


Figura 5.40: Fabricação da placa impressa do MFP: (a) Esquema eletrônico. (b) Layout para a fabricação da placa impressa: frente e verso. (c) Placa impressa a ser fabricada na placa de cobre.

Este dispositivo sem dúvida é de grande ajuda e permite a realização de várias medidas de uma única amostra sem a necessidade da manipulação constante do MFP, do sensor S.Q.U.I.D. e demais acessórios, além disso, o fato de tirar e colocar o MFP, origina o

problema de perda de HeL e tempo a cada momento que se desejaria trocar de medida na mesma amostra.



(a)



(b)

Figura 5.41: MFP-chaveador (a) Vista frontal dos diversos conectores e medidas disponíveis deste dispositivo em conjunto com o MFP e o iMC-303, cada conector BNC está com a legenda da medida que pode ser realizada com este. (b) Conector macho para o cabo que levará o sinal à vareta de 10 pinos.

Para um ótimo funcionamento deste dispositivo foi preparado um cabo de 10 fios que possibilita a conexão entre o MFP-chaveador e a vareta de 10 pinos, tal como pode ser visto na Figura 5.42.

Para minimizar possíveis perdas do sinal por o contato mecânico e ruído neste a resistência de cada fio é $< 2 \Omega$, e o cabo foi blindado em seu interior.

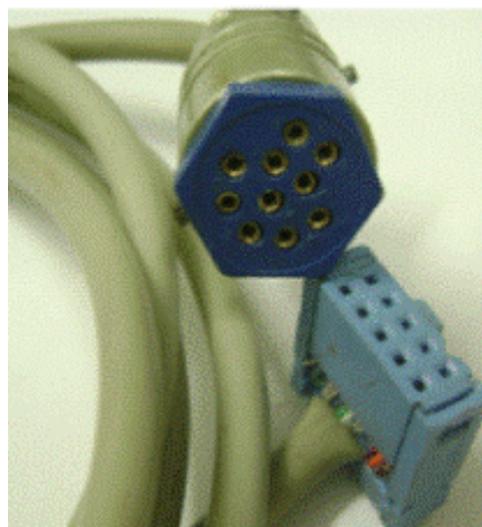


Figura 5.42: Cabo conector para a vareta de 10 pinos com o MFP.

5.5 Montagem do sistema

Uma vez cumprida todas as etapas anteriores com êxito, foi realizado a montagem de todos os equipamentos:

- Computador – placa de interface da HP, e a instalação do programa Labview para a realização dos programas de aquisição de dados dos equipamentos, para os diversos experimentos propostos nesta pesquisa.
- Um lock-in, da G&G modelo 7265.
- Um nanovoltmetro da Keithley modelo 2182.
- O MFP-chaveador.
- O controlador multicanal IMC-303 da Tristan Technologies.
- O iFL-301 e o MFP, esse último dentro do criostato, mergulhado no banho de HeL, esses dois equipamentos são da Tristan Technologies.
- Um controlador de temperatura *Neocera* LT-21.
- A fonte de corrente (de ± 10 V de -3 até 12 A).
- Uma fonte de corrente dc/ac programável da Keithley modelo 6220.
- Um multímetro da Keithley modelo 2001.
- O sistema de bobinas: a bobina central, conectada em série, com as duas bobinas corretoras ligadas em paralelo. Este sistema dentro do criostato, mergulhado no banho de HeL.
- A tampa do criostato com seus acessórios.
- A vareta de 18 pinos e o porta-amostra.
- A vareta de 10 pinos que liga o MFP com o MFP-chaveador.
- A bomba mecânica de vácuo da BOC Edwar modelo 18.
- Medidor de vácuo Pirani 501 e o sensor PRE10K.
- Diferentes adaptadores NW25/20, NW25, NW20, e outras; como a válvula de alívio de pressão, chaves de entradas e saídas de fluxo, a mangueira de silicone colocada na saída da tampa para coletar o gás He e enviar ao sistema de recuperação.

Em torno do criostato, são colocados dois cilindros μ -metal concêntrico a fim de diminuir os efeitos de ruídos externos dentro do recinto da amostra e do sistema em geral.

A disposição e montagem de todos esses equipamentos junto com o criostato e acessórios é mostrado na Figura 5.43.

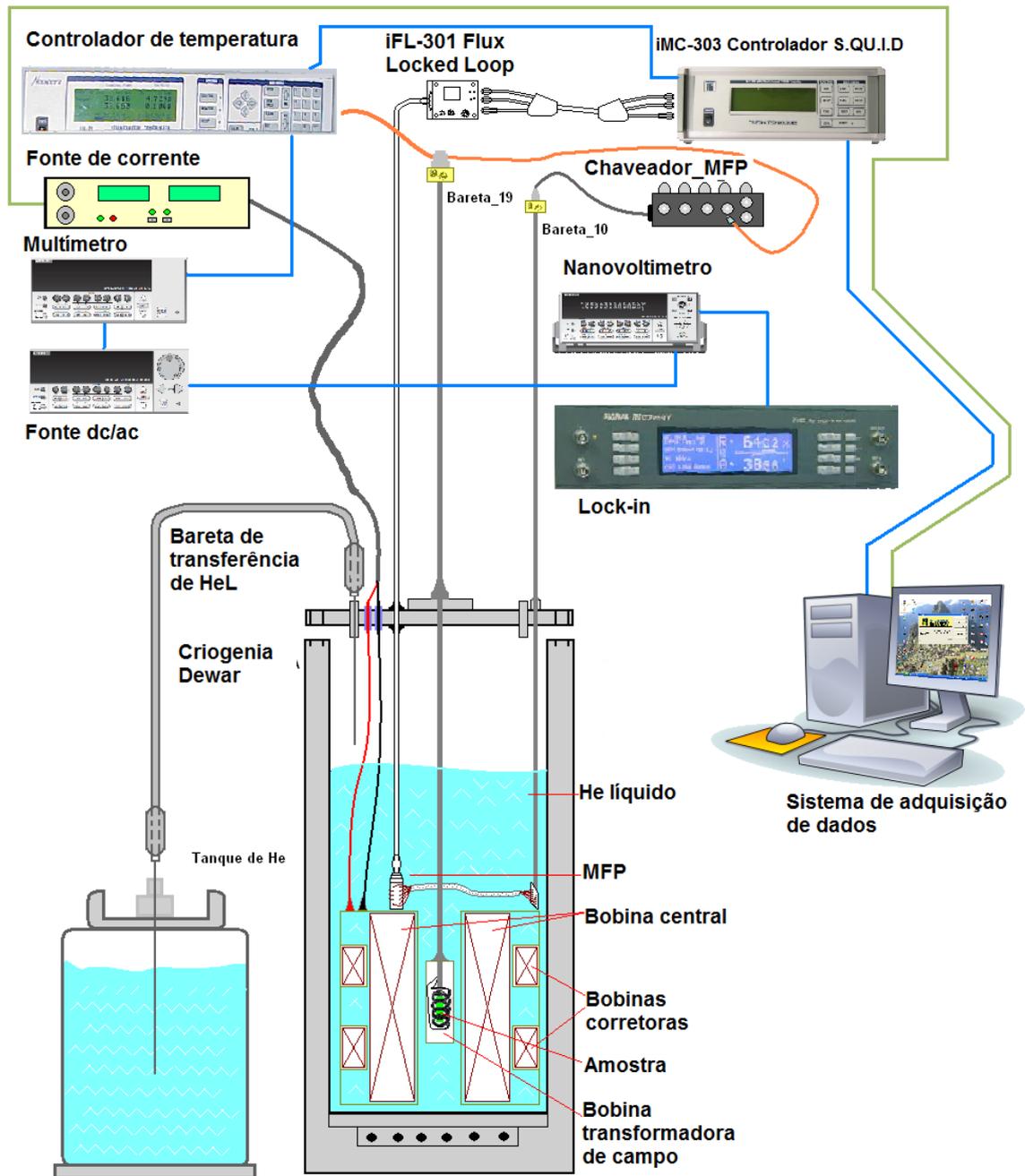


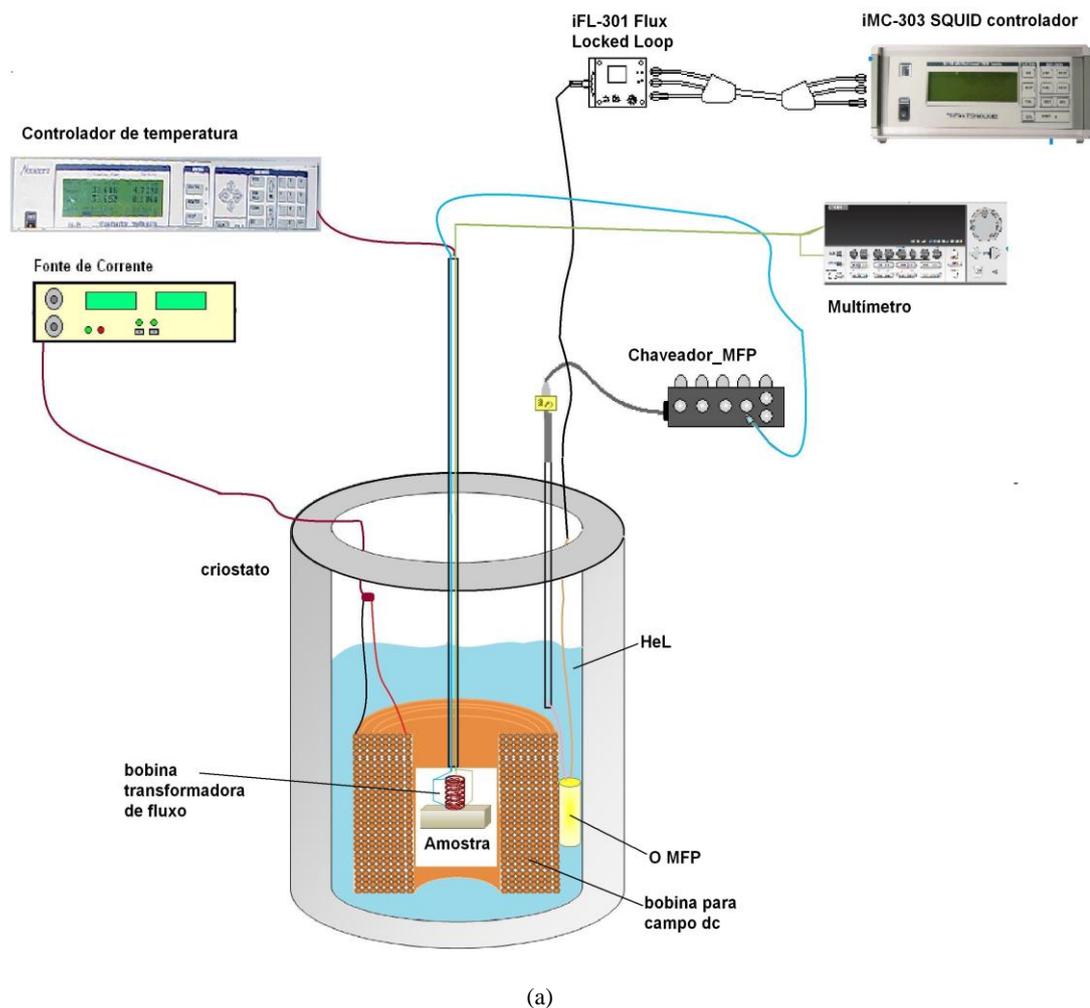
Figura 5.43: Esboço da montagem final dos equipamentos, criostato e acessórios para o sistema proposto nesta tese.

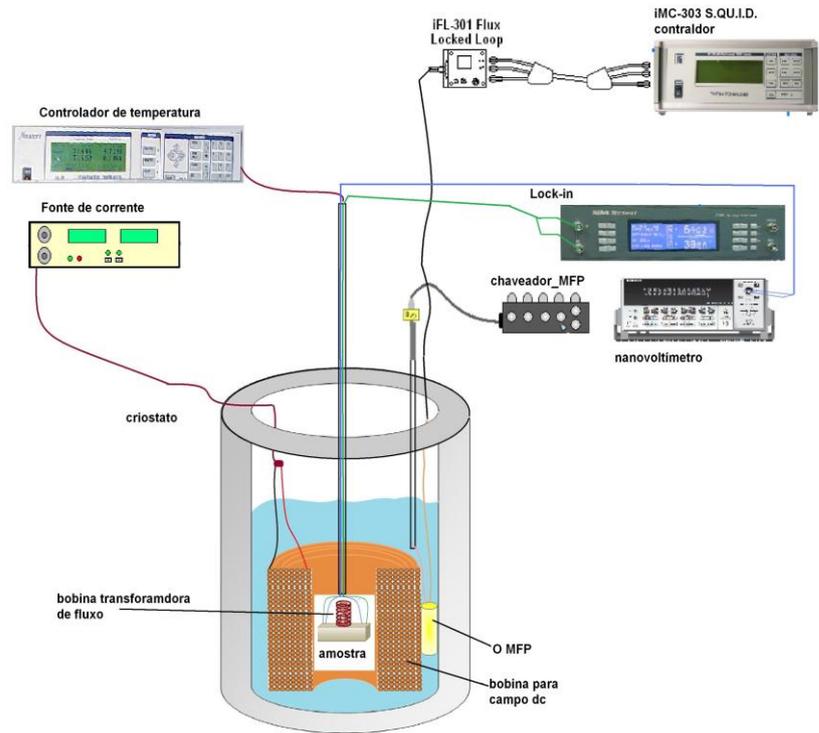
A partir desta montagem central mostrada na Figura 5.43 podem ser obtidas diferentes medidas tal como podemos observar na Figura 5.44. As medidas que podem ser realizadas são:

- χ_{ac} em função da temperatura com ou sem campo aplicado.
- Espectro de χ_{ac} para campos aplicados ac ou dc.

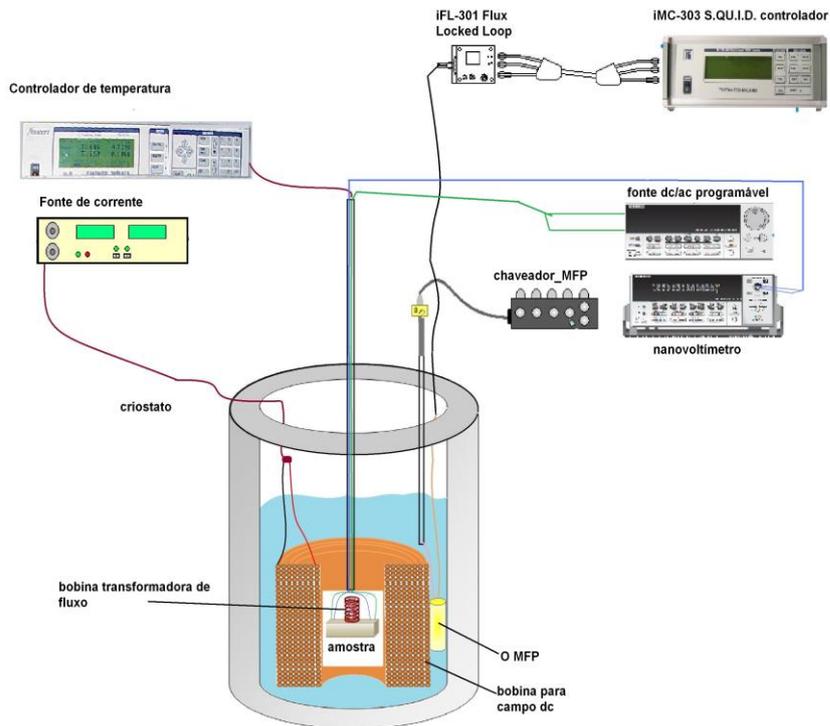
- Curvas de magnetização em função da temperatura com ou sem campo aplicado (dc ou ac).
- Curvas de magnetização para campos dc ou ac, a temperatura constante.
- Resistividade ac/dc em função da temperatura com ou sem campo dc aplicado.
- Medidas de transporte, curvas características $V \times I$ com ou sem campo aplicado dc/ac medido com o nanovoltmetro ou com Tristan Technologies e a fonte de corrente dc.

Na legenda da Figura 5.44, são descritos cada um dos arranjos experimentais assim como também a disposição dos equipamentos necessários para a realização destas medidas.





(b)



(c)

Figura 5.44: Arranjos experimentais propostos apartir da Figura 5.43. (a) Medida de ρ_{ac} com o nanovóltmetro ou com Tristan Technologies em função da temperatura com ou sem campo dc aplicado. (b) Medida de χ_{ac} em função da temperatura com ou sem campo aplicado. Medida do espectro de χ_{ac} para campos aplicados ac ou dc. Medida de magnetização em função da temperatura com ou sem campo aplicado. Medida de curvas de magnetização para campos dc ou ac. E medida de χ_{dc} em função da temperatura. (c) Medidas de ρ_{dc} com o nanovóltmetro ou com Tristan Technologies e a fonte de corrente dc em função da temperatura com ou sem campo dc aplicado. Medidas de transporte, curvas características $V \times I$ com ou sem campo aplicado dc/ac medido com o nanovóltmetro ou com Tristan Technologies e a fonte de corrente dc.

A fim de realizar essas medidas, é necessário empregar um determinado software que nos permita a comunicação entre os equipamentos com o computador e este por meio de uma interface visual nos permita a visualização dos dados adquiridos assim como também a manipulação das variáveis externas do sistema em análise a fim de poder obter a maior quantidade de informação da amostra em estudo.



Figura 5.45: Fotografia que mostra a montagem pronta do sistema tal como é descrito anteriormente. Observa-se o criostato, fonte de corrente, o MFP-chaveador, recinto de gas He, que é utilizado para purgar o recinto da porta-amostra, o controlador e a bomba de vácuo, entre outros.

5.6 Desenvolvimento dos programas de controle para cada um dos equipamentos e medidas realizadas

Finalizando este capítulo, será mostrado a seguir os programas desenvolvidos para a realização de todas as medidas experimentais mencionadas na seção anterior e mostrados na Figura 5.44. Em princípio a linguagem de programação empregada é o LabView (*Laboratory Virtual Instrument Engineering Workbench*) da National Instrument.

A interface utilizada entre o computador e os equipamentos é da HP-IB E2071/8234 tipo ISA, com conector externo do tipo IEEE-488. Esta placa é de fácil instalação no interior do computador e mediante sua única entrada exterior é conectado todos os equipamentos mostrados Figura 5.43, esses equipamentos são todos ligados em série, a fim de obter um ótimo rendimento do conjunto computador – interface com os equipamentos.

O LabView é uma programação gráfica, os principais campos de aplicação são de automação e medições. A programação é feita de acordo à necessidade do fluxo de dados. A programação deste consta de dois painéis, o painel frontal o qual é a interface do computador com o usuário e outro painel onde é feita a programação gráfica mediante blocos e filamentos entre esses blocos.

Tanto no que se refere à automação e nas medições o LabView é capaz de trabalhar com diferentes protocolos de comunicação: GPIB, IEEE488-1, VISA, serial e outros. E nosso caso devido à placa de interface que temos foi utilizado o protocolo tipo VISA.

Uma das vantagens de empregar o VISA (*Virtual Instrument Software Architecture*) é que usam muitas das mesmas operações para comunicar com instrumentos embora dependa do tipo de interface. Por exemplo, o VISA escreve um comando ASCII a um instrumento com interface serial com um tipo de mensagem baseado no mesmo instrumento, GPIB, ou VXI. Assim, VISA prevê independência de interface. Isto pode ser fácil de trocar interfaces e também ao usuário que têm que programar instrumentos para diferentes interfaces uma única linguagem de programação.

Outra vantagem de utilizar o VISA é sua funcionalidade de chamar e empregar outro tipo de linguagem de programação como o C, ANSI entre outros. Outra vantagem é que uma linguagem orientada a objetos que é de fácil adaptação para o desenvolvimento de novas interfaces de instrumentos.

A seguir é mostrado na Figura 5.46, um pequeno diagrama de fluxo geral que é empregado na hora de fazer o programa necessário para uma determinada necessidade.

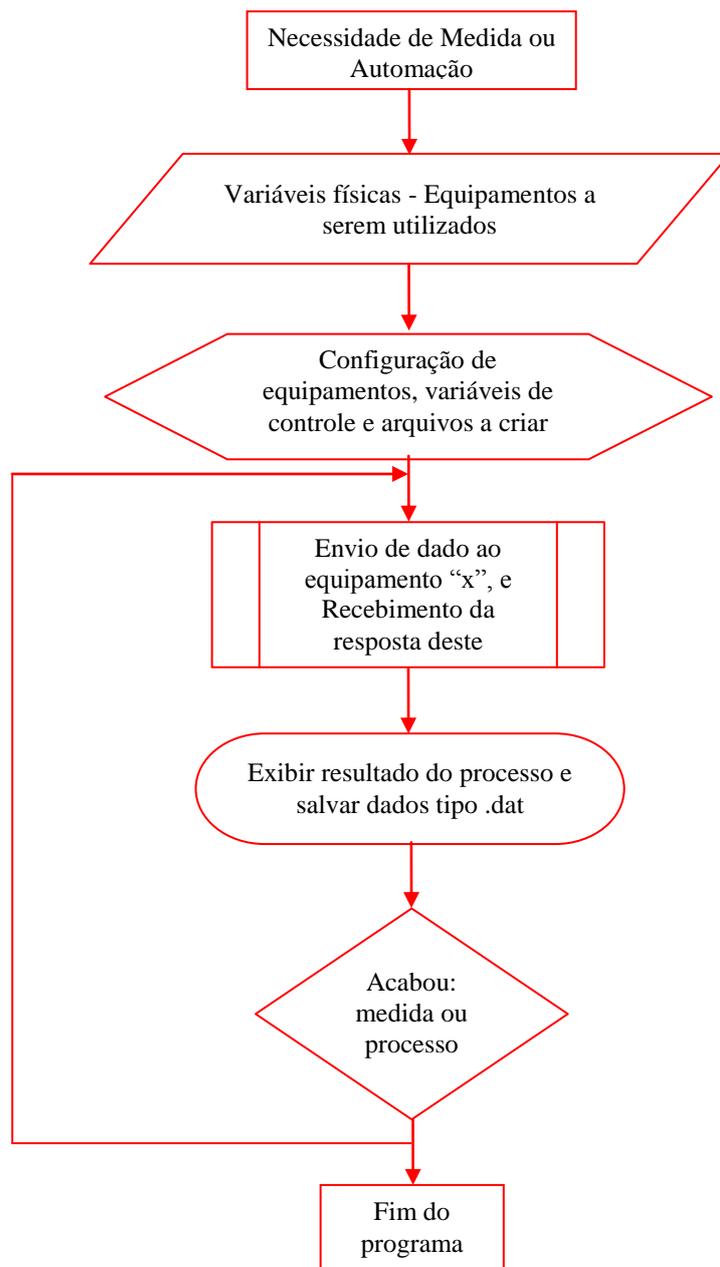


Figura 5.46: Fluxograma básico para os diferentes programas realizados nesta tese de doutorado.

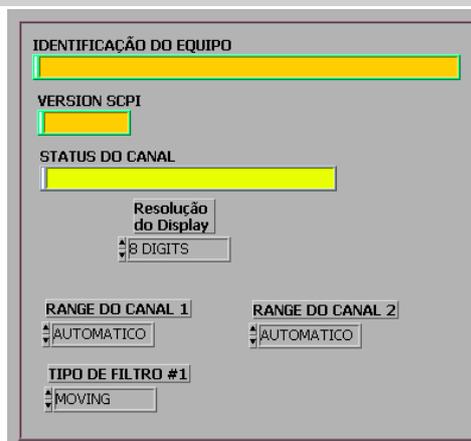
Nas seguintes figuras são mostrados os diferentes painéis frontais dos diferentes programas realizados para as necessidades em cada etapa da pesquisa, como por exemplo, controlador de temperatura, configuração de equipamentos, comunicação e automação dos equipamentos e outros.

Programas para as configurações dos equipamentos (Figura 5.47):

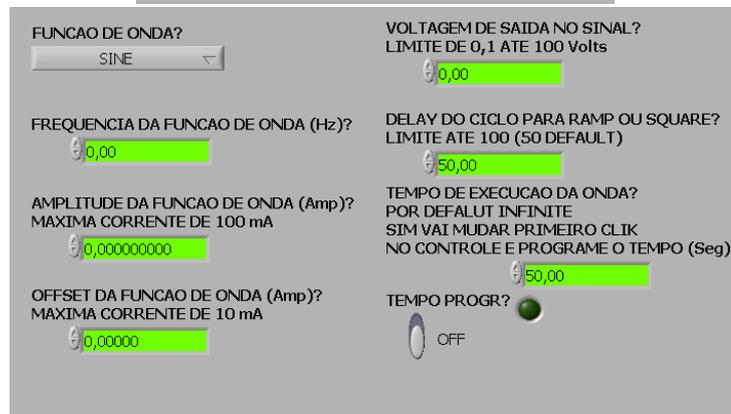
(a)



(b)



(c)



(d)

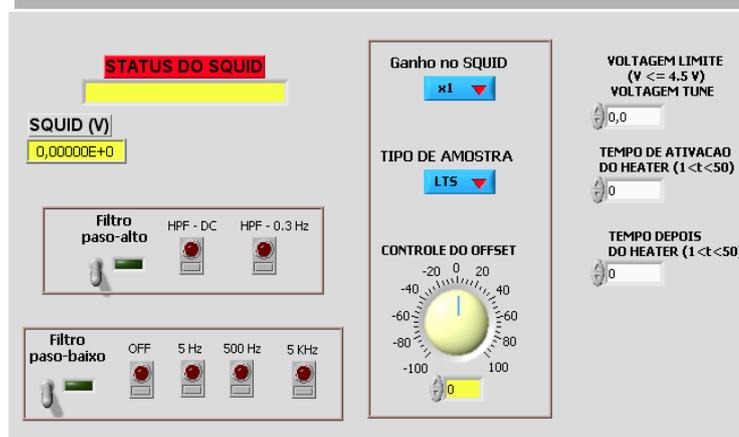
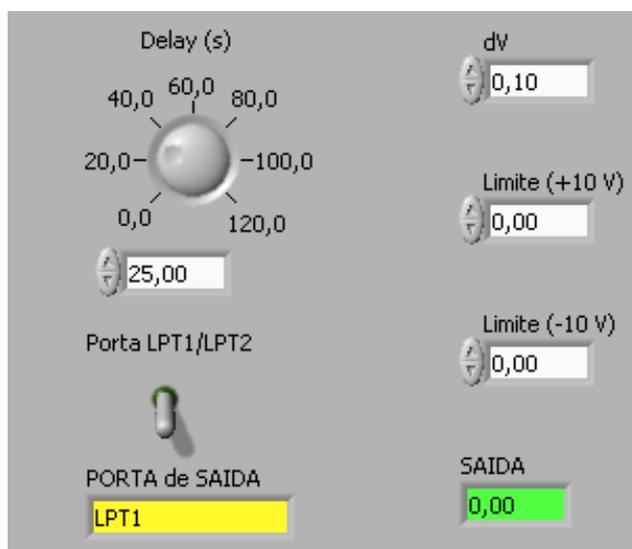
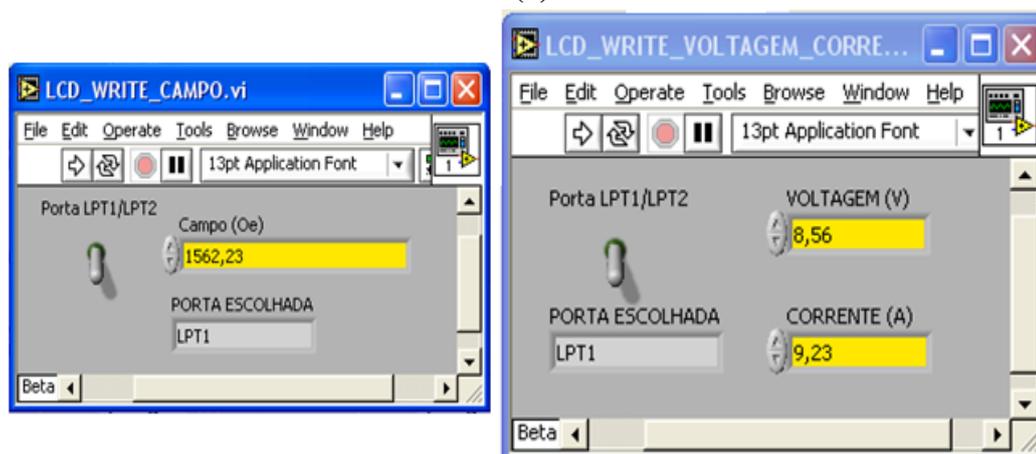


Figura 5.47: (a) Configuração do Lock-in G&G 7265 (b) Configuração do nanovoltmetro 2182 da Keithley (c) Configuração do sinal de saída da fonte de corrente dc/ac 6221 da Keithley (d) Configuração do S.Q.U.I.D.

Programas que são empregados para o controle da fonte de corrente descrita na seção 5.2 (Figura 5.48):



(a)



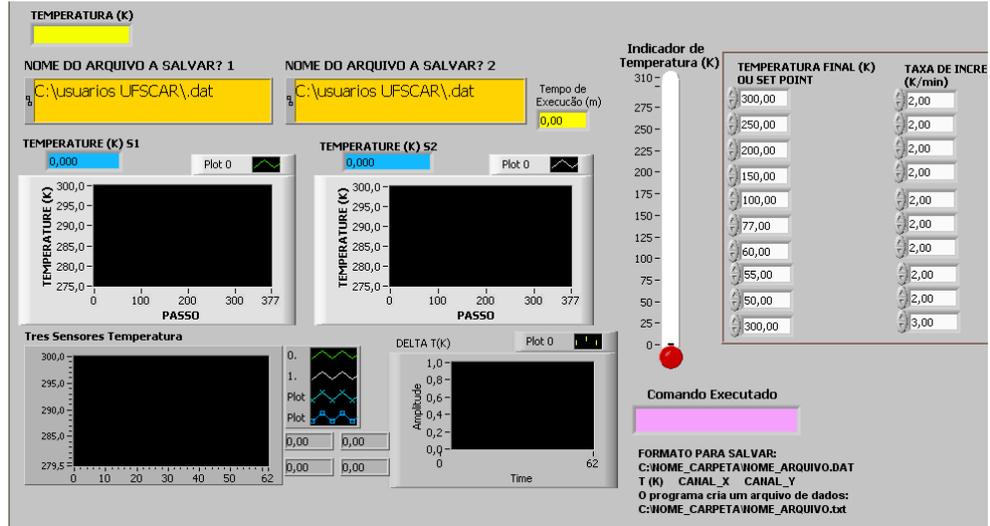
(b)

Figura 5.48: (a) Controle da saída na fonte de corrente, com controle do ΔV , tempo de retardo, saída de $\pm V$, e porta paralela de saída LPT1 ou LPT2. (b) Os dois programas conseguem fazer o controle do campo desejado na bobina, controlando a carga e tensão de saída, além da escolha da porta de saída.

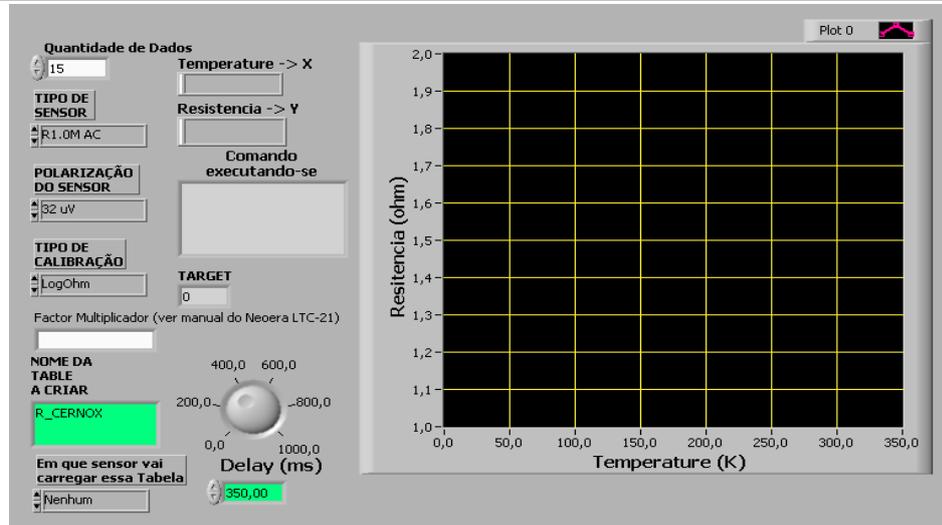
Programas que são empregados para a calibração dos sensores Carbon e Cernox (ver seção 5.3.5), carreguem a tabela de calibração no controlador de temperatura Neocera LT-21 e a calibração dos parâmetros do PID deste equipamento para o aquecedor implementado no recinto da vareta de 18 pinos (seção 5.3.2), Figura 5.49:

Os programas que são os responsáveis das medidas propostas na Figura 5.43 e realizadas nas amostras desta pesquisa, tanto como para as medidas magnéticas como para as medidas de transporte. Essas foram separadas, como será observado para ter uma maior clareza do funcionamento de cada um destas são mostrados na Figura 5.50.

(a)



(b)



(c)

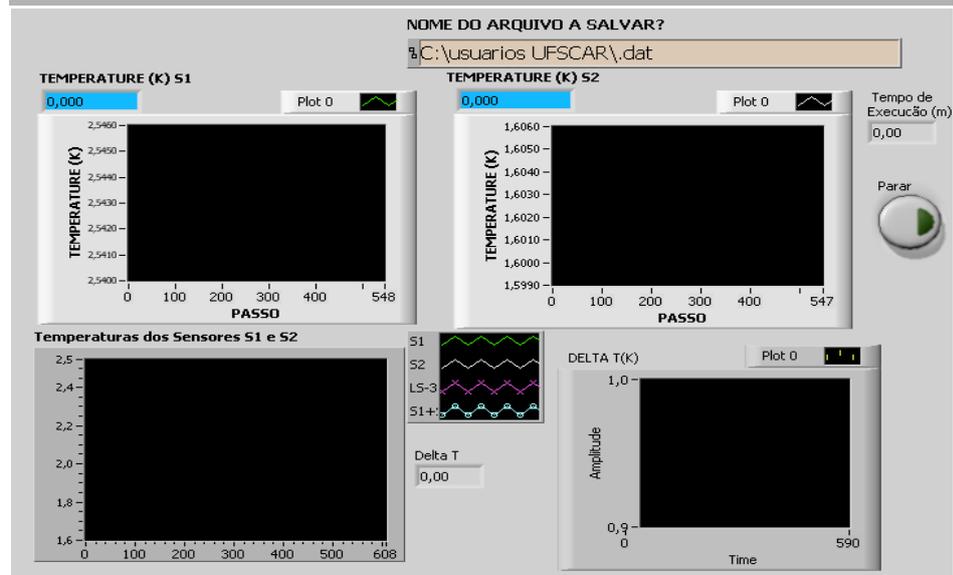
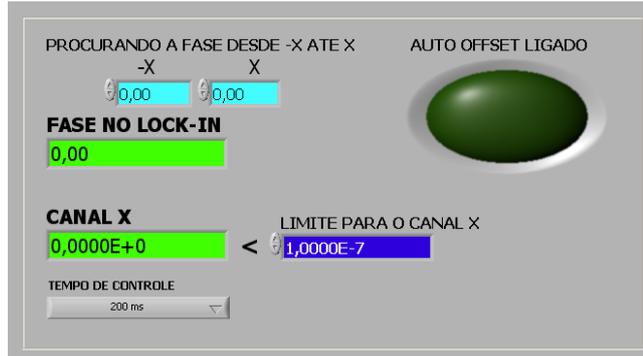
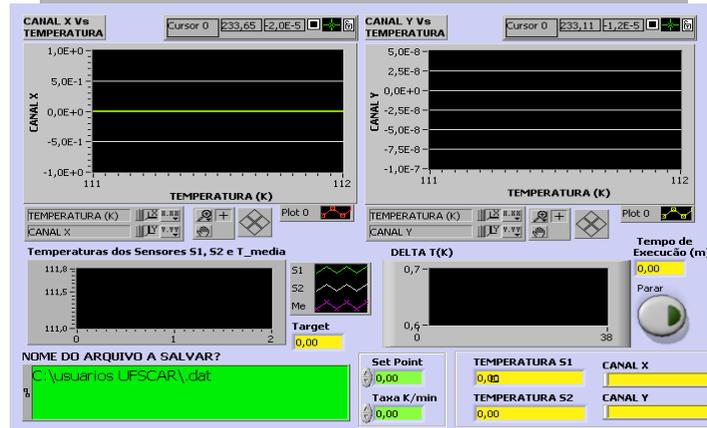


Figura 5.49: (a) Programa de calibração dos sensores Carbon e Cernox (ou outros) a partir do Diode Silicon com 10 diferentes tipos de temperaturas programáveis. (b) Este programa carga a tabela de calibração de qualquer sensor de temperatura ao Neocera a partir de um arquivo base. (c) O programa carga os dados do PID para o controlador de temperatura Neocera seja para o aquecedor o para a saída analógica desta, logo mede a temperatura por delay de tempo e ajuda a calcular os novos parâmetros do PID caso seja preciso ajustar esses valores.

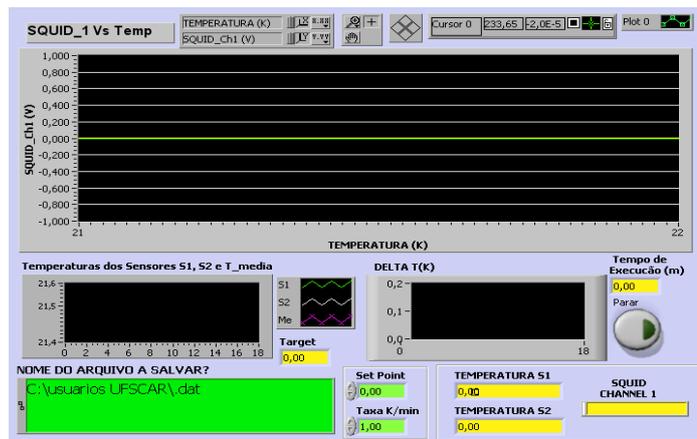
(a)



(b)



(c)



(d)

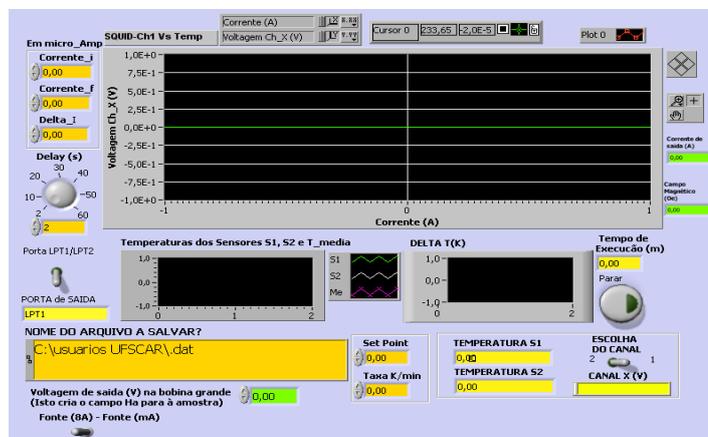
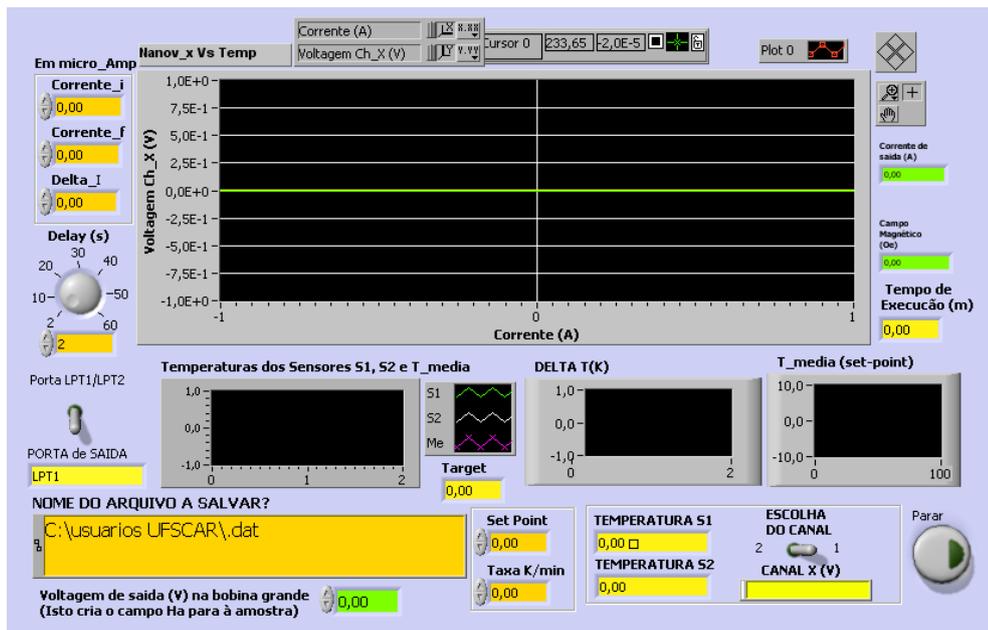


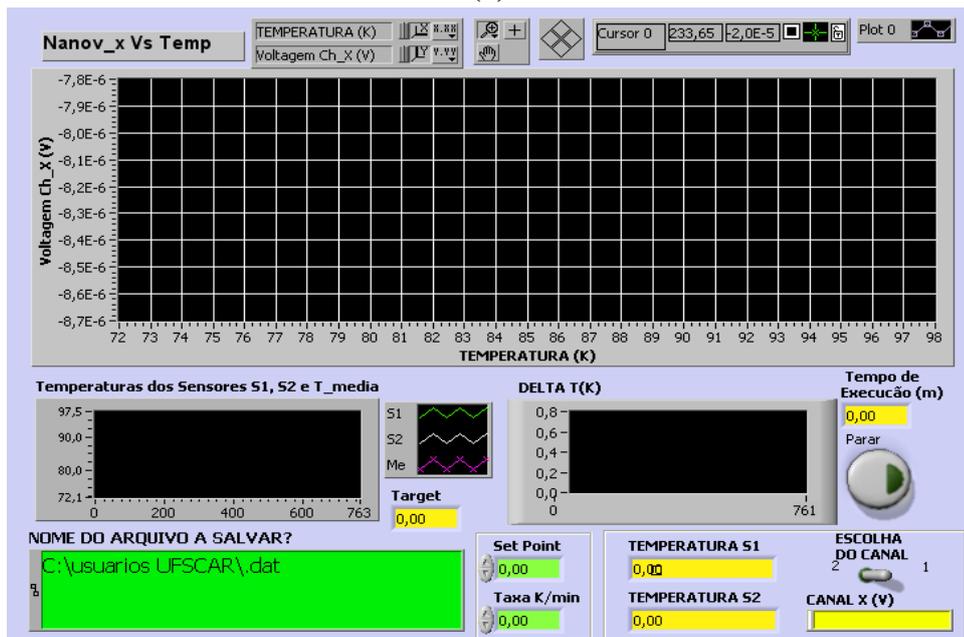
Figura 5.50: Os painéis mostrados aqui são para as medidas magnéticas. (a) Procura a fase no lock-in para compensar a bobina secundária a fim de realizar a medida de χ_{ac} . (b) Medida de $\chi_{ac}(h_a, \omega, T)$. (c) Medida de $\chi_{dc}(T)$ com campo constante. (d) Programa para realizar curvas de magnetização, podendo ser utilizado a fonte de alimentação com o sistema de bobinas fabricadas ou a da Keitley com a bobina primária que é empregada para a medida χ_{ac} .

Da Figura 5.50 (b) (c) e (d) observamos que conta com dois displays extras da temperatura; um que mostra a temperatura de ambos os sensores e a média aritmética destes e o outro que mostra a diferença da temperatura registrada por esses sensores, isto é com a finalidade de poder ter uma maior idéia do gradiente de temperatura que existe dentro da porta-amostra. O mesmo será observado na Figura 5.51.

Programas para medidas de transporte (Figura 5.51):



(a)



(b)

Figura 5.51: Programas para a realização de medidas de transporte. (a) Curvas $V \times I$ com campo magnético aplicado (no sistema de bobinas). (b) Medida de resistividade ac ou dc, isto vai depender do tipo de corrente aplicada na amostra.

Finalmente, cabe dizer, que todos esses programas armazenam os dados adquiridos e a configuração da medida em dois arquivos diferentes (com extensão .dat e .txt respectivamente) a fim do que o usuário possa analisar seus resultados e as condições do experimento. O armazenamento dos dados .dat são feitos por cada ponto adquirido assim podemos evitar problemas de perda de dados por qualquer problema externo, como queda de energia entre outros.

Na seção 5.7 é descrito em especial as medidas de transporte, sendo isto de vital importância para esta pesquisa e a medida de χ_{ac} .

5.7 Descrição dos arranjos experimentais para medir as curvas $V \times I$ e susceptibilidade magnética ac

Existem vários caminhos para caracterizar redes de junções Josephson. Descreveremos aqui as seguintes técnicas de caracterização: curvas $V \times I$ e susceptibilidade magnética ac χ_{ac} .

5.7.1 Curvas $V \times I$

Para poder realizar este tipo de medida numa RJJ's é utilizado o método *standar* de quatro pontas, sendo este um método não destrutivo. Para alcançar esta medida foi empregada uma fonte de corrente controlável da Keithley modelo 6220, neste caso uma fonte de corrente dc e, um nanovoltímetro também da Keithley modelo 2182 o qual coleta o sinal do dispositivo logo depois deste ser excitada pela fonte de corrente. As soldas de contato foram feitas com Índio. Cabe dizer que, no processo da solda do Índio com os contatos da amostra (contatos de Ouro) foi observado dificuldades. Pois o Índio a ser fundido (baixo ponto de fusão), assumia uma forma esférica, dificultando a formação de contato ôhmico com a amostra. Para tanto, foi necessário a utilização de tintura de prata sobre os contatos o qual favoreceu a formação de bons contatos ôhmicos com a amostra (menores de $0,1 \Omega$), possibilitando assim uma boa medida de transporte nas amostras em questão.

Um fato importante a lembrar, é que ao executar uma medida de $V \times I$, dissipações nas bordas devem ser minimizadas pela injeção da corrente, resultando numa grande contribuição para a resistividade linear que pode dominar e aumentar a contribuição não linear.

Logo após deste processo, a amostra é montada na vareta e introduzida dentro do criostato, obtendo finalmente o mostrado na Figura 5.44(d), a temperatura criogênicas. Vemos que o campo magnético dc (do sistema de bobinas), que foi aplicado é paralelo à amostra, e temos outro campo magnético tipo ac transversal ao plano da amostra, isto é a fim de poder estudar os efeitos quânticos que causam esses campos neste tipo de medidas. Mediante o programa mostrado na Figura 5.51(a) e (b), iniciamos a medida. Nestes programas podemos controlar a corrente inicial e final a ser aplicado na amostra, o passo da corrente, assim como também controlar a corrente e registrar os dados durante o tempo da medida, e obtemos um registro do perfil da temperatura no porta-amostra mediante os dois sensores de temperatura. Podemos também mediante o programa Figura 5.51 (a) fazer com campo aplicado dc mediante o sistema de bobinas maiores e também confirmar a medida para com a bobina pequena que é empregada nas medidas de χ_{ac} e temos um campo aplicado ac. Esses programas salvam os dados em arquivo do tipo .dat, para logo serem analisados por qualquer programa que ajude ao usuário analisar graficamente seus dados.

No caso das amostras das RJJ's cada uma das colunas registra sua respectiva curva não linear, a fim de ter uma melhor análise e ajuste das curvas cada ramo registrado no programa e salvo em arquivos diferentes.

As medidas são feitas a diferentes temperaturas, tais como: 1,7, 4,2, 6,0 e 8,0 K, isto é feito para também analisar os efeitos termodinâmicos – estatísticos nas RJJ's que dispomos para esta pesquisa.

A fim de minimizar os efeitos das diferentes fontes de ruídos, tomamos as seguintes providências:

- Para reduzir os efeitos de ruído obtidos no registro do nanovoltímetro é feito a cada medida um passa filtro próprio deste equipamento.
- A fim de manter uma ótima saída da corrente, a saída da tensão é o suficientemente alta para não ter perda por carga na amostra. Além disso, por cada passo de corrente é colocado o estabilizador desta fonte.
- E tentando eliminar as fontes de ruídos externos (bombas de vácuo, sinais eletromagnéticos e outros) do recinto do criostato, é colocado em torno a este um μ -metal como pode ser observado na Figura 5.45. E todos os conectores BNC possuem sua blindagem, a fim de conduzir o sinal detectado.

5.7.2 Susceptibilidade magnética χ_{ac}

Medidas de χ_{ac} têm sido extensivamente utilizadas no estudo de diversos sistemas altamente correlacionados como os materiais magnéticos e os materiais supercondutores.

Importantes informações sobre a microestrutura e homogeneidade da amostra também podem ser obtidas ^[132], assim como características intrínsecas tais como densidade de corrente crítica, profundidade de penetração magnética λ , entre outras. Desta forma, χ_{ac} é de enorme utilidade na caracterização de materiais supercondutores. A sua aplicação no estudo da dinâmica de vórtices nestes materiais é um pouco menos comum, mas esta técnica também tem se revelado muito útil, fornecendo importantes informações também nesta área.

A montagem experimental mais utilizada para estas medidas é formada por um circuito primário com um solenóide que produz um campo alternado excitador sobre a amostra, e um circuito secundário formado pelas bobinas de medida e compensadora ^[133]. Um magneto externo que forneça um campo dc também é normalmente utilizado. As bobinas de medida e compensadora são enroladas em oposição de fases e montadas em série, concentricamente com a bobina excitadora (ver Figura 5.44(a)). Desta forma, o sistema é calibrado para que, sem que tenhamos nenhuma amostra no sistema, o sinal induzido no conjunto de bobinas secundárias pelo campo alternado seja zero. Isto é feito para eliminar o sinal uniforme produzido pelo campo excitador e também parte do ruído gerado por fontes externas, restando-nos apenas o sinal da amostra. Ao medir-se a diferença de potencial induzida no circuito secundário, seleciona-se apenas o sinal cuja frequência seja igual a um múltiplo inteiro da frequência do campo excitador. Assim, qualquer ruído que possua uma frequência diferente daquela utilizada para o campo excitador não interfere na medida do sinal da amostra. Esta seleção em frequência, juntamente com a cuidadosa calibração do circuito secundário, faz com que a susceptibilidade ac seja uma técnica de extrema sensibilidade.

Depois de feita a compensação das bobinas (isto é feito através do programa mostrado na Figura 5.50(a)), inserimos a amostra no interior da bobina de medida e aplicamos o campo excitador ac (um campo dc pode ser utilizado para variar a região do diagrama $H \times T$ que está sendo estudada) ^[134]. Considerando um campo excitador da forma $h_{ac} = h_0 \cos(\omega t)$ então a magnetização induzida na amostra, no caso de uma resposta linear, será então $M = M_0 \cos(\omega t - \gamma)$.

Podemos reescrever esta última equação em termos da amplitude do campo excitador:

$$M = h_0 \chi' \cos(\omega t) + h_0 \chi'' \sin(\omega t).$$

Onde: $\chi' = \frac{M_0}{h_0} \cos \gamma$ e, $\chi'' = \frac{M_0}{h_0} \sin \gamma$. Portanto, temos que susceptibilidade complexa é:

$$\chi_{ac} = \chi' + i\chi''.$$

A componente real da susceptibilidade descreve a parte indutiva da magnetização e está associada, nos supercondutores, às correntes de blindagem na amostra. Já a componente imaginária está associada aos processos dissipativos que ocorrem no material. O método descrito até agora é conhecido como *screening* ^[134]. Estas bobinas são localizadas o mais próximo possível da superfície da amostra. É aplicada na bobina primária uma corrente alternada através da saída de um amplificador tipo *lock-in* (da G&G modelo 7265) a fim de gerar nesta um campo magnético alternado h_{ac} com uma determinada frequência $f = \omega / 2\pi$ aplicada sobre amostra. Todos os parâmetros (amplitude e frequência da corrente primária, separação de fases, etc.) são controlados pelo *lock-in* (os programas empregados para esse fim são mostrados na Figura 5.50). Da mesma maneira, a resposta da amostra é coletada mediante a bobina secundária, cuja tensão elétrica está associada diretamente com a susceptibilidade complexa χ_{ac} . O sinal é medido através da técnica de *lock-in*, onde o sinal é separado nas suas fases componentes e visualizado nos canais A e B do equipamento, representando em cada um deles as respectivas componentes de χ_{ac} . Esse h_{ac} excita amostra cuja resposta é medida através do amplificador *lock-in* que mede a tensão elétrica induzida pela amostra no conjunto de bobinas secundárias.

As voltagens obtidas são $V_p = V_A + iV_B$ e, como já vimos, elas estão relacionados com a resposta magnética e de perdas de potência da amostra. A equação que relaciona a resposta magnética do material do sistema de medida vem dada por: $-\frac{\partial \Phi_{ext}}{\partial t} = -i\omega\mu_0 H_D e^{i\omega t} A = I_s (Z_s + i\omega L_s)$, onde Φ_{ext} é o fluxo magnético, A é a área da bobina e L_s é a indutância da bobina que depende da sua geometria. Neste caso, temos que $Z_s = X + iY$, onde Z_s é a impedância que depende dos parâmetros da amostra e das dimensões da bobina. Assim, a

última equação reduz-se a:
$$I_s = \frac{-iA\omega\mu_0 H_D e^{i\omega t}}{X + i(Y + \omega L_s)}.$$

A diferença de potencial induzida nas bobinas é dada por: $-M_{sp}(i\omega I_s) = V_p$ onde M_{sp} é a mútua indutância entre amostra e o sistema de bobinas. Combinando as últimas equações

$$\text{temos: } V_p = -\frac{\omega^2 A M_{sp} \mu_0 H_D e^{i\omega t}}{X + i(Y + \omega L_s)}.$$

Por outro lado, sabemos que $B = \mu_0(H + M)$, então podemos escrever que: $\mu_0(\langle H \rangle + \langle M \rangle)A = \langle B \rangle A = \Phi$. Portanto, podemos ver que o fluxo magnético na bobina é proporcional

a: $\mu_0 \langle M \rangle A = L_s I_s$. A partir das últimas equações podemos obter que:

$$-\frac{i\omega L_s H_D e^{i\omega t}}{X + i(Y + \omega L_s)} = \langle M \rangle = (\chi' + i\chi'') H_D e^{i\omega t}.$$

Portanto, a tensão que é medida na bobina secundária vem relacionada com dM/dt , pelo

que obtemos: $V_p \propto -\frac{\partial M}{\partial t} \propto (-\omega\chi' - i\omega\chi'') H_D e^{i\omega t}$. Dessa maneira, a tensão elétrica medida no

amplificador *lock-in* é proporcional ao sinal magnético resultante da amostra, já que:

$\frac{\mu_0 M_{sp} A \omega}{L_s} (-\chi'' - i\chi') H_D e^{i\omega t} = V_p = V_A + iV_B$. Por último, podemos obter as seguintes relações para as

componentes da χ_{ac} : $\chi' = \frac{\omega L_s Y + \omega^2 L_s^2}{X^2 + (Y + \omega L_s)^2}$ e $\chi'' = \frac{\omega L_s X}{X^2 + (Y + \omega L_s)^2}$, as quais dependem, como

dissemos inicialmente, dos parâmetros do material e da bobina empregada na medida.

Enquanto a susceptibilidade magnética é, a princípio, uma quantidade adimensional no sistema internacional SI, no sistema CGS ela é muitas vezes expressa^[13] como *emu*, *emu.cm⁻³.Oe⁻¹*, ou *emu.g⁻¹.Oe⁻¹*. Em alguns casos a susceptibilidade magnética no sistema CGS é escrita como $4\pi\chi$ (adimensional), que é igual à susceptibilidade no sistema SI (também adimensional).

6. Amostras disponíveis – redes de junções Josephson

Atualmente, as redes com maior número de aplicações tecnológicas são fabricadas com supercondutores convencionais, por exemplo, a partir de Nb e seus óxidos. Essas redes podem ser fabricadas basicamente em dois tipos de redes, denominados *shunted* e *unshunted*. A diferença básica entre ambos é a existência de uma resistência conectada em paralelo com a junção do tipo *shunted*. A presença dessa resistência muda completamente o valor do parâmetro de Stewart-McCumber, β_C .

Os supercondutores sinterizados de alta temperatura crítica (HTS), ou do tipo II são materiais granulares por natureza. Tipicamente, grãos supercondutores estão distribuídos aleatoriamente numa matriz formada por material intergranular com características e propriedades próprias. Esta matriz intergranular (ver Figura 6.1(b)) tem sido freqüentemente associada com um RJJ's.

A analogia entre materiais granulares e RJJ's tem permitido compreender muitas das propriedades e mecanismos dos HTS. Por exemplo, as propriedades dos RJJ's podem ser associadas diretamente com o modelo do estado crítico (CSM) ^[135] e com propriedades mais polêmicas como Efeito Meissner Paramagnético (PME) observados nos HTS.

Na Figura 6.1, podemos observar as RJJ's em 2 e 3 dimensões, mostrando claramente os componentes desta. Aparentemente numa estrutura artificial como se mostra na Figura 6.1 (b), pode ser controlada a ordem, o acoplamento e a simetria deste. Também, pode ser facilmente caracterizada física e estruturalmente, e devido a sua natureza discreta permite simulações numéricas de seu comportamento.

6.1 Fabricação das amostras

A primeira RJJ's artificialmente fabricada foi na IBM ^[2 e 136] como parte do esforço de desenvolver dispositivos eletrônicos baseados em materiais supercondutores.

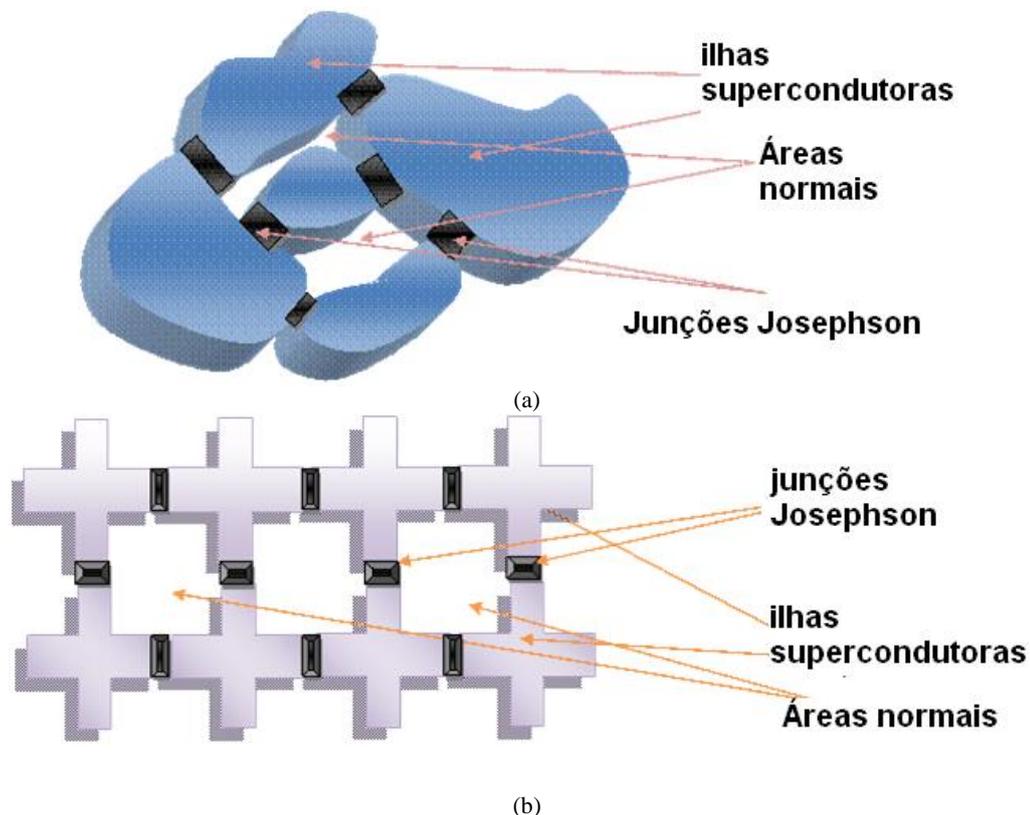


Figura 6.1: (a) Vista esquemática de um supercondutor granular, indicando os elementos da rede Josephson em 3D. (b) Topologia simplificada de uma rede Josephson quadrado artificial.

As redes de junções Josephson 2D desta pesquisa foram fornecidas pelo Dr. Richard L. Newrock, (University de Cincinnati), e pelos Drs. Paula Barbara (Georgetown University) e Chris Lobb (University of Maryland).

A fabricação dessas amostras foi mediante processo litográfico sobre um substrato de vidro FR-4, o qual é um tecido entre o vidro com a resina de epoxy. Logo sobre este substrato é depositado uma camada de Al_xO_z , obtendo assim o *wafer* base para a fabricação dos sistemas. A partir desta configuração (*wafer*) é que são fabricadas as RJJ's. Essas RJJ's que foram dispostas nesta pesquisa são as seguintes: SIS, SNS *unshunted* e SNS tipo *shunted*, todas essas amostras são fabricados com supercondutores convencionais de baixa temperatura crítica, LTS.

No caso para as RJJ's SNS-*unshunted* o processo de fabricação é feito por meio de uma litografia sobre esse *wafer*, neste caso a camada depositada é de Cu_xO_z e logo via sputtering é depositado o Nb nos lugares desejados (conforme a configuração da máscara). Conhecido como ilhas de Nb e tem o formato de cruz, esse tipo de amostra também é viável para o estudo de efeito de proximidade em RJJ's.

A fabricação das amostras do tipo SIS-*unshunted* é realizada a partir de três camadas sobre esse *wafer* tendo acima deste a seguinte disposição de camadas: Nb-Al_yO_z-Nb, novamente essas ilhas de Nb possuem o formato de cruz, isto é feito pela técnica de sputtering.

As amostras do tipo SIS-*shunted* são fabricadas com o mesmo processo anteriormente descrito para este tipo de amostra. Como mencionamos anteriormente, a diferença é que estas últimas possuem uma resistência de molibdênio curto – circuitando a junção o que muda completamente suas características magnéticas e elétricas.

Foram fornecidas amostras com diferentes números de junções (i.e., diferentes tamanhos de redes) com diferentes valores de corrente crítica. Os contatos elétricos destas amostras são feitos de ouro, tentando garantir um bom contato ôhmico.

Portanto, temos até agora nesta seção dois tipos de amostras: RJJ's acopladas por efeito de proximidade e outras do tipo das RJJ's acopladas por uma barreira isolante obtendo assim o tunelamento Josephson.

6.2 Rede de junções Josephson

Nestas duas últimas décadas de pesquisa em RJJ's, elas foram extensivamente estudadas e exploradas devido a sua riqueza nos fenômenos físicos que estas apresentam, (ver capítulo 0), RJJ's proporcionam uma ideal realização experimental das clássicas transições de fase, efeitos de frustração, dinâmica de vórtices, dinâmica não linear e possíveis estudos de caos. A observação da T_{BKT} em RJJ's é possivelmente um dos mais interessantes experimentos com estes dispositivos.

A grande maioria dos fenômenos clássicos pode ser sucessivamente explicada pelo estudo termodinâmico da dinâmica de fase do parâmetro de ordem do supercondutor sobre cada ilha. Essa aproximação é justificada a partir dos experimentos onde a temperatura de transição é obtida a partir da teoria BCS. Cada ilha é então um supercondutor separado por um *gap* de energia bem definido, mas também são permitidas as flutuações (termodinâmicas, quânticas ou ruídos). RJJ's permitem a realização clássica do modelo XY e acima desta T_{BKT} , flutuações destroem a coerência de fase impedindo que o sistema encontre o estado supercondutor. A coerência de fase só é restaurada abaixo da correspondente temperatura da energia de acoplamento de Josephson E_J . Essa energia é associada com o par de Cooper tunelando entre os vizinhos próximos (ilhas).

Outro importante campo de investigação é o estudo da dinâmica quântica de objetos macroscópicos. No limite clássico, vórtices são defeitos topológicos que determinam as propriedades (térmicas) dinâmicas. Na situação oposta ($E_J \ll E_C$) a carga sobre cada ilha são os graus pertinentes de liberdade. Vórtices e cargas jogam um rol dual e são as principais características observadas em RJJ's, tendo limites entre esses comportamentos.

Sem levar em conta o tipo de mecanismo de interação entre os componentes da rede (efeito de proximidade ou tunelamento Josephson), RJJ's podem ser caracterizadas por sua configuração de acoplamento dc: série ou paralelo, os quais são tecnologicamente diferentes. No caso de acoplamento em série quase todas as ilhas são idênticas, i.e., a mesma corrente de polarização através de todas as junções produz aproximadamente a mesma tensão dc.

Já nas redes paralelas não necessariamente as ilhas supercondutores são semelhantes. Quando uma tensão dc é aplicada em todas as junções, todas elas oscilam com o mesmo período.

6.2.1 Configurações das redes

Pelo mencionado na seção anterior, as nossas amostras contam com conexões em série e paralelo (*SNS-unshunted*, *SIS-unshunted* e *SIS-shunted*), onde todas as ilhas possuem as mesmas características nas junções, ou seja, todas oscilam com a mesma frequência e produzem a mesma tensão em cada uma das diferentes amostras.

A Figura 6.3, mostra as amostras *SNS-unshunted*. Essas amostras (denominadas RJJ-1 e RJJ-2) têm diferentes tamanhos de rede, tal como é detalhado nesta Figura 6.2.

As microfotografias que serão observadas foram feitas mediante os seguintes equipamentos: FEG (*Field Emission Gun*, análise da superfície da amostra com resolução até de 1 nm), o FEG usado é da *Zeiss*, modelo *Supra 35*, pertencente ao LIEC/DQ/UFSCar, e o MEV (Microscópio Eletrônico de Varredura), fabricante *Karl Zeiss DSM 940-A*.

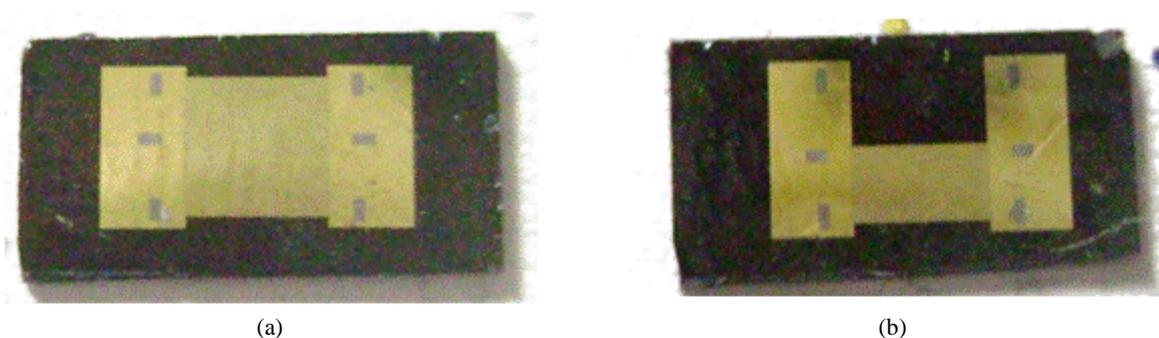
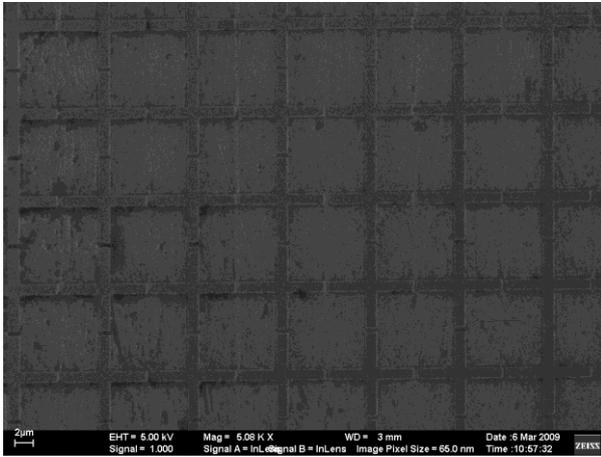
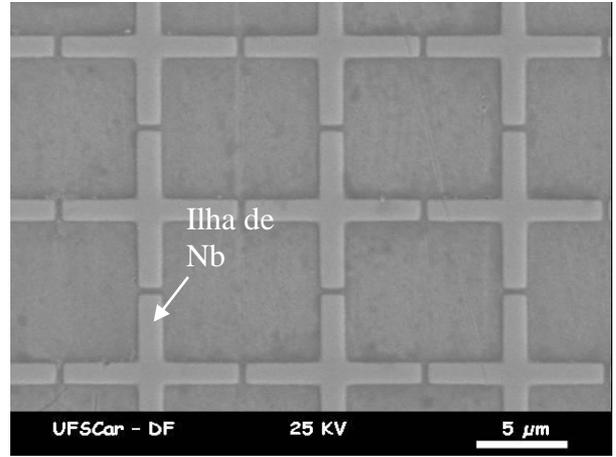


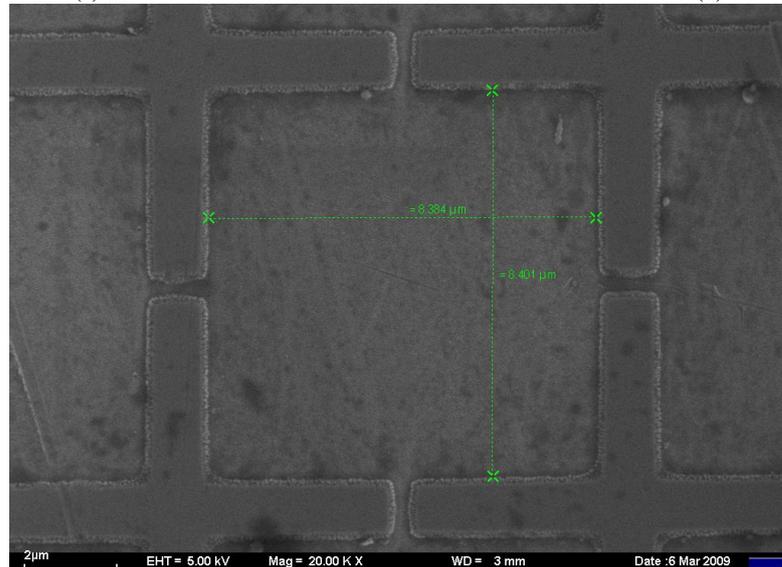
Figura 6.2. (a) Amostra RJJ-1 de 300x300 laços. (b) Amostra RJJ-2 de 150x300 laços. As figuras (a) e (b) mostram esses contatos e sua disposição na rede.



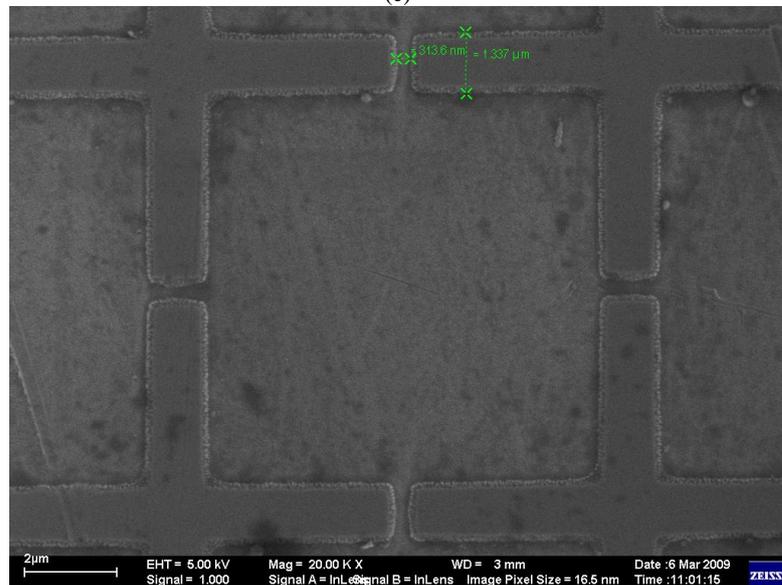
(a)



(b)



(c)



(d)

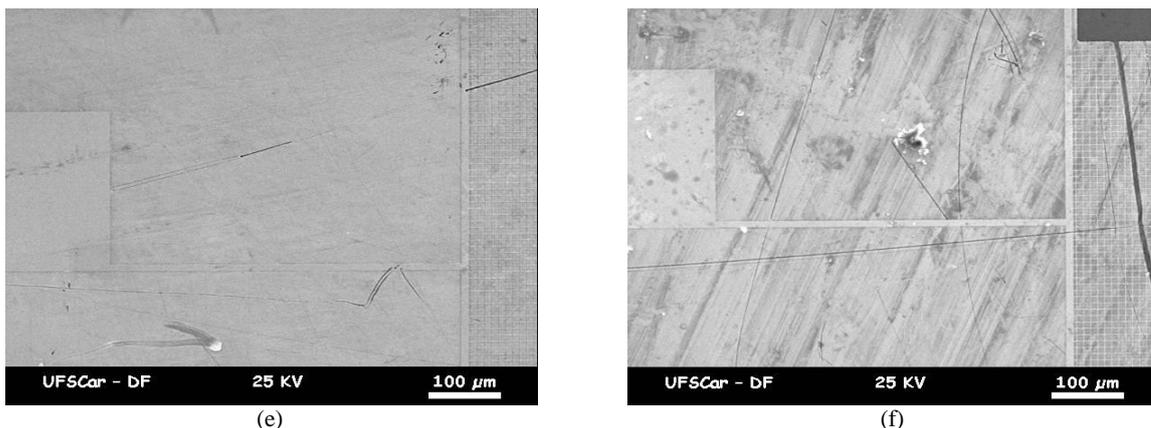


Figura 6.3: (a) Uma ampliação do mostrado na figura anterior com o MEV, onde podemos observar claramente as ilhas supercondutores de Nb. (c) Largura e comprimento do laço da rede. As duas amostras possuem o mesmo tamanho. (d) Grandezas físicas da barreira. Para este tipo de amostras, o tunelamento é por proximidade. As dimensões são extraídas através do software do FEG. (e) e (f) Mostram os contatos elétricos de RJJ-1 e RJJ-2 respectivamente.

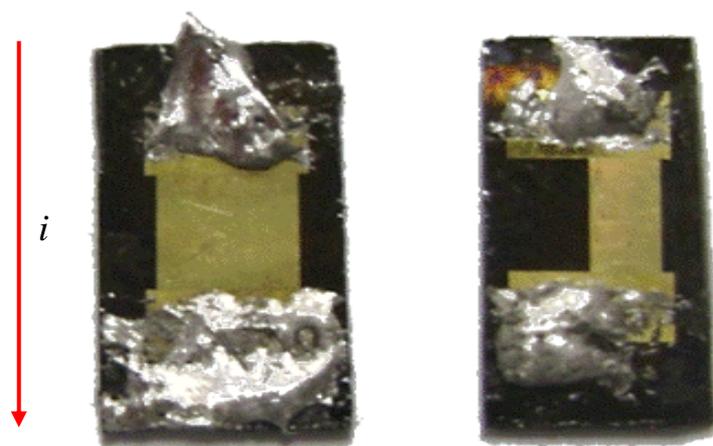


Figura 6.4: Amostras SNS-*unshunted*. Podemos observar os cantatos elétricos feitos de Índio e a diferença no tamanho da rede no que se refere ao número de colunas e mesmo número de filas. A seta mostrada indica o sentido da corrente aplicada nas duas amostras.

A Figura 6.5, mostra as amostras SIS-*unshunted*. Neste caso também essas duas amostras (denominadas RJJ-3 e RJJ-4), têm diferentes tamanhos de rede, tal como é detalhado nesta Figura 6.5 e Figura 6.6.

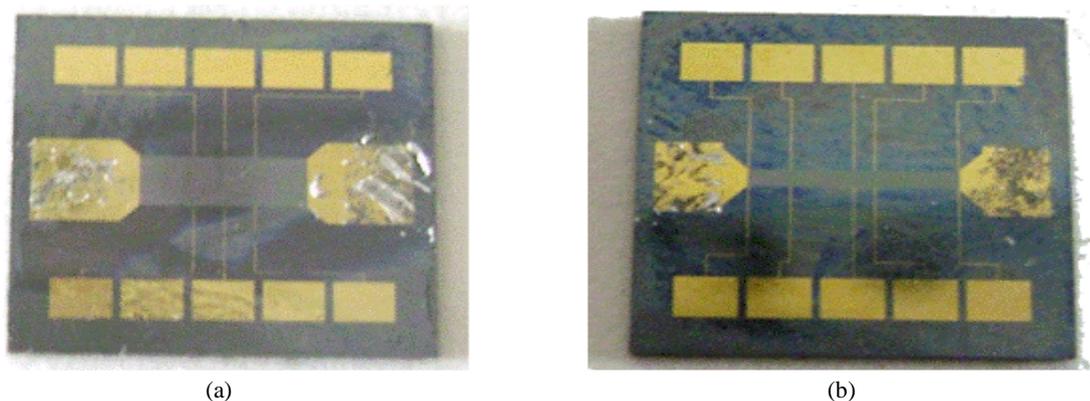


Figura 6.5: (a) Fotografias da amostra RJJ-3, de 30x100 laços. (b) Amostra RJJ-4, de 10x100 laços.

Podemos notar que na Figura 6.5 (a) e (b), as amostras dispõem de vários contatos, a fim de estudar diversas características destas. Porém, os contatos elétricos foram feitos longitudinalmente a estas (tal como mostra a fotografia), nos contactos de maior área, a fim de manter a mesma idéia de análises e comparação com as outras amostras.

Nestas duas amostras como pode ser notado na Figura 6.6 (c), o tunelamento é através da junção de $5 \times 5 \mu\text{m}^2$ com tamanho do laço da rede de $46 \mu\text{m}$ (Figura 6.6 (c)).

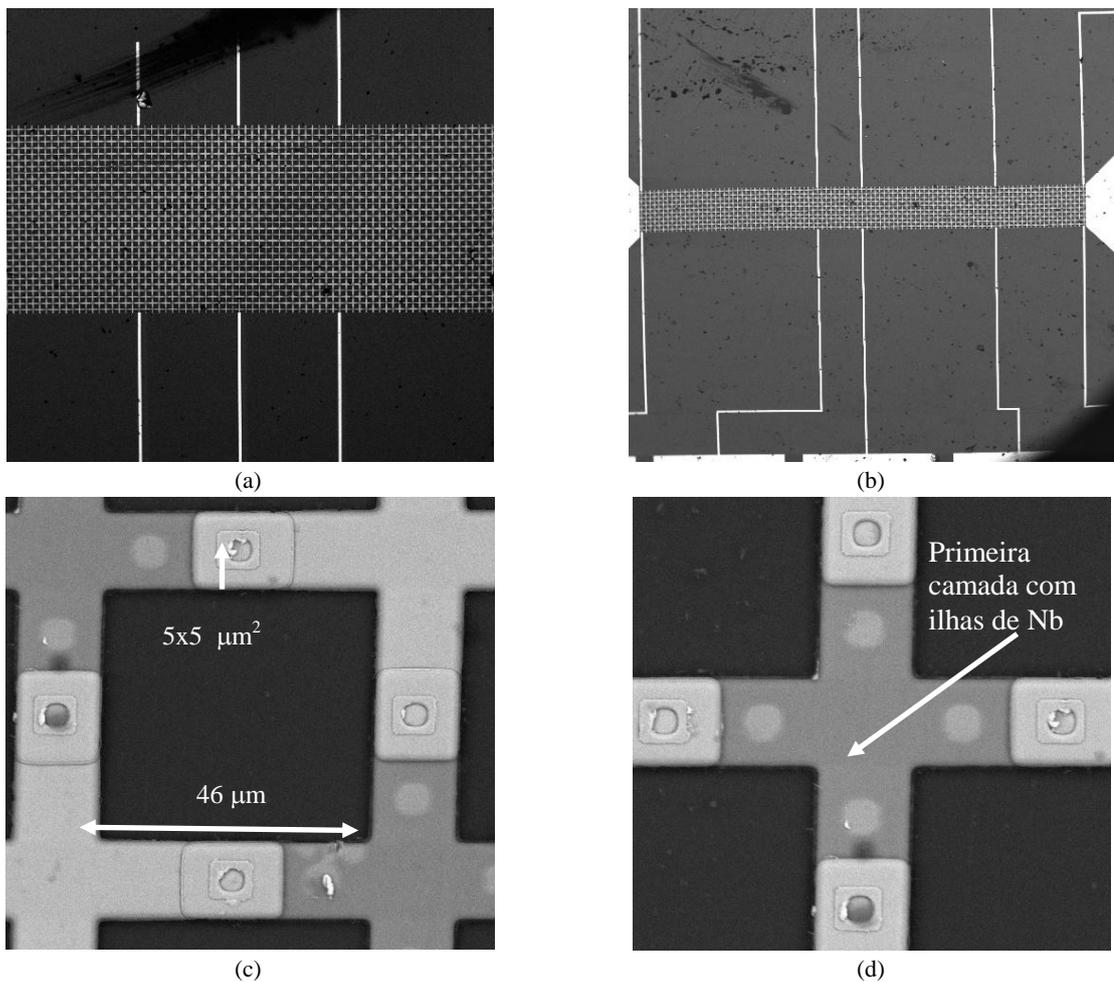


Figura 6.6: Nas figuras (a) e (b), observamos uma amplificação com o MEV das redes RJJ-3 e RJJ-4 respectivamente amplificadas por $\times 21$ e $\times 27$ respectivamente, no qual vemos a periodicidade de ambas redes. (c) Dimensões do laço da rede, extraído do software do equipamento FEG, amplificado $\times 1400$. (d) Aqui pode ser observado as camadas das ilhas de Nb, a mais escura esta na parte de embaixo como se mostra na seta, e acima dela uma camada de Al_2O_3 que não consegue ser diferenciada no contraste e logo a camada das ilhas de Nb novamente, isto é observado $\times 1600$, é por esse fato que podemos notar nas figuras (a) e (b) as diferenças de contrastes das ilhas de Nb.

Na Figura 6.7 são mostradas as RJJ-3 e RJJ-4 nelas indicamos as soldas feitas de Índio para os contatos elétricos e, uma comparação visual com respeito ao tamanho de cada uma destas redes. A fim de garantir um bom contato das amostras com os fios de medida, a soldagem é

feita nos contatos da amostra de maiores áreas que se mostram na Figura 6.7. Ou seja, a corrente que vai ser injetada nas amostras vai ser ao longo delas, como foi feito nas amostras RJJ-1 e RJJ-2. Tal como mostra a seta nesta figura.

Por último, contamos com uma amostra do tipo SIS-*shunted*, de 100x150 laços na rede, ver Figura 6.8, identificada como RJJ-5. Podemos notar que a amostra dispõe de vários contatos, a fim de estudar diversas características desta. Porém, os contatos elétricos foram feitos ao longo desta. Ver os contactos de maior área.

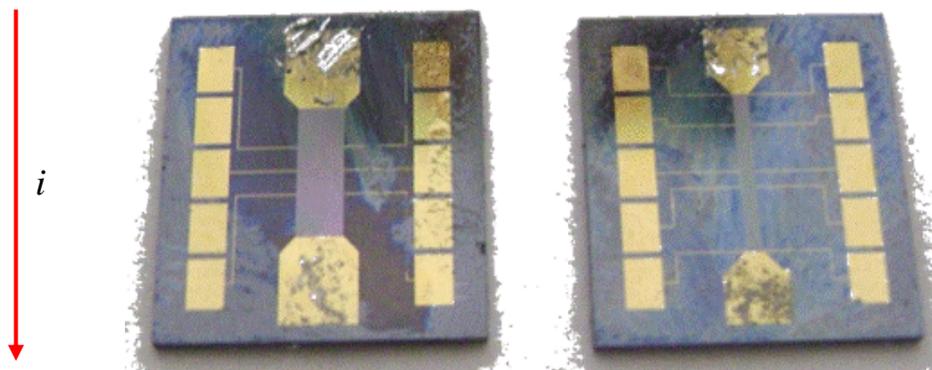
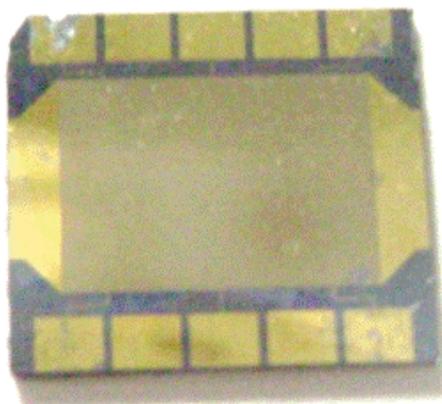
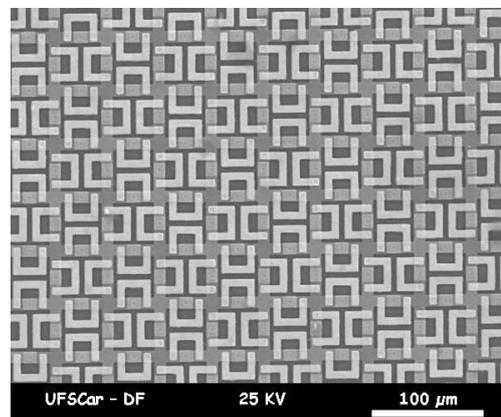


Figura 6.7: Amostras SIS-*unshunted*. Nas áreas de contacto de maior tamanho foram feitos os contactos elétricos de Índio e vemos a diferença no tamanho da rede no que se refere ao número de colunas 30 para RJJ-3 e 10 para RJJ-4 com mesmo número de filas. A seta mostrada ao lado esquerda indica o sentido da corrente aplicada.

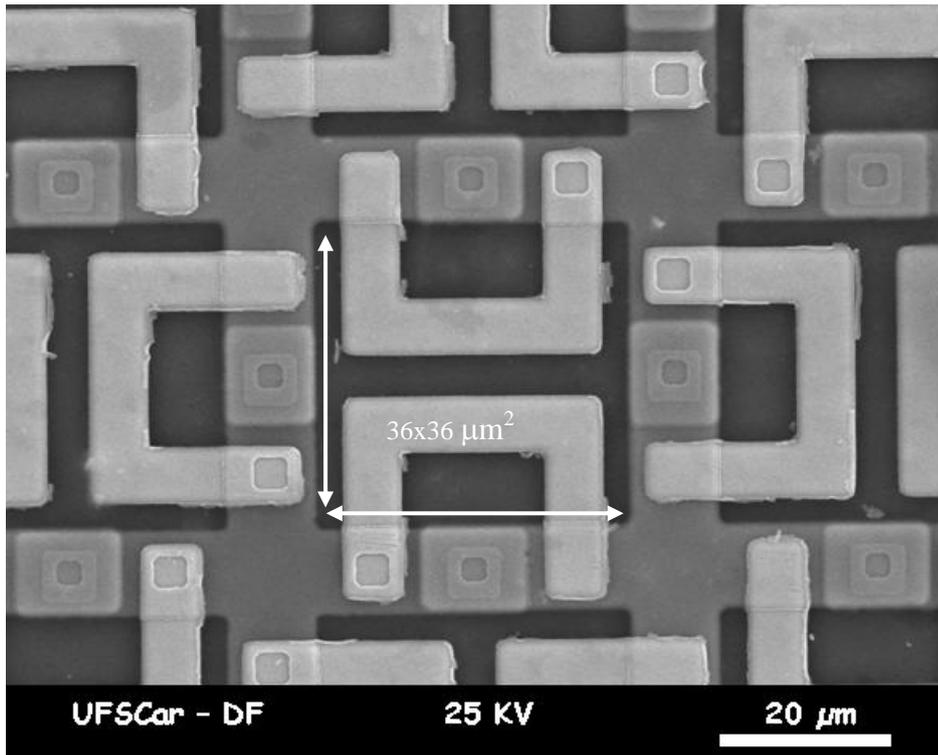
Nesta amostra o tunelamento Josephson é pela junção que é de $12 \times 10,5 \mu\text{m}^2$ e o laço é de $36 \times 36 \mu\text{m}^2$ (Figura 6.8 (c) e (d)). Além disso, a resistência de Molibdênio (*shunt*) é a temperatura ambiente de $2,4 \Omega$ e curto - circuita a junção Josephson em todos os laços da rede tal como pode ser visto na Figura 6.8(b).



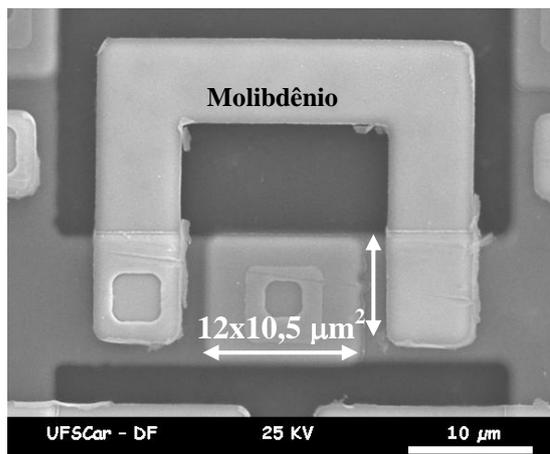
(a)



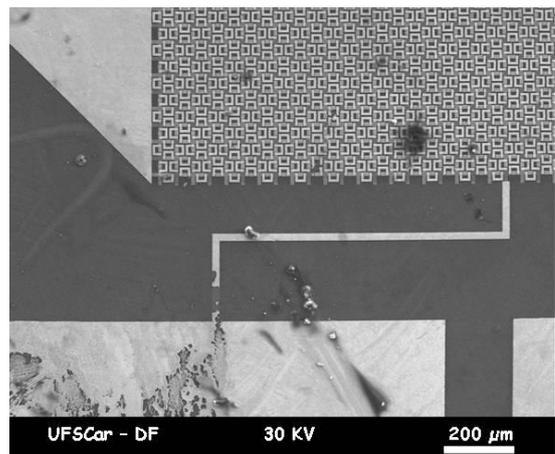
(b)



(c)



(d)



(e)

Figura 6.8: (a) Fotografia de RJJ-5, tipo SIS-*shunted* de 100x150 laços. (b) Visualização do arranjo periódico da rede, mediante o MEV. (c) Largura e comprimento do laço da rede. (d) Tamanho da junção (ou barreira) desta amostra e a resistência *shunted* de Molibdênio de 2,4 Ω. (e) Contactos elétricos que dispõe essa amostra.

Essas amostras permitem, também, a possibilidade de estudar não só os efeitos de tamanho entre si, mas também efeitos de tunelamento por efeito de proximidade, tunelamento Josephson, e a manifestação do bloqueio de Coulomb.

Na Tabela 6-1, é mostramos os diferentes valores extraídos das amostras indicadas nesta seção onde a capacitância é calculada assim: $C = \frac{\epsilon_0 \epsilon_r A}{d}$, onde $\epsilon_0 = 8,85 \times 10^{-12}$ F/m, no caso para a camada de Al_yO_z $\epsilon_r = 10$, para a camada de Cu_xO_z $\epsilon_r = 6,5$. A espessura das ilhas de Nb é assumida 0,6 μm aproximadamente.

As indutâncias mostradas nessa tabela foram calculadas a partir de diferentes aproximações:

$$L = \mu_0 a_0 \quad 6.1^{*****}$$

$$L = \frac{\mu_0}{\pi} \left(b \ln \left(\frac{2b}{a_0} \right) + d \ln \left(\frac{2d}{a_0} \right) - (b + d)(2 - Y) + 2\sqrt{b^2 + d^2} - b \sinh^{-1} \left(\frac{b}{d} \right) - d \sinh^{-1} \left(\frac{d}{b} \right) \right) \quad 6.2^{\dagger\dagger\dagger\dagger}$$

$$L = r \left(\ln \left(\frac{8r}{a_0} \right) - 2 + Y \right) \quad 6.3^{\dagger\dagger\dagger\dagger}$$

O valor de Y (Y é uma constante adimensional) neste caso é assumido quando a corrente é distribuída uniformemente através da seção transversal da ilha de Nb. E $\mu_0 = 4\pi 10^{-7} \text{ H/m}$. A equação (6.2) é para um circuito retangular, onde b e d são as dimensões desse circuito e, (6.3) é para o caso de um circuito esférico de raio r e o raio do fio nos dois casos é a .

Das três aproximações mostradas para o calculo da indutância, a que mais se aproxima a minhas amostras (laço quadrado) é a equação (6.2).

Como será observado o efeito da capacitância nas redes disponíveis é um parâmetro que define fortemente o comportamento das RJJ's mediante o parâmetro β_C , isto é verificado no capítulo 4.

No seguinte capítulo serão mostrados os resultados experimentais das curvas $V \times I$ a diferentes temperaturas com e sem campo magnético aplicado dc, deve ser observado que foram realizados medidas a uma temperatura de 1,7 K e campos maiores aos que foi projetado o sistema de bobinas nesta temperatura; isto é por que a esta temperatura foi empregado o criostato do laboratório do grupo de semicondutores do Instituto de Física de São Carlos (IFSC-USP).

***** Equação extraída de: S. Sergeevok e F.M. Araújo-Moreira, JETP Lett. 80 (9), 580 (2004).

††††† Equação extraída de: Frederick W. Grover (1952). *Inductance Calculations*. Dover Publications, New York.

Tabela 6-1: Parâmetros extraídos das RJJ's em análises.

Amostra	RJJ-1	RJJ-2	RJJ-3	RJJ-4	RJJ-5
Tipo	SNS/ <i>unshunted</i>	SNS/ <i>unshunted</i>	SIS/ <i>unshunted</i>	SIS/ <i>unshunted</i>	SIS/ <i>shunted</i>
a₀ (μm)	8,4	8,4	46,0	46,0	36,0
Largura de fio (μm)	1,4	1,4	5,0	5,0	10,5
Efeito de tunelamento	Efeito de Proximidade	Efeito de Proximidade	Tunelamento Josephson	Tunelamento Josephson	Tunelamento Josephson
Dimensões da barreira (μm²)	0,31×1,40	0,31×1,40	5,0×5,0	5,0×5,0	12,0×10,5
L_x×L_y ^{****}	300×300	150×300	30×100	10×100	150×100
Dimensões do rede (mm²)	3,0×3,0	1,48×3,02	1,5×4,7	0,48×4,7	4,65×7,0
R₀ (Ω)	0,4	0,6	26	65,6	6,8
Capacitância (fF)	0,18	0,18	0,06	0,06	0,05
Indutância (pH) eq. (6.1)	10,6	10,6	57,8	57,8	45,3
Indutância (pH) eq. (6.2)	14,2	14,2	87,9	87,9	40,4
Indutância (pH) eq. (6.3)	12,0	12,0	73,7	73,7	35,3

**** O valor L_x×L_y é definido como laço, e vai representar fisicamente a uma rede unitária com quatro junções Josephson.

7. Resultados e discussões

Neste capítulo serão apresentados e discutidos os resultados experimentais obtidos através das técnicas de caracterização mencionadas na seção 5.7.1 e 5.7.2. Relembrando, os objetivos deste trabalho de tese se referem ao estudo dos efeitos quânticos associados ao efeito de tamanho das RJJ's, tanto para as amostras de RJJ's 2D de Nb-Cu_xAl_yO_z-Nb, e da instrumentação associada a este objetivo.

Previamente a isto, foi realizado uma avaliação do sistema experimental montado, para o qual contamos com amostras policristalinas RJJ's 3D desordenadas e cristais, esses dois últimos da família Pr_xY_{1-x}Ba₂Cu₃O_{7-δ}. Na literatura [137, 138 e 139] observamos que, enquanto para alguns autores o Pr-123 é um material não supercondutor intrínseco, para outros o método de preparação influencia significativamente na formação da provável fase supercondutora. Por outro lado, o GMD, vem apresentado resultados, mostrando que esse material é sim um material (policristal, cristal ou filme) supercondutor intrínseco. Isto foi um motivo de empregar amostras mono e policristais como parte da avaliação do sistema montado.

Portanto, este capítulo encontra-se dividido em duas partes: (i) a primeira refere-se à avaliação do sistema montado através das caracterizações de amostras policristalinas e cristais; (ii) nesta segunda parte são mostrados e discutidos principalmente os resultados experimentais das medidas de transporte das RJJ's 2D nas quais é comprovado o efeito de tamanho das RJJ's.

7.1 Avaliação do sistema montado

Com o objetivo de mostrar e verificar o desempenho do sistema experimental montado (ver capítulo 5), nesta seção, serão apresentados os resultados obtidos das diferentes caracterizações descritas na Figura 5.44, com amostras policristalinas e cristais fornecidas pelos pesquisadores Cecilia Stari (ver seção 7.1.1) e Leonelio Cichetto (7.1.2) respectivamente. Além disso, apresentamos as interpretações e conclusões destas medidas.

A avaliação do sistema experimental acabou fornecendo importantes resultados sobre a física da família Pr_xY_{1-x}Ba₂Cu₃O_{7-δ}, que significaram novos trabalhos publicados e submetidos,

independentes daqueles relacionados diretamente com as RJJ's. Por essa razão, eles são incluídos neste capítulo.

7.1.1 Amostras policristalinas $\text{Pr}_x\text{Y}_{1-x}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$

Na Figura 7.1, é mostrada a medida de χ_{ac} para a amostra $\text{Pr}_{0,1}\text{Y}_{0,9}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-d}$. Podemos ver claramente a sensibilidade do sistema montado onde é empregado o setup mostrado na Figura 5.44(a) utilizando os programas apontados na Figura 5.50 (a) e (b). O primeiro programa faz uma procura da fase, tentando equilibrar a zero a tensão na bobina secundária de uma das componentes (neste caso é mostrado a componente x do *lock-in*). A temperatura de transição encontrada para esta amostra é aproximadamente de 79,5 K.

Foi também realizada a medida da resistividade ac (com $f = 20$ Hz e uma pequena corrente aplicada de 2,5 mA), para as amostras $\text{Y}_1\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-d}$, $\text{Pr}_{0,1}\text{Y}_{0,9}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-d}$ e $\text{Pr}_{0,3}\text{Y}_{0,7}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-d}$. Essa medida foi obtida através do arranjo experimental mostrado na Figura 5.44(d) junto ao programa da Figura 5.51(c).

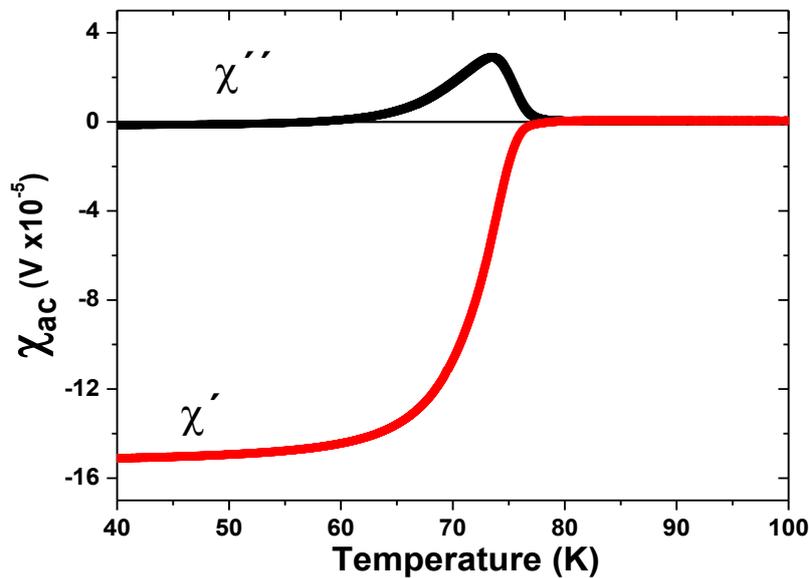


Figura 7.1: χ_{ac} Vs. T para a amostra $\text{Y}_{0,8}\text{Pr}_{0,2}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-d}$, com $h_{ac}=0,35$ Oe e $f=42$ kHz.

Os valores da $T_c(x)$ são listados na Tabela 7-1.

Tabela 7-1: Valores da temperatura crítica $T_c(x)$ (extraídos das medidas de resistividade), além dos parâmetros obtidos do ajuste $T_p - I_c(0)$ e $\lambda_{ab}(0)$ e $\xi_{eff}(0)$ usados para descrever a dependência da temperatura com as curvas $V \times I$ para as três amostras em estudo.

	YBa₂Cu₃O_{7-δ}	Pr_{0.1}Y_{0.9}Ba₂Cu₃O_{7-δ}	Pr_{0.3}Y_{0.7}Ba₂Cu₃O_{7-δ}
T_c , K	92,9	89,5	53,9
T_p , K	91,2	82,7	43,1
$I_c(0)$, mA	0,6	0,4	0,2
$\lambda_{ab}(0)$, μm	0,14	0,15	0,17
$\xi_{eff}(0)$, nm	0,9	1,1	2,2

Resultados típicos para as curvas características $V \times I$ para diferentes temperaturas próximas à $T_c(x)$ são mostrados na Figura 7.2. Como é esperado, no estado normal (acima de T_c) todas as curvas tem um comportamento linear tipo ôhmico com $V=RI$, quando a temperatura é menor que $T_c(x)$ as curvas $V \times I$ mostram um comportamento não linear descrito pela equação da lei de potências como: $V \propto (I - I_c)^{a(T)}$; para todas as amostras. Dada a natureza 3D destas amostras, é natural assumir que elas cumprem a lei de potências nas curvas $V \times I$ no estado supercondutor que é causado pela ativação térmica dos vórtices de Abrikosov ancorados pela aplicação de uma corrente (excede a corrente crítica $I_c(T)$ para uma determinada temperatura), que resulta na dependência da corrente crítica com a lei de potência. Em tal cenário pode ser assumida a seguinte dependência ^[93]: $a(T) = 1 + U(T)/k_B T$.

Onde $U(T) = \Phi I_c(T)/2\pi$, é a corrente induzida pela energia de ativação ^[16]. A melhor dependência para ajustar os dados obtidos destas curvas (ver Figura 7.2) é: $I_c(T) = I_c(0)(1 - T/T_c)^{3/2}$. Esta é uma expressão bem conhecida ^[16] da teoria de GL, que fornece a expressão termodinâmica para o campo crítico; $H_c(T) = H_c(0) \left(1 - \frac{T}{T_c}\right)$ e com uma profundidade de penetração dado por: $\lambda_{ab}(T) = \lambda_{ab}(0) \left(1 - \frac{T}{T_c}\right)^{-\frac{1}{2}}$ como: $I_c(T) = H_c(T)/\lambda_{ab}(T)$.

Além disso, dentro da teoria GL, $H_c(T) = \Phi_0/2\pi\lambda_{ab}(T)\xi_{eff}(T)$, onde um comprimento efetivo de coerência é dado por: $\xi_{eff}(T) = (\xi_{ab}\xi_c)^{1/2} = \xi_{eff}(0)(1 - T/T_c)^{-1/2}$.

Os dados mostram que o Pr induz fracas intercamadas supercondutoras nas amostras dopadas.

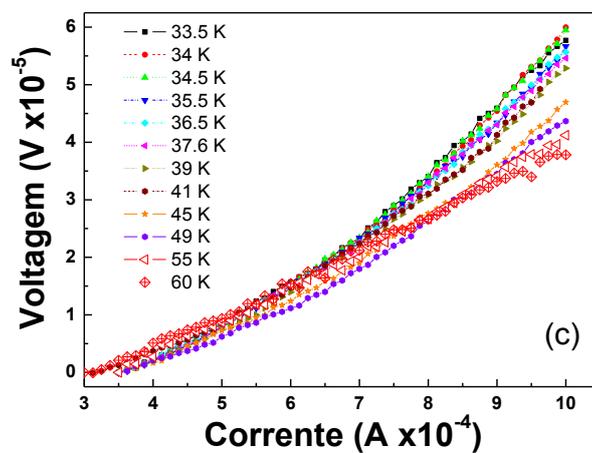
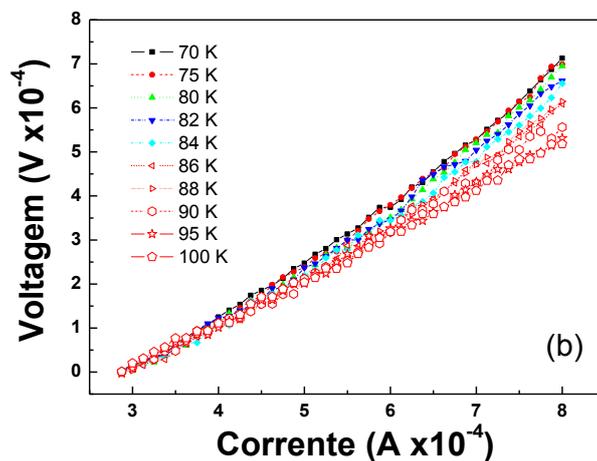
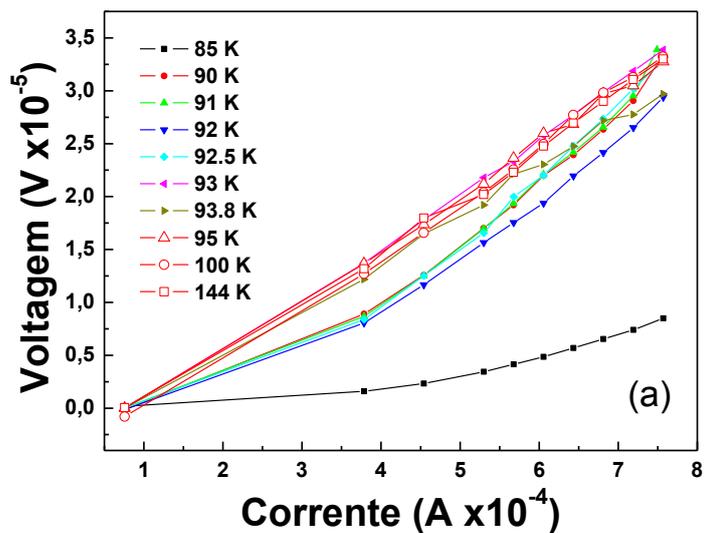


Figura 7.2: Curvas $V \times I$ para as tres amostras policristalinas com: (a) $x = 0,0$ (b) $x=0,1$ e (c) $x=0,3$ para varias temperaturas.

Lembrando que para amostras sem dopagem^[23] tem-se que: $\xi_{ab}(0)=2$ nm e $\xi_c(0)=0,8$ nm com $\lambda_{ab}(0)=0,14\mu\text{m}$. É importante enfatizar que a escala de comprimento efetivo é uma descrição

mais apropriada e realística dos processos de dissipação devido à ancoragem e movimento dos vórtices livres de Abrikosov. Mais precisamente, dentro do cenário de transporte de corrente, os vórtices iniciam a penetrar a amostra para $I > I_{cI}(T)$ onde $I_{cI}(T) = H_{cI}(T)/\lambda_{ab}(T)$ é relacionado o pequeno campo $H_{cI}(T) = \Phi_0/2\pi\lambda_{ab}^2(T)$.

Vários vórtices se ancoram nos defeitos com uma força de ancoragem $f_p(T) = \Phi_0 I_c(T)$ atuando sobre cada vórtice. A ancoragem acontece quando a corrente aplicada conduz uma força de Lorentz $f_L = \Phi_0 I$ que supera a força de ancoragem, ou seja, $I > I_c(T)$. Concordando com o observado nas medidas.

Temos, portanto, um comportamento ôhmico no estado normal com $I_c(T_c) = 0$ e conseqüentemente $a(T_c) = 1$, iniciando um desvio linear $V(I)$ para $T < T_c$. Em particular, é evidente a partir da Figura 7.2 a dependência quadrática para algumas temperaturas T_p a qual é responsável pelo início do processo de ancoragem dos vórtices e é definido pela corrente induzida para o expoente $a(T_p) = 2$ ou, aproximadamente $T_p/T_c = 1 - [2\pi k_B T_c / \Phi_0 I_c(0)]^{2/3}$.

A Figura 7.3 mostra a dependência da corrente crítica normalizada $I_c(T)/I_c(0)$ e o expoente $a(T)$ em função da temperatura reduzida T/T_c , obtido a partir dos ajustes das curvas mostradas na Figura 7.2, empregando a equação da lei de potencias. Note que da definição descrita acima, a temperatura de ancoragem T_p diminui (como T_c) quando a diferença de $T_c - T_p$ incrementa com a dopagem do Pr.

Os valores da temperatura supercondutora (extraídos da Figura 7.2) são mostrados na Tabela 7-1, assim como também os valores extraídos dos ajustes e dos parâmetros deduzidos (Figura 7.3).

Será mostrado também que a dopagem induz uma evolução dos parâmetros extraídos e concordam com os valores reportados na literatura para similar composição ^[140].

Continuando com a avaliação do sistema montado foram realizadas as medidas χ_{ac} como função de h_{ac} , que, em princípio, será chamado de espectro da χ_{ac} . Para isto empregou-se o arranjo experimental mostrado na Figura 5.44(a) utilizando o programa da Figura 5.50(d). Para alcançar esse objetivo, foram utilizadas as mesmas amostras policristalinas das medidas anteriores.

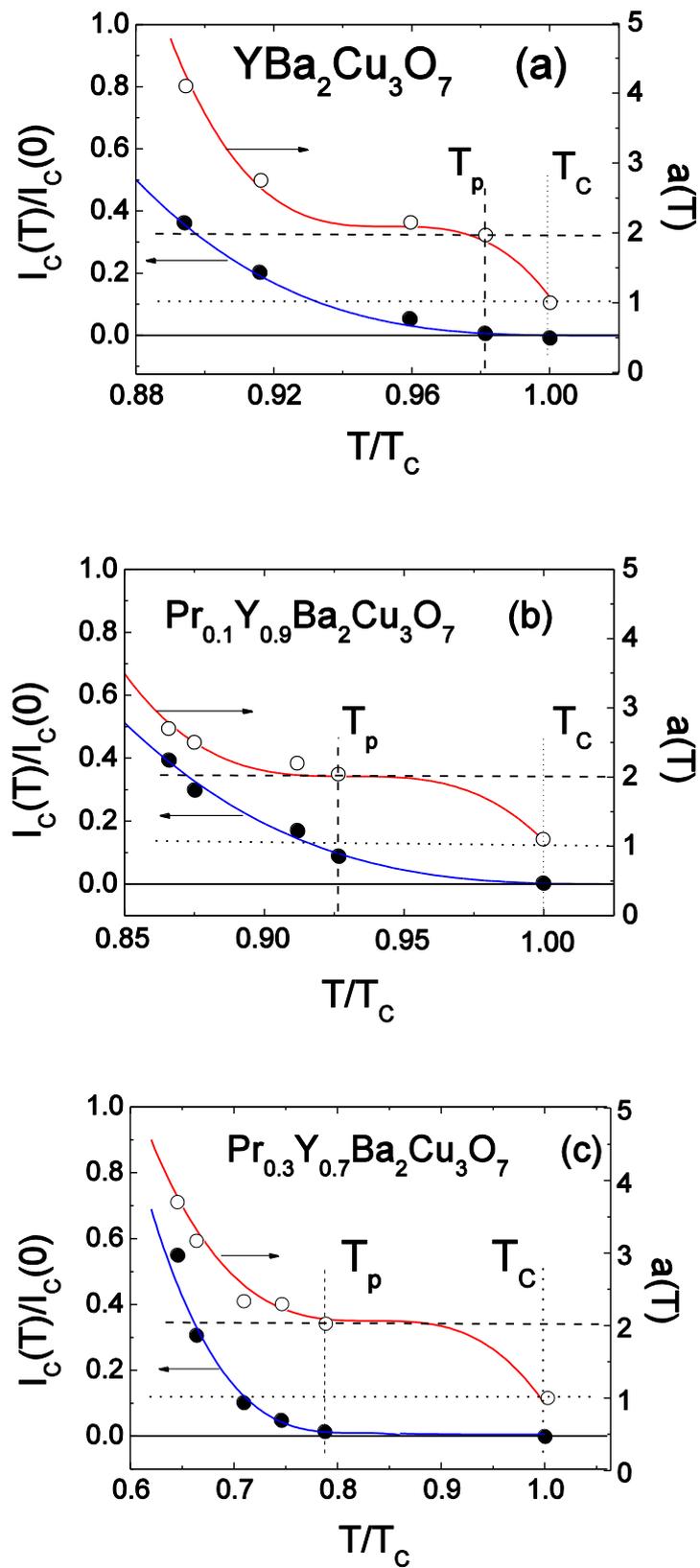


Figura 7.3: Dependência da temperatura com os pontos experimentais (pontos abertos e cheios), as linhas sólidas são as teóricas para a corrente crítica $I_c(T)$ e a lei de potências $a(T)$ para as curvas das amostras em estudo. A linha horizontal e vertical pontilhada mostra às duas transições $a(T_c)=1$ e $a(T_p)=2$ [95].

A resposta complexa $\chi_{ac}=\chi'+i\chi''$ é medida em função do campo aplicado ac $h_{ac}(t)=h_0 \cos(\omega t)$ (aplicado perpendicularmente à superfície da amostra com a amplitude de $0,1 \text{ Oe} < h_0 < 50 \text{ Oe}$ e frequências de $1 \text{ kHz} < \omega < 30 \text{ kHz}$) numa temperatura fixa. A dependência do campo de χ' é descrita como: $\Delta\chi'(h)=\chi'(h)-\chi'(0)$ para diferentes conteúdos de Pr como se mostra na Figura 7.4.

Observa-se na Figura 7.4 duas regiões distintas. Normalmente, acima de $h_0=15 \text{ Oe}$ as curvas exibem quase uma dependência linear que pode ser atribuída ao estabelecimento do estado crítico do modelo de Bean ^[141 - 142] com: $1+4\pi\chi'_B(h)=2h/J_C d$ onde J_C é a densidade de corrente crítica independente do campo e d é a espessura da amostra. Por outro lado, abaixo de $h_0=15 \text{ Oe}$, uma oscilação periódica é claramente observada (e praticamente independente da temperatura). Isto é um interessante fenômeno ainda não reportado, (nós temos submetido este trabalho, ver o anexo). Para compreender esse comportamento observado de $\Delta\chi'(h)$, é razoável assumir que a resposta a baixos campos nas amostras é imediatamente relacionada com a contribuição intergranular da rede Josephson $\chi'_J(h)$ (ver equação 7.1).

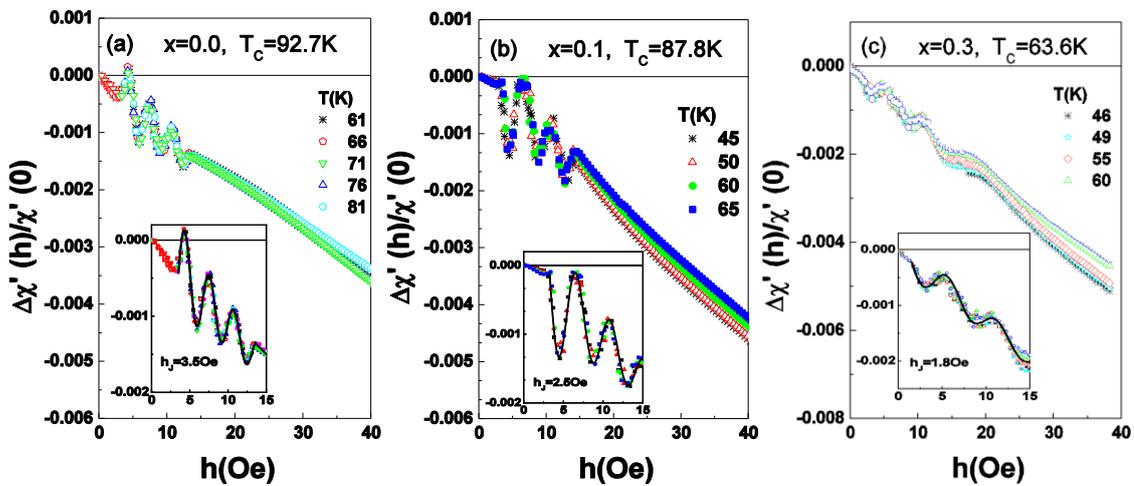


Figura 7.4: Dependência do campo magnético com χ'_{ac} para diferentes temperaturas com diferentes conteúdos de Pr (a) $x = 0,0$ (b) $x = 0,1$ (c) $x = 0,3$. Dentro de cada curva é mostrado o ajuste (linha sólida) na região de pequenos campos empregando a eq. que descreve o campo Josephson h_J com um só parâmetro no ajuste destas curvas.

Estas curvas sugerem um pronunciado tipo de comportamento de Fraunhofer associado à intensa resposta coerente a partir principalmente das JJ's pelas fronteiras dos grãos da rede (desprezando a distribuição da corrente crítica e o tamanho individual das junções) e conseqüentemente a alta qualidade das amostras. Esse fato experimental permite empregar a assim chamada aproximação de uma simples plaqueta ^[143] para descrever o fenômeno observado.

Uma contribuição intergranular $\chi'_J(h)$ é relacionada com: $h_{ac}(t)=h_0\cos(\omega t)$ a qual induz uma modulação da corrente Josephson $I_J(t)=I_{CJ}\sin\theta(t)$ circulando numa plaqueta fechada que envolve três (ou mais) grãos supercondutores com uma diferença de fase efetiva $\theta(t)=2\pi S h_{ac}(t)/\Phi_0$ através da barreira não-supercondutora intergranular (S é a área de contacto).

A corrente circulando produz uma rede de magnetização $M_J(t)=I_J(t)S/V$ (onde V é o volume propriamente definido). Como resultado, chegamos à seguinte expressão da contribuição intergranular:

$$\chi'_J(h) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d(\omega t) \left[\frac{\delta M_J(t)}{\delta h_{ac}(t)} \right] = \chi_0 J_0(f) \quad 7.1$$

Onde, $\chi_0=2\pi I_{CJ}S^2/\Phi_0V$, $J_0(f)$ é a função de Bessel, e $f=h/h_J$ com $h_J=\Phi_0/2\pi S$ é o campo característico Josephson. O melhor ajuste para a região de baixo campo usando a eq. (7.1) é mostrado dentro das quadros da Figura 7.4. Nota-se um dependência periódica tipo de Franhoufer correspondendo à penetração de vórtices Josephson (fluxons) dentro da região intergranular (para $h_0>h_J$) e descrita pela função de Bessel $J_0(f)$.

Na amostra sem dopar (YBCO) $h_J \cong 3.50e$, correspondente a uma área de contato de $S \cong 1\mu\text{m}^2$, a qual é correlacionada com a estrutura e o tamanho de grão das amostras estudadas. Por outro lado, como era esperado h_J se reduz com a substituição do Y por Pr, devido ao incremento de S nas amostras ^[144].

7.1.2 Cristais supercondutores da família $\text{Pr}_x\text{Y}_{1-x}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-8}$

Um dos mais intrigantes fenômenos na área da supercondutividade é o chamado efeito pico (ou *peak effect*) o qual se manifesta a baixos valores do campo magnético na dependência do campo da corrente crítica (um fenômeno similar observado no comportamento da magnetização é chamado anomalia de *fishtail*). Este efeito tem diferentes explicações, porém, o cenário mais aceitável é baseado na deficiência do oxigênio que intermédia a ancoragem em materiais não estequiométricos com valores de T_c altos.

Os resultados experimentais mostram a influência da substituição do Pr sobre as propriedades físicas e a capacidade de ancoramento destes materiais.

Na Figura 7.5 se mostra os valores dos componentes presentes em cada cristal (normalizada com respeito ao Y) com os valores teóricos estimados para $\delta = 0,2$.

Na Figura 7.6 é mostrado os resultados experimentais obtidos desses cristais supercondutores, para essas amostras o espectro da χ_{ac} , é obtido através do arranjo experimental mostrado na Figura 5.44(a) empregando o programa da Figura 5.50(d). Podemos ver que neste caso as amostras e os resultados são diferentes aos obtidos na seção 7.1.1, ver Figura 7.4.

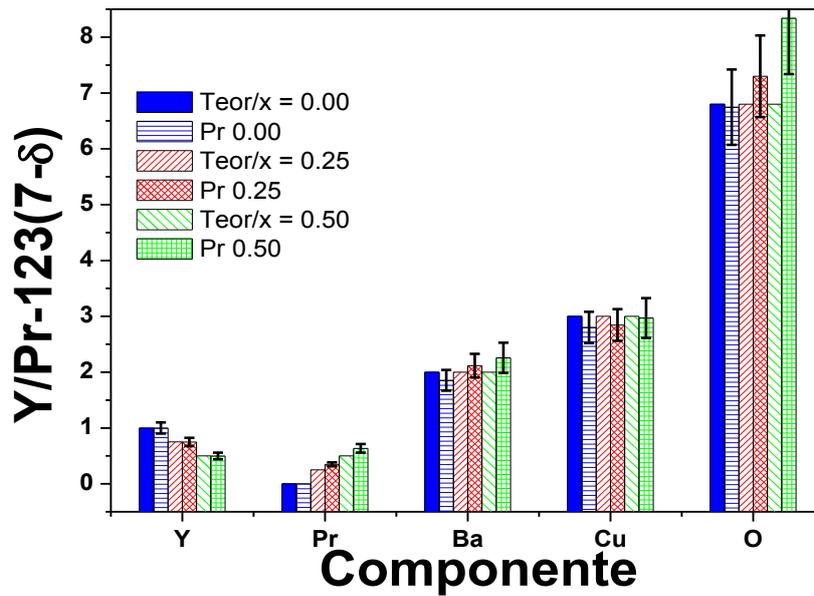


Figura 7.5: Espectro EDX para as tres amostras com $\delta = 0,2$ (teor é o valor teorico para cada componente e a barra de erro é feita ao $\pm 10\%$).

A Figura 7.6 mostra uma típica dependência de $\chi(T, h_0)$ com a amplitude do campo alternado h_0 para diferentes valores de temperaturas e frequência fixa. Note a reentrância no comportamento a baixo campo de $\chi(T, h_0)$, claramente exibindo um pico abaixo de $h_0 = 10$ Oe nas três amostras. Para uma melhor compreensão deste interessante fenômeno, utilizaremos a predição do modelo de estado crítico. Empregando a relação ^[145]: $1 + 4\pi\chi(T, h_0) = 2h_0/J_c d$ entre $\chi(T, h_0)$ e a densidade de corrente crítica $J_c(T, h_0)$, d é a espessura da amostra, a partir da medida convencional de χ_{ac} apresentada na seção 5.7.2 extraímos com sucesso informação importante sobre a temperatura e a dependência do campo magnético com a densidade de força de ancoragem: $F_p(T, h_0) = J_c(T, h_0)h_0$ nos cristais.

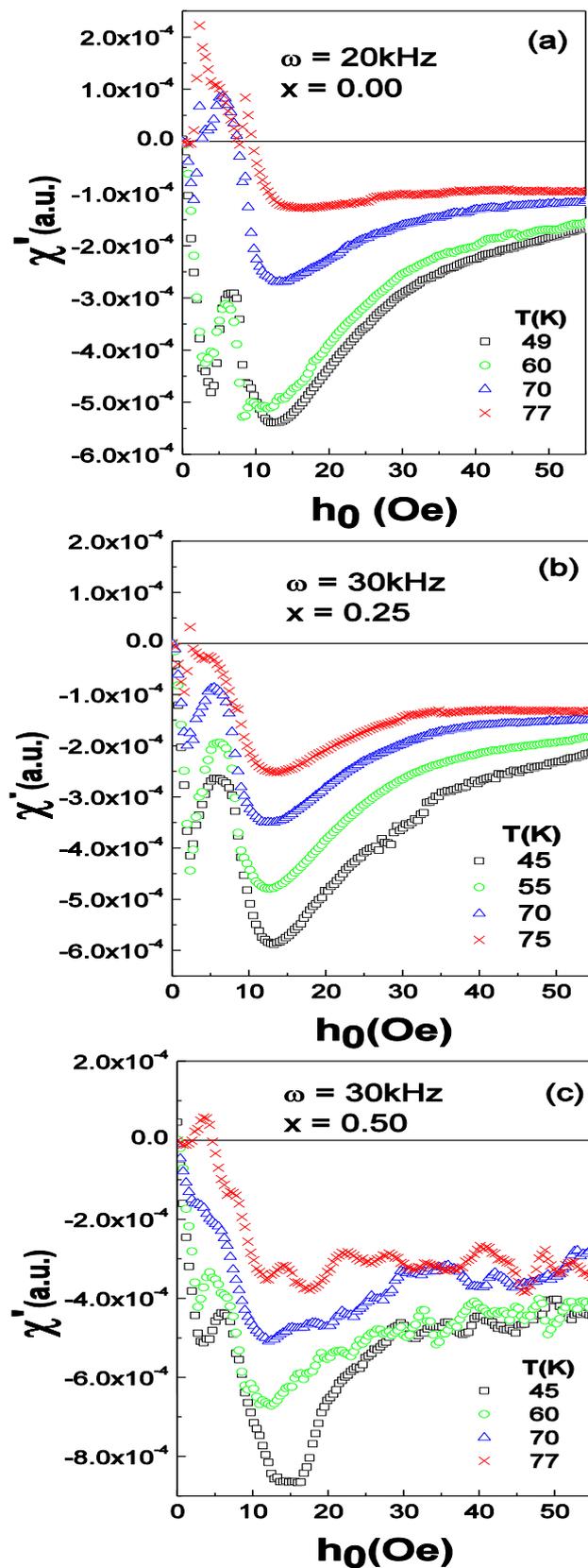


Figura 7.6: χ'' Vs. o campo magnético aplicado h_0 para várias temperaturas (a) $x=0,00$, (b) $x=0,25$ e (c) $x=0,50$.

Esse resultado é mostrado na Figura 7.7(a), para uma temperatura de 50 K. Dois picos são claramente observados nessa figura. A máxima largura (perto de $h_0=10$ Oe) reflete o

convencional fluxo ancorado (com uma densidade de corrente que decreta com o campo aplicado), quando ao segundo pico máximo (próximo $h_0 = 5$ Oe) não é nada mais que uma clara manifestação do efeito de pico.

Note também que, ver Figura 7.7(a), com o incremento do Pr a ancoragem convencional da amostra sem dopar para altos campos enquanto decreta ao mesmo tempo em que o valor absoluto do efeito de pico. Tal comportamento pode ser entendido assumindo um possível cenário considerando a origem do efeito de pico baseado sobre as não homogeneidades da distribuição do oxigênio nos cristais.

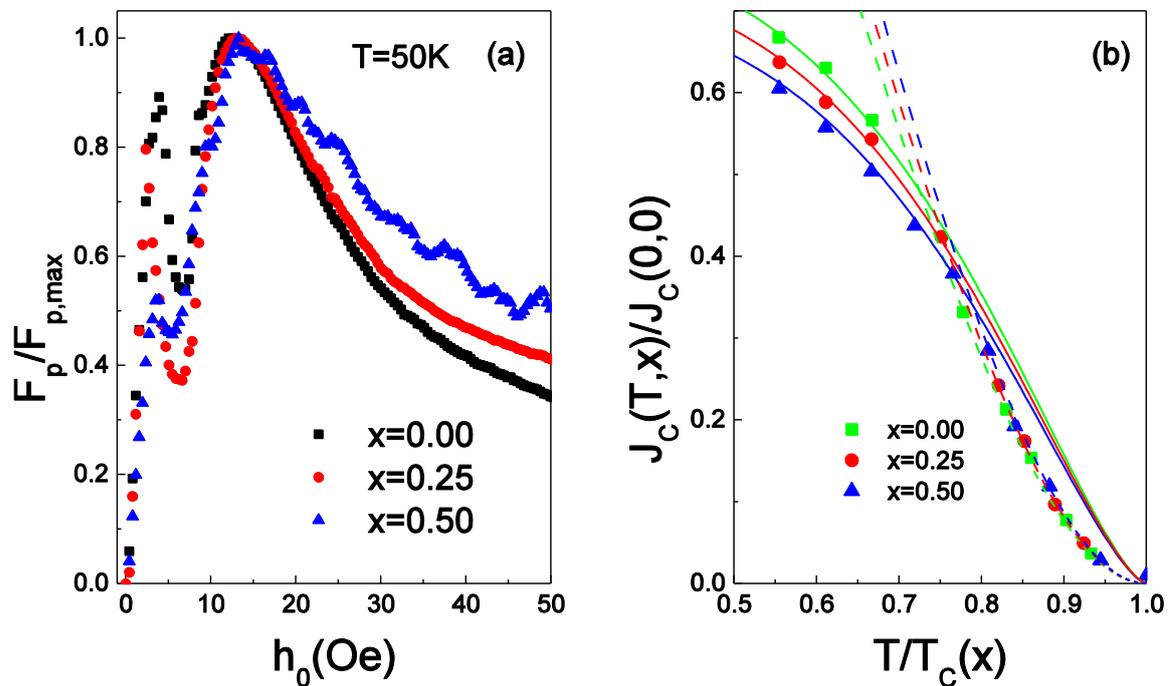


Figura 7.7: (a) Dependência do campo magnético com a densidade de força do ancoramento normalizada (extraídas das curvas) mostradas na Figura 7.6 (b) O melhor ajuste para a dependência da densidade de corrente normalizada com a temperatura reduzida.

Como se espera ^[146], o Pr contribui para o incremento da ancoragem nos cristais dopados (Figura 7.7(a)). Na Figura 7.7(b) é apresentado o resultado dos ajustes com a dependência da temperatura com a densidade de corrente normalizada do maior pico para diferentes valores da concentração (x) do Pr.

Um cruzamento entre dois tipos diferentes de comportamento é observado para $T^* = 0.8T_c(x)$. Um na região de baixa temperatura ($T < T^*$) é encontrado que segue o modelo de dois fluídos ^[23] (linha solida da Figura 7.7(b)) $J_c(T,x) = J_c(0,x)(1-t^4)^{3/2}$.

Com $t=T/T_c(x)$ e $J_c(0,x)=J_c(0,0)(1-x)$. Quando é próxima a T_c (para $T>T_c^*$) nossos dados são bem ajustados para um comportamento tipo de proximidade ^[23] (linha pontilhada na Figura 7.7(b) $J_c(T,x)=J_c(0,x)(1-t^2)^2$, muito comumente relaciona a região normal produzida pela deficiência do oxigênio e a substituição do Pr).

Finalmente os resultados mostrados, nesta e na subseção anterior, mostram o desempenho do sistema montado junto aos programas que em seu conjunto fazem em total um ótimo sistema de medidas, tanto para medidas magnéticas como de transporte.

7.2 Caracterização magnética das redes de junções Josephson

Consideraremos agora o caso em que a amostra é submetida a um campo magnético ac, tal como foi descrito na seção 5.7.2.

Vale mencionar que essa resposta magnética vem associada, principalmente, com a estrutura eletrônica, já que o momento magnético orbital do elétron é definido como: $\mu_{Lz} = -m_l \mu_B$ (μ_B é o magnéton de Bohr e m_l é o número quântico magnético), além de outras características próprias do material, como neste caso o Nb.

Deste modo, são apresentadas as medidas magnéticas, susceptibilidade ac versus temperatura (χ_{ac} vs. T) realizadas na amostra RJJ-1 e RJJ-2 e comparada com os resultados reportados por F.M. Araújo-Moreira et al. na ref. [147].

7.2.1 Susceptibilidade magnética χ_{ac}

Observemos na Figura 7.8 a curva de susceptibilidade ac obtida para a amostra RJJ-2, onde pode ser verificada claramente a T_c para essa amostra. Esta T_c é próxima à temperatura mostrada por Araújo-Moreira [147] na Figura 7.9, tanto para amostras SIS-*unshunted* e um filme de Nb puro.

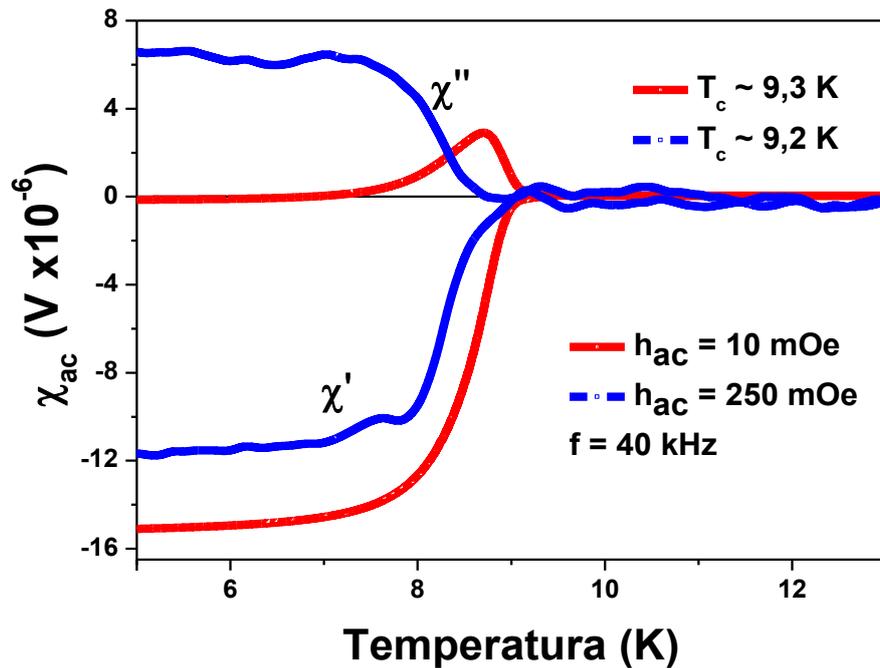


Figura 7.8: Amostra RJJ-2, com $T_c = 9,2$ e $9,3$ K para campos $h_{ac} = 10$ e 250 mOe com $f = 40$ kHz.

Um mínimo é observado para χ' a partir de $6,3$ K (ver Figura 7.8). Visivelmente podemos ver a diferença entre estas curvas mostradas na Figura 7.8 e Figura 7.9, que para amostra RJJ-2 (SNS-*unshunted*) não temos, aparentemente, a presença de reentrância (ver a componente χ') apesar de ter um campo $h_{ac} = 250$ mOe, tal como é mostrado para as amostras do tipo SIS-*unshunted*. Porém, destas figuras, observamos no caso (a) da Figura 7.9 a parte imaginária χ'' possui o mesmo comportamento obtido na medida mostrada na Figura 7.8 para $h_{ac} = 250$ mOe e não para $h_{ac} = 10$ mOe.

Em ambos os casos o campo $H_{dc} = 0$ Oe.

Essa parcial blindagem pode ser explicada qualitativamente. Tomando em conta o mostrado na Figura 7.9 e a evolução da parte imaginária da χ_{ac} com o campo h_{ac} (Figura 7.8) temos que a componente $\chi''(T)$ é correlacionada também com a reentrância observada em $\chi'(T)$. Ela mostra um incremento nas perdas com o decremento da blindagem, indicando, aparentemente, um enfraquecimento do parâmetro de ordem a baixa temperatura, neste caso para a amostra RJJ-2 com $T < 6,4$ K. Portanto, essas amostras tipo SNS-*unshunted*, também apresentam reentrância, como é verificado na Figura 7.8.

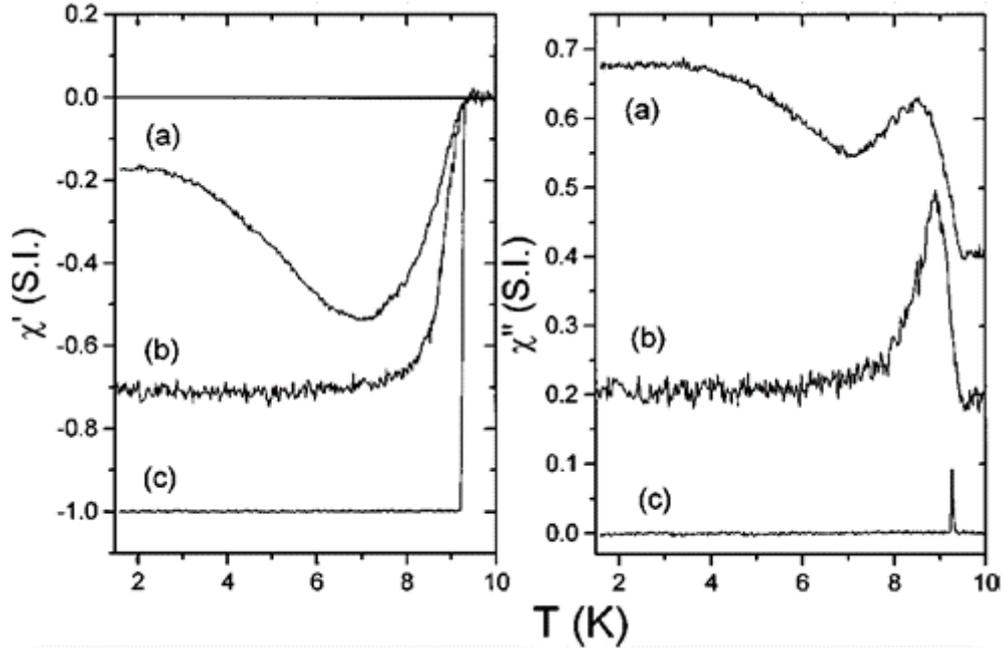


Figura 7.9: χ' e χ'' para o SIS-unshunted (a) $h_{ac}=96$ mOe (b) 7 mOe (c) Filme de Nb puro $h_{ac}=10$ mOe. Figura extraída de F.M. Araújo-Moreira *et al* ^[147].

7.3 Curvas $V \times I$ – interpretação

É bom dizer que o comprimento definido pela equação (3.13), define nas aproximações um retardo de tempo de existência dos vórtices livres que geralmente é definido como: $t \propto \xi^z$, (t define o tempo de duração das flutuações termodinâmicas no processo da transição de fase de estado), neste caso z vai definir o expoente da lei de potencias geralmente escrita como $V \propto I^{a(T)}$, onde $a(T) = z+1$, no caso de uma rede de junções Josephson em 2D, temos que $z = 2$.

Nas seguintes subseções desta tese, serão mostrados os resultados experimentais obtidos a partir das amostras mencionadas no capítulo 6, onde o ajuste das curvas foi através de diferentes funções assintóticas a fim de obter o melhor valor do expoente $a(T)$. Essas funções são:

$$V = V_0 + r_0(I - I_c')^{a(T)} \quad 7.2$$

$$V = V_0 + r_0(I)^{a(T)} \quad 7.3$$

$$V = V_0 + r_0'(I - I_c')^{1/a(T)} \quad 7.4$$

$$V = V_0 + r_0(I)^{1/a(T)} \quad 7.5$$

Todas essas equações descritas anteriormente cumprem com a definição dada na equação (3.4) e a lei de expoentes tal como se observa na seção 4.3.2. É claro que cada uma delas tem

um significado físico que será mostrado de acordo ao caso do ajuste das curvas obtidas nas medidas de transporte. Deve-se ter em conta que o valor de V_0 está relacionado com o *gap* de energia da maneira mostrada no capítulo 2. Esse *gap* depende também da temperatura tal como pode ser verificado na seção 2.3.3. Por outro lado, o *gap* de energia depende do tipo de tunelamento, portanto, veremos resultados diferentes para as amostras *unshunted*-SNS (RJJ-1 – RJJ-2) e as mostras *unshunted*-SIS (RJJ-3 – RJJ-4), e na *shunted*-SIS (RJJ-5).

Para as amostras RJJ-1 e RJJ-2 (redes do tipo SNS-*unshunted*), o tunelamento é por efeito de proximidade. Esse tipo de tunelamento, em princípio, é dado pela pequena distância entre as ilhas supercondutoras de Nb, da ordem de uns quantos nanômetros, (ver Figura 6.3(f)). Neste tipo de junção a influência de uma ilha sobre a outra faz com que T_c mude reduzindo o caráter supercondutor de amostra (se as ilhas supercondutoras forem diferentes). A densidade dos pares de Cooper próximos à borda (ou fronteira) prorroga suas propriedades supercondutoras através de suas bordas dentro do material normal (barreira). Isso é o chamado efeito de proximidade. Portanto, esses pares de Cooper tunelam a barreira “difundindo-se” nesta, tendo em conta o caminho livre dentro da barreira e a velocidade de Fermi. Essa corrente que chega a tunelar tem um comportamento do tipo queda de exponencial e vai depender do comprimento da barreira (distância entre os eletrodos; ver seção 2.7). Este tipo de tunelamento é mais observado em amostras policristalinas, onde se tem redes de JJ’s 3D, como é mostrado na seção 7.1.1.

Portanto, mencionaremos que para as amostras RJJ-1 e RJJ-2 serão empregados as formulas (7.2) e (7.3), devido ao comportamento assintótico das curvas $V \times I$.

No caso das amostras RJJ-3 e RJJ-4 que são do tipo SIS-*unshunted*, o seu tipo de tunelamento e as curvas características $V \times I$ são estudadas na seção 2.5. Observemos que, aparentemente, os resultados obtidos nas curvas para esses dois efeitos (efeito de proximidade e tunelamento Josephson), são totalmente diferentes, (ver Figura 7.16 da amostra RJJ-1 para $T= 1,7$ K e a Figura 7.50 rede RJJ-3 para a mesma temperatura). Em princípio as diferenças entre essas curvas são devidas à física de cada um deles, efeito de proximidade na amostra SNS-*unshunted* e tunelamento Josephson na amostra SIS-*unshunted*. Isso nos leva, neste caso a empregar outro tipo de função de ajuste da forma dessas curvas (equações (7.4) e (7.5)).

Para encontrar os parâmetros físicos que nos permitam estudar e compreender esse tipo de amostras, tal função deve, em princípio, obedecer à lei de potencias, ser assintótica e cumprir com a condição mostrada na equação (3.4), e o expoente $a(T)$ deve mostrar sua universalidade abaixo da temperatura de transição BKT.

Neste caso (RJJ-3 e RJJ-4) as curvas $V \times I$ são uma manifestação do efeito Josephson ac, onde os pares de Cooper tunelam através da barreira (ver seção 2.5).

A Figura 7.10 mostra um esboço dos principais fenômenos que acontecem nas curvas $V \times I$ para amostras do tipo SIS. Todos esses fenômenos são descritos principalmente para um alto amortecimento (baixo valor da capacitância da junção) da corrente supercondutora I_S e da corrente normal I_N .

Essa curva consta de três partes separadas. Para baixas correntes podemos observar o estado S (esse estado é definido da seguinte forma: $-I_c < I_S < I_c$ e $\phi = \sin^{-1} \frac{I_S}{I_c} + 2\pi n$, I_S é a corrente no estado supercondutor), onde a tensão é zero. Parte da energia de carga pode ser dissipada dentro da rede no estado S. Logo deste estado podemos observar, com o incremento da corrente na curva, um ramo a partir da tensão de início V_T , conhecido como o estado R. Esse estado R é definido como: $V \neq 0$, $\phi = \phi(t) + cte$, e assim temos que: $v = 2eV/\hbar$; além disso, a corrente normal não é mais zero: $I_N \neq 0$.

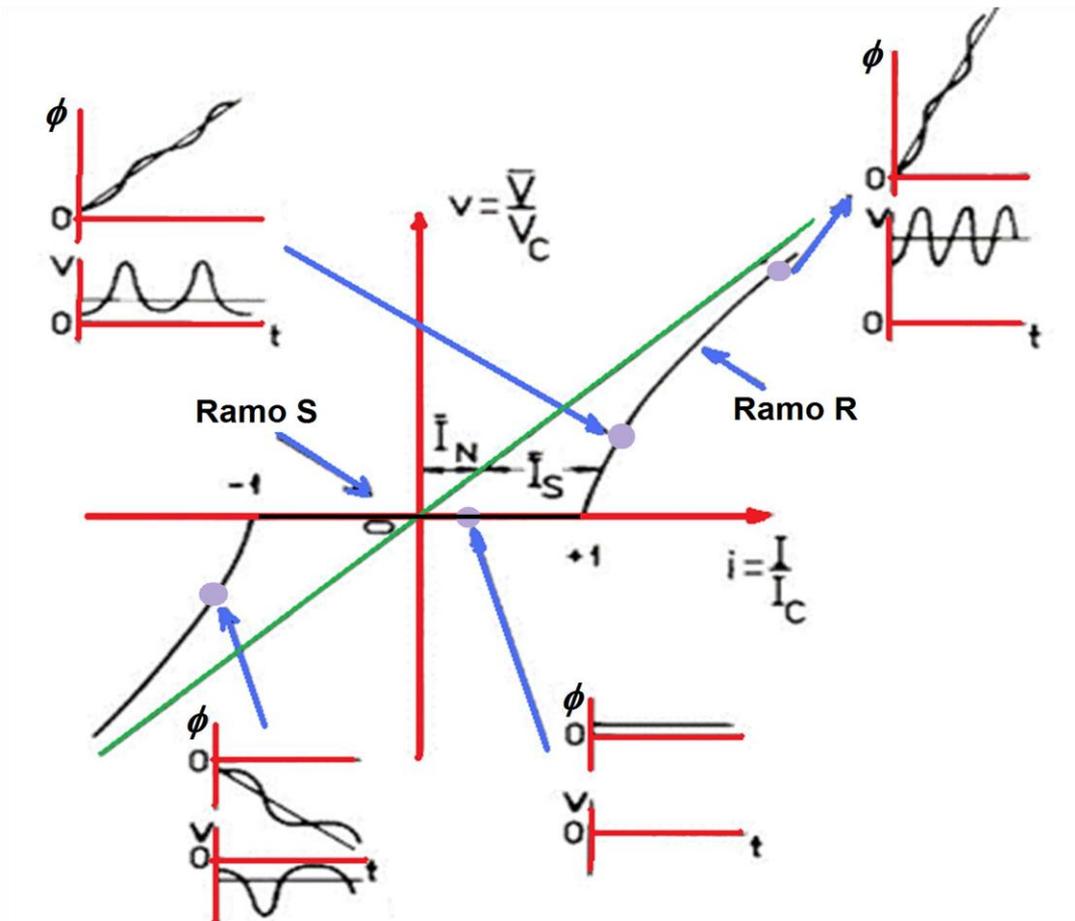


Figura 7.10: Curvas $V \times I$ de uma JJ com alto valor de amortecimento e o esboço do diagrama de fase com a tensão em função do tempo em varios pontos da curva (através do modelo RSCJ). I_S é supercorrente, I_N é a corrente normal.

Para $|I| < |I_c|$, a partícula cai no poço potencial $U(\phi)$ (ver seção 2.2.5). Neste estado a fase não varia com o tempo, então a tensão medida na rede é zero. Se: $|I| > |I_c|$ o potencial *washboard* apresenta uma queda, ocasionando que role a partícula por esse potencial. Neste caso $\phi(t)$ não é mais zero, V é um valor finito e se diz que a junção está no estado dissipativo. Quanticamente, quando $|I| < |I_c|$ a partícula pode tunelar, esse efeito é chamado de tunelamento quântico macroscópico, diferente do tunelamento dos pares de Cooper.

No limite de $\beta_c \ll 1$ a inércia efetiva da quase-partícula é pequena, e só o estado S é possível para $|I| < |I_c|$. Por outro lado, para $|I| > |I_c|$ só o estado R pode existir de forma que a curva $V \times I$ da junção é um valor simples (não histerese).

É definido que quando $a(T) = 3$, é conhecido como o “*universal jump*” e temos que $T = T_{BKT}$ e apresenta uma transição de fase de BKT.

Porém, como será observado nas seguintes subseções, não é obtido esse valor de $a(T) = 3$, para as amostras RJJ-1 e RJJ-2. Mas no caso das amostras RJJ-3 e RJJ-4 e das amostras policristalinas ele é sim obtido. Por que no caso de supercondutores bulk a energia para criar um vórtice é proporcional ao comprimento do vórtice e como resultado este é sempre maior que a energia térmica disponível e nas mostras SIS temos uma física diferente em comparação às mostras SNS. Em filmes, a profundidade de penetração perpendicular é definida como: $\lambda_{\perp} = \lambda^2/d$ e, portanto, este pode ser muito maior que o tamanho da amostra, (resultados mostrados nas seguintes seções). A energia necessária para criar um par de vórtices ligados^{§§§§§} pode em princípio ser da mesma ordem da energia térmica $k_B T$.

Essa estrita interpretação da definição da transição de fase BKT, não quer dizer que nos não obtivemos essa transição BKT, ou seja, a existência de vórtices livres acima e embaixo de T_{BKT} , encontrado a partir do parâmetro “*universal jump*” $a(T) = 3$. Este valor, em princípio é um valor “empírico”, já que também são observados outros valores que definem essa transição de fase (ver seções 4.2, 4.3, 4.4 e 4.5).

Deste modo, a partir da análise sugerimos que esse não é o caso para essas amostras RJJ-1 e RJJ-2. A fim de explicar este fato revisaremos a definição da T_{BKT} em supercondutores.

Uma transição de BKT envolve que vórtices livres desligados acima de T_{BKT} realizem a transição de fase de tal forma que esses vórtices livres não são mais desligados, tendo uma fase ordenada de vórtices ligados abaixo de T_{BKT} (observado nas mostras *unshunted*-SIS mediante $a(T) > 3$ e nas mostras policristalinas da seção 7.1.1). Para descrever essa transição de

^{§§§§§} $E_v = \frac{2\pi n_s \hbar^2}{2m} \ln\left(\frac{r}{a_0}\right)$, r é a distância entre dois vórtices ligados, a_0 é o tamanho da rede, isto é para um RJJ's, capítulo 3.

fase existe o parâmetro de ordem $\xi_{+/-}$, definido na equação (3.13). Quando a temperatura se aproxima de T_{BKT} aumentos de $\xi_+(T)$ significam que temos em média mais vórtices livres separados por maiores distâncias (região I da Figura 7.11). A Figura 7.11, ilustra essa situação descrita acima, na região III e II (na região II, os vórtices estão separados em maior distância que na região I).

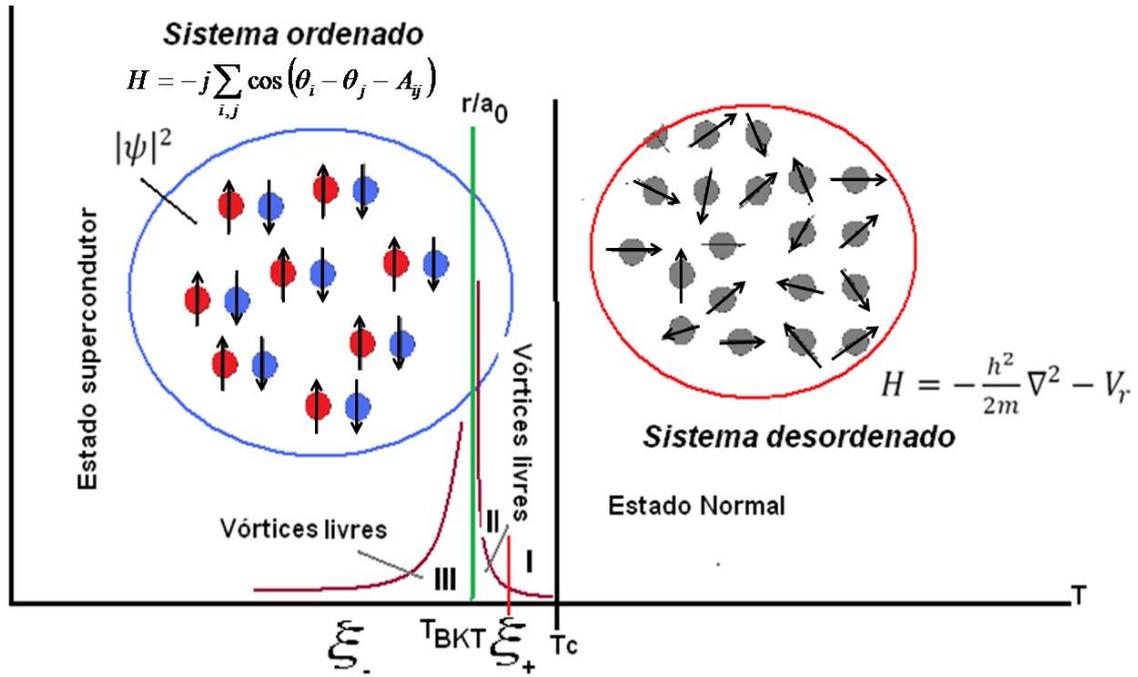


Figura 7.11: Esquema da transição de fase mediante a definição de T_{BKT} . Os círculos vermelhos e azuis indicam os vórtices e antivórtices abaixo da transição BKT.

Partindo abaixo da T_{BKT} (ou seja, $T < T_{BKT}$) pares de vórtices são desligados e ficam livres, e ao aplicar uma corrente externa originam uma resistência *flux-flow*. Abaixo desta temperatura a resistência é “zero”; acima é diferente de zero devido a essa densidade de vórtices livres. A aplicação de pequenas correntes externas pode desligar mais vórtices acima de T_{BKT} , porém, isto não é observado. Quando a corrente aumenta acima ou embaixo desta temperatura a densidade de vórtices livres incrementa e tornam-se importantes. É assim que se define esse *universal jump*. Mas aqui não obtemos esse valor, devido à ausência de altas densidades de vórtices livres acima desta T_{BKT} . No entanto, a presença de vórtices é observada nos parâmetros extraídos nas medidas realizadas, tal como será apontado, a partir do sinal que estes produzem nas curvas $V \times I$, definido como:

$$V_{vort-livres} = a_0^2 W R_{normal} n_s(T) I \quad 7.6$$

Onde W é a largura da RJJ e, essa densidade de vórtices livres é definida [148]:

$$n_{vort-livres}(T) = b_3 \frac{e^{1-a(T)}}{a_0^2} \left(\frac{L'}{a_0} \right)^{a(T)-1} \quad 7.7$$

L' é o comprimento da RJJ. Isto é também um indicativo dos efeitos quânticos nas redes de junções Josephson através da indução de vórtices por consequência do tamanho destas redes.

É possível então definir neste caso pontual o seguinte: (a) acima da temperatura de transição (de estado normal – supercondutor T_c) as curvas $V \times I$ descrevem um comportamento ôhmico; (b) embaixo de T_c cumpre-se a lei de potencias sem o valor *universal jump*, para as mostras SNS, mas com ele para as amostras SIS.

Com os valores extraídos de $a(T)$ obteremos a energia Josephson, definida como:

$$a(T) = \pi \frac{E_J(T)}{k_B T} + 1 \quad 7.8$$

E a corrente crítica ver equação (2.14).

Por outro lado, para estudar as propriedades destas redes empregaremos o parâmetro de Stewart-McCumber β_c e o β_L :

$$\beta_L = \frac{2\pi L I_c(T)}{\Phi_0} \quad 7.9$$

$$\beta_c = \frac{2\pi I_c(T) C_J R_J^2}{\Phi_0} \quad 7.10$$

Onde L é a indutância de um laço do RJJ, C_J é a capacitância da JJ e R_J é a resistência da junção. O parâmetro β_L é proporcional ao número de quantum de fluxo que podem ser blindados, pela máxima corrente crítica na junção e que o parâmetro β_c reflete a qualidade da RJJ.

Esses dois parâmetros são adimensionais, porém, cada um deles tem diferentes significados físico. No caso de β_c , devido ao fato de depender da capacitância (e esta da natureza da barreira) e da resistência, β_c esta intimamente relacionada com o processo de tunelamento na barreira, assim como as perdas presentes na junção; tunelamento Josephson para as amostras SIS e tunelamento por o efeito de proximidade nas amostras SNS. Entretanto, β_L é um

parâmetro que está relacionado com a indutância (e está em função da geometria do sistema, Tabela 6-1); este parâmetro determina as características magnéticas das RJJ's.

Por outro lado, ambos os parâmetros possuem características semelhantes tais como o fato de estar em função da temperatura, e da geometria da amostra em análise.

O valor β_c é de grande importância na caracterização das curvas $V \times I$ e o efeito de tamanho, tal como será mostrado nos resultados das medidas experimentais.

Também é calculado o valor de λ_{\perp} a partir de:

$$\lambda_{\perp}(T) = (2\pi\mu_0 I_c(T)/\Phi_0)^{-1} \quad \mathbf{7.11}$$

Este parâmetro confirma os efeitos de tamanho das RJJ's, e do discutido anteriormente, verificando que esse valor cumpre $\lambda_{\perp} > L'$ para as amostras SNS em todas as temperaturas que foram realizadas as medidas de transporte. Também, confirma que $\lambda_{\perp} < L'$ para as mostras SIS a baixas temperaturas (aproximadamente $T < 4,2$ K), o qual é confirmado nos resultados experimentais.

Outra característica a ser levada em conta nas análises das curvas $V \times I$ das amostras é o efeito de bloqueio de Coulomb, já que esse é observado claramente em RJJ's 2D através da tensão de início. Descrito previamente na seção 4.5, ele mostra o aparecimento de uma tensão V_T que depende do tamanho da amostra e, portanto, da energia de ativação ^[123].

Considerando assim como M.V. Fistul ^[123], um estado isolante com uma energia de carga, tal que $E_{C0} \gg E_j$, na vizinhança, onde o *gap* do supercondutor é $\Delta > E_C$. Isto implica que o transporte é mediado pela ativação térmica dos pares de Cooper ^[149].

Esse estado é caracterizado pelo *gap* de energia Δ_c , originando um efeito de bloqueio de Coulomb envolvendo todas as junções e é estendido em todo o sistema.

A maneira de entender a energia de carga é mostrada nos resultados obtidos a partir da equação (4.2) (simulados no programa Mathematica), a fim de ver a distribuição dessa energia em uma RJJ e de que maneira esta vai depender do tamanho da rede e do número de ilhas dentro da rede (ver Figura 7.12).

Estas simulações foram feitas empregando o método de raio de corte ^{*****} para realizar mais rápido o cálculo da simulação.

***** É usual neste caso introduzir um círculo de corte, ou seja, um raio de corte, r_c , onde o potencial de interação atua, e a partir daí, para maiores distâncias do que r_c a interação é suposta nula. Neste caso na programação devemos efetuar uma comparação entre a distância de separação entre as ilhas supercondutoras com o raio de corte r_c .

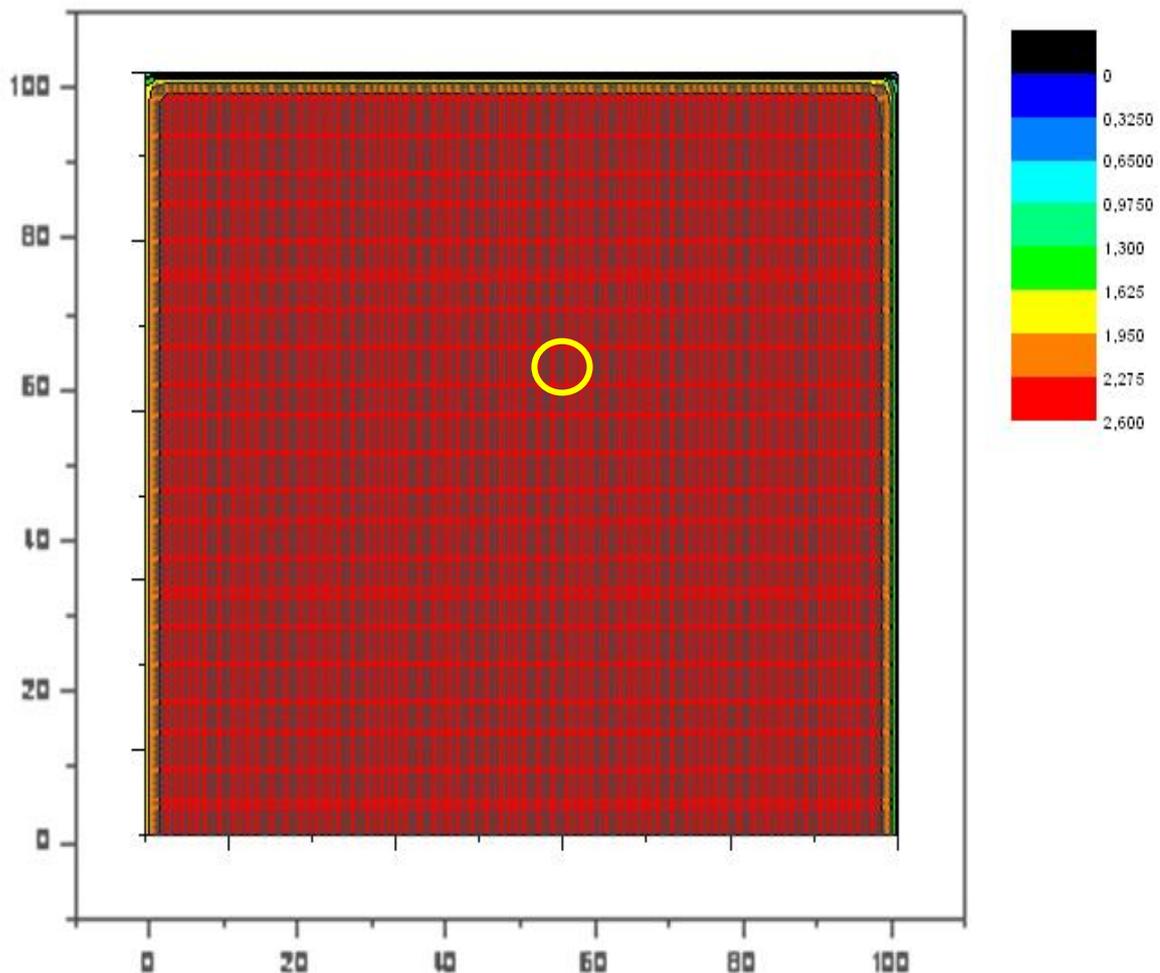


Figura 7.12: Distribuição da energia no plano da RJJ, com 100x100. O círculo amarelo nos mostra o raio de corte, o rango de interação entre as ilhas vizinhas. As cruzes pretas representam as ilhas supercondutoras.

Destes resultados, mostrados na Figura 7.13, podemos comprovar que essa energia cresce logaritmicamente ao centro da rede, tendo só nas bordas uma baixa energia e que no centro a distribuição dessa energia é máxima. Essas curvas mostram também, que essa distribuição de energia vai depender do tamanho da rede, como vemos nas figuras (a) com (b), e (c) com (d) da Figura 7.13, para um mesmo raio de corte. E, em comparação com as figuras (a)-(b) com (c)-(d), é observado que o raio de corte (raio de interação de ilha com outras ilhas) define a intensidade da energia na região central da rede.

Para esses cálculos o comprimento de penetração λ , foi considerado assim como as demais constantes e as distâncias foram normalizadas com referência ao tamanho da rede $L' \times W$.

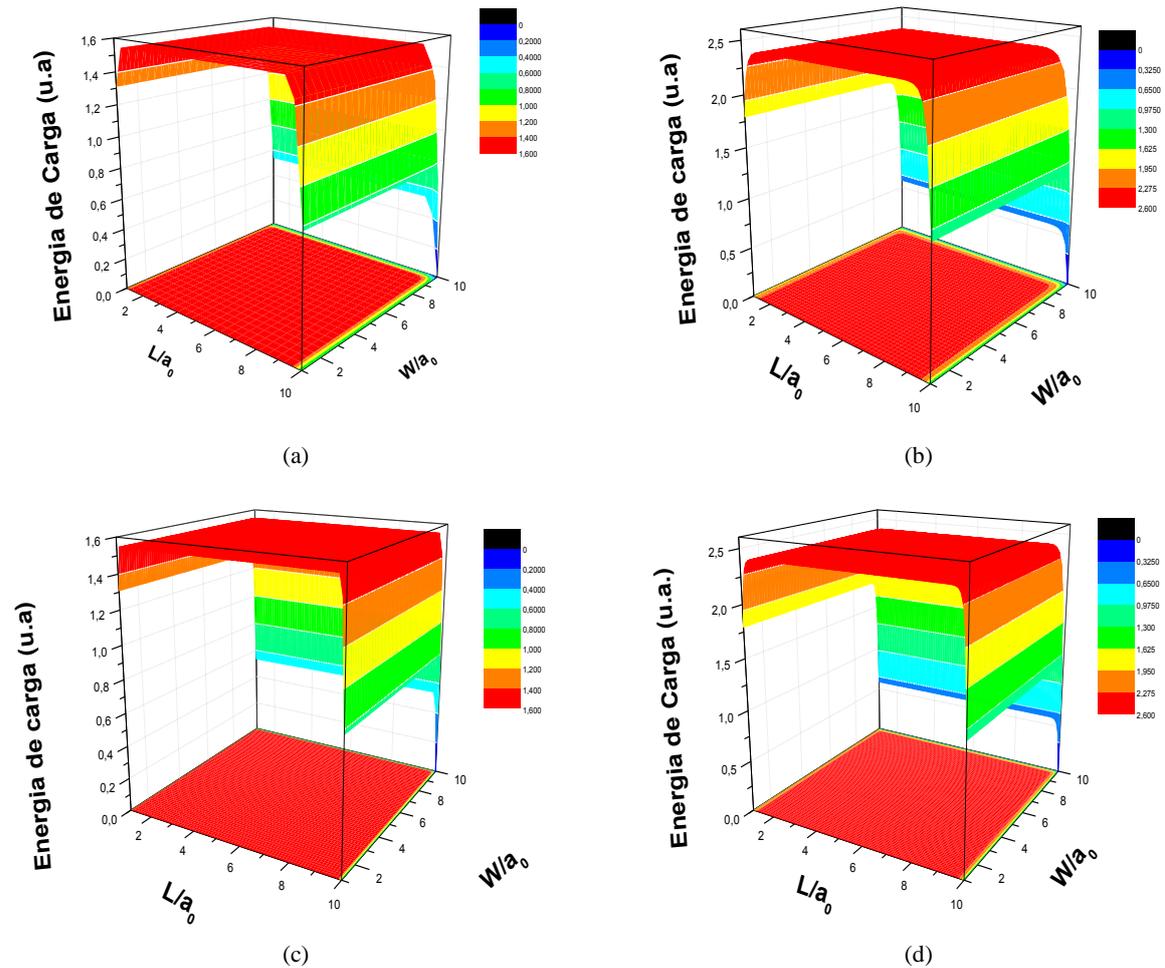


Figura 7.13: Resultados da simulação realizada da distribuição da energia de carga em 3D e 2D (projetada no plano). (a) para uma rede de 25×25 (b) rede de 50×50 . Em ambos os casos raio de corte é de 10 ilhas. (c) Para uma RJJ de 75×75 (d) Para uma RJJ de 100×100 , com raio de corte de 4 ilhas.

Ou seja, essa distribuição de carga existente nas redes deve ser considerada no efeito de bloqueio de Coulomb, assim como também da temperatura, devido a que vamos a trabalhar com baixas temperaturas (devemos lembrar que o T_c das amostras é próximo de 9,2 K). Portanto, temos que: $k_B T_c = 1,27 \times 10^{-22} J$. Disto temos que, para que um simples elétron tunele, à seguinte condição deve ser satisfeita: $k_B T \ll E_c = e^2/2C$.

Como um resultado do bloqueio de Coulomb os elétrons tunelam um-a-um. Na simulação realizada (ver Figura 7.13), é assumida uma carga localizada, o que nos leva a ter elétrons localizados, portanto, teremos estados localizados (ver seção 2.5), e, assim, teremos tunelamento Josephson neste tipo de redes.

Para poder determinar esse tunelamento, tomaremos em conta sua probabilidade. Da mecânica quântica temos: $\Delta E \Delta t > h/4\pi$; essa energia é a definida na equação (4.3), e neste

caso vamos a ter que: $\Delta t = R_T C$, onde R_T é a resistência de tunelamento, a qual pode ser determinada por:

$$R_T > \frac{h}{4\pi E_c C} \quad 7.12$$

Além disso, de acordo com o observado na seção 4.3, nos perfis obtidos não é assumido nenhum efeito de frustração de carga nas diferentes RJJ's.

Assim, as amostras RJJ-x devem existir esse efeito de bloqueio com maior probabilidade a baixa temperatura. Entretanto, nós só observamos por limitações experimentais à temperatura de 1,7 K. A esta temperatura foi sim possível observar o efeito de bloqueio de Coulomb em todas as RJJ's devido à supressão da I_c para $T = 1,7$ K, tal como é mostrado nos resultados experimentais.

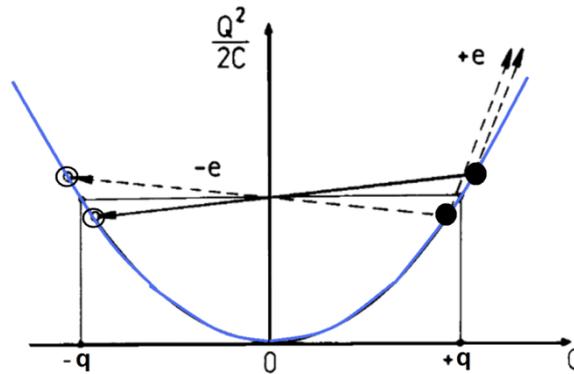


Figura 7.14: Diagrama de energia que ilustra o origem do bloqueio de Coulomb para um simples elétron tunelando. As linhas solidas mostram a energia de transição com maior beneficio e as linhas pontilhadas a menos prováveis.

Supondo que tenha uma carga localizada Q , temos: $-\frac{q}{2} < Q < +\frac{q}{2}$; fisicamente isto significa que nesta faixa o tunelamento de um simples elétron é completamente bloqueado (isto é esquematizado na Figura 7.14).

7.4 Amostras *unshuted* tipo SNS – curvas $V \times I$

Nesta seção serão mostrados os resultados experimentais obtidos das amostras *unshuted-SNS*. São realizadas medidas de transporte, curvas características $V \times I$ a diferentes temperaturas com campo magnético H_{dc} e h_{ac} zero e, curvas $V \times I$ com H_{dc} e h_{ac} a temperatura

constante. Também é mostrada a resposta elétrica destas amostras com excitação de diferentes ondas de tensão (senoidal e rampa).

A partir das curvas de transporte são obtidos diversos parâmetros que serão analisados a fim de compreender a dinâmica de transporte nestas amostras. No caso de vórtices induzidos por efeitos de tamanho em cada uma das redes de junções Josephson o tunelamento é por efeito de proximidade.

7.4.1 Amostra RJJ-1

Foi feita a temperatura ambiente a medida $V \times I$, com duas finalidades, verificar a qualidade dos contatos elétricos com a amostra RJJ-1, e, além disso, calcular o valor da resistência desta amostra, tal como é mostrado na Figura 7.15. Isso foi verificado com o valor medido pelo multímetro antes de colocar a amostra no sistema (ver Tabela 6-1).

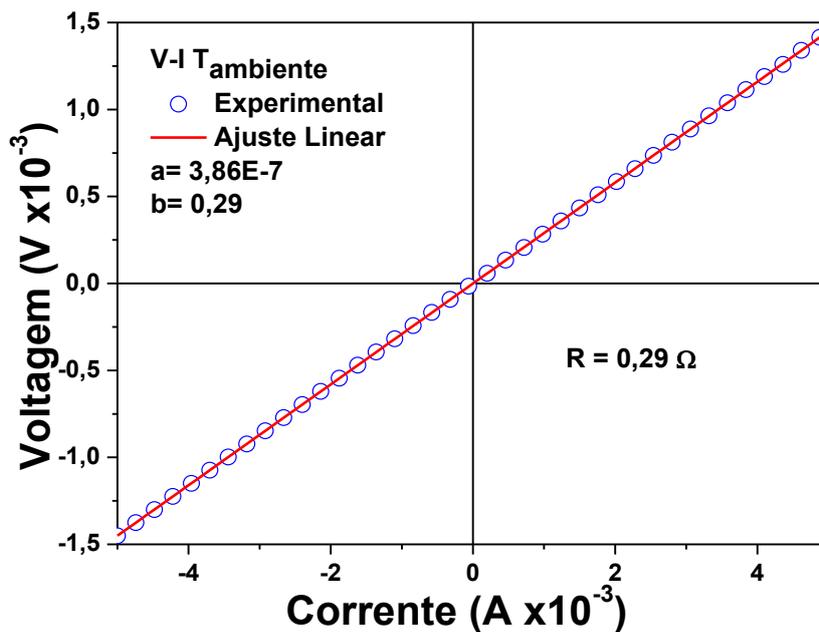


Figura 7.15: Curva $V \times I$ da amostra RJJ-1 antes de colocar a amostra dentro do criostato.

RJJ-1 sem campo magnético a diferentes temperaturas

Nesta seção mostramos os resultados experimentais das curvas $V \times I$, e os ajustes de cada uma destas curvas, mediante as equações (7.2) e (7.3). O valor V_0 das equações mencionadas é o deslocamento da curva com respeito ao zero e, fisicamente, representa o *gap* de energia da

amostra em questão, I_c representaria no ajuste a corrente crítica da rede, porém, preferimos tirar esse valor a partir da equação (7.8).

Cada uma das figuras mostradas (Figura 7.16 até a Figura 7.22) deveria exibir para esta amostra 300 ramos (rede de 300x300 laços), mas só é mostrado os que foram possíveis fazer nas medidas. Além disso, os ajustes foram feitos para o ramo superior e inferior, para cada uma das temperaturas mostradas.

A Figura 7.16, mostra as curvas $V \times I$ para uma temperatura de 1,7 K para essa amostra.

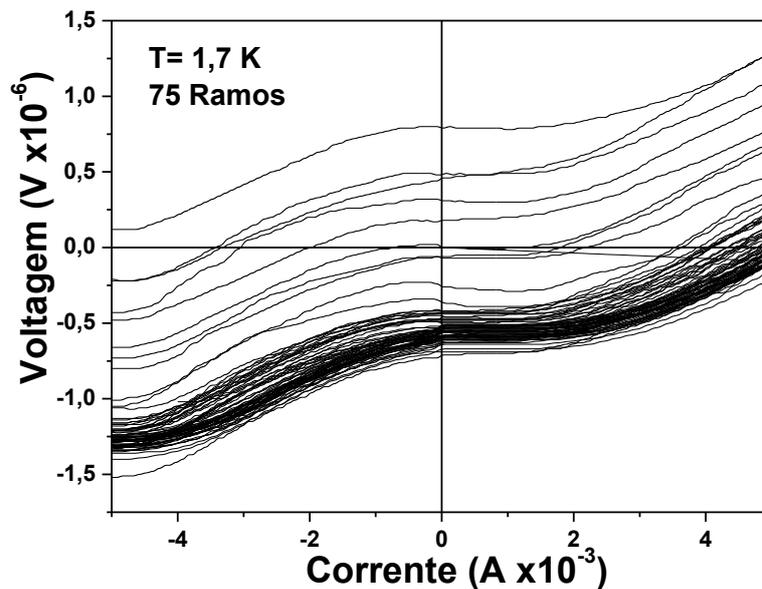


Figura 7.16: Curvas características $V \times I$ da amostra RJJ-1, para $T = 1,7 \text{ K}$. Observamos 75 ramos na medida realizada.

São mostrados na Figura 7.17 os ajustes dos ramos superiores e inferiores obtidos desta medida (ver figura de acima) para $T = 1,7 \text{ K}$.

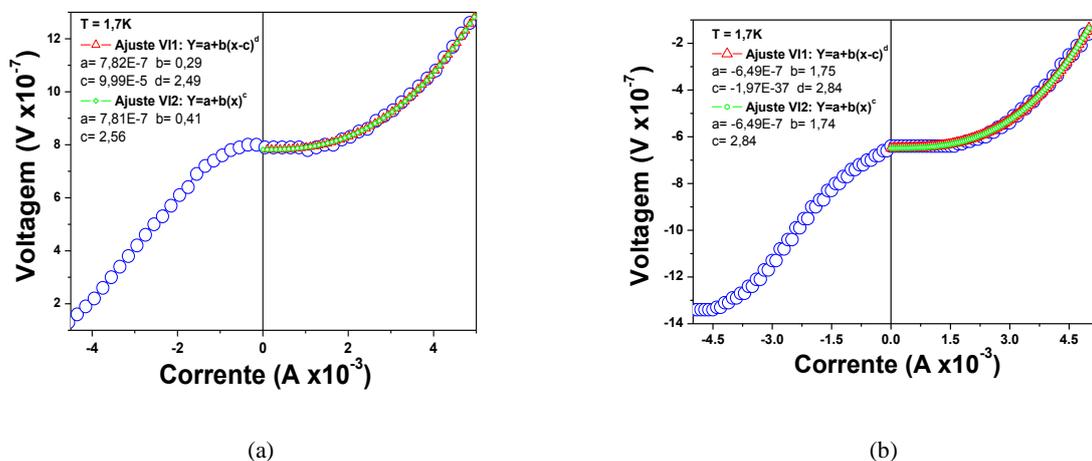


Figura 7.17. Ajustes dos ramos superior (a) e inferior (b) das curvas $V \times I$ para 1,7 K da amostra RJJ-1.

É mostrado na Figura 7.18 as curvas $V \times I$ para $T = 4,2$ K para essa amostra RJJ-1.

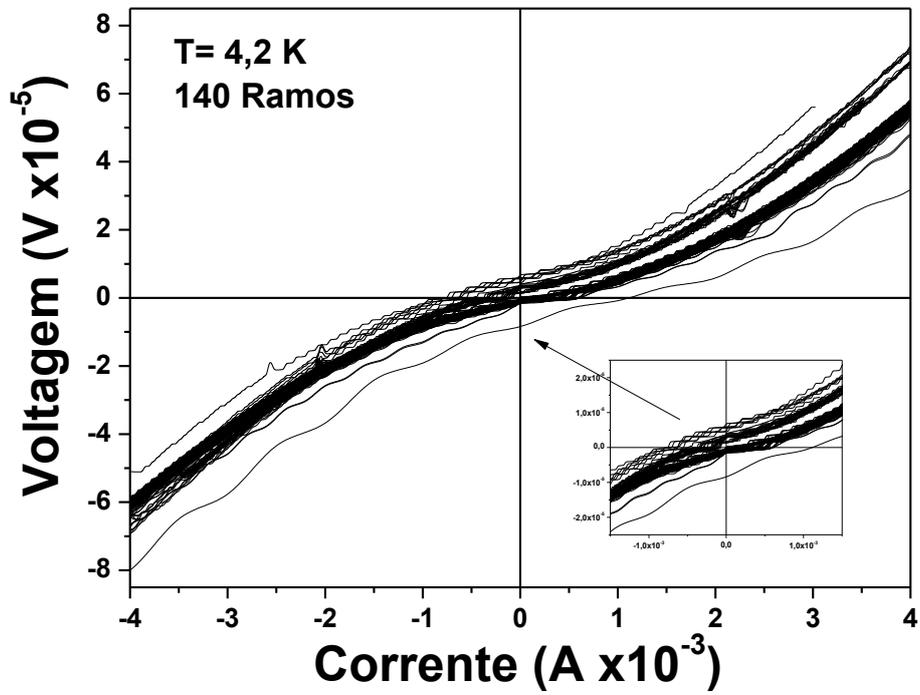


Figura 7.18: Curvas características $V \times I$ da amostra RJJ-1, para $T = 4,2$ K. Observamos 140 ramos na medida realizada.

Na Figura 7.19, é mostrado os ajustes dos ramos superiores e inferiores obtidos desta medida (ver figura de acima) para $T = 4,2$ K.

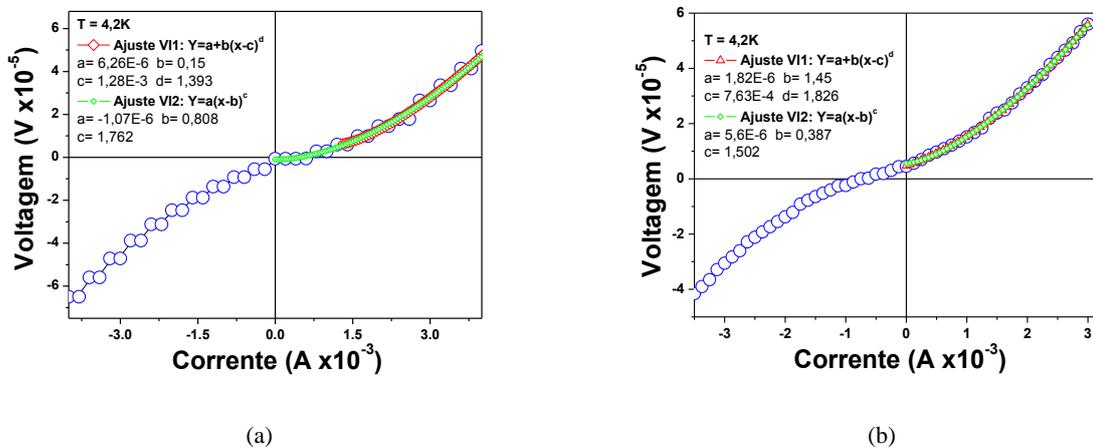


Figura 7.19: Ajustes dos ramos superior (a) e inferior (b) das curvas $V \times I$ para 4,2 K da amostra RJJ-1.

A Figura 7.20, mostra as curvas $V \times I$ para uma temperatura de 6,0 K para a RJJ-1.

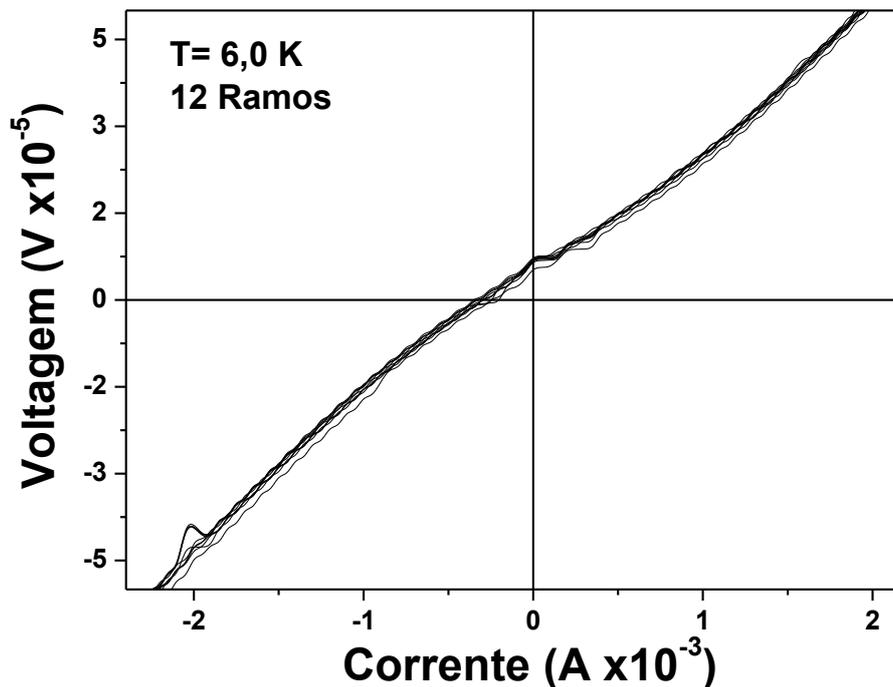
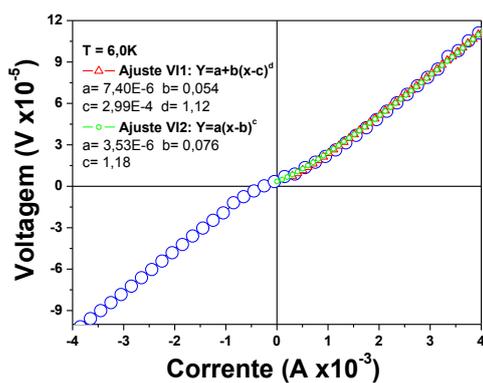
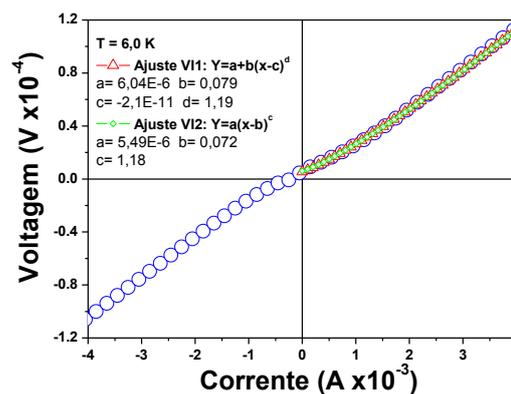


Figura 7.20: Curvas características $V \times I$ da amostra RJJ-1, para $T = 6,0$ K. Observamos 12 ramos na medida realizada.

Na Figura 7.21, é mostrado os ajustes dos ramos obtidos desta medida (ver figura de acima) para $T = 6,0$ K.



(a)



(b)

Figura 7.21: Ajustes dos ramos superior (a) e inferior (b) das curvas $V \times I$ para $6,0$ K da amostra RJJ-1.

A Figura 7.22, mostra as curvas $V \times I$ para uma temperatura de $8,0$ K para a RJJ-1, onde aparentemente a amostra RJJ-1 deixa de ser supercondutor.

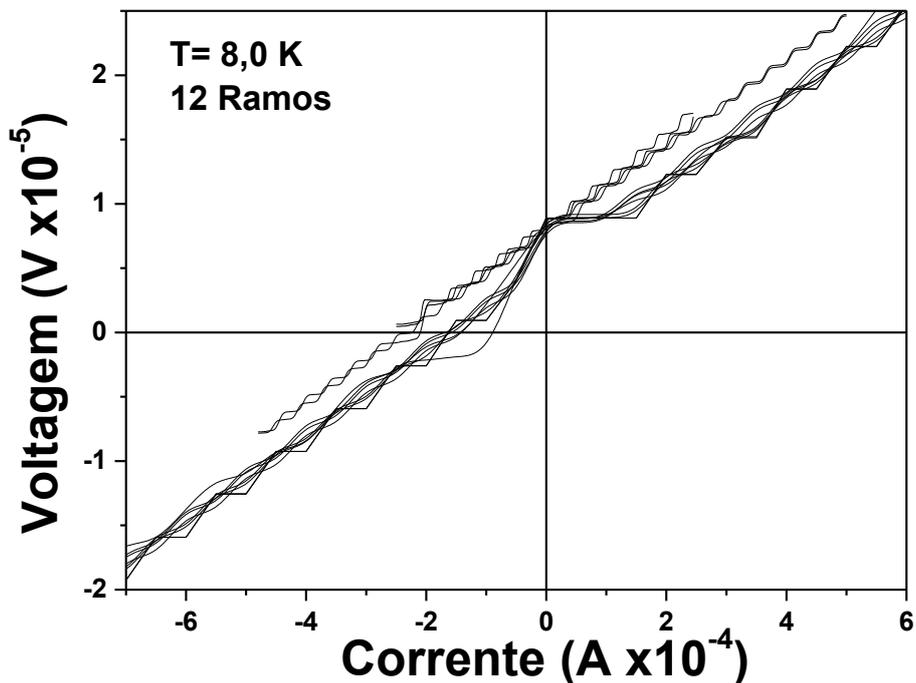


Figura 7.22: Curvas características da amostra RJJ-1, para $T = 8,0$ K. Observamos 12 ramos na medida realizada.

A Figura 7.23, é mostrado os ajustes dos ramos superiores e inferiores obtidos desta medida (ver figura de acima) para $T = 8,0$ K. Aparentemente esta amostra para $T = 8,0$ K deixa de ser supercondutor, porém, isto é a $T_c = 9,2$ K valor extraído da medida de χ_{ac} .

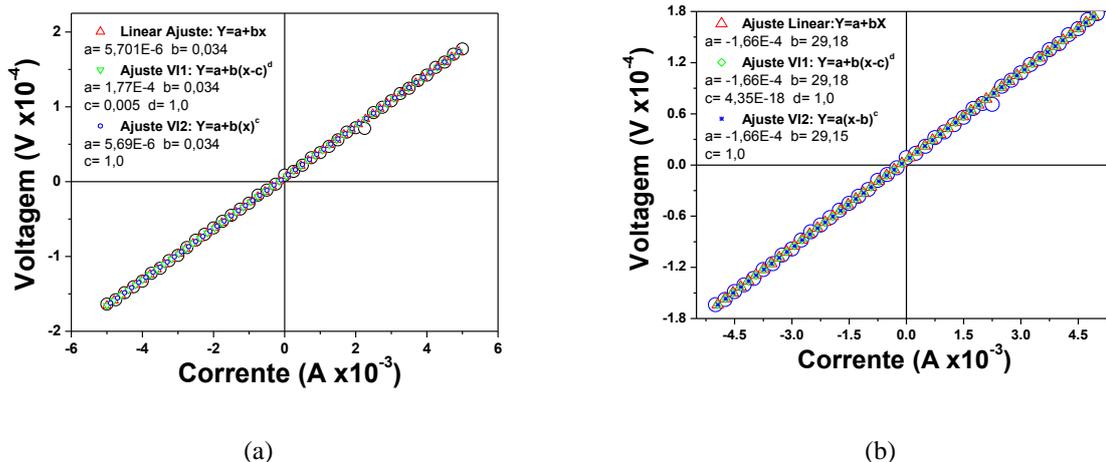


Figura 7.23: Ajustes dos ramos superior (a) e inferior (b) para 8,0 K da RJJ-1.

Dentro de cada uma das figuras que se mostram os ajustes, são apontados os diferentes parâmetros obtidos nos ajustes.

Finalmente na Figura 7.24 são mostrados todos os ramos obtidos das curvas $V \times I$ a diferentes temperaturas, com a finalidade de poder dar uma boa visão de conjunto, e permitir a comparação do comportamento qualitativo destas curvas nas diferentes temperaturas.

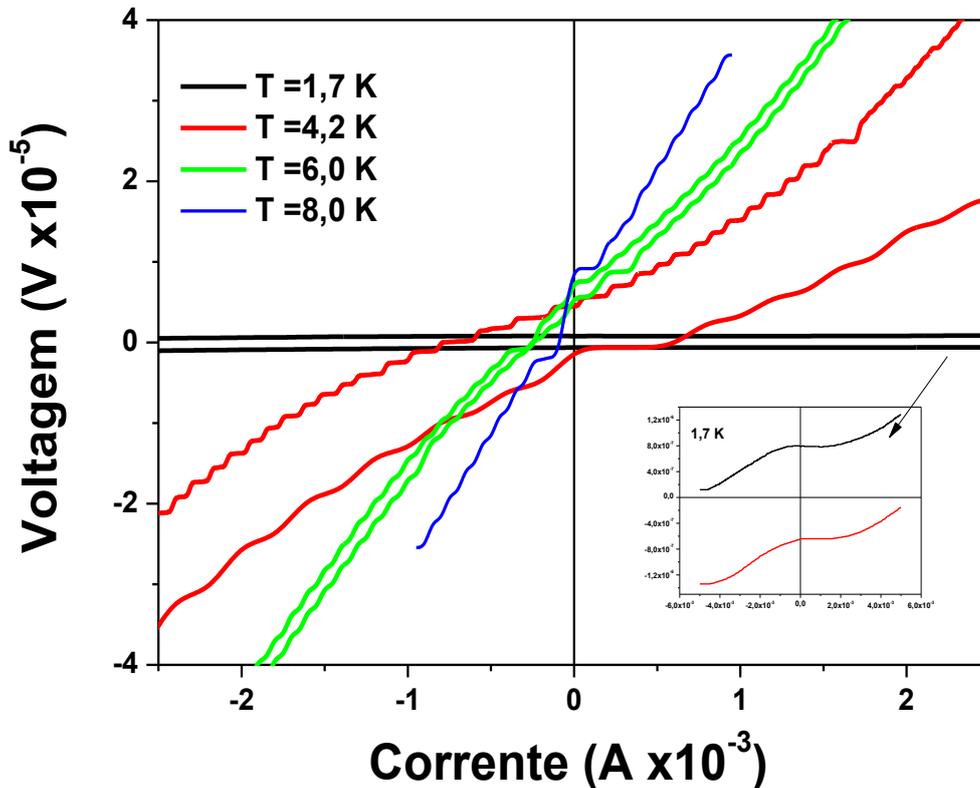
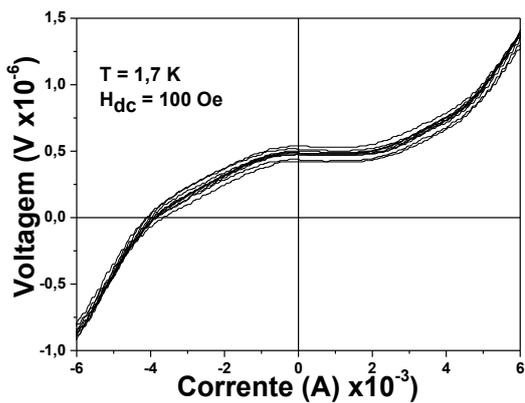


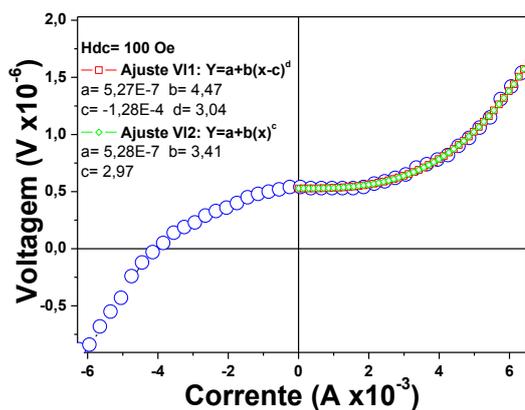
Figura 7.24: Curvas $V \times I$ de RJJ-1 para as diferentes temperaturas estudadas. Só são mostrados dois ramos por cada temperatura indicada. Dentro do gráfico é mostrada a curva para $T = 1,7$ K.

RJJ-1 com campo magnético H_{dc}

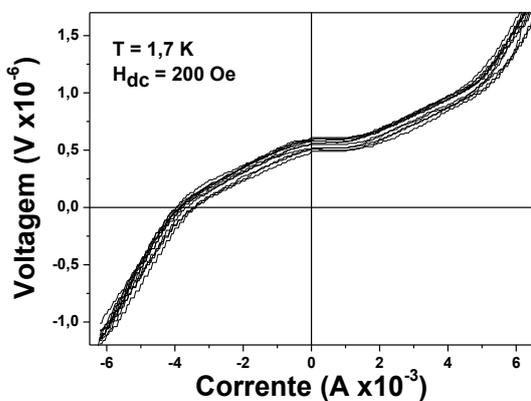
Nesta amostra RJJ-1 foi feita também a medida $V \times I$ aplicando um campo magnético dc em forma paralela ao plano da amostra. A Figura 7.25, mostra os resultados para cada um dos campos aplicados (desde 100 até 900 Oe) e ao lado direito destas é mostrado o respectivo ajuste para esse campo e indicando os valores dos parâmetros obtidos dos ajustes da curva maior.



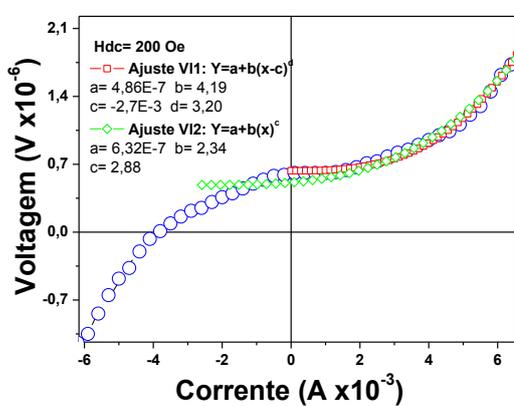
(a)



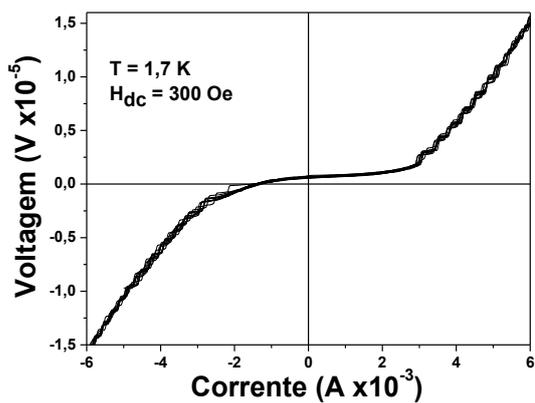
(b)



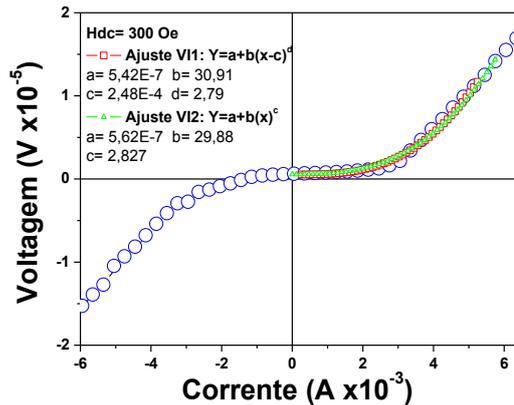
(c)



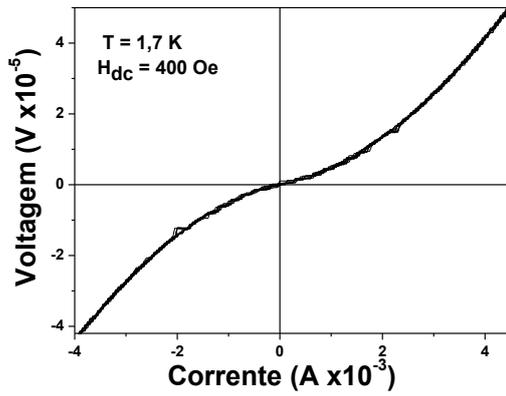
(d)



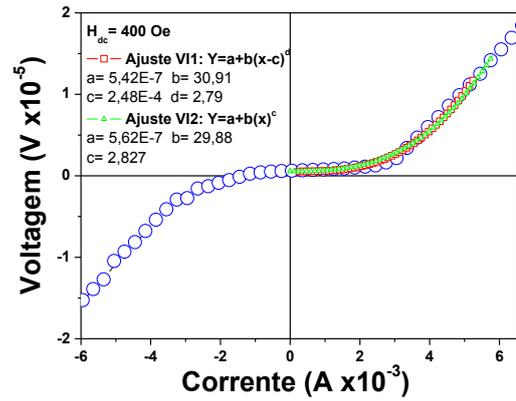
(e)



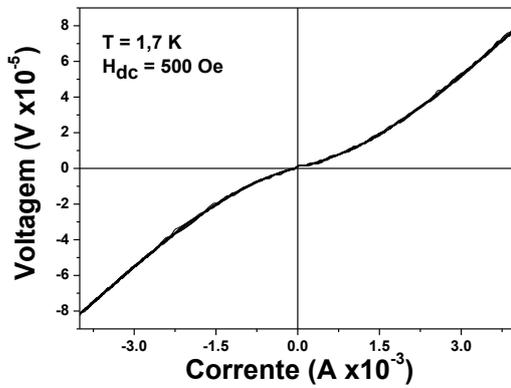
(f)



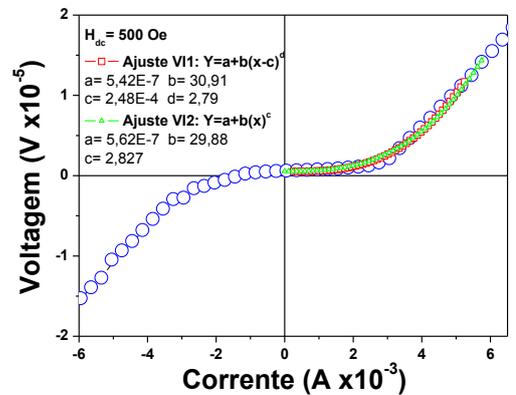
(g)



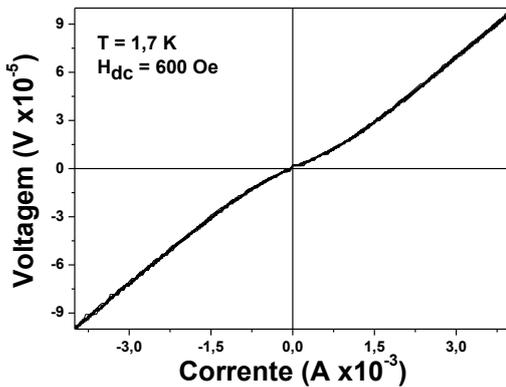
(h)



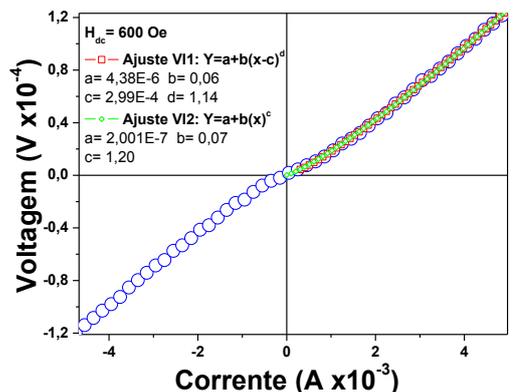
(i)



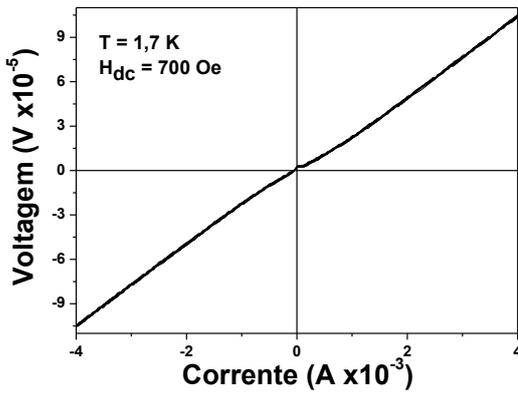
(j)



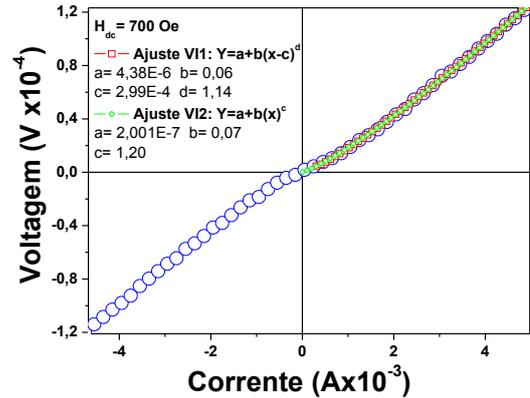
(k)



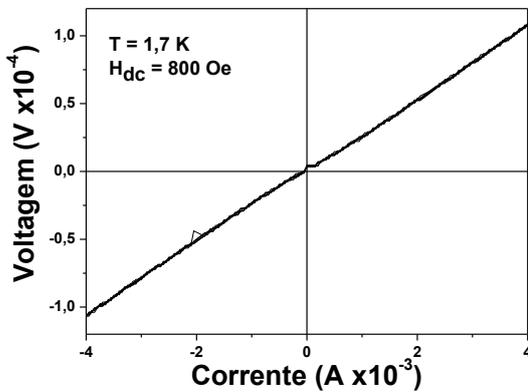
(l)



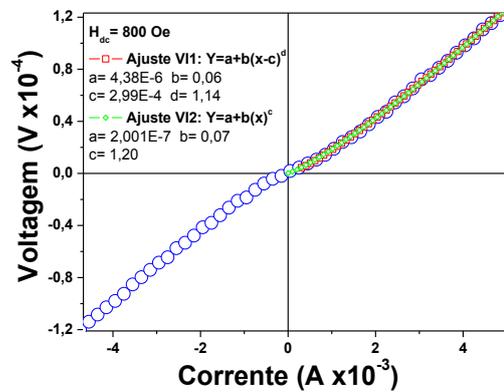
(m)



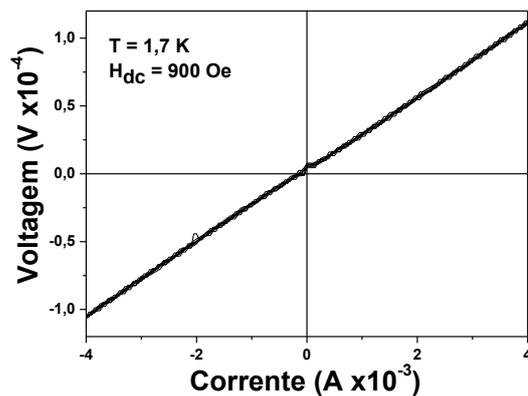
(n)



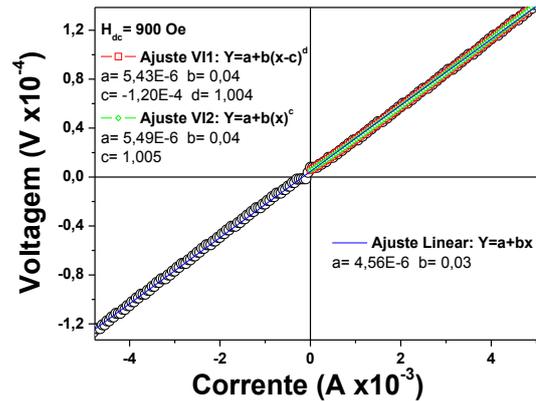
(o)



(p)



(q)



(r)

Figura 7.25: Medidas das curvas $V \times I$ com campo magnético dc aplicado paralelamente à amostra. Desde 100 Oe (a) até 900 Oe (p) ao lado direito de cada curva esta seu respectivo ajuste e em cada figura é mostrado entre 4 a 6 ramos por campo magnético aplicado, para uma temperatura constante $T = 1,7 \text{ K}$.

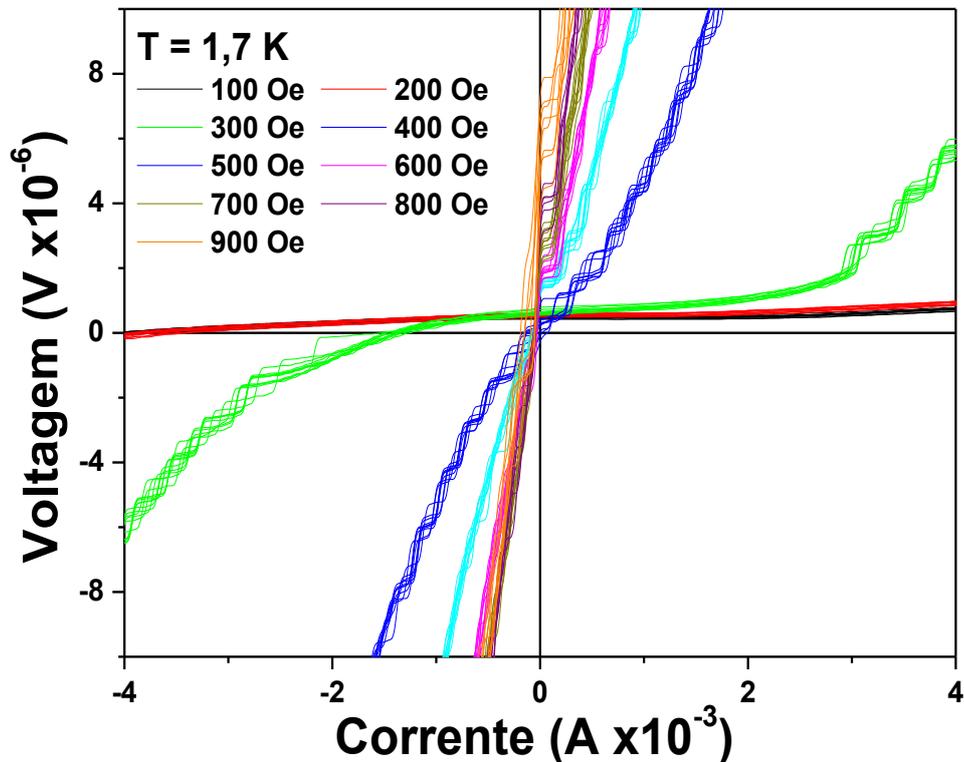


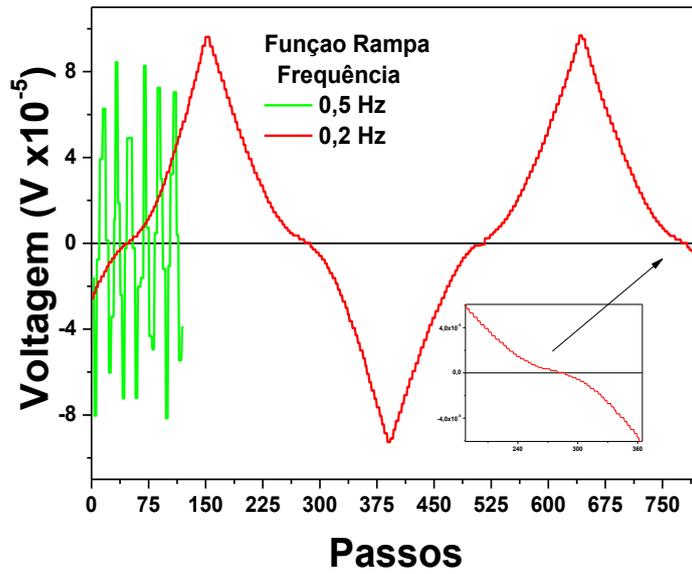
Figura 7.26: Curvas características $V \times I$ da amostra RJJ-1, para $T = 1,7$ K com distintos campos magnéticos de aplicados. O campo é aplicado em forma paralela à amostra.

Na Figura 7.26, observamos todas as curvas $V \times I$ obtidas na Figura 7.25 em um só gráfico para uma visualização do seu comportamento com diferentes campos magnéticos de aplicados, indicados dentro da figura para a mesma temperatura ($T=1,7$ K).

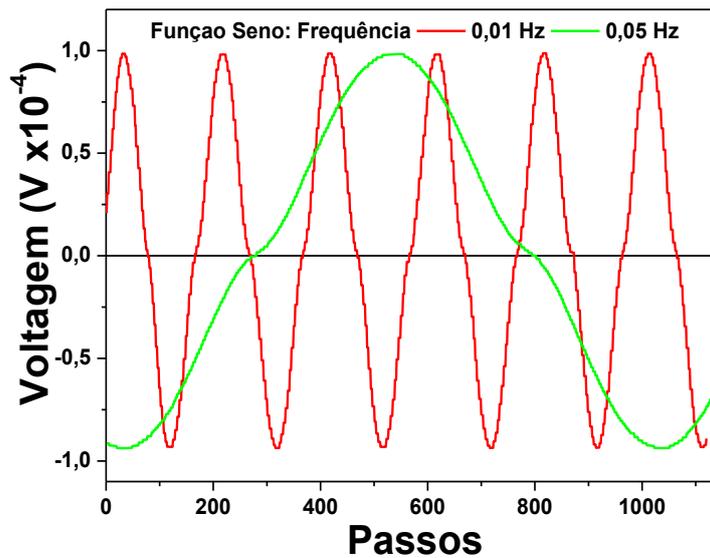
RJJ-1 excitado com diferentes funções

Finalmente, esta amostra foi medida com diferentes funções de onda excitadoras (senoidal e rampa) tal como se mostra na Figura 7.27 a diferentes frequências. Como se pode observar, as frequências são baixas devido à limitação da aquisição dos dados a frequências mais altas no tempo. Essa medida foi realizada a $T = 4,2$ K.

Podemos ver que a diferença de frequências nas figuras (a) e (b) são notórias (ver as legendas), entretanto, as curvas $V \times I$ continuam tendo a mesma forma que se a obtido até o momento.



(a)



(b)

Figura 7.27: Curvas características $V \times I$ da amostra RJJ-1, para $T = 4,2$ K com distintas funções de onda excitadoras (a) uma função rampa e (b) uma função de onda senoidal.

7.4.2 Amostra RJJ-2

Foi realizada, à temperatura ambiente, a avaliação da curva $V \times I$, com duas intenções: verificar a qualidade dos contatos elétricos com a amostra RJJ-2 e calcular o valor da resistência desta amostra, tal como é mostrado na Figura 7.28. Isto foi verificado com o valor medido pelo multímetro antes de colocar à amostra (ver Tabela 6-1), dentro do criostato.

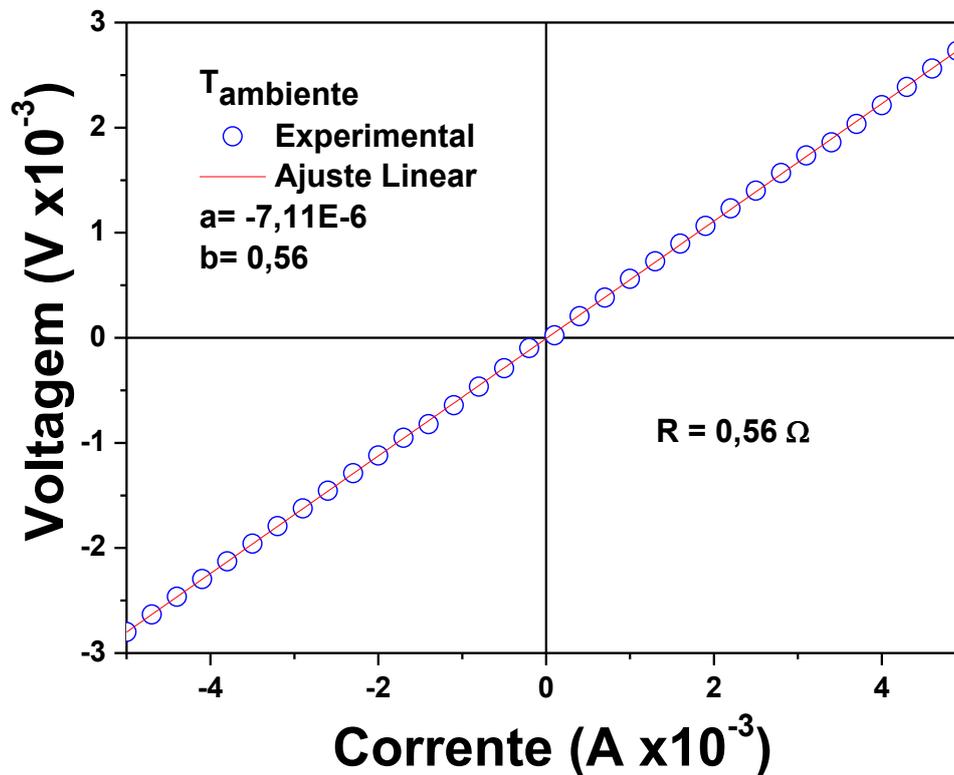


Figura 7.28: Test de conexão da RJJ-2 antes de colocar à amostra dentro do criostato.

RJJ-2 sem campo magnético a diferentes temperaturas

Os ajustes de cada uma destas curvas $V \times I$ foram realizados mediante as equações (7.2) e (7.3), pelo comportamento exponencial que essas curvas oferecem, onde o valor V_0 das equações mencionadas é o deslocamento da curva com respeito ao zero, e representa o *gap* da amostra em questão.

Esta rede é de 150×300 e, portanto, em cada uma das figuras mostradas (Figura 7.29 até a Figura 7.33) deveria de observar, em princípio, para esta amostra 150 ramos, mas só são mostrados os que conseguimos fazer nas medidas em cada uma destas temperaturas. Além disso, os ajustes foram feitos para o ramo superior para cada uma das temperaturas mostradas. A Figura 7.29, mostra as curvas $V \times I$ para uma temperatura de 1,7 K para essa amostra.

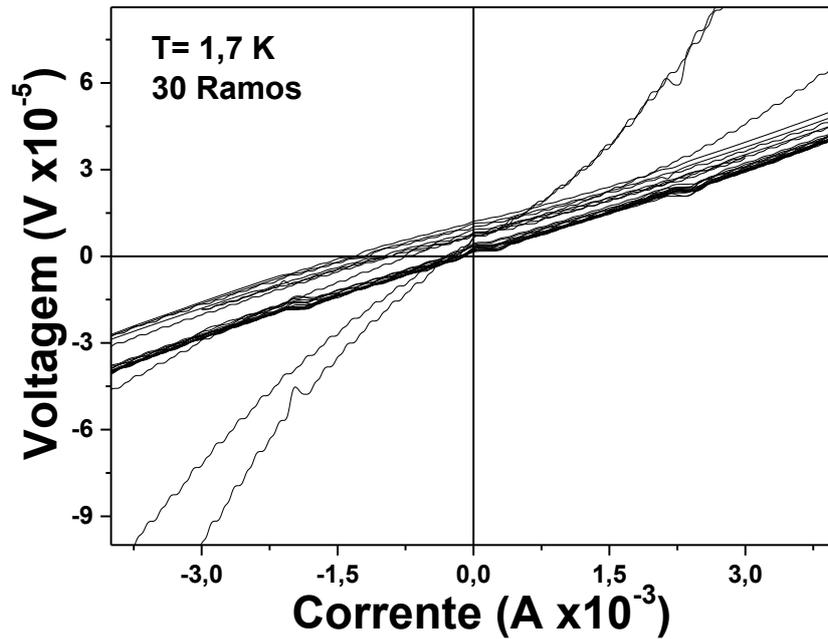


Figura 7.29: Curvas características $V \times I$ da amostra RJJ-2, para $T = 1,7$ K. Observamos 30 ramos na medida realizada.

Na Figura 7.30, é mostrado o ajuste do ramo superior obtido da medida (ver figura de acima) para $T = 1,7$ K.

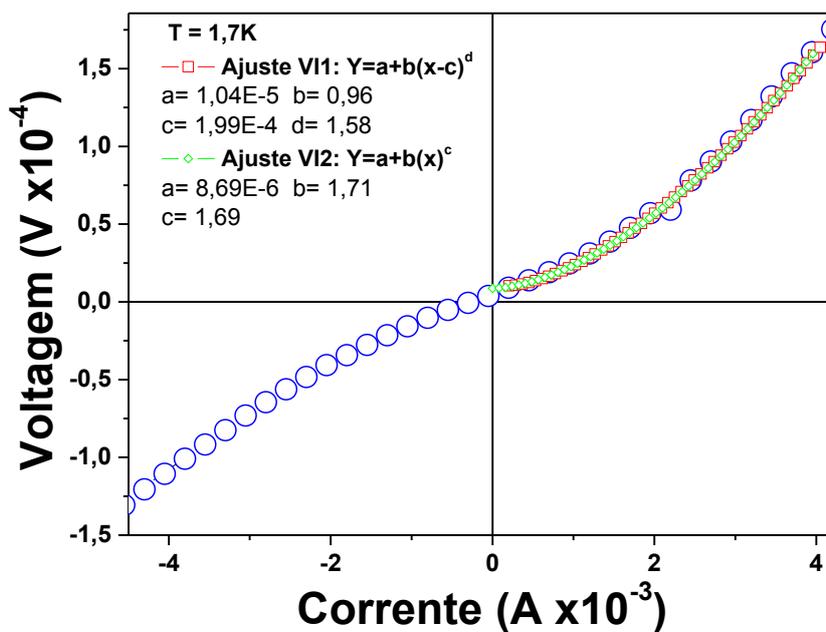


Figura 7.30: Ajustes do ramo superior da curva $V \times I$ para $1,7$ K da amostra RJJ-2.

A Figura 7.31 mostra às curvas $V \times I$ para uma temperatura de $4,2$ K para essa amostra.

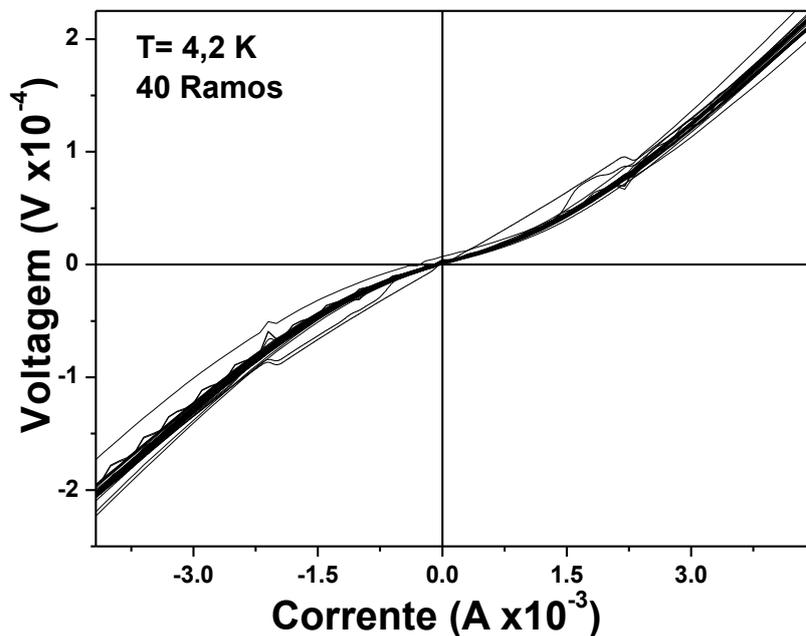


Figura 7.31: Curvas características $V \times I$ da amostra RJJ-2, para $T = 4,2$ K. Observamos 40 ramos na medida realizada.

A Figura 7.32, mostra o ajuste do ramo superior obtido da medida (ver figura de acima) para $T = 4,2$ K.

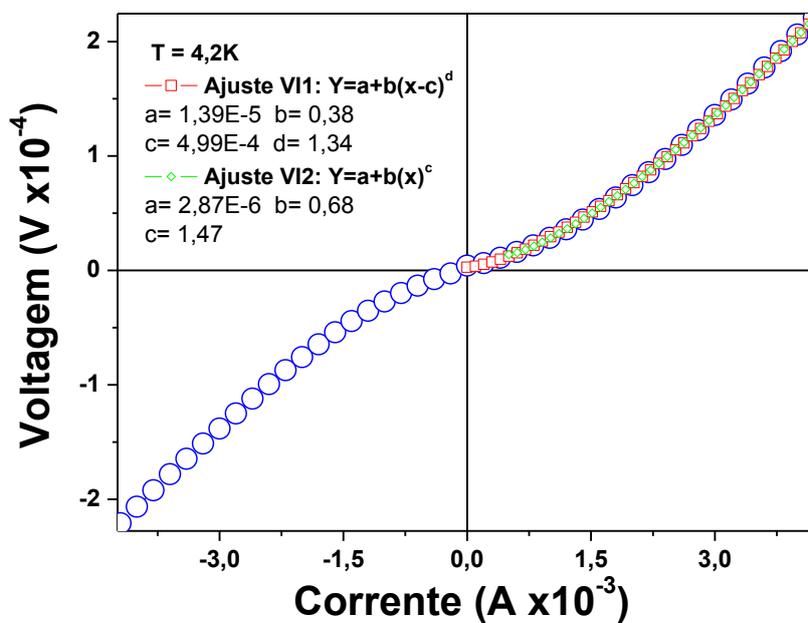


Figura 7.32: Ajustes somente do ramo superior da curva $V \times I$ para $4,2$ K da amostra RJJ-2.

Na Figura 7.33, é mostrado às curvas $V \times I$ para uma temperatura de $6,0$ K para essa amostra.

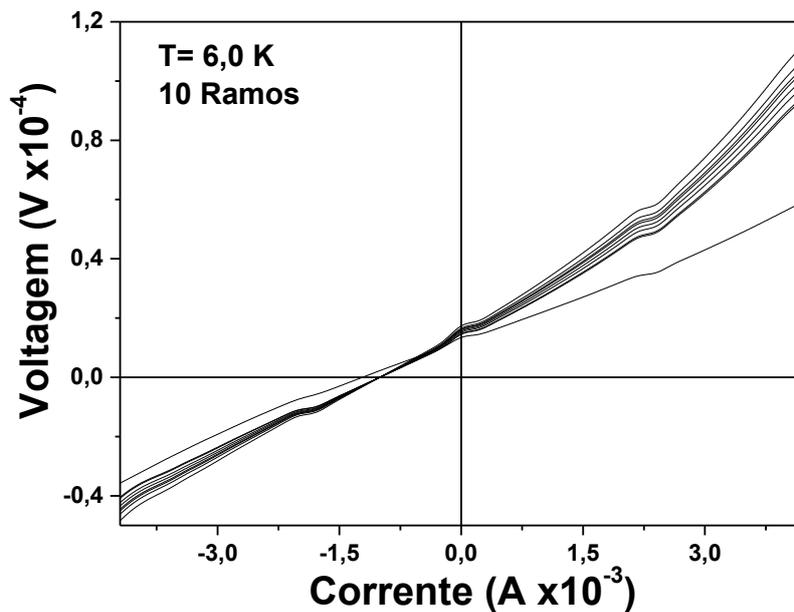


Figura 7.33: Curvas características $V \times I$ da amostra RJJ-2, para $T = 6,0$ K. Observamos 10 ramos na medida realizada.

Na Figura 7.34, mostra o ajuste do ramo superior obtido da medida (ver figura de acima) para $T = 6,0$ K.

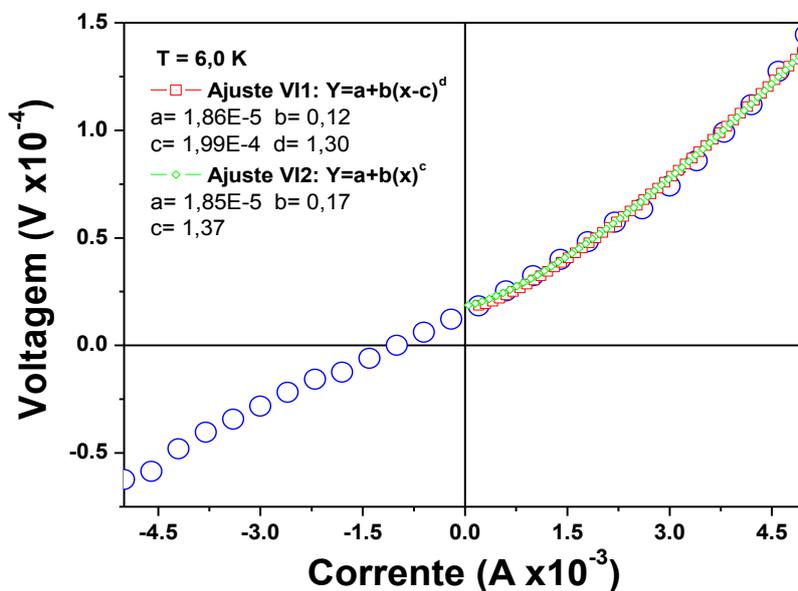


Figura 7.34: Ajustes somente do ramo superior da curva $V \times I$ a $6,0$ K da amostra RJJ-2.

A Figura 7.35 mostra vários ramos obtidos das curvas $V \times I$ a diferentes temperaturas para a amostra RJJ-2, com a finalidade de poder obter uma comparação qualitativa do seu comportamento nas diferentes temperaturas.

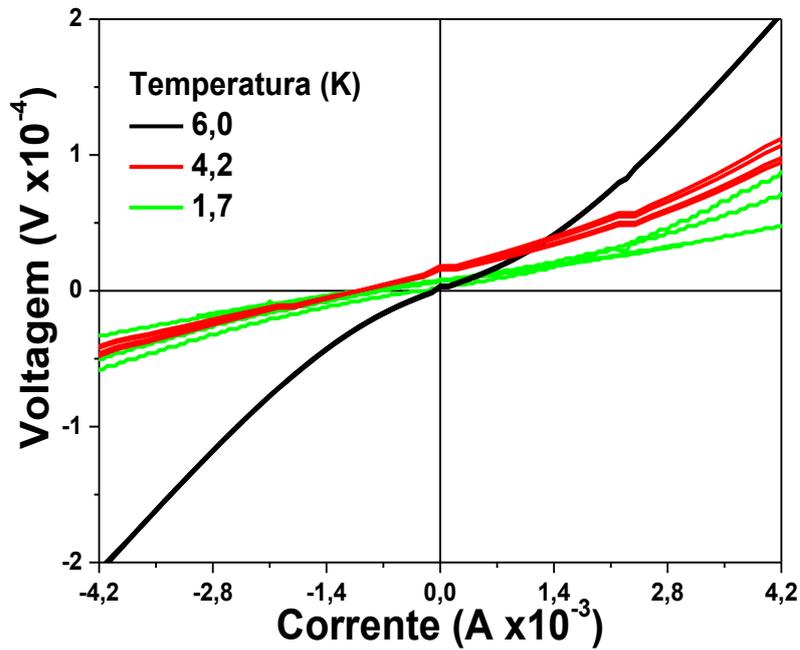
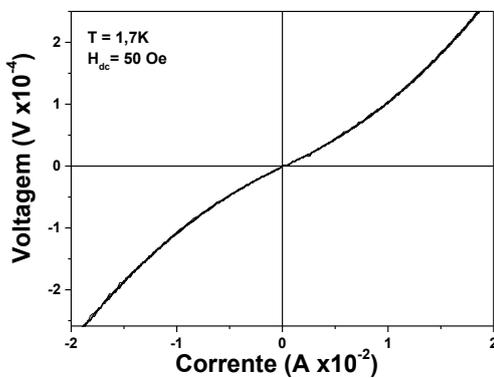


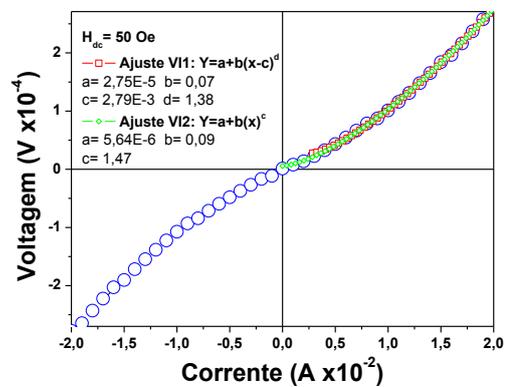
Figura 7.35: Curvas características $V \times I$ da amostra RJJ-2 com diferentes temperaturas.

RJJ-2 com campo magnético H_{dc}

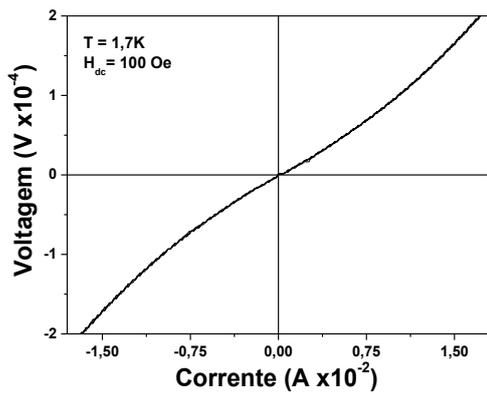
Da mesma forma em que medimos a amostra RJJ-1, a amostra RJJ-2 foi caracterizada através de medidas $V \times I$ aplicando um campo magnético dc. A Figura 7.36, mostra os resultados para cada um dos campos aplicados (desde 50 até 350 Oe) e, ao lado direito destas, é mostrado o respectivo ajuste para esse campo, indicando os valores dos parâmetros obtidos dos ajustes da curva maior. Todas as curvas foram feitas para $T = 1,7$ K.



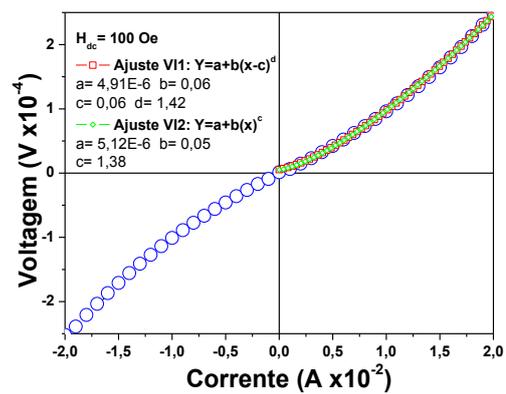
(a)



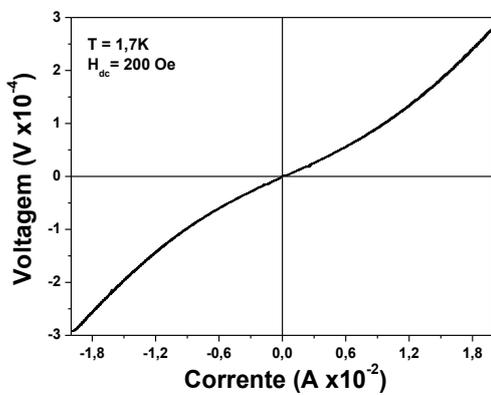
(b)



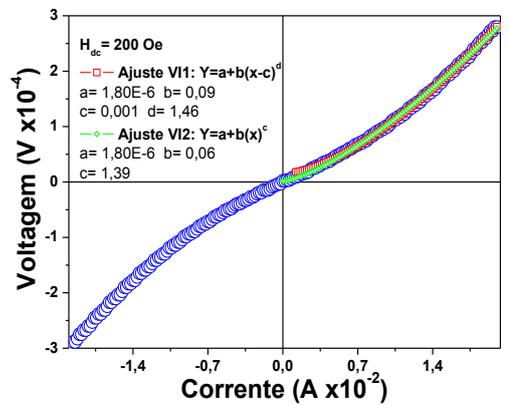
(c)



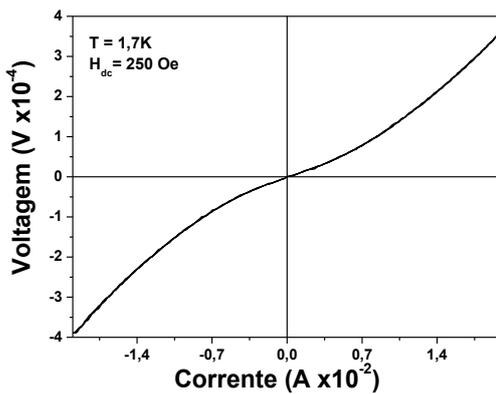
(d)



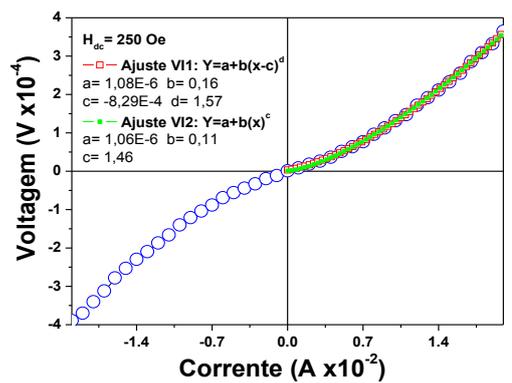
(e)



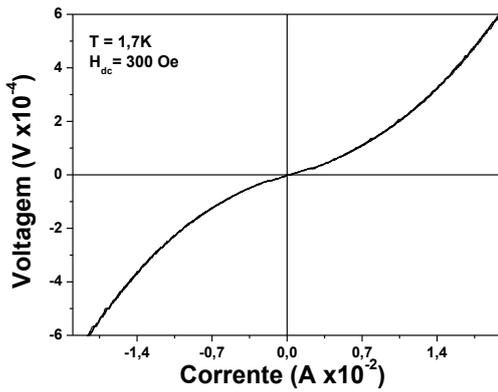
(f)



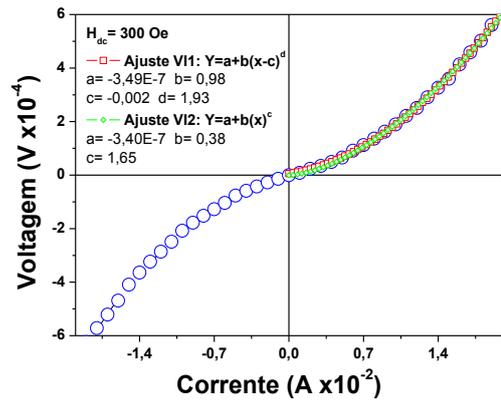
(g)



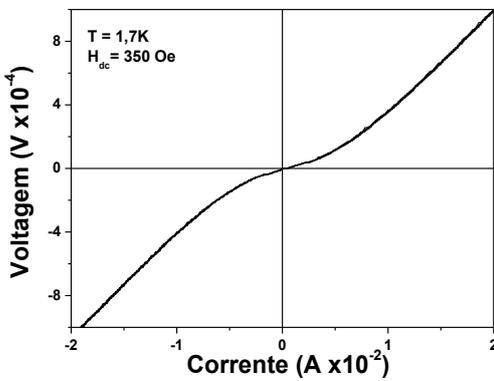
(h)



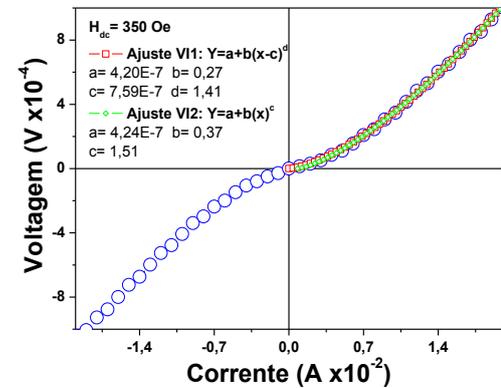
(i)



(j)



(k)



(l)

Figura 7.36: Medidas das curvas $V \times I$ com campo magnético dc aplicado paralelamente à amostra. Desde 50 Oe (a) até 350 Oe (k) ao lado izquierdo de cada curva esta seu respectivo ajuste e em cada figura é mostrado entre 4 a 6 ramos por campo magnético aplicado, com $T = 1,7 \text{ K}$.

Na Figura 7.37, observamos todas as curvas $V \times I$ obtidas na Figura 7.36 em um único gráfico para melhor uma visualização do seu comportamento com diferentes os campos magnéticos dc aplicados, indicados dentro da figura, realizadas na mesma temperatura ($T = 1,7 \text{ K}$).

Na Figura 7.38, observamos o resultado da medida $V \times I$ com um campo magnético dc aplicado perpendicular ao plano da amostra RJJ-2. Esse campo é criado pela bobina que é empregada para excitar a amostra nas medidas de χ_{ac} . É por isso que temos pequenos campos magnéticos ac.

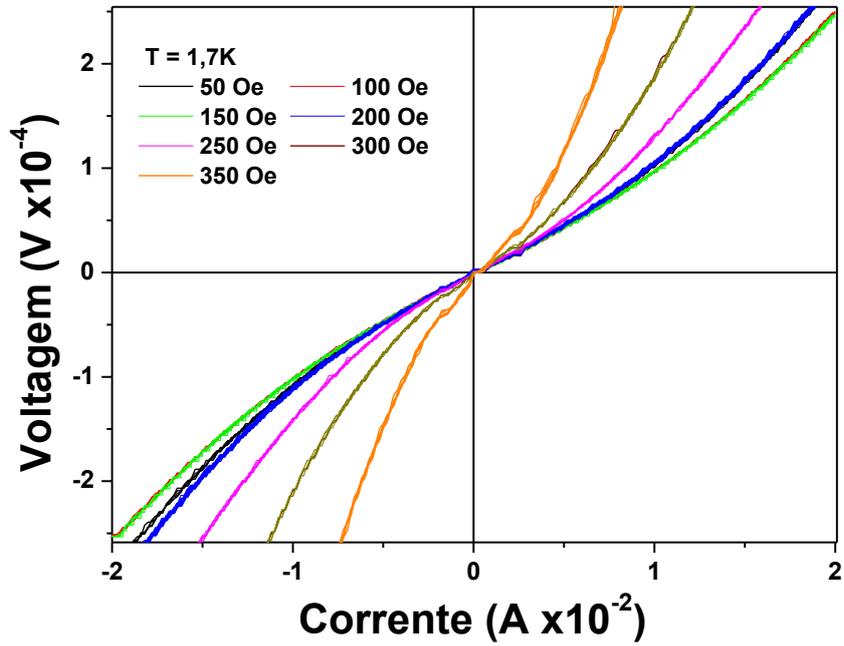


Figura 7.37: Curvas características $V \times I$ da amostra RJJ-2, para $T = 1,7$ K com distintos campos magnéticos dc aplicados sobre a amostra. O campo é aplicado paralelo ao plano da amostra.

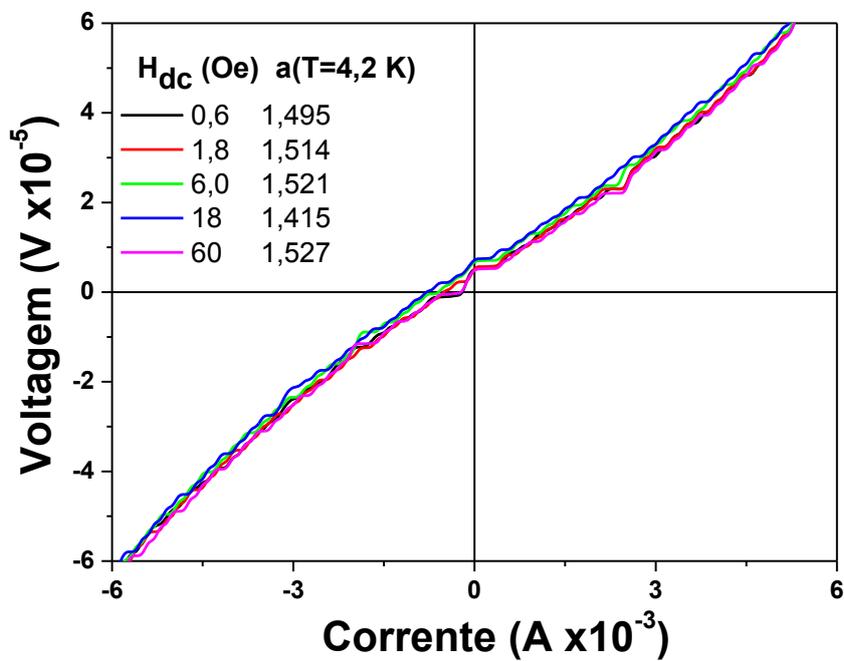


Figura 7.38: Curvas características $V \times I$ da amostra RJJ-2, para $T = 4,2$ K com distintos campos magnéticos dc aplicados. O campo é aplicado perpendicular ao plano da amostra.

Porém os campos criados por essa bobina são o suficientemente intensos para que a amostra perceba e altere seu comportamento, o qual pode ser verificado pelo fato de mudar o valor da potência $a(T)$, indicado dentro da mesma figura.

Também realizamos a medida com o campo aplicado paralelo ao plano da amostra na temperatura de 1,7 e 4,2 K com um campo constante de 200 Oe (ver Figura 7.56).

Nesta última figura observamos claramente que o comportamento das curvas $V \times I$ a temperaturas constantes muda com a aplicação de H_{dc} , e aparentemente, temos uma diminuição do ruído (flutuações de fase no tempo: $\phi = \phi(t) + \phi_0$). Isto pode ser sugerido devido ao efeito que produz o campo magnético aplicado sobre a fase Josephson, diminuindo, portanto, essas flutuações na fase ($\phi(t, x) = \frac{2\pi d}{\phi_0} H_y x + \phi(t)$).

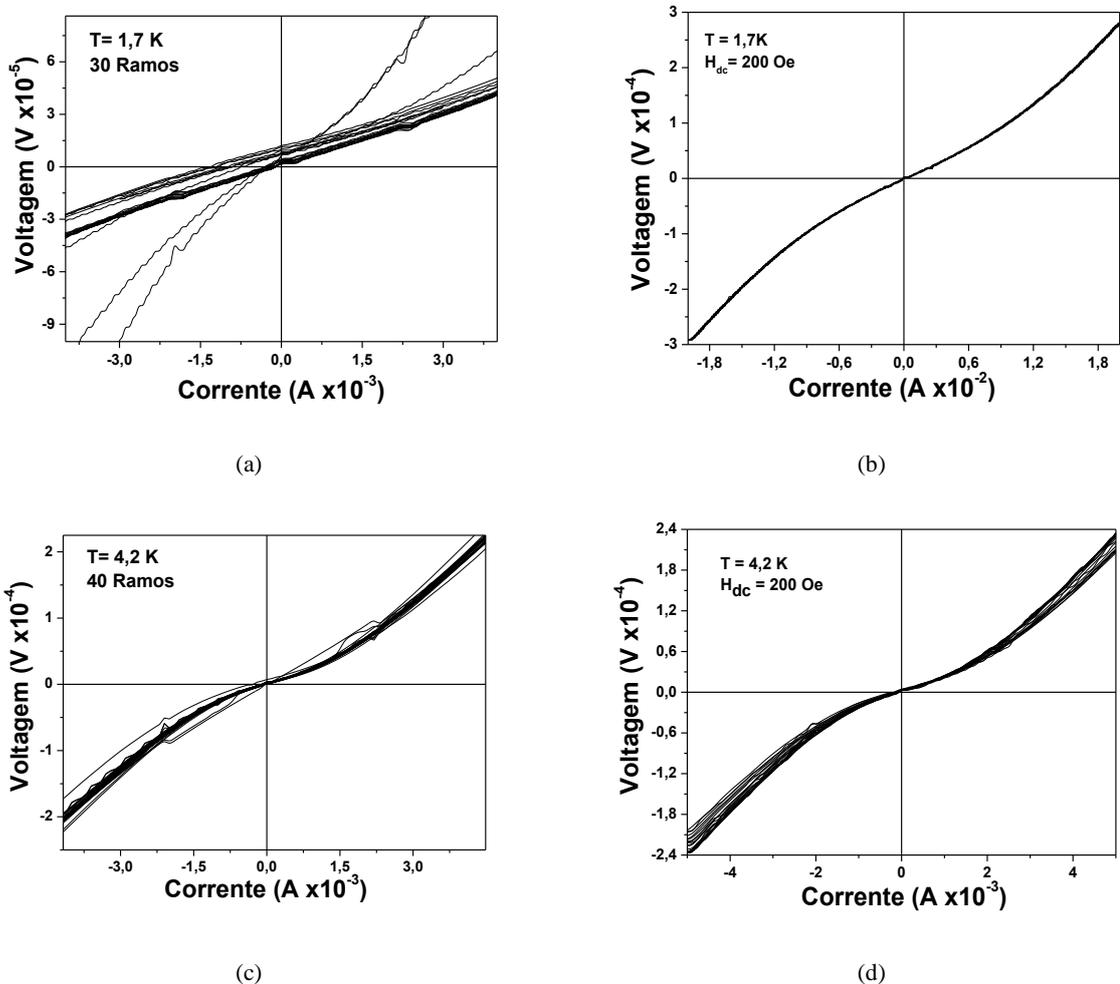


Figura 7.39: Curvas características $V \times I$ da amostra RJJ-2, (a) $T = 1,7 \text{ K}$ com campo zero (b) $H_{dc} = 200 \text{ Oe}$ com $T = 1,7 \text{ K}$. (c) $T = 4,2 \text{ K}$ e campo aplicado zero. (d) $H_{dc} = 200 \text{ Oe}$ com $T = 4,2 \text{ K}$. O campo é aplicado paralelamente à amostra.

7.5 Análise das amostras *unshunted*-SNS (RJJ-1 e RJJ-2) em função da temperatura e do tamanho da rede

A partir dos resultados encontrados das curvas de transporte dessas duas amostras sem campo aplicado e a diversas temperaturas fixas, os valores dos seguintes parâmetros foram obtidos: o expoente $a(T)$, a energia Josephson $E_J(T)$ (ver equação 7.8), $I_c(T)$ (ver equação 2.14), os parâmetros β_C e β_L definidos pelas equações (7.9) e (7.10).

O valor da resistência Josephson, foi obtido empregando a seguinte relação: $R_J = V \times I_C$.

A fim de relacionar os resultados da energia de Josephson com os da energia de carga, foi calculada a taxa E_J/E_c a qual deve definir as flutuações quânticas dentro das amostras em estudo. Outro parâmetro interessante observado nas amostras é a profundidade de penetração perpendicular $\lambda_{\perp}(T)$ definido na equação (7.11), a qual está intimamente relacionada com o efeito de tamanho (ver a justificativa na seção 7.3). Também foram extraídos desses parâmetros os valores de: $n_{vort-livres}(T)$ e $V_{vort-livres}(T)$, definidos nessa seção a fim de determinar os efeitos quânticos desses vórtices livres não ligados nas amostras RJJ-1 e RJJ-2.

Da Tabela 7-2 até a Tabela 7-5, são mostrados esses valores com $H_{dc} = 0$. Dos valores mostrados nelas construímos os gráficos mostrados a seguir e neles observamos os comportamentos dessas variáveis em função da temperatura e do tamanho da rede (já que ambas as amostras são do mesmo tipo *unshunted*-SNS).

Já foi mencionado que esses gráficos só foram construídos para o tipo de ajuste mostrado na equação (7.3).

A Figura 7.40 mostra os valores do parâmetro $a(T)$, extraídos das curvas $V \times I$. Podemos ressaltar que esse valor diminui com o incremento da temperatura, tal como era esperado e que não encontramos o valor do *universal jump*, como mencionado na seção 7.3. Espera-se que para $a(T)=1$, se obtenha uma temperatura de transição T_c em ambas as amostras.

Outro fato importante é o relacionado à consequência do tamanho de cada uma das redes; os valores obtidos da amostra RJJ-1 são mais intensos em comparação com da amostra RJJ-2. É importante lembrar que RJJ-1 é uma rede maior em comparação com a RJJ-2, e que este influencia o valor da corrente crítica que essas amostras podem transportar.

Tabela 7-2: Valores de $a(T)$ obtidos a partir da equação (7.2) da amostra RJJ-1 e, os demais parâmetros físicos desta amostra, calculados a partir desse $a(T)$.

T (K)	$a(T)$	E_j (Joule)	I_c (A)	β_c	β_l	R_N (Ω)	E_c (Joule)	E_j/E_c	$\lambda_{\perp}(T)$ (m)	N_{VL}/b_3 (m^{-2})
1,7	2,49	1,11E-23	3,41E-8	9,91E-6	1,49E-3	22,93	7,13E-21	1,56E-3	7,60E-3	2,05E+13
4,2	1,71	1,306E-23	3,99E-8	1,16E-3	1,74E-3	229,33		1,83E-3	6,51E-3	4,42E+11
6,0	1,20	5,20E-24	1,59E-8	1,29E-3	6,93E-4	383,784		7,29E-4	1,63E-2	3,71E+10
8,0	1,01	3,16E-25	9,70E-10	7,87E-1	4,22E-5	38345,50		4,44E-05	2,70E-1	1,48E+10

Tabela 7-3: Valores de $a(T)$ obtidos a partir da equação (7.3) da amostra RJJ-1 e, os demais parâmetros físicos desta amostra, calculados a partir desse $a(T)$.

T (K)	$a(T)$	E_j (Joule)	I_c (A)	β_c	β_l	R_N (Ω)	E_c (Joule)	E_j/E_c	$\lambda_{\perp}(T)$ (m)	N_{VL}/b_3 (m^{-2})
1,7	2,56	1,17E-23	3,58E-8	9,40E-6	1,56E-3	21,82	7,13E-21	1,64E-3	7,25E-3	2,90E+13
4,2	1,50	9,261E-24	2,84E-8	6,09E-4	1,24E-3	197,18		1,30E-3	9,15E-3	1,64E+11
6,0	1,18	4,77E-24	1,46E-8	4,71E-4	6,36E-4	241,78		6,69E-4	1,78E-2	3,42E+10
8,0	1,02	8,09E-25	2,48E-9	7,20E-3	1,08E-4	2294,39		1,13E-4	1,05E-1	1,59E+10

Tabela 7-4: Valores de $a(T)$ obtidos a partir da equação (7.2) da amostra RJJ-2 e, os demais parâmetros físicos desta amostra, calculados a partir desse $a(T)$.

T (K)	$a(T)$	E_j (Joule)	I_c (A)	β_c	β_l	R_N (Ω)	E_c (Joule)	E_j/E_c	$\lambda_{\perp}(T)$ (m)	N_{VL}/b_3 (m^{-2})
1,7	1,69	5,19E-24	1,59E-8	3,97E-3	6,93E-4	672,58	7,13E-21	7,28E-4	1,63E-2	4,21E+11
4,2	1,28	5,084E-24	1,56E-8	1,83E-3	6,77E-4	461,18		7,12E-4	1,67E-2	5,42E+10
6,0	1,12	3,16E-24	9,70E-9	1,74E-2	4,22E-4	1805,3		4,44E-4	2,68E-2	2,54E+10

Tabela 7-5: Valores de $a(T)$ obtidos a partir da equação (7.3) da amostra RJJ-2 e, os demais parâmetros físicos desta amostra, calculados a partir desse $a(T)$.

T (K)	$a(T)$	E_j (Joule)	I_c (A)	β_c	β_l	R_N (Ω)	E_c (Joule)	E_j/E_c	$\lambda_{\perp}(T)$ (m)	N_{VL}/b_3 (m^{-2})
1,7	1,76	5,68E-24	1,74E-8	2,39E-3	7,57E-4	499,43	7,13E-21	7,96E-4	1,49E-2	5,77E+11
4,2	1,30	5,59E-24	1,71E-8	2,66E-4	7,46E-4	167,84		7,84E-4	1,52E-2	6,21E+10
6,0	1,15	3,82E-24	1,17E-8	1,67E-4	5,10E-4	160,68		5,36E-4	2,22E-2	2,87E+10

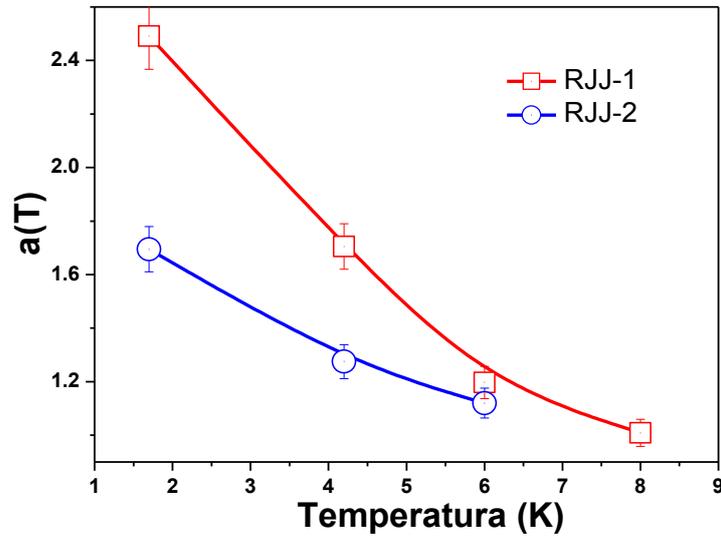


Figura 7.40: Dependência com a temperatura dos pontos experimentais, as linhas sólidas são de visualização ao comportamento para a lei de potencias $a(T)$ das curvas $V \times I$ das amostras RJJ-1 e RJJ-2.

Continuando com a análise, podemos ver na Figura 7.41, o comportamento da corrente crítica em função da temperatura para essas duas amostras. Novamente é observado que o sinal do RJJ-1 é maior em comparação com RJJ-2.

Cabe dizer, que os valores típicos de $I_c(T)$ são da ordem de $\mu\text{A} - \text{nA}$. Correspondendo a ordem de capacitância na faixa de $\text{pF} - \text{fF}$. Essas ordens de magnitude são para frequências características de GHz.

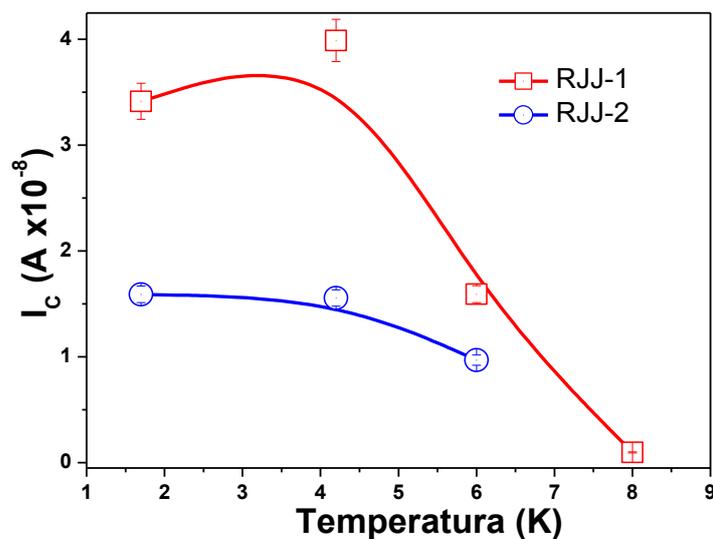


Figura 7.41: Dependência da I_c com a temperatura. Pontos extraídos da parte experimental, as linhas sólidas são de visualização ao comportamento para a corrente crítica $I_c(T)$ das curvas RJJ-1 e RJJ-2.

A partir dos valores obtidos da E_J foram feitos os gráficos mostrados na Figura 7.42 normalizada com respeito à energia de carga E_C . O valor desta taxa define se há ou não presença de flutuações quânticas nas redes de junções Josephson.

Das curvas observadas na Figura 7.42, vemos que essa taxa decresce com o incremento da temperatura e que os valores obtidos cumprem: $\frac{E_J}{E_C} \ll 1$, disto podemos dizer que, há um aumento contínuo da resistência com a temperatura (ver os valores de R_N , nas tabelas anteriores). E a amostra se torna isolante a $T = 0$ onde cada ilha de Nb é ainda supercondutora com um *gap* bem definido.

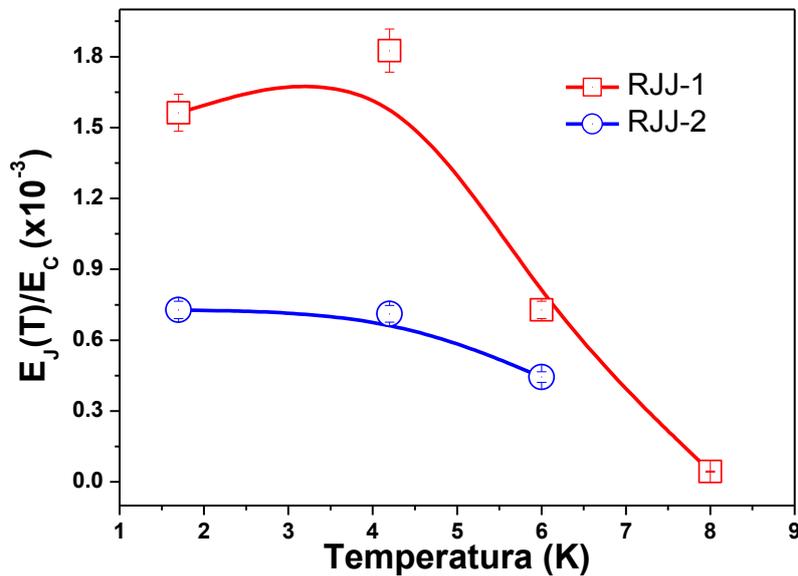


Figura 7.42: Dependência da temperatura dos pontos calculados da parte experimental, (linhas sólidas são de visualização do comportamento da taxa E_J/E_C) das redes Josephson RJJ-1 e RJJ-2.

Outro fato importante a mencionar é que quando $E_J \gg E_C$, as flutuações de fase são fracas e o sistema tem uma fase coerente. Quer dizer, E_J estabiliza a coerência de fase a qual pode ser atingida se supercorrentes fluem através da rede. Mas isto não é observado nos resultados mostrados na Tabela 7-2 até a Tabela 7-5 e verificado nas curvas mostradas na Figura 7.44.

Por outro lado, a energia de carga favorece a localização de carga (ver Figura 7.11) sobre cada ilha e tende a suprimir a coerência no supercondutor.

Uma carga constante (no tempo) sobre cada ilha implica intensas flutuações na fase. E uma coerência de fase permite intensas flutuações na carga.

Todo o descrito até o momento em referência à Figura 7.42, é claramente influenciado pelo tamanho das redes RJJ-1 e RJJ-2, tal como pode ser observado nessas curvas e, com uma dependência com a temperatura para $T < T_c$.

Já na Figura 7.43 é mostrada a dependência do parâmetro de Stewart-McCumber com a temperatura. Tal como é verificado na equação (7.10) é proporcional à capacitância de cada junção. Esse parâmetro permite interpretar a dinâmica do sistema, sendo o movimento da quase-partícula de massa β_C escorregando sob a ação do potencial $U(\phi)$ com um atrito proporcional a sua velocidade; dos dados experimentais vemos que esse atrito vai incrementando com a temperatura de forma muito rápida, para as duas amostras.

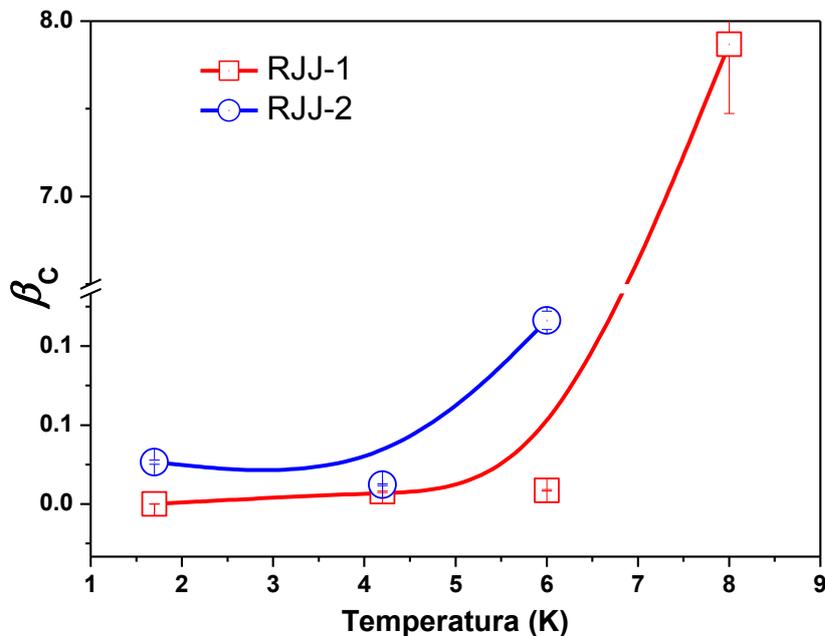


Figura 7.43: Dependência de β_C com a temperatura. Pontos calculados a partir da parte experimental. Linhas sólidas são de visualização ao comportamento do parâmetro de McCumber β_C nas redes Josephson RJJ-1 e RJJ-2.

Neste caso devido às curvas $V \times I$ obtidas para cada amostra e os valores registrados aqui cumprem: $\beta_C \ll 1$, (daqui podemos afirmar, de acordo com a teoria apresentada no capítulo 2, que as redes em análise apresentam um alto amortecimento), até $T = 6,0$ K.

Nas curvas características $V \times I$ para altas temperaturas o comportamento destas diminui quase totalmente essa conduta não linear, isto é, por que os valores de β_C para ambas as amostras são altos, ou seja, um atrito maior, veja: Figura 7.24 e Figura 7.35.

Cabe dizer que essa dependência do parâmetro de McCumber é devido a ele ser função de $I_c(T)$, (equação (7.9)).

Na Figura 7.44 observamos a dependência da densidade de vórtices livres com respeito da temperatura, e vemos que essa densidade cai com o incremento da temperatura, o qual é verificado nas medidas experimentais das curvas de transporte, como esperado.

Esse comportamento concorda completamente com o predito na seção 7.3 e descrito na Figura 7.11. Diminuindo a temperatura a partir da T_{BKT} a distância dos vórtices ligados diminui, tendo no sistema a presença de mais vórtices livres tal como é verificado na Figura 7.44.

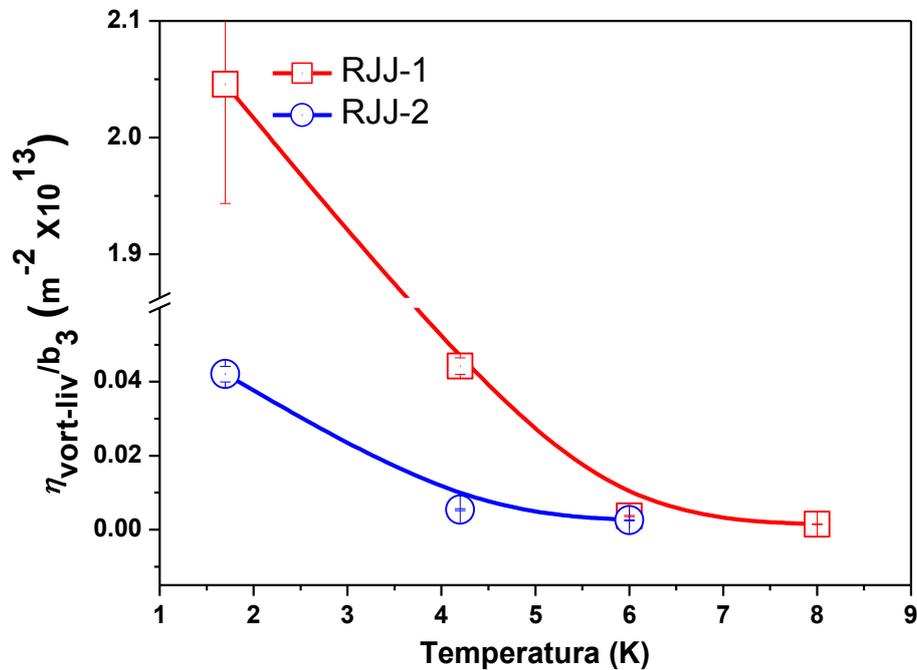


Figura 7.44: Dependência da densidade de vórtices livres normalizados ($\eta_{\text{vort-liv}}$) em função da temperatura. Os pontos são calculados a partir da parte experimental, (linhas sólidas são de visualização ao comportamento da taxa) nas amostras *unshunted-SNS* RJJ-1 e RJJ-2.

A partir dessa densidade foi calculada a contribuição desses vórtices nas curvas $V \times I$ tal como já foi mencionado na seção 7.3; neste caso foi só feito para $T = 1,7$ K.

As curvas obtidas são duas retas (Figura 7.45) e vemos que a intensidade da tensão da amostra RJJ-1 é maior em comparação com a amostra RJJ-2. Esse cenário é devido à indução de vórtices (ver Figura 7.44) nas redes e ao tamanho destas (dimensões $L \times W$). No entanto, o tamanho do laço das ilhas supercondutoras tem as mesmas dimensões (Tabela 6-1).

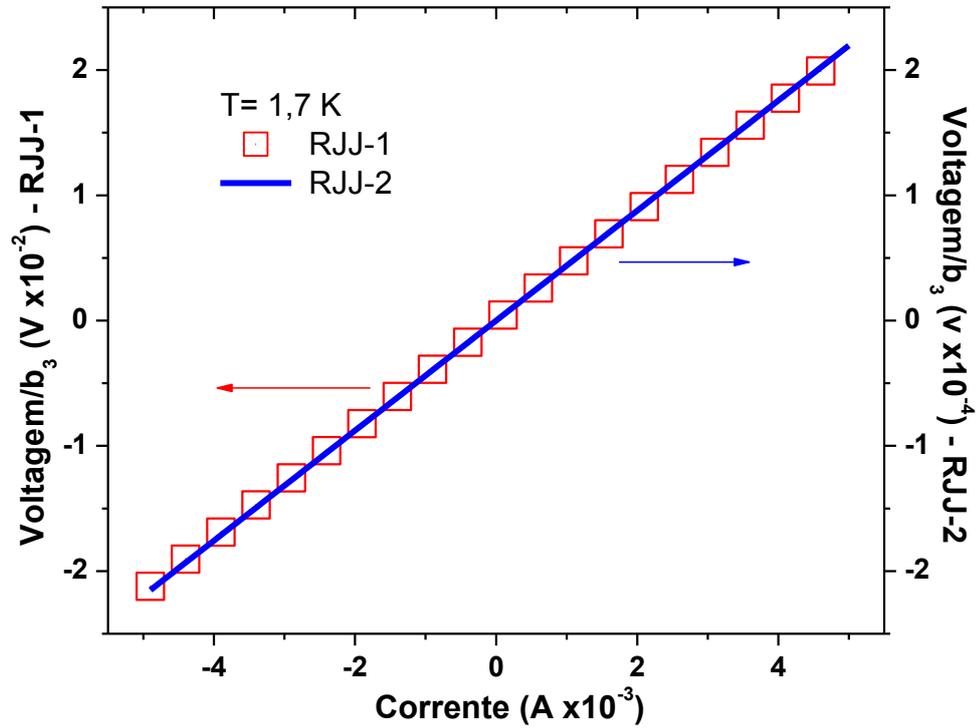


Figura 7.45: Curva simulada para mostrar a contribuição desses vórtices livres presentes nas amostras RJJ-1 e RJJ-2 nas curvas $V \times I$ em função da corrente aplicada nas redes para uma temperatura $T = 1,7$ k.

Por último, a partir das tabelas mostradas nesta seção é calculado o valor de λ_{\perp} para cada valor de temperatura em ambas as amostras e verifica-se que esse valor é sempre maior ao tamanho das redes em análise. Isto confirma aquilo que foi discutido na seção 7.3 para esse tipo de amostras RJJ's 2D, evidenciando uma vez mais os efeitos de tamanho das RJJ's e a não presença de vórtices ligados nestas redes, portanto, neste tipo de amostras não temos a T_{BKT} .

7.6 Análise das amostras *unshunted*-SNS (RJJ-1 e RJJ-2) em função do campo aplicado dc e do tamanho da rede

Com os resultados encontrados das curvas de transporte em função do campo magnético aplicado H_{dc} para $T = 1,7$ K, dessas duas amostras, foram obtidos os valores dos parâmetros mencionados na seção anterior.

A partir da Tabela 7-6 até a Tabela 7-9, são mostrados esses valores para $T = 1,7$ K. Dos valores achados nessas tabelas foram feitos gráficos onde observamos os comportamentos dessas variáveis em função do H_{dc} e do tamanho da rede.

Tabela 7-6: Valores de $a(T)$ obtidos a partir da equação (7.2) da amostra RJJ-1 e, os demais parâmetros físicos desta amostra, calculados a partir desse $a(T)$, com $T=1,7$ K e diversos campos.

H_{dc} (Oe)	$a(T)$	E_J (Joule)	I_c (A)	β_c	β_L	E_J/E_c	N_{VI}/b_3 (m ⁻²)
0	2,49	1,11E-23	3,41E-8	9,91E-6	1,49E-3	1,56E-3	2,05E+13
100	3,04	1,52E-23	4,67E-8	1,36E-5	2,03E-3	2,14 E-3	2,97E+14
200	3,20	1,64E-23	5,04E-8	1,46E-5	2,19E-3	2,31 E-3	6,49E+14
300	2,79	1,34E-23	4,10E-8	1,19E-5	1,78E-3	1,88E-3	8,78E+13
400	1,68	5,08E-24	1,56E-8	4,52E-6	6,78E-4	7,13E-4	3,91E+11
500	1,44	3,28E-24	1,01E-8	2,92E-6	4,39E-4	4,61E-4	1,21E+11
600	1,14	1,05E-24	3,21E-9	9,30E-7	1,40E-4	1,47E-4	2,81E+10
700	1,07	5,23E-25	1,60E-9	4,65E-7	6,98E-5	7,34E-5	1,99E+10
800	1,05	3,74E-25	1,14E-9	3,32E-7	4,98E-5	5,24E-5	1,81E+10
900	1,00	2,99E-26	9,16E-11	8,09E-12	3,99E-6	4,19E-6	1,45E+10

Tabela 7-7: Valores de $a(T)$ obtidos a partir da equação (7.3) da amostra RJJ-1 e, os demais parâmetros físicos desta amostra, calculados a partir desse $a(T)$, com $T=1,7$ K e diversos campos.

H_{dc} (Oe)	$a(T)$	E_J (Joule)	I_c (A)	β_c	β_L	E_J/E_c	N_{VI}/b_3 (m ⁻²)
0	2,56	1,17E-23	3,58E-8	9,40E-6	1,56E-3	1,64E-3	2,90E+13
100	2,97	1,47E-23	4,51E-8	1,18E-5	1,96E-3	2,06E-3	2,11E+14
200	2,88	1,41E-23	4,30E-8	1,13E-5	1,87E-3	1,97E-3	1,36E+14
300	2,83	1,37E-23	4,19E-8	1,10E-5	1,82E-3	1,92E-3	1,07E+14
400	1,70	5,23E-24	1,60E-8	4,21E-6	6,98E-4	7,34E-4	4,31E+11
500	1,44	3,29E-24	1,01E-8	2,65E-6	4,39E-4	4,61E-4	1,21E+11
600	1,20	1,49E-24	4,58E-9	1,20E-6	1,99E-4	2,10E-4	3,76E+10
700	1,09	6,72E-25	2,06E-9	5,41E-7	8,97E-5	9,43E-5	2,20E+10
800	1,07	5,23E-25	1,60E-9	4,21E-7	6,98E-5	7,34E-5	1,99E+10
900	1,01	3,74E-26	1,14E-10	3,01E-8	4,98E-6	5,24E-6	1,45E+10

Tabela 7-8: Valores de $a(T)$ obtidos a partir da equação (7.2) da amostra RJJ-2 e, os demais parâmetros físicos desta amostra, calculados a partir desse $a(T)$, com $T=1,7$ K e diversos campos.

H_{dc} (Oe)	$a(T)$	E_J (Joule)	$I_c(A)$	β_c	β_L	E_J/E_c	N_{VL}/b_3 (m ⁻²)
0	1,58	4,33E-24	1,33E-8	3,31E-3	5,78E-4	6,08E-4	2,40E+11
50	1,38	2,84E-24	8,70E-9	2,17E-3	3,79E-4	3,98 E-4	9,05E+10
100	1,42	3,14E-24	9,62E-9	2,40E-3	4,19E-4	4,40 E-4	1,10E+11
200	1,46	3,44E-24	1,05E-8	2,63E-3	4,58E-4	4,82E-4	1,34E+11
250	1,57	4,26E-24	1,31E-8	3,26E-3	5,68E-4	5,97 E-4	2,29E+11
300	1,73	5,45E-24	1,67E-8	4,17E-3	7,28E-4	7,65 E-4	4,99E+11
350	1,41	3,06E-24	9,39E-9	2,34E-3	4,09E-4	4,29 E-4	1,05E+11

Tabela 7-9: Valores de $a(T)$ obtidos a partir da equação (7.3) da amostra RJJ-2 e, os demais parâmetros físicos desta amostra, calculados a partir desse $a(T)$, com $T=1,7$ K e diversos campos.

H_{dc} (Oe)	$a(T)$	E_J (Joule)	$I_c(A)$	β_c	β_L	E_J/E_c	N_{VL}/b_3 (m ⁻²)
0	1,69	5,16E-24	1,58E-8	2,17E-3	6,88E-4	7,23E-4	4,10E+11
50	1,47	3,51E-24	1,08E-8	1,48E-3	4,68E-4	4,93E-4	1,40E+11
100	1,38	2,84E-24	8,70E-9	1,20E-3	3,79E-4	3,99E-4	9,05E+10
200	1,39	2,91E-24	8,93E-9	1,23E-3	3,89E-4	4,09E-4	9,50E+10
250	1,46	3,44E-24	1,05E-8	1,45E-3	4,58E-4	4,82E-4	1,34E+11
300	1,65	4,86E-24	1,49E-8	2,05E-3	6,48E-4	6,81E-4	3,38E+11
350	1,51	3,81E-24	1,17E-8	1,61E-3	5,08E-4	5,34E-4	1,71E+11

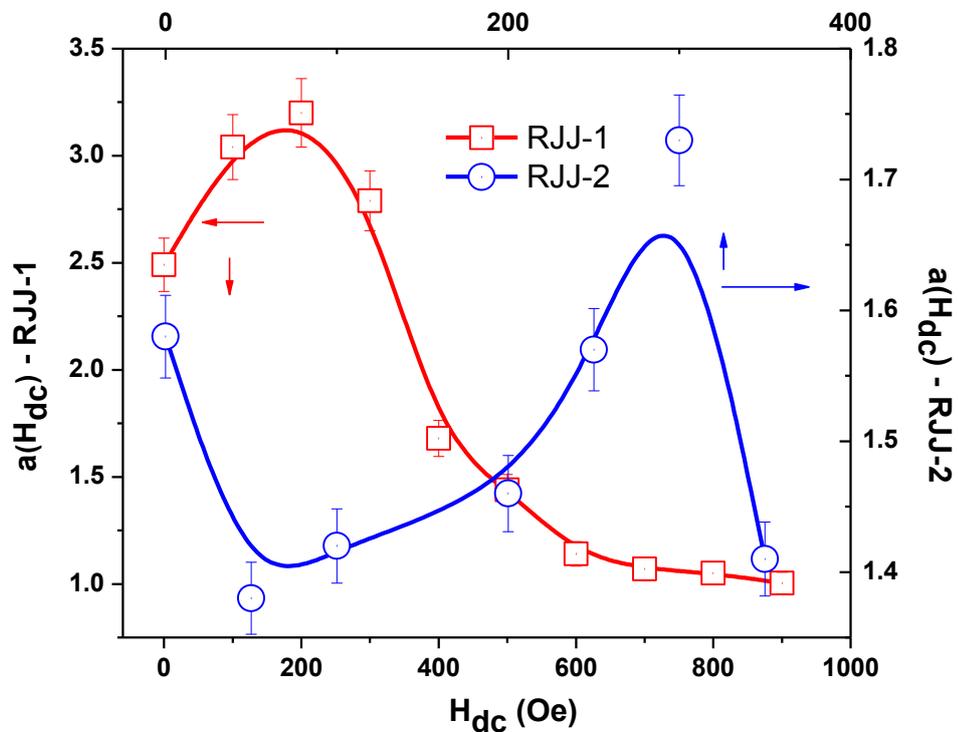


Figura 7.46: Dependência do H_{dc} nos pontos experimentais, as linhas sólidas são de visualização ao comportamento para a lei de potências para $T=1,7$ K e campo magnético aplicado H_{dc} variável; $a(H_{dc})$ para as amostras RJJ-1 e RJJ-2.

A Figura 7.46, mostra o comportamento do expoente $a(T = 1,7 \text{ K}, H_{dc})$ mudando o valor do campo nas amostras RJJ-1 e RJJ-2; em ambos os casos $a(T, H_{dc})$ tem um máximo e um mínimo com respeito ao campo magnético aplicado dc. Eles tendem a uma queda desse valor com o incremento de H_{dc} , traduzindo isto em uma perda da supercondutividade nas redes RJJ-1 e RJJ-2, tal como podemos ver nas curvas experimentais obtidas.

Na Figura 7.47, são mostrados os valores da corrente crítica em função de H_{dc} , e podemos observar claramente, que essas curvas descrevem uma oscilação parecida com a de Franhoufer, e vemos que $I_c(H_{dc}) \neq 0$ devido à presença de junções Josephson tipo π .

Finalmente na Figura 7.48 é mostrado o valor da densidade de vórtices livres em função de H_{dc} na temperatura fixa $T = 1,7 \text{ K}$ para as amostras RJJ-1 e RJJ-2. A densidade é maior na amostra RJJ-1 o qual se verifica, mais uma vez, que o efeito de tamanho induz maior quantidade de vórtices na rede.

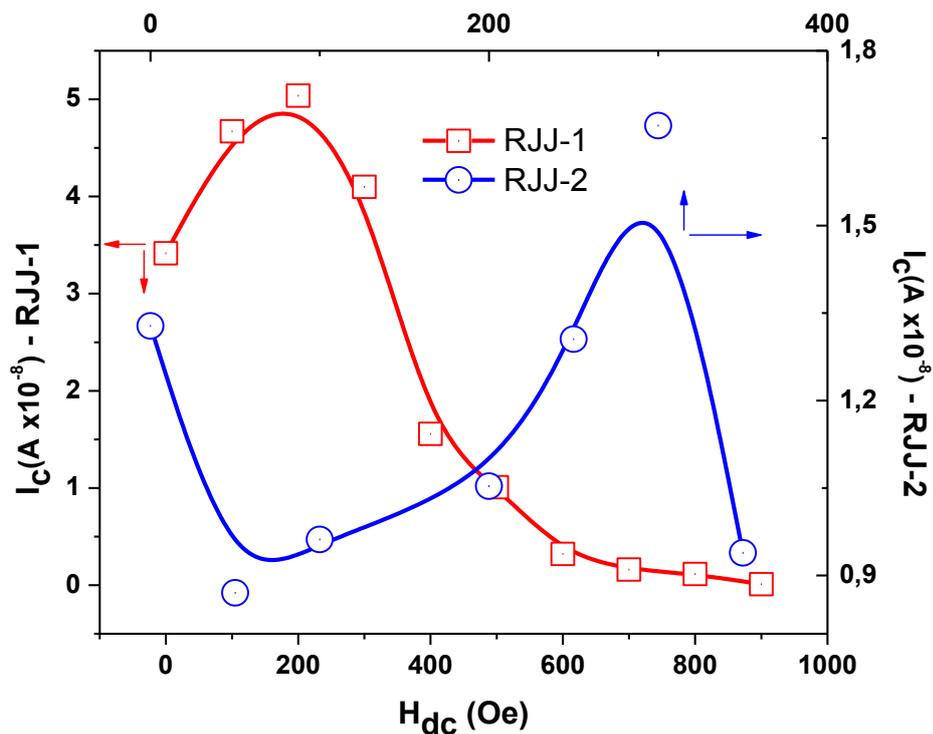


Figura 7.47: Dependência do H_{dc} com os pontos extraídos da parte experimental, as linhas sólidas são de visualização ao comportamento para a corrente crítica $I_c(H_{dc})$ das redes RJJ-1 e RJJ-2.

No caso de RJJ-1 os vórtices livres diminuem com o incremento do H_{dc} aplicado, evidenciando nesta amostra efeitos de borda. Isto é também observado para RJJ-2, contudo, ambas apresentam um máximo valor diferente do outro (200 e 300 Oe, para RJJ-1 e RJJ-2 respectivamente, Figura 7.48).

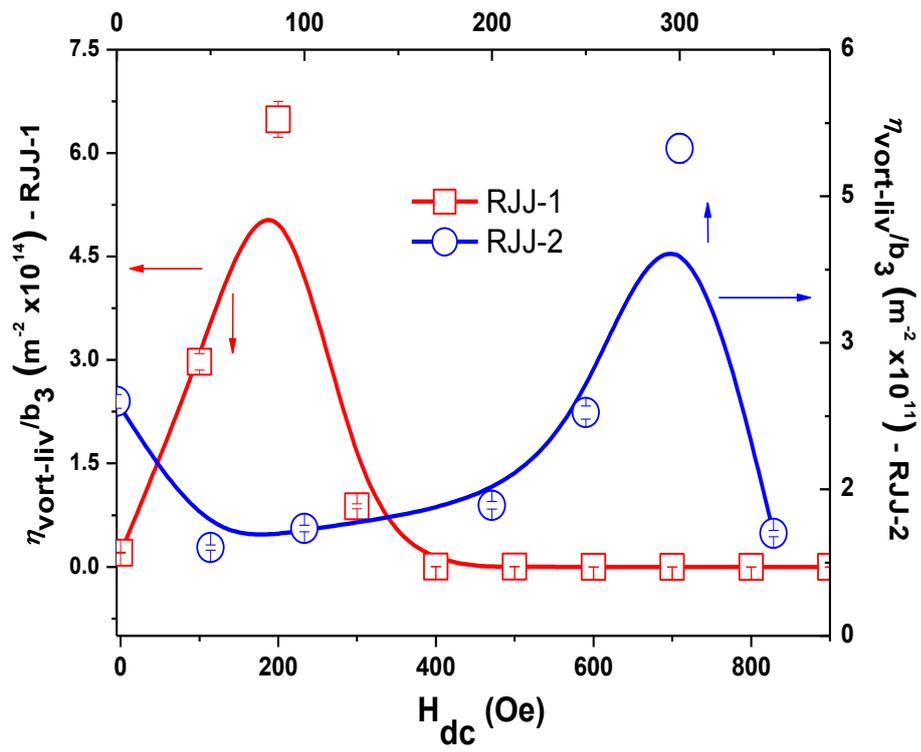


Figura 7.48: Densidade de vórtices livres normalizadas em função do campo aplicado H_{dc} para as amostras RJJ-1 e RJJ-2.

7.7 Amostras *unshunted* tipo SIS – curvas $V \times I$

Nesta seção são mostrados os resultados experimentais obtidos das amostras *unshunted*-SIS. São realizadas medidas de transporte, ou curvas características $V \times I$ a diferentes temperaturas com campo magnético H_{dc} e h_{ac} zero e medidas com H_{dc} e h_{ac} aplicados mantendo a temperatura fixa em 1,7 K. É mostrada a resposta magnética – elétrica da amostra RJJ-3, excitada com uma corrente dc onde a resposta magnética é medida pela bobina transformadora de fluxo, empregada para as medidas de χ_{ac} e χ_{dc} .

A partir das curvas de transporte extraíram-se diversos parâmetros os quais serão analisados a fim de estudar a dinâmica de transporte nestas amostras, sendo o caso pontual dos vórtices induzidos por efeitos de tamanho em cada uma das redes de junções Josephson e, neste caso, o tunelamento é por efeito Josephson.

7.7.1 Amostra RJJ-3

A Figura 7.49 mostra a curva $V \cdot I$ à temperatura ambiente para a amostra RJJ-3. A partir desta calculou-se o valor da resistência desta amostra, batendo com o valor medido pelo multímetro antes de colocar a amostra (ver Tabela 6-1), dentro do criostato a temperatura criogênica.

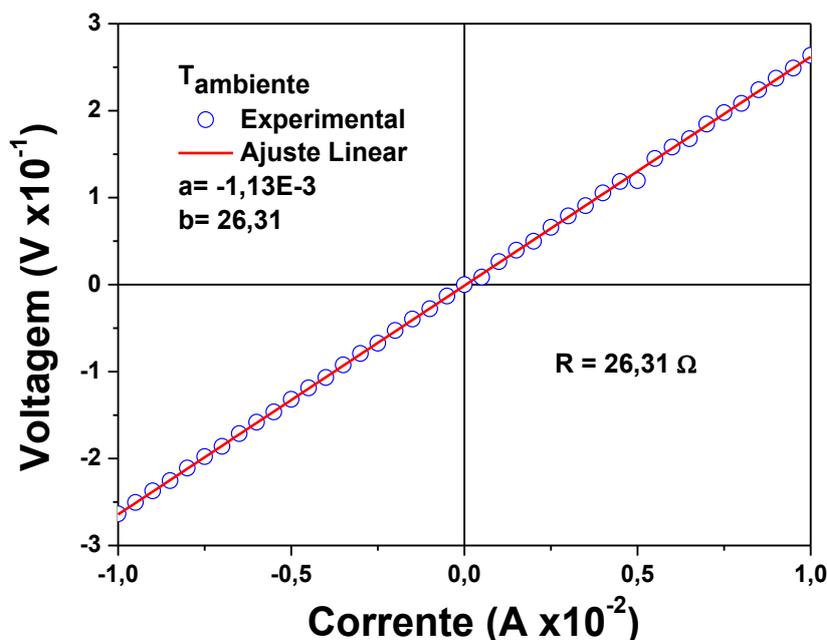


Figura 7.49: Curvas $V \times I$ da amostra RJJ-3 antes de colocar à amostra dentro do criostato.

RJJ-3 sem campo magnético a diferentes temperaturas

Uma vez verificado os contatos desta amostra foram realizadas as curvas $V \times I$ a diferentes valores de temperaturas estacionárias, e os ajustes de cada uma destas curvas, mediante as equações (7.4) e (7.5), pelo comportamento assintótico que essas curvas oferecem. O valor V_0 das equações mencionadas é neste caso a tensão de início da curva com respeito ao zero e representa o *gap* da amostra em questão, mas na verdade os valores encontrados são pequenos ou negativos como se mostraram nas curvas dos ajustes.

De cada um das figuras mostradas (Figura 7.50 até a Figura 7.56) deveria se observar, em princípio, para esta amostra 30 ramos devido ao fato de essa rede ser de 30×100 laços, mas só mostramos os que conseguimos fazer nas medidas realizadas em cada uma destas. Além disso, os ajustes foram feitos no ramo superior para cada uma das temperaturas mostradas.

A Figura 7.50, mostra as curvas $V \times I$ para a temperatura de 1,7 K para essa amostra.

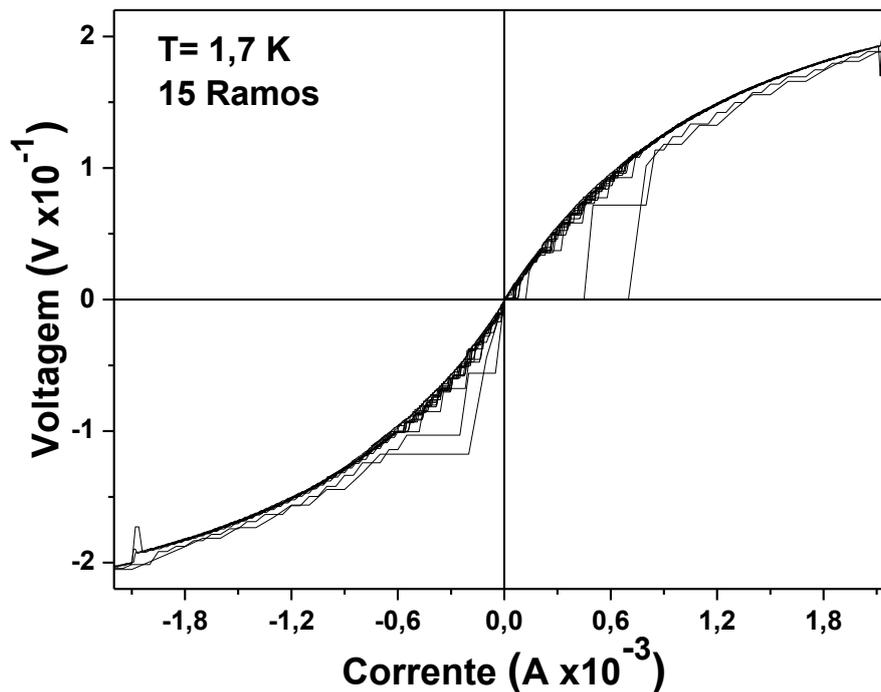


Figura 7.50: Curvas características $V \times I$ da amostra RJJ-3, para $T = 1,7$ K. Observamos 15 ramos na medida realizada.

Na Figura 7.51, é mostrado o ajuste do ramo superior obtido da medida (ver figura de acima) para $T = 1,7$ K.

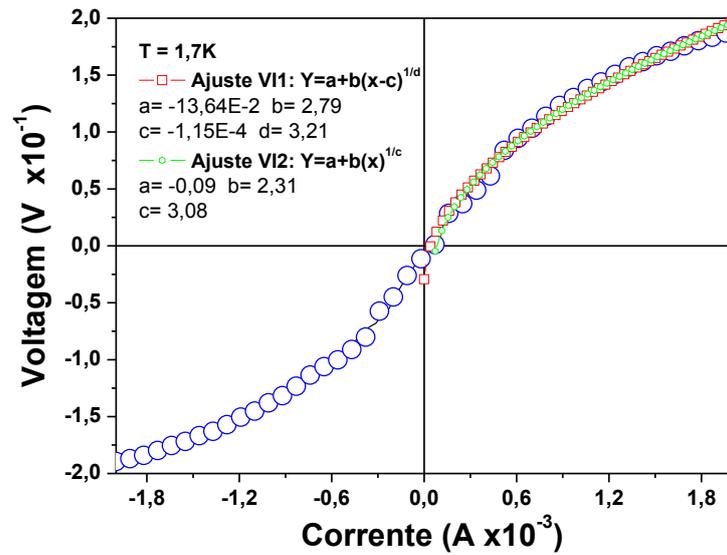


Figura 7.51: Ajustes somente do ramo superior da curva $V \times I$ para 1,7 K da amostra RJJ-3.

É mostrado na Figura 7.52 as curvas $V \times I$ para uma temperatura de 4,2 K para RJJ-3.

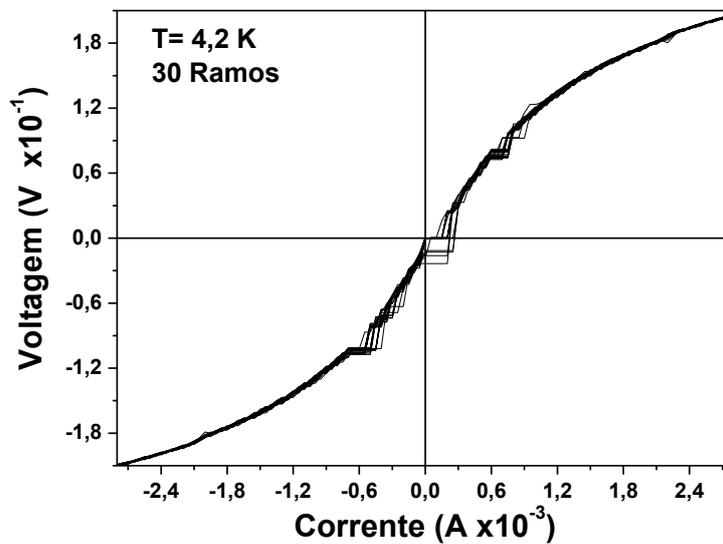


Figura 7.52: Curvas características $V \times I$ da amostra RJJ-3, para $T = 4,2$ K. Observamos 30 ramos na medida realizada.

Na Figura 7.53, é mostrado o ajuste do ramo superior obtido da medida (ver figura de acima) com $T = 4,2$ K.

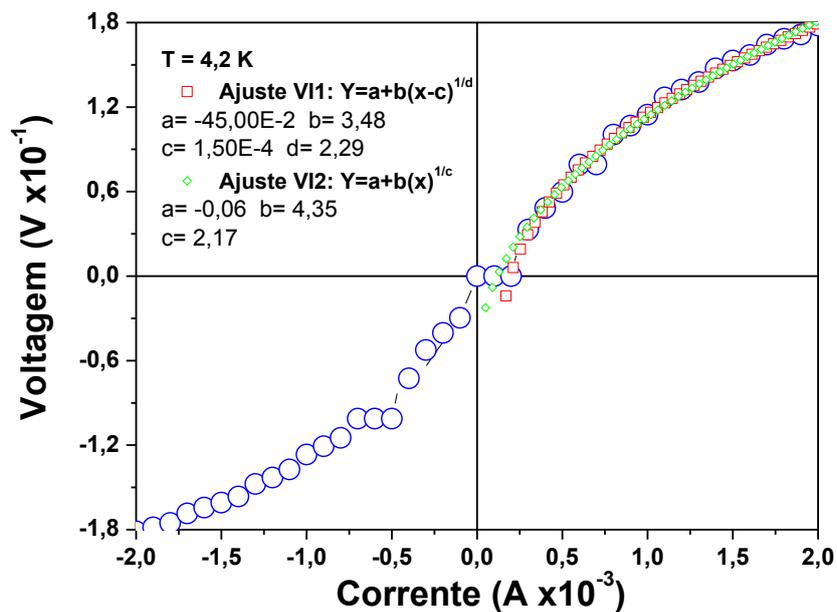


Figura 7.53: Ajustes do ramo superior da curva $V \times I$ para 4,2 K da amostra RJJ-3.

A Figura 7.54, mostra as curvas $V \times I$ para uma temperatura de 6,0 K para a rede RJJ-3.

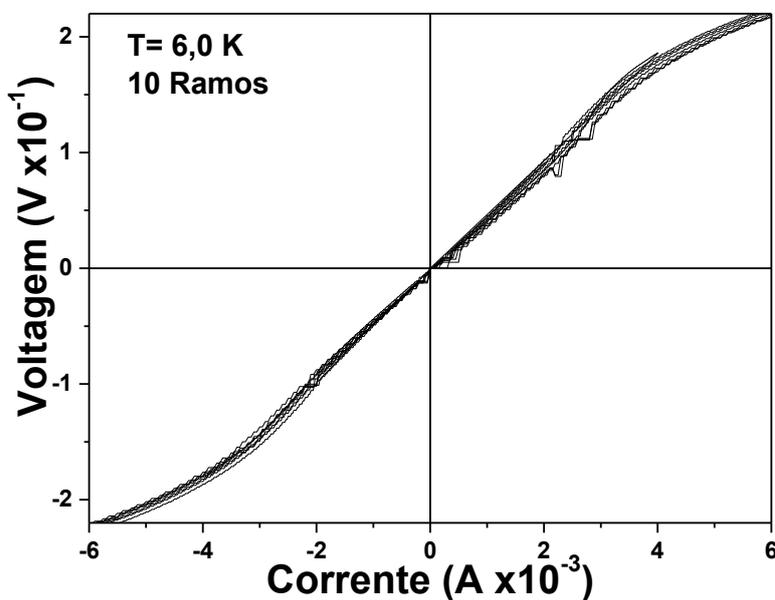


Figura 7.54: Curvas características $V \times I$ da amostra RJJ-3, para $T = 6,0$ K. Observamos 10 ramos na medida realizada.

Na Figura 7.55, é mostrado o ajuste do ramo superior obtido da medida (ver figura de acima) para $T = 6,0$ K.

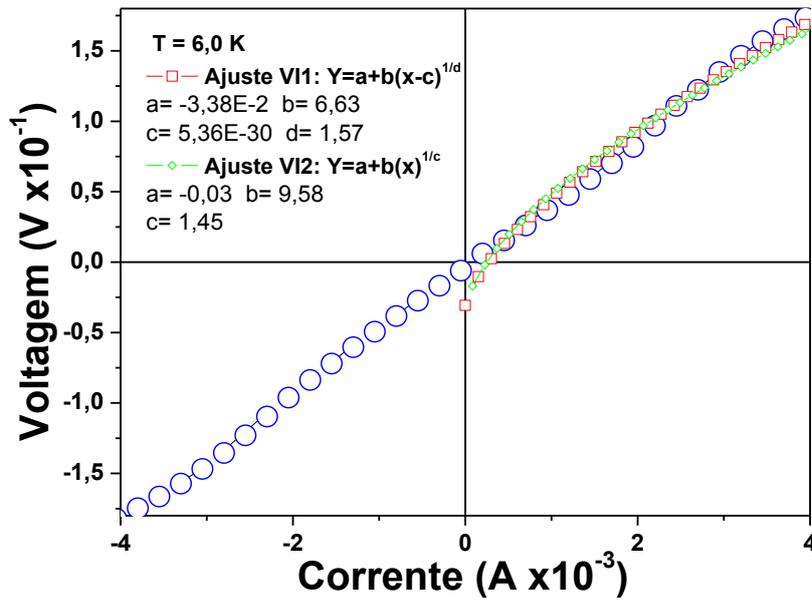


Figura 7.55: Ajustes do ramo superior da curva $V \times I$ para 6,0 K da amostra RJJ-3.

A Figura 7.56, mostra as curvas $V \times I$ para uma temperatura de 8,0 K para essa amostra.

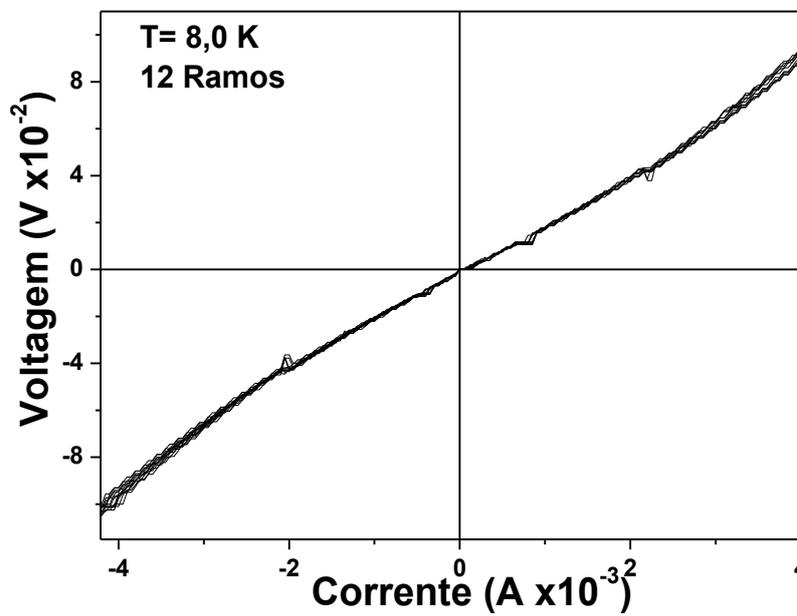


Figura 7.56: Curvas características $V \times I$ da amostra RJJ-3, para $T = 8,0$ K. Observamos 12 ramos na medida realizada.

A Figura 7.57 mostra os ajustes obtidos do ramo superior obtido da medida (ver figura de acima) para $T = 8,0$ K.

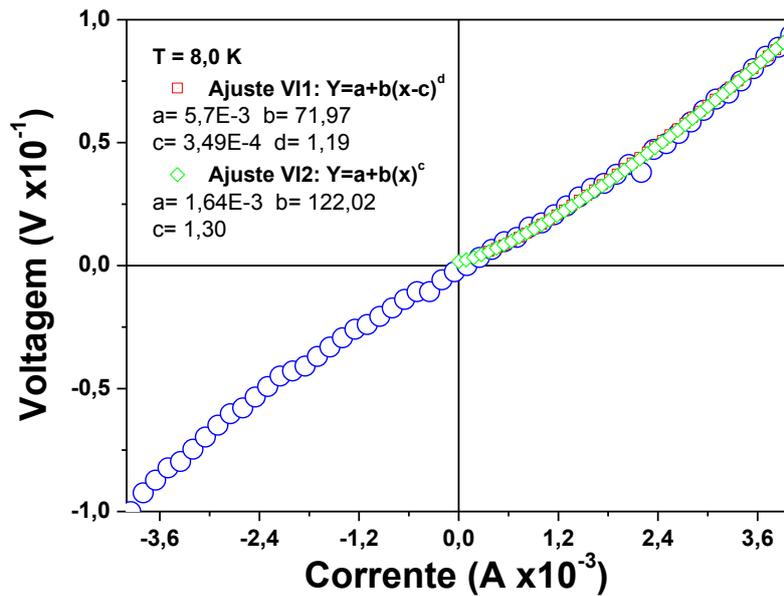


Figura 7.57: Ajustes somente do ramo superior da curva $V \times I$ da RJJ-3, $T=6,0$ K.

Para esta amostra em 8,0 K é verificado que o ajuste não pode mais ser feito como estava sendo realizado (equação (7.4)).

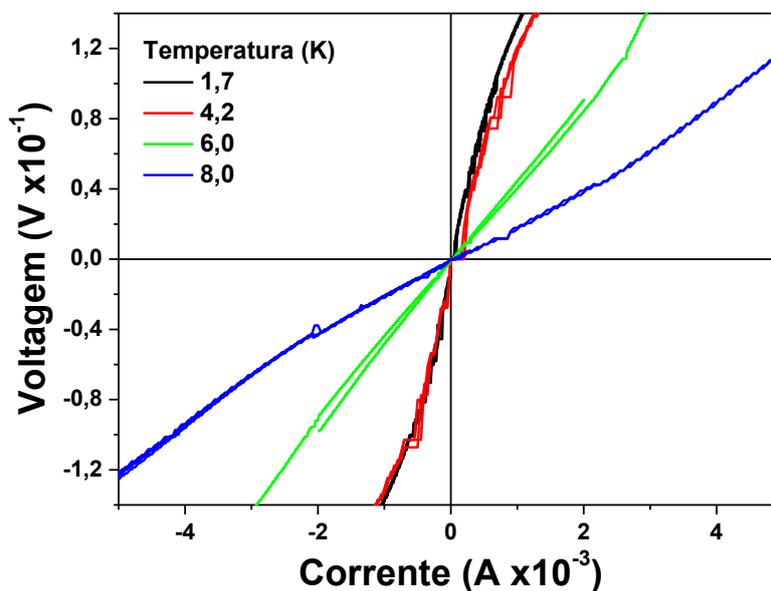


Figura 7.58: Curvas características $V \times I$ da amostra RJJ-3, para todas as temperaturas, tal como se mostra na figura.

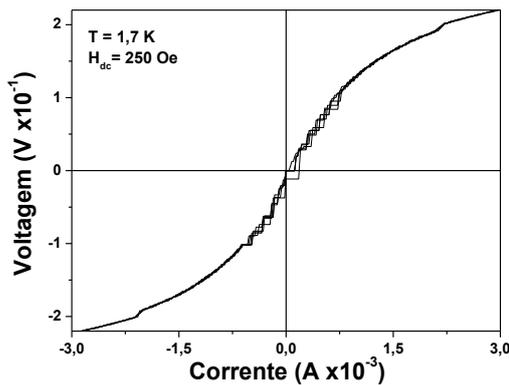
Nessa temperatura o forte amortecimento diminui e permitiu o ajuste com essa outra equação, porém, vamos observar na análise dos resultados que essa mudança de ajuste não altera a análise que será realizada neste tipo de amostra.

Finalmente na Figura 7.58 são mostrados vários dos ramos obtidos das curvas $V \times I$ da amostra RJJ-3 a diferentes temperaturas, com a finalidade de poder obter uma comparação visual (qualitativa) do comportamento destas curvas com a temperatura.

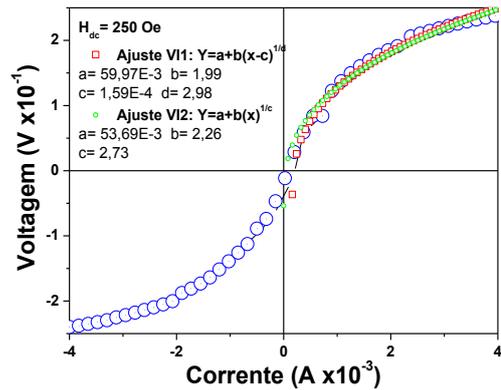
RJJ-3 com campo magnético H_{dc}

Empregando um campo magnético dc foram feitas as medidas de transporte nesta amostra RJJ-3 tal como pode ser verificado na Figura 7.59, onde se mostram os resultados para cada um dos campos aplicados (desde 250 até 700 Oe) e, ao lado direito destas é mostrado o respectivo ajuste indicando os parâmetros obtidos dos ajustes de qualquer uma das curvas (de preferência a de maior intensidade destas).

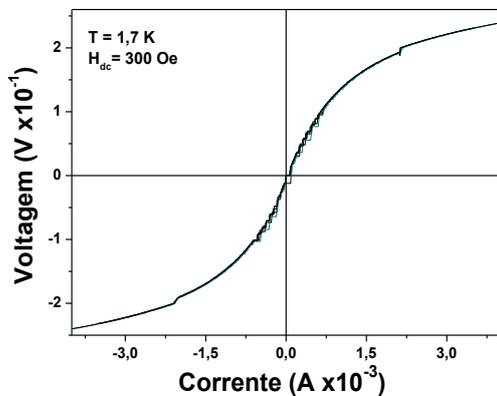
Todas essas medidas foram realizadas para $T = 1,7$ K.



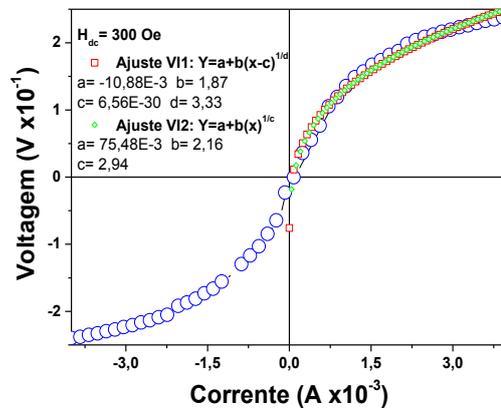
(a)



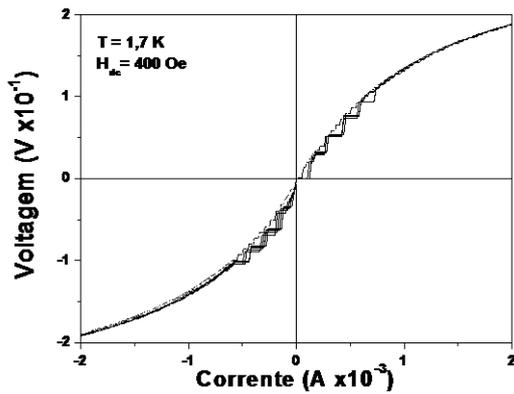
(b)



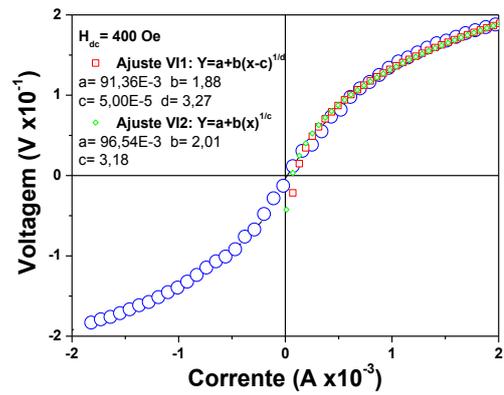
(c)



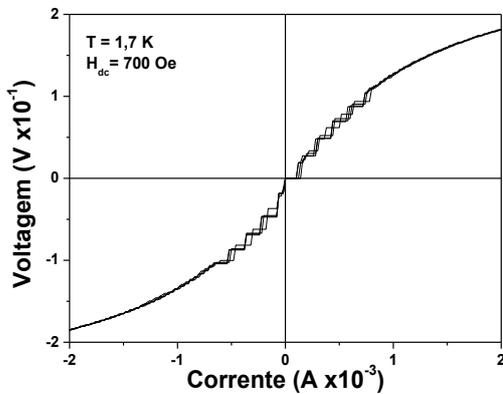
(d)



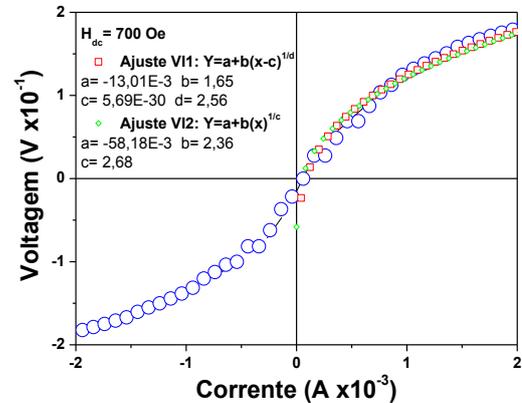
(e)



(f)



(g)



(h)

Figura 7.59: Medidas das curvas $V \times I$ com campo magnético dc aplicado paralelamente à amostra. Desde 100 Oe (a) até 900 Oe (p) ao lado izquierdo de cada curva esta seu respectivo ajuste e em cada figura é mostrado entre 4 a 6 ramos por campo magnético aplicado, para uma temperatura constante $T=1,7$ K.

Observemos que a aplicação de H_{dc} não tira os degraus observados nas curvas mostradas na Figura 7.50; isto será discutido com maior ênfase na seção 7.9.

Na Figura 7.60, mostramos todas as curvas $V \times I$ obtidas na Figura 7.59 em um só gráfico para uma visualização do comportamento das curvas com diferentes campos magnéticos dc aplicados indicados dentro da figura, para temperatura constante ($T=1,7$ K).

RJJ-3 com campo magnético h_{ac}

Nas seguintes figuras serão mostrados os resultados de aplicar um campo magnético ac perpendicular ao plano da amostra com uma frequência fixa para três temperaturas diferentes.

Esse campo magnético é obtido da bobina primária com que se realizou a medida de χ_{ac} . Em todas estas medidas o campo é aplicado transversalmente à amostra.

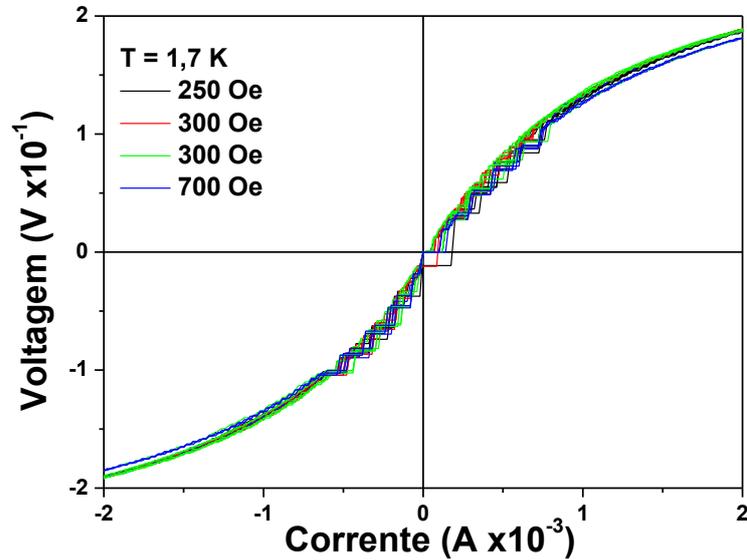


Figura 7.60: Curvas características $V \times I$ da amostra RJJ-3, para os diferentes campos magnéticos dc aplicados, tal como se mostra na figura com $T = 1,7$ K,.

A Figura 7.61, mostra as curvas $V \times I$ para $T = 4,2$ K para essa amostra com h_{ac} aplicado perpendicular ao plano da amostra. Observa-se que nesta figura os ramos não sofrem praticamente nenhuma alteração pela aplicação deste campo e o expoente $a(T)$ muda pouco com relação à intensidade do h_{ac} aplicado.

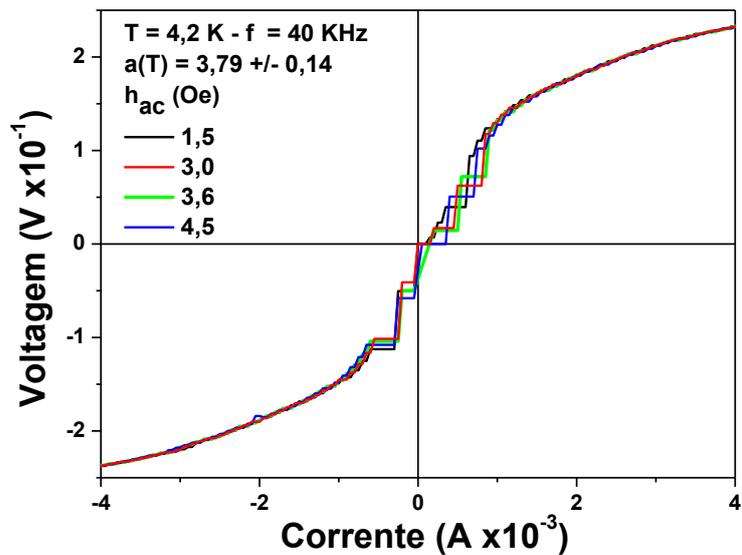


Figura 7.61: Curvas características $V \times I$ da amostra RJJ-3, para $T = 4,2$ K com distintos campos magnéticos ac aplicados sobre a amostra, com uma $f = 40$ kHz e, também se mostra os valores do expoentes da lei de potencias para cada h_{ac} .

Pode-se observar do valor obtido para $a(T)$ nas curvas da Figura 7.61, que $a(T) > 3$, isto é um fato claro de que os efeitos da aplicação de um campo magnético h_{ac} perpendicular ao plano da amostra (com baixa intensidade), incrementam a densidade de vórtices ligados a diferença da aplicação de H_{dc} (Figura 7.59)

A Figura 7.62, mostra as curvas $V \times I$ para uma temperatura de 6,0 K para essa amostra com um h_{ac} perpendicular ao plano da amostra. Nesta figura os ramos sofrem mudanças consideráveis (os ramos ficam mais separados um de outro, em comparação com a Figura 7.61), e o expoente $a(T)$ muda com relação à intensidade do h_{ac} , tal como é mostrado dentro desta figura.

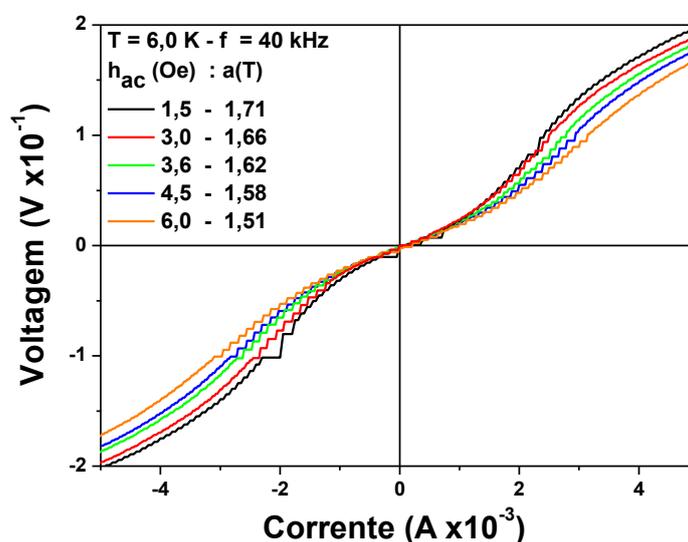


Figura 7.62. Curvas características $V \times I$ da amostra RJJ-3, para $T = 6,0$ K com distintos campos magnéticos ac aplicados sobre a amostra, com uma $f = 40$ kHz e, também é mostrado os valores de $a(T)$ em cada caso.

Já na Figura 7.63 mostram-se as curvas $V \times I$ para $T = 8,0$ K para RJJ-3, com um h_{ac} aplicado transversalmente sobre a amostra. Pode-se observar que os ramos sofrem mudanças consideráveis com menor intensidade (os ramos não são tão espaçados) em comparação a $T = 6,0$ K, e o expoente $a(T)$ muda com relação à intensidade do h_{ac} , tal como é mostrado dentro desta figura.

RJJ-3 e linhas de Franhoufer?

Na amostra RJJ-3 foi aplicada a mesma corrente com que foram feitas as medidas anteriormente descritas (curvas $V \times I$) para esta amostra, ou seja, mesmo passo, e mesmo

retardo entre cada passo. Porém, agora se mediu a resposta da amostra com a bobina secundária (a qual é empregada para medir a χ_{ac}) e obtivemos o resultado mostrado na Figura 7.64.

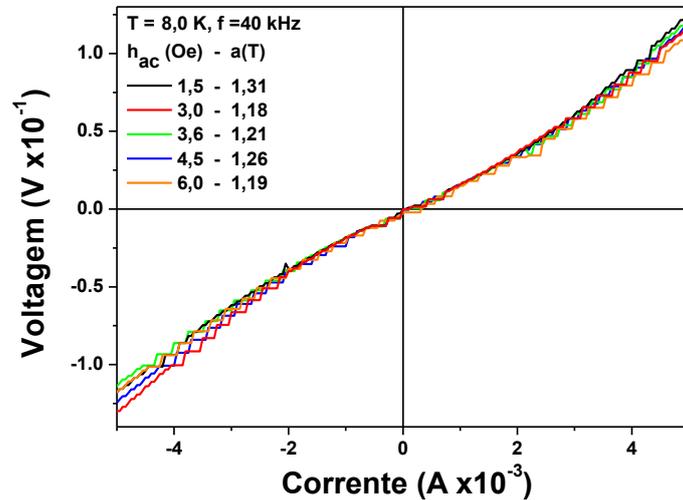


Figura 7.63: Curvas características $V \times I$ da amostra RJJ-3, para $T = 8,0$ K com distintos campos magnéticos ac aplicados sobre a amostra, com uma $f = 40$ kHz e, também são mostrados os valores dos expoentes da lei de potencias obtida de cada curva.

O ajuste desta medida foi realizado como se esta fosse a resposta de uma curva de Franhoufer, ver equação (2.51), e obteve-se a curva mostrada na Figura 7.65, neste caso, para a parte real χ' . Observando as curvas mostradas na Figura 7.64, podemos dizer que ambas as curvas são semelhantes com a diferença que ambas estão invertidas, isto quer dizer que a fase de uma estava π com respeito a outro sinal. Isto concorda com a execução da medida com uma fase zero no lock-in, e vale lembrar que a bobina secundária está enrolada em fases opostas, portanto, foi isto o observado nesta curva da Figura 7.64.

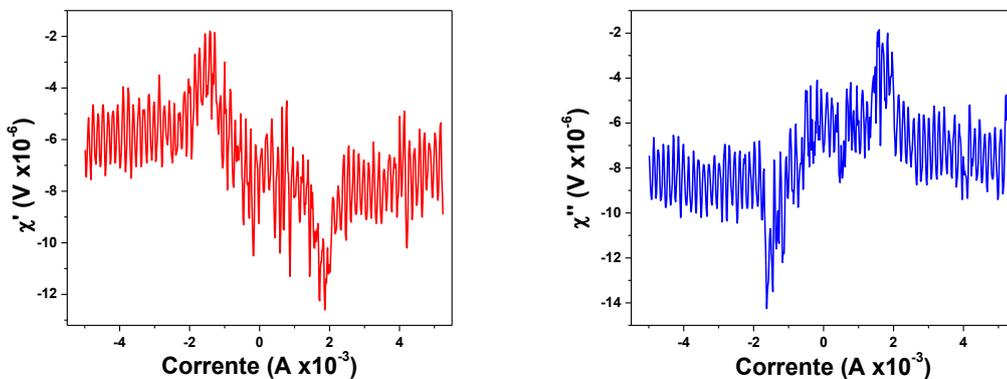


Figura 7.64: Resposta magnética da amostra RJJ-3, para $T = 4,2$ K com uma corrente injetada desde -5 mA até 5 mA com $\Delta i = 0,02$ mA. O sinal foi coletado pela bobina secundaria com uma fase zero a uma $f = 40$ kHz.

O intuito de fazer um determinado ajuste da curva mostrada é de Franhoufer a qual é relativamente boa (devido ao comportamento oscilatório deste). Porém, sabe-se que isto acontece quando a amostra é submetida a um campo magnético dc e a junção Josephson é a responsável desse comportamento (ver capítulo 2). Mas aqui, fisicamente, a situação é totalmente diferente.

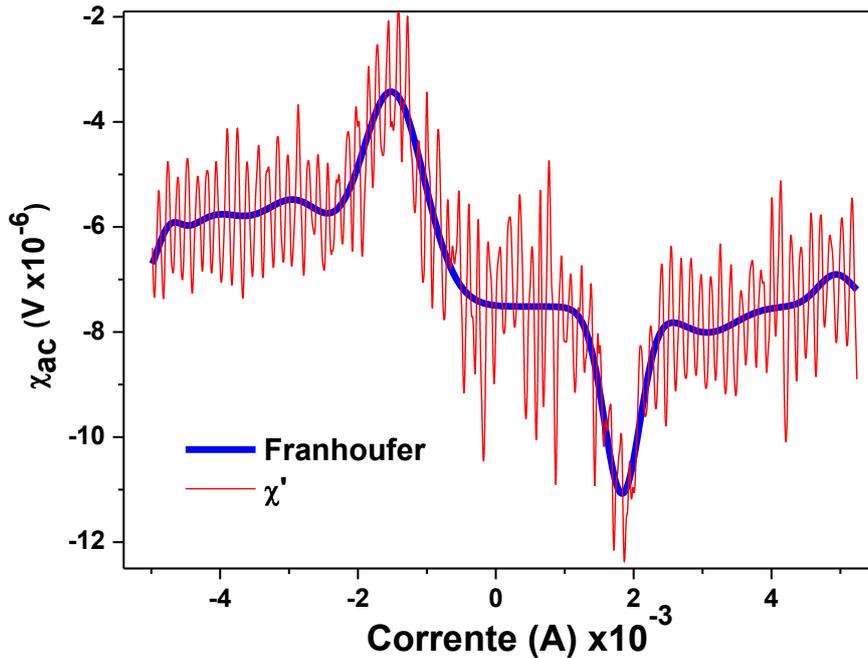


Figura 7.65: Ajuste da curva obtida na Figura 7.64, mediante a equação de Franhoufer.

Ao aplicar a corrente dc sobre RJJ-3 sabe-se que na rede vai ter uma tensão V que vai cumprir com a lei de potência empregada neste tipo de amostra. Esse V é constante no tempo (capítulo 2), e podemos então obter a seguinte expressão: $I \propto I_c \left| \sin \left(\frac{2e}{\hbar} Vt + \gamma_0 \right) \right|$.

Utilizando o mesmo formalismo obtido para encontrar essa curva de Franhoufer (onde $t = x/V$), a corrente I descrita acima, vai tunelar pela junção pelo fato de ter essa tensão V aplicada na amostra, e vamos obter que a corrente que tunela na barreira de RJJ-3 é: $I \propto I_c \left| \frac{\sin \left(\frac{2e}{\hbar} Vt \frac{L}{2} \right)}{\frac{e}{\hbar} V L t} \right|$, onde L é o comprimento da barreira (procedimento análogo com o mostrado na seção 2.4.3).

Essa corrente tunelando vai criar um campo magnético ao redor desta. Fazendo uma aproximação desta como se fosse um fio que transporta uma corrente i e tendo o raio do fio a

mesma dimensão da barreira a_0 podemos demonstrar que: $B_{IJ} = \frac{\mu_0 I_c N}{2\pi a_0} \left| \frac{\sin\left(\frac{e}{\hbar} V L t\right)}{\frac{e}{\hbar} V L t} \right|$, N é número de junções que vão ser medidos e vai depender do raio interno da bobina secundária: $N \propto \pi r^2 / a_0$. Note-se que na expressão achada para o campo B_{IJ} é desprezado o efeito do vórtice Josephson (um fluxon) na junção (seção 2.6).

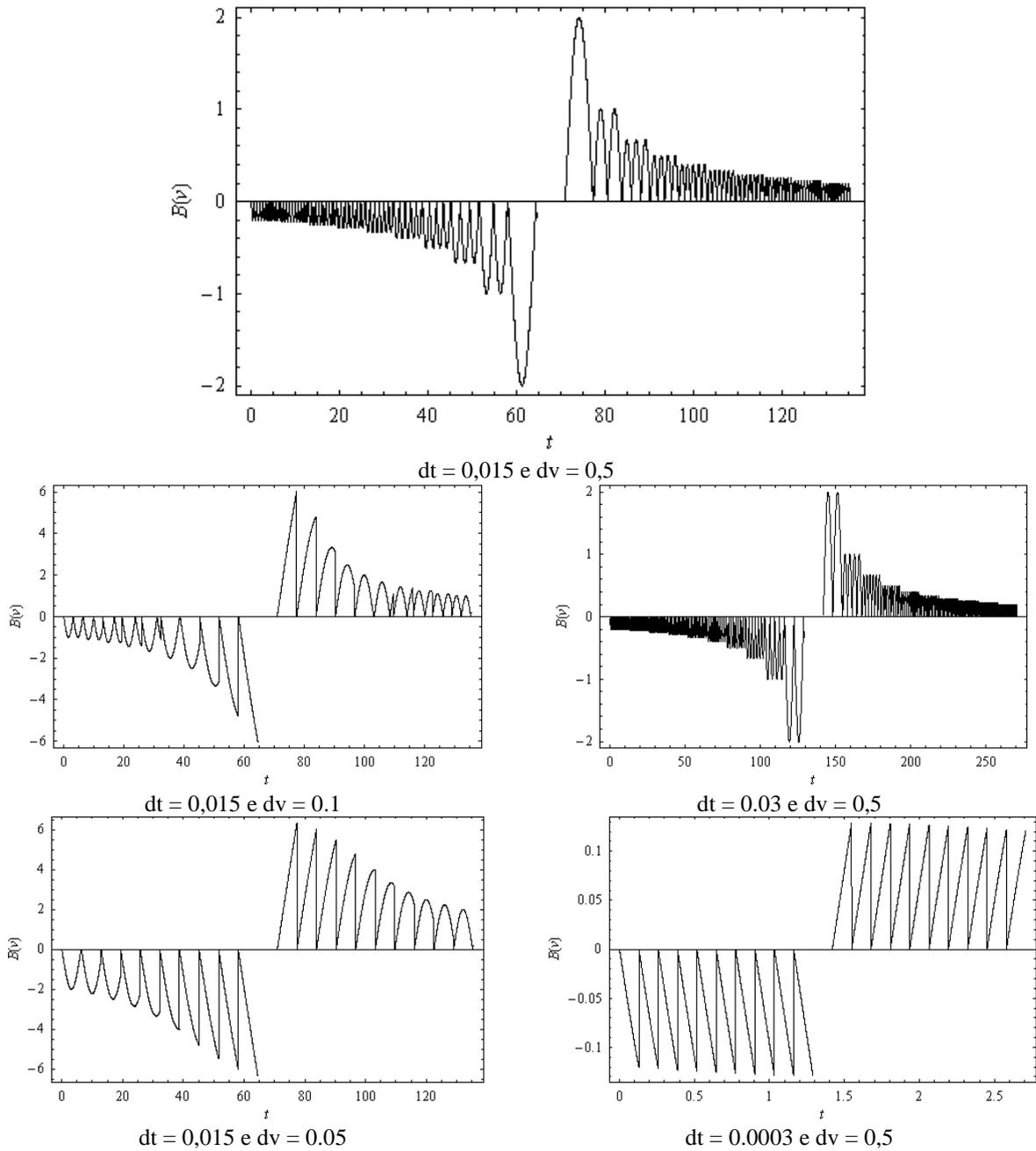


Figura 7.66: Resultados da simulação da densidade do campo criado por uma junção somente. Com comprimento $L=2$. Em cada gráfico é mencionado o delay do tempo (dt) e o passo da diferença de potencial (dv).

Foi mostrado na seção 5.7.2, que a resposta da amostra B' é diretamente proporcional com a tensão medida na bobina sensor (bobina secundária), pelo que temos que essa densidade de campo mostrada acima cumpre: $B_{I_j} \propto V_{lock-in} = V_A + V_B$.

Cabe dizer que nas simulações foram utilizadas unidades reduzidas: $\frac{\mu_0 I_c N}{2\pi a_0} = 1$ e, $\frac{2e}{\hbar} = 0,5$. Outro fato importante a mencionar e o qual é de muita importância na simulação que vemos nos gráficos da Figura 7.66, é que por cada corrente injetada na rede, essa fica um tempo de aproximadamente uns 300 ms, e o lock-in coleta os dados por cada passo de corrente entre 40 a 50 vezes.

Esse valor de aquisição de dados é crítico como se pode observar na Figura 7.66 (c) e (e), portanto, em cada passo de corrente temos um atraso para conseguir realizar essa medida. Essa relação também é empregada na simulação, já que a tensão V vai definir a corrente que oscila em relação à fase: $\frac{dy}{dt} = \frac{2e}{\hbar} v$. Por outro lado, no que se refere ao ΔV , é um valor que vai definir a resolução do gráfico, mas ainda assim não é tão crítico como no caso do tempo (dt , ver Figura 7.66 (b) e (d)).

O varrido da tensão elétrica em todas as curvas mostradas na Figura 7.66 é de $V = \{-10, 10\}$ volts.

Pelo exposto, pode-se dizer então que a curva (Figura 7.65) obtida na medida experimental não pertence ao fenômeno de Franhoufer, porque na amostra em nenhum momento é aplicado um H_{dc} , mas sim, vemos que essa amostra cumpre com o fato de uma das equações fundamentais de Josephson (2.13).

E assim, tem-se um dispositivo eletrônico, ou seja, uma rede de junções Josephson (RJJ-3, para este caso) capaz de emitir radiação eletromagnética, que foi neste caso detectada pela bobina secundária do sistema experimental por efeito de indução magnética.

RJJ-3 e Shapiro steps?

A Figura 7.67, mostra as curvas extraídas da Figura 7.50, onde aparentemente observamos o chamado passo de Sidney Shapiro^[17], (ver também seção 2.2.4), porém a medida foi feita sem que a amostra seja excitada eletromagneticamente pela frequência correta (equação (2.22)).

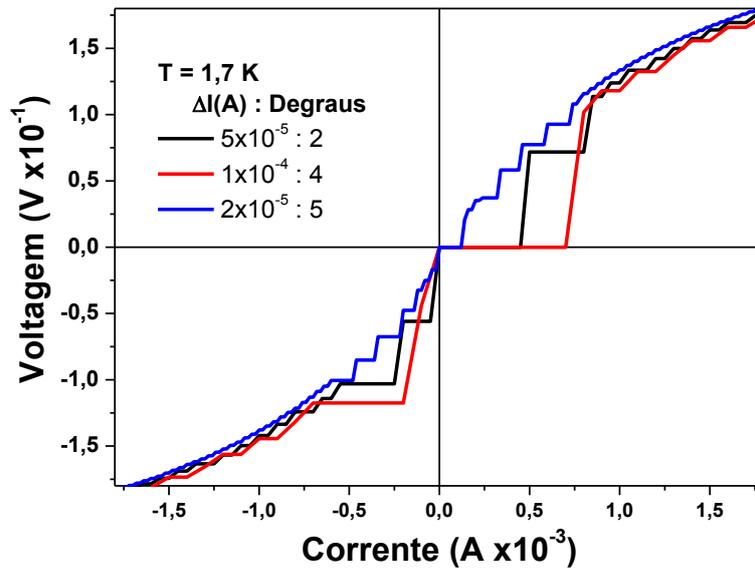


Figura 7.67: Curvas extraídas a partir da Figura 7.50. Dentro da figura são mostrados para cada curva o passo da corrente aplicado na amostra e o número de degraus observados por cada uma delas. Observamos claramente que os degraus dependem do Δi .

A Figura 7.68, mostra as curvas extraídas da Figura 7.52 e observa-se o mesmo efeito obtido a $T = 1,7 \text{ K}$.

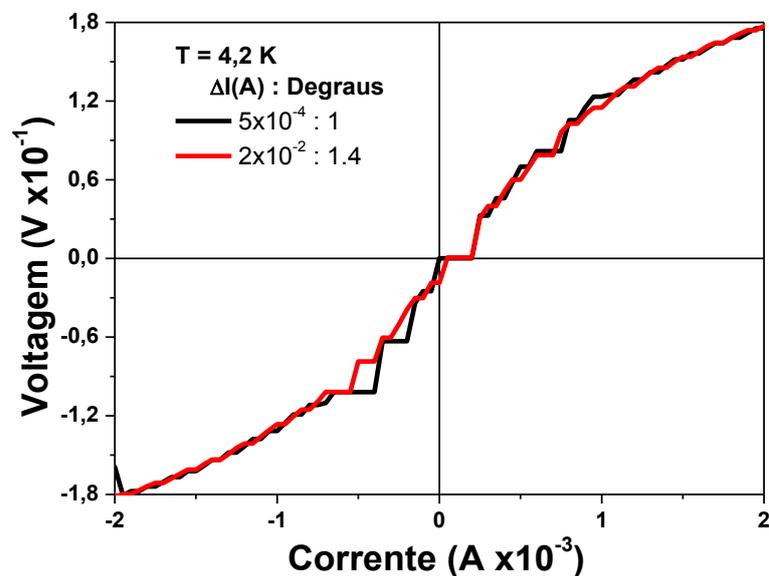


Figura 7.68: Curvas extraídas a partir da Figura 7.52. Dentro da figura são mostrados para cada curva o passo da corrente aplicado na amostra e o número de degraus observados por cada uma delas. Observamos claramente que os degraus dependem do Δi .

A Figura 7.69, mostra as curvas extraídas da Figura 7.54 e, nota-se o mesmo efeito obtido a $T = 1,7 \text{ K}$ e $4,2 \text{ K}$.

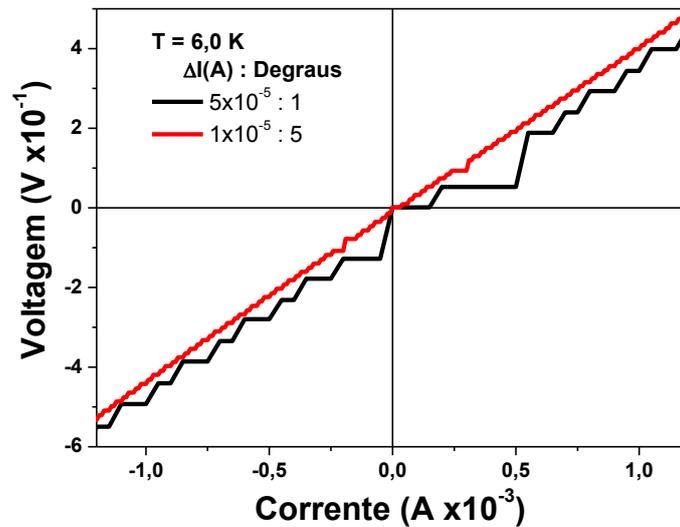


Figura 7.69: Curvas extraídas a partir da Figura 7.54. Dentro da figura são mostrados para cada curva o passo da corrente aplicado na amostra e o número de degraus observados por cada uma delas. Observamos claramente que os degraus dependem do Δi .

A Figura 7.70, mostra as curvas extraídas da Figura 7.56 e, verifica-se o mesmo efeito obtido a $T = 1,7$ K, 4,2 K e 6,0 K.

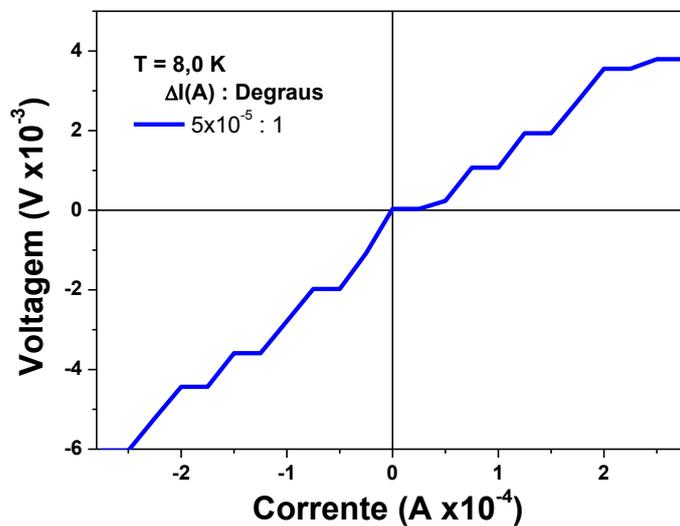


Figura 7.70: Curva extraída da Figura 7.56. Dentro da figura são mostrados para cada curva o passo da corrente aplicado na amostra e o número de degraus observados por cada uma delas. Observamos que os degraus dependem do Δi .

A explicação para esse fenômeno observado para a amostra RJJ-3 (rede tipo SIS-*unshunted*) nas curvas das Figura 7.67 até a Figura 7.70, pode ser explicada através do potencial *washboard*.

Essa amostra possui uma baixa capacitância (ver Tabela 6-1); isto faz com que a massa inercial seja pequena (ver modelo mecânico, capítulo 2), a qual, em determinadas condições iniciais, pode movimentar-se ao longo do perfil de energia (Figura 7.71) para $|I| < |I_c|$ (estado S, ver Figura 7.10) podendo, assim, absorver a energia por inércia.

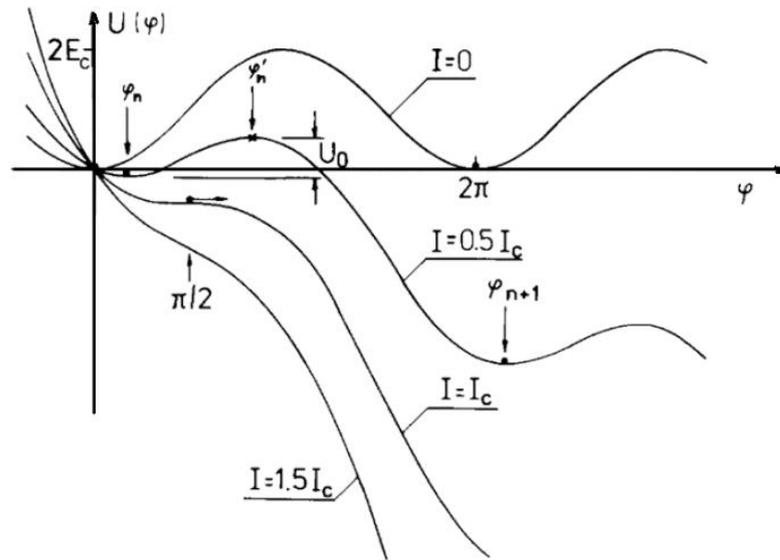


Figura 7.71: Potencial de energia, com a junção Josephson polarizada com diferentes valores de corrente I .

Quando ($I \approx I_c$) o sistema se movimenta lentamente ao longo desse perfil de energia com quase passos horizontais na vizinhança com os pontos $\frac{\pi}{2} + 2\pi n$ (no tempo $\Delta t \sim \omega_c^{-1}$, onde ω_c é a frequência devido à capacitância da junção). O sistema consegue dar um passo ao seguinte degrau (ver eixo x das curvas extraídas da parte experimental) absorvendo a energia de carga da rede. Devido a esse caráter de $V(t) \propto \dot{\phi}$, o movimento consiste de pequenos degraus regulares com uma duração que vai depender do Δi injetado na rede.

Quando V incrementa $V \rightarrow V_t$, os pulsos da tensão elétrica ficam cada vez mais próximos, e no limite passamos ao modelo RSCJ, onde a curva tem um comportamento ôhmico linear da forma: $V = I_c R_j$. Outra característica observada nestas curvas experimentais é que as intensidades dos passos da diferença de potencial dependem da temperatura. Isso fica claro já que, como se mencionou anteriormente, essa energia de carga que vai absorver o sistema também depende da energia térmica ($k_B T$). Então cada degrau mostrado nessas curvas cumpre: $V_n = n\Phi_0 \nu$, e a intensidade de V_n está em função da temperatura, comparando isto com o mesmo Δi .

7.7.2 Amostra RJJ-4

Foi feita a temperatura ambiente a medida $V \times I$, com duas finalidades; verificar a qualidade dos contatos elétricos e calcular o valor da resistência desta amostra, tal como é mostrado na Figura 7.72. Isto é também verificado com o valor medido pelo multímetro antes de colocar à amostra (ver Tabela 6-1).

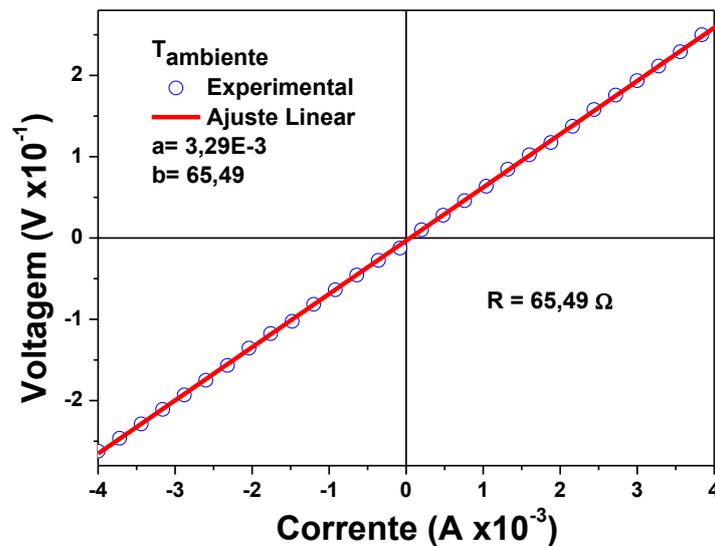


Figura 7.72: Curvas características $V \times I$ da amostra RJJ-4 a temperatura ambiente.

RJJ-4 sem campo magnético a diferentes temperaturas

Aqui encontramos os resultados das curvas $V \times I$ com diferentes valores de temperaturas estacionárias, assim como também os ajustes de cada uma destas curvas, mediante as equações (7.4) e (7.5), através do comportamento que essas curvas oferecem. O valor V_0 das equações mencionadas é o início do comportamento assintótico da curva com respeito ao zero e vai representar o *gap* de energia da amostra em questão. Entretanto os valores encontrados como no caso anterior para RJJ-3 são pequenos ou negativos como mostraram as curvas dos ajustes. Esta rede é de 10x100 laços.

De cada um das figuras mostradas (Figura 7.73 até a Figura 7.79) deveria de observar em princípio, para esta amostra 10 ramos, mas só serão mostrado àqueles que foram detectados nas medidas em cada uma dessas. Além disso, os ajustes foram feitos sempre que possível ao ramo superior para cada uma das temperaturas mostradas.

A Figura 7.73, mostra as curvas experimentais $V \times I$ obtidas para uma temperatura de 1,7 K para essa amostra.

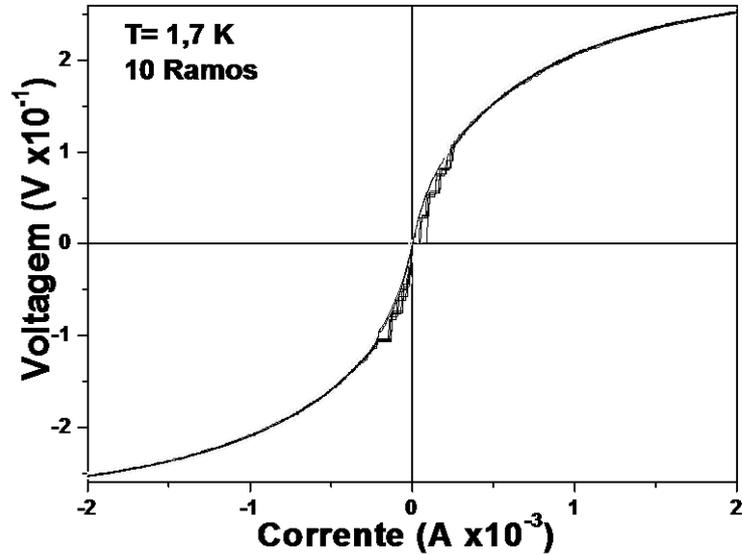


Figura 7.73: Curvas características $V \times I$ da amostra RJJ-4, para $T = 1,7$ K. Observamos 10 ramos na medida realizada.

Na Figura 7.74, é mostrado o ajuste do ramo superior obtido da medida (ver figura acima) com $T = 1,7$ K.

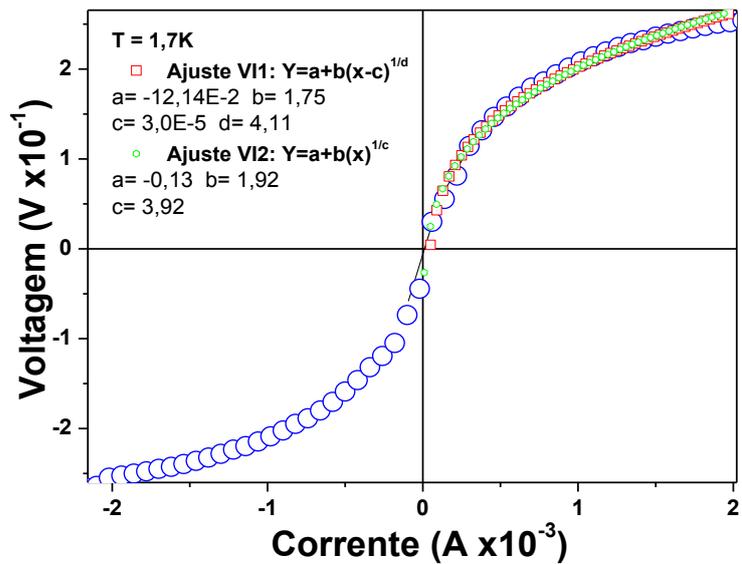


Figura 7.74: Ajustes do ramo superior da curva $V \times I$ da RJJ-4, $T = 1,7$ K.

A Figura 7.75, mostra as curvas $V \times I$ para $T = 4,2$ K para RJJ-4.

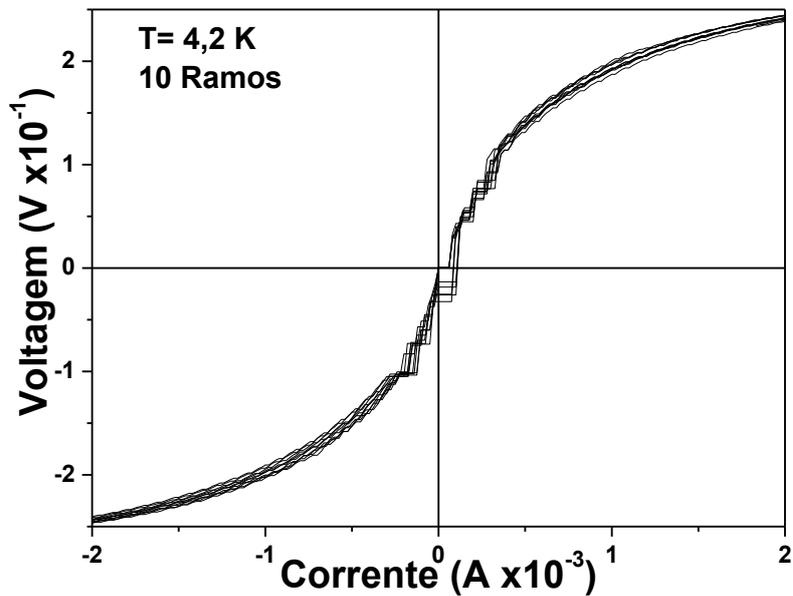


Figura 7.75: Curvas características $V \times I$ da amostra RJJ-4, para $T = 4,2$ K. Observamos 10 ramos na medida realizada.

A Figura 7.76, é mostrado o ajuste do ramo superior obtido da medida (ver figura acima) para $T = 4,2$ K.

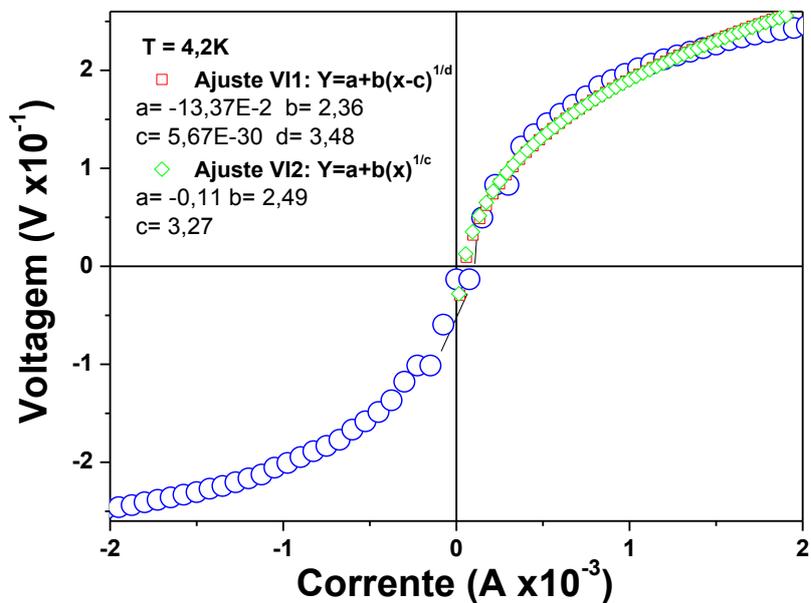


Figura 7.76: Ajustes somente do ramo superior da curva $V \times I$ para $T = 4,2$ K da RJJ-4.

Na Figura 7.77, mostra as curvas $V \times I$ com $T = 6,0$ K para essa amostra.

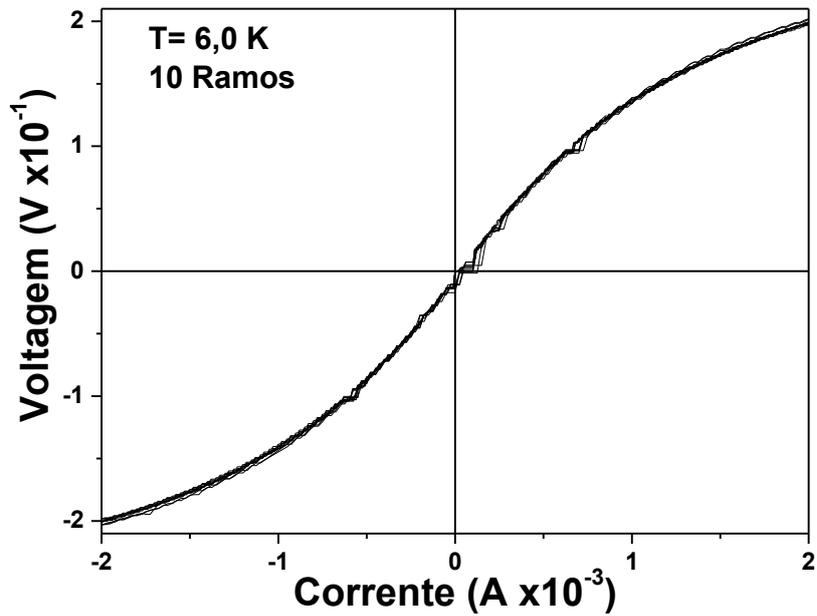


Figura 7.77: Curvas características $V \times I$ da amostra RJJ-4, para $T = 6,0$ K. Observamos 10 ramos na medida realizada.

Na Figura 7.78, fazemos o ajuste do ramo superior da medida (ver Figura 7.77) para $T = 6,0$ K.

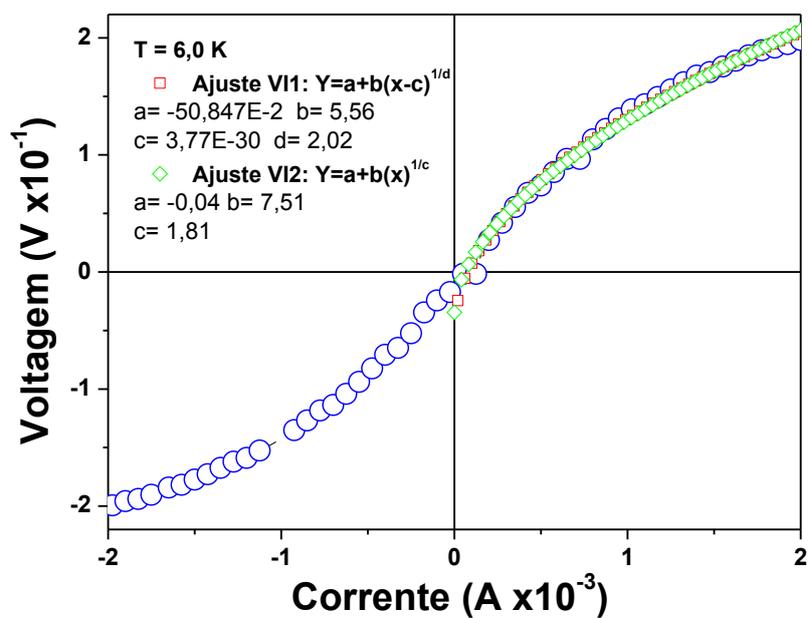


Figura 7.78: Ajustes somente do ramo superior da curva $V \times I$ para $T = 6,0$ K da RJJ-4.

A Figura 7.79, mostra as curvas $V \times I$ para $T = 8,0$ K para essa amostra.

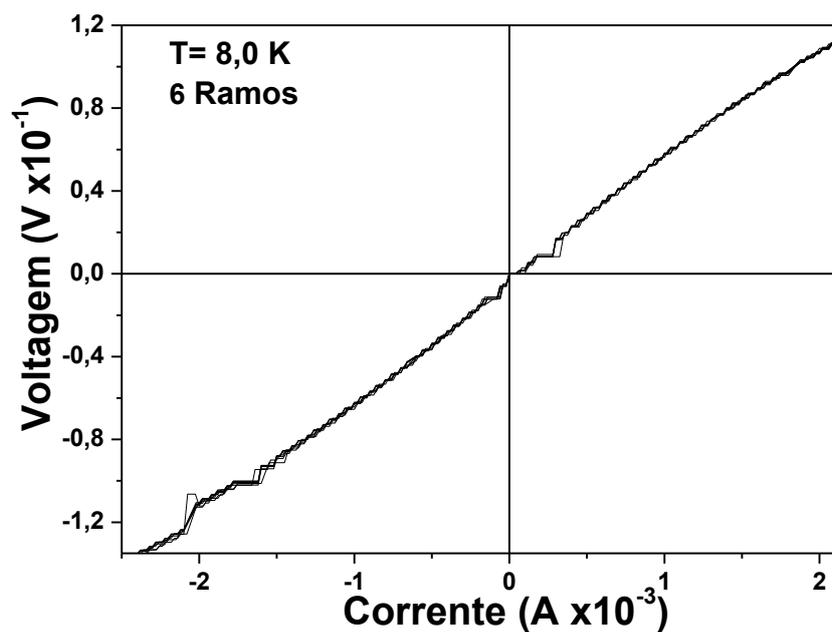


Figura 7.79: Curvas características $V \times I$ da amostra RJJ-4, para $T = 8,0$ K. Observamos 6 ramos na medida realizada.

Na Figura 7.80, é mostrado o ajuste do ramo superior obtido da medida (ver figura de acima) para $T = 8,0$ K.

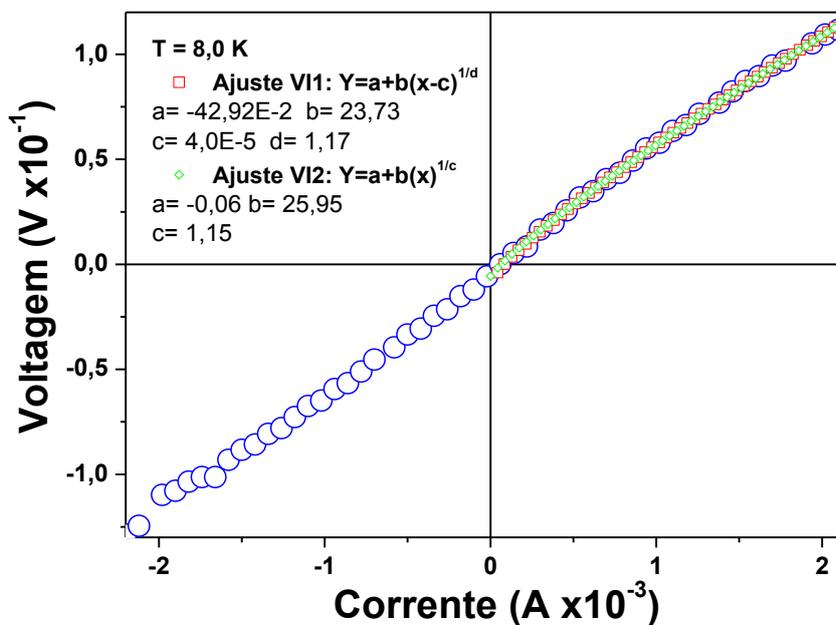


Figura 7.80: Ajustes do ramo superior da curva $V \times I$ para $T = 8,0$ K da RJJ-4.

Na Figura 7.81 estão mostrados vários dos ramos obtidos das curvas $V \times I$ da amostra RJJ-4 a diferentes temperaturas, com a finalidade de poder obter uma boa comparação do comportamento destas curvas com a temperatura.

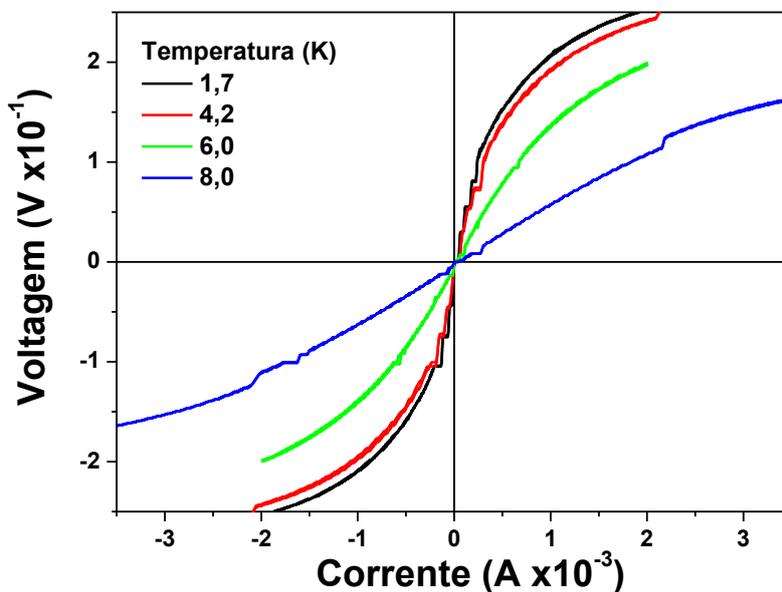


Figura 7.81: Curvas características $V \times I$ da amostra RJJ-4, para todas as temperaturas, tal como se mostra na figura.

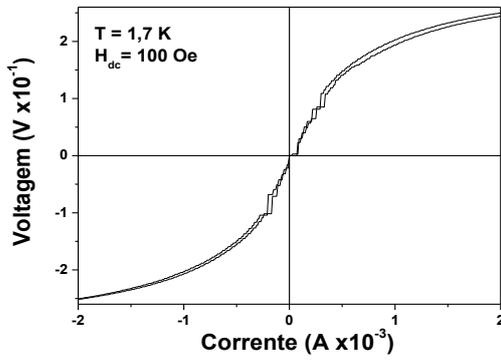
Um fato importante a mencionar é que para RJJ-3 a $T = 8,0$ K foi empregado outro ajuste da curva, isto é devido à diminuição do amortecimento nesta amostra (de maior tamanho em comparação com RJJ-4). No entanto, nesta amostra RJJ-4 o tipo de comportamento da curva continua sendo o mesmo observado nas outras temperaturas (1,7 4,2 e 6,0 K). Isto, de fato, indica uma influência da energia de carga dentro das redes estudadas que se manifestam nas curvas mostradas até agora.

Outra ocorrência a mencionar em comparação com a RJJ-3 é a presença desses degraus nas curvas $V \times I$ as diversas temperaturas; isto também é observado com H_{dc} e h_{ac} .

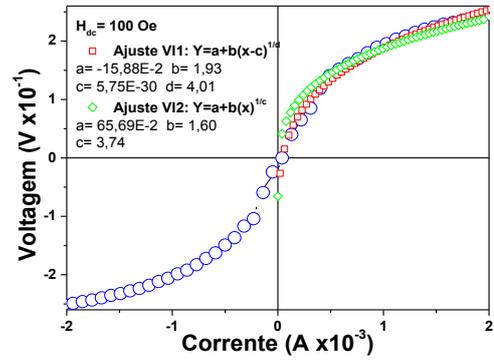
RJJ-4 com campo magnético

Na amostra RJJ-4 foi feita também a medida $V \times I$ aplicando um campo magnético dc paralelo ao plano da amostra. A Figura 7.82, mostra os resultados para cada um dos campos aplicados (desde 100 até 700 Oe), ao lado direita destas, é mostrado o respectivo ajuste para esse

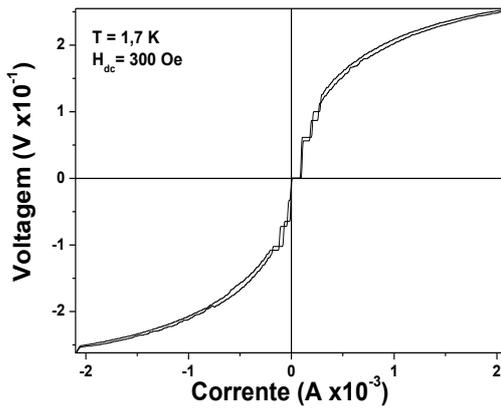
campo, indicando os valores dos parâmetros obtidos dos ajustes de qualquer das curvas (de preferência a maior intensidade destas).



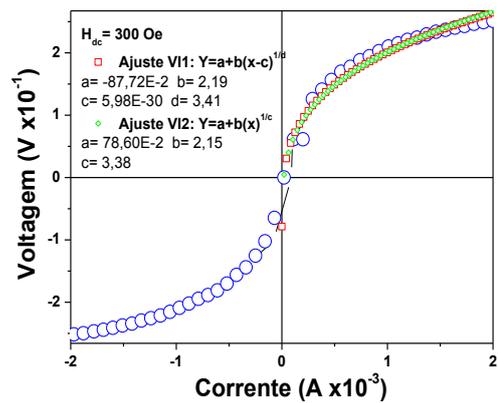
(a)



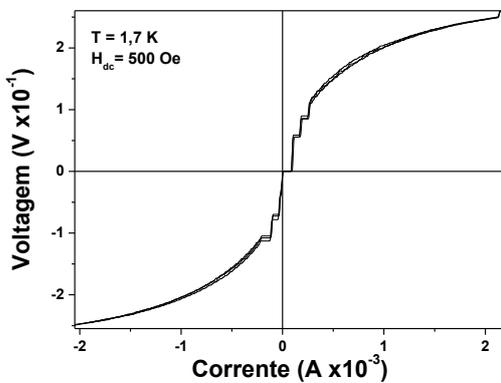
(b)



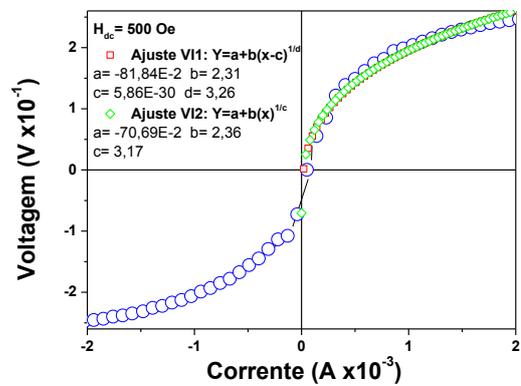
(c)



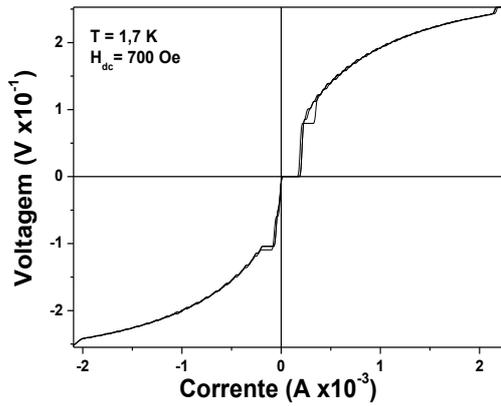
(d)



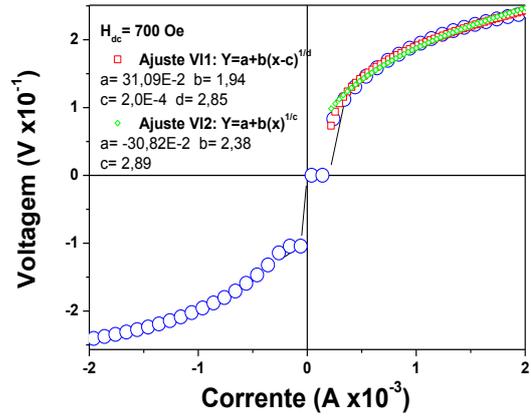
(e)



(f)



(g)



(h)

Figura 7.82: Medidas das curvas $V \times I$ com campo magnético dc aplicado paralelamente à amostra. Desde 100 Oe (a) até 700 Oe (g) ao lado izquierdo de cada curva esta seu respectivo ajuste e em cada figura é mostrado entre 4 a 6 ramos por campo magnético aplicado, para uma temperatura constante $T = 1,7$ K.

Na Figura 7.83, observa-se todas as curvas $V \times I$ obtidas na Figura 7.82 em um só gráfico para uma visualização do comportamento das curvas com diferentes campos magnéticos dc aplicados (indicados dentro da figura), com uma temperatura constante ($T = 1,7$ K). O campo é aplicado paralelo ao plano da amostra.

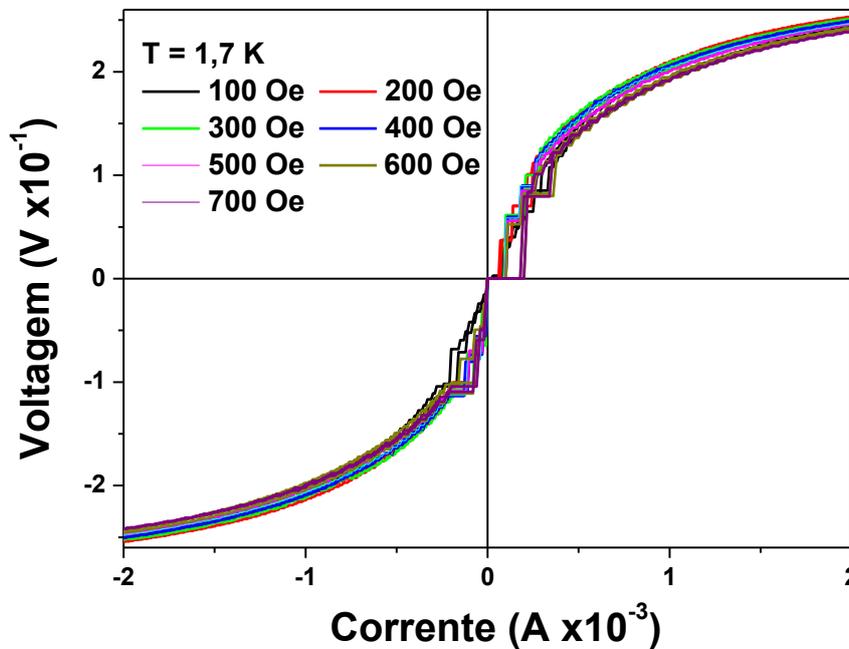


Figura 7.83: Curvas características $V \times I$ da amostra RJJ-4, para $T = 1,7$ K com distintos campos magnéticos dc aplicados sobre a amostra.

RJJ-4 com campo magnético h_{ac}

Nesta parte analisamos os resultados de aplicar um h_{ac} perpendicular ao plano da amostra RJJ-4 com uma frequência fixa $f = 40$ kHz para $T = 4,2$ K. Esse campo magnético é obtido da bobina primária com que se realiza a medida de χ_{ac} .

A Figura 7.84, mostra as curvas $V \times I$ para uma temperatura de 4,2 K para essa amostra com um campo magnético ac aplicado perpendicular ao plano da amostra. Observemos que nesta figura os ramos não sofrem praticamente nenhuma alteração pela aplicação deste campo e o expoente $a(T)$ muda pouco com relação à intensidade do h_{ac} .

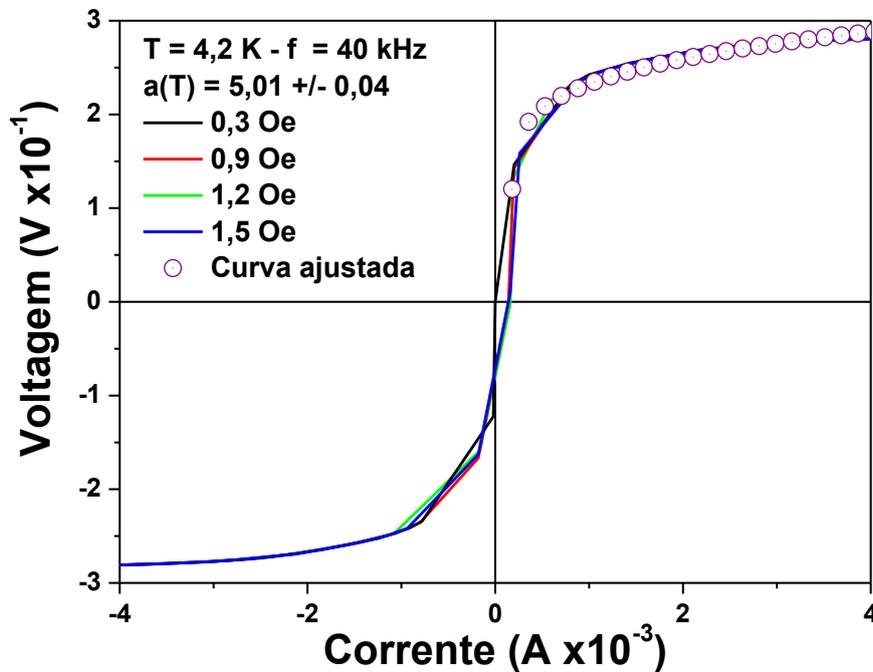


Figura 7.84: Curvas características $V \times I$ da amostra RJJ-4, para $T = 4,2$ K com distintos campos magnéticos ac aplicados sobre a amostra, com $f = 40$ kHz e, também é mostrado o valor médio do expoente da lei de potências obtida dessas curvas. h_{ac} é aplicado transversalmente na amostra. É apontada também a curva com o melhor ajuste para essas medidas.

Observando-se o valor de $a(T)$, extraído das curvas mostradas na Figura 7.76 em comparação ao mostrado na Figura 7.84, é evidente que a aplicação de um campo perpendicular ao plano da (neste caso h_{ac}) na amostra incrementa o valor de $a(T)$. Neste cenário podemos pensar em que a presença de vórtices livres é diminuída (quase pela metade) e, portanto, a densidade de vórtices ligados é maior na presença desses pequenos campos magnéticos aplicados sobre a amostra. Mostrando mais uma vez que as RJJ's são uma realização física do modelo XY - transição de BKT.

7.8 Análise das amostras *unshunted*-SIS (RJJ-3 e RJJ-4) em função da temperatura e do tamanho da rede

A partir dos resultados encontrados das curvas de transporte dessas duas amostras sem campo aplicado e a diversas temperaturas fixas será possível obter os parâmetros: $a(T)$, $E_f(T)$, $I_c(T)$, β_C e β_L , $R_j = VxI_C$, a taxa E_f/E_c , $\lambda_{\perp}(T)$, $n_{vort-livres}(T)$ e $V_{vort-livres}(T)$. O objetivo é poder determinar os efeitos quânticos produzidos pela indução de vórtices como consequência do tamanho das redes *unshunted*-SIS em análise.

A partir da Tabela 7-10 até a Tabela 7-13, são mostrados esses valores com $H_{dc} = 0$. Dos valores mostrados nessas tabelas foi realizado o mesmo procedimento adotado na seção 7.5 (a diferença que aqui ambas as amostras são do mesmo tipo *unshunted*-SIS) e, que esses gráficos só foram construídos para o tipo de ajuste mostrado na equação (7.4).

A Figura 7.85 mostra os valores do parâmetro $a(T)$, extraídos das curvas $V \times I$. Esses valores diminuem com o incremento da temperatura, tal como era esperado e, aqui obtivemos para esse tipo de amostras o *universal jump*, tal como foi mencionado na seção 7.3. Por outro lado, espera-se que para $a(T)=1$, obtenha-se uma temperatura de transição T_c em ambas as amostras. O mesmo é observado nas amostras RJJ-1 e RJJ-2 sendo estas do tipo *unshunted*-SNS.

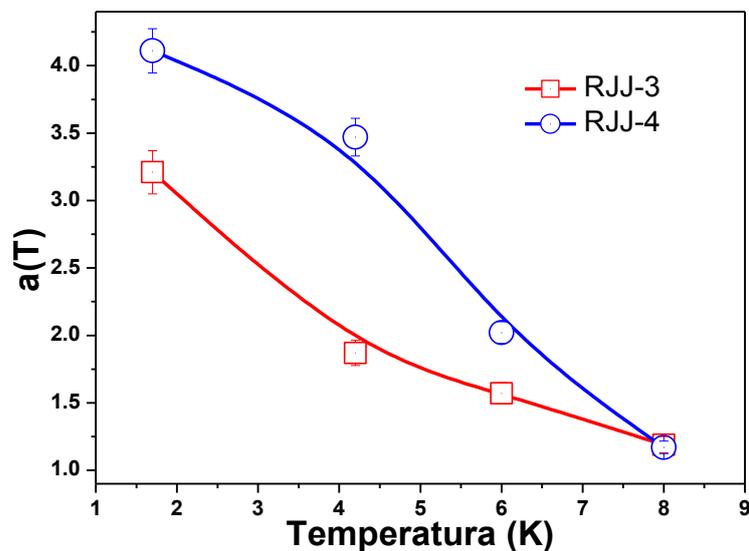


Figura 7.85: Dependência da temperatura dos pontos experimentais, as linhas sólidas são de visualização ao comportamento para a lei de potências $a(T)$ das curvas RJJ-3 e RJJ-4.

Tabela 7-10: Valores de $a(T)$ obtidos a partir da equação (7.4) da amostra RJJ-3 e, os demais parâmetros físicos desta amostra, calculados a partir desse $a(T)$.

T (K)	$a(T)$	E_j (Joule)	I_c (A)	β_c	β_L	R_N (Ω)	E_c (Joule)	E_j/E_c	$\lambda_{\perp}(T)$ (m)	N_{VL}/b_3 (m^{-2})
1,7	3,21	1,65E-23	5,06E-8	3,05E+3	1,36E-2	5,73E+5	2,14E-20	7,72E-4	5,13E-3	1,43E+12
4,2	1,87	1,61E-23	4,92E-8	4,77E+3	1,33E-2	5,96E+5		7,51E-4	5,28E-3	1,11E+10
6	1,57	1,50E-23	4,61E-8	4,52E+3	1,24E-2	7,30E+5		7,03E-4	5,64E-3	3,73E+9
8	1,19	6,68E-24	2,05E-8	6,36E+4	5,52E-3	4,11E+6		3,12E-4	1,27E-2	9,41E+8

Tabela 7-11: Valores de $a(T)$ obtidos a partir da equação (7.5) da amostra RJJ-3 e, os demais parâmetros físicos desta amostra, calculados a partir desse $a(T)$.

T (K)	$a(T)$	E_j (Joule)	I_c (A)	β_c	β_L	R_N (Ω)	E_c (Joule)	E_j/E_c	$\lambda_{\perp}(T)$ (m)	N_{VL}/b_3 (m^{-2})
1,7	3,05	1,53E-23	4,69E-8	2,39E+2	1,26E-2	166479	2,14E-20	7,16E-4	5,53E-3	8,00E+11
4,2	1,93	1,72E-23	5,26E-8	7,73E+3	1,42E-2	8,94E+5		8,03E-4	4,93E-3	1,38E+10
6	1,45	1,19E-23	3,64E-8	4,52E+3	9,80E-3	8,22E+5		5,55E-4	7,14E-3	2,42E+9
8	1,30	1,06E-23	3,23E-8	1,95E+4	8,71E-3	57306,5		4,93E-4	8,03E-3	1,40E+9

Tabela 7-12: Valores de $a(T)$ obtidos a partir da equação (7.4) da amostra RJJ-4 e, os demais parâmetros físicos desta amostra, calculados a partir desse $a(T)$.

T (K)	$a(T)$	E_j (Joule)	I_c (A)	β_c	β_L	R_N (Ω)	E_c (Joule)	E_j/E_c	$\lambda_{\perp}(T)$ (m)	N_{VL}/b_3 (m^{-2})
1,7	4,11	2,32E-23	7,12E-8	6,29E+2	1,92E-2	219223	2,14E-20	0,001086	3,65E-3	3,74E+13
4,2	3,47	4,56E-23	1,40E-7	1,54E+4	3,76E-2	774166		0,002131	1,86E-3	3,67E+12
6	2,02	2,69E-23	8,24E-8	5,73E+5	2,22E-2	6,15E+6		0,001257	3,15E-3	1,91E+10
8	1,17	5,98E-24	1,83E-8	1,88E+6	4,94E-3	2,37E+7		0,000279	1,42E-2	8,75E+8

Tabela 7-13: Valores de $a(T)$ obtidos a partir da equação (7.5) da amostra RJJ-4 e, os demais parâmetros físicos desta amostra, calculados a partir desse $a(T)$.

T (K)	$a(T)$	E_j (Joule)	I_c (A)	β_c	β_L	R_N (Ω)	E_c (Joule)	E_j/E_c	$\lambda_{\perp}(T)$ (m)	N_{VL}/b_3 (m^{-2})
1,7	3,92	2,18E-23	6,69E-8	2,80E+4	1,80E-2	1,51E+6	2,14E-20	1,02E-03	3,88E-3	1,88E+13
4,2	3,27	4,19E-23	1,28E-7	1,18E+4	3,46E-2	707634		1,96E-03	2,02E-3	1,78E+12
6	1,81	2,14E-23	6,55E-8	4,31E+3	1,76E-2	598371		9,99E-04	3,97E-3	8,92E+9
8	1,13	4,57E-24	1,40E-8	4,73E+4	3,77E-3	4,29E+6		2,14E-04	1,85E-2	7,57E+8

Na amostra RJJ-3 foi encontrado que: $a(T=1,7\text{ K}) > 3$, e não para $T=4,2\text{ K}$. No entanto, para a amostra RJJ-4 observamos $a(T=4,2\text{ K}) > 3$. Isto é uma consequência do efeito do tamanho das RJJ's na indução de vórtices livres presentes no sistema, medidos através deste parâmetro $a(T)$.

Continuando com a análise, pode-se ver na Figura 7.86, o comportamento da corrente crítica em função da temperatura para essas duas amostras. Um fato importante é o relacionado com a consequência do tamanho de cada uma das redes. Os valores obtidos da amostra RJJ-4 são mais intensos em comparação com da amostra RJJ-3. Lembre-se que RJJ-4 é uma rede de menor tamanho em comparação à RJJ-3, e que este é um fator a ser considerado na corrente que essas amostras podem transportar (ver Figura 7.86).

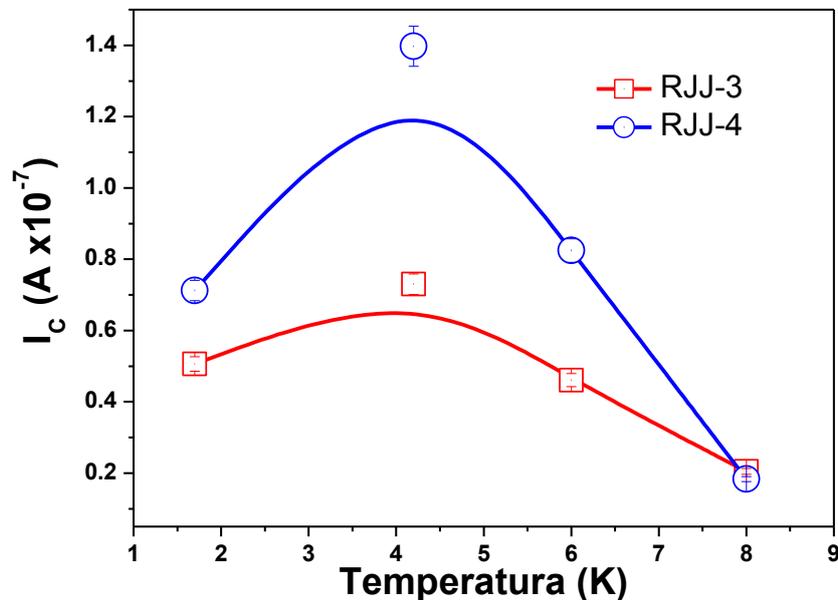


Figura 7.86: Dependência da temperatura dos pontos extraídos da parte experimental, as linhas sólidas são de visualização ao comportamento para a corrente crítica $I_c(T)$ das curvas RJJ-3 e RJJ-4.

Para uma temperatura de 1,7 K em ambas amostras a I_c diminui seu valor. Uma possível explicação pode estar relacionada com o fato de que essas amostras são do tipo *unshunted-SIS*. O efeito de bloqueio de Coulomb é intenso e consegue diminuir o tunelamento Josephson na barreira, lembrando que o efeito de bloqueio de Coulomb é observado a baixas temperaturas (e que a capacitância da junção seja pequena), (ver Tabela 6-1). Esse mesmo comportamento também é observado nas amostras *unshunted-SNS*.

O fato de essas amostras exibirem o fenômeno do bloqueio de Coulomb também vai influenciar na intensidade da corrente crítica. Pelo que observamos na Figura 7.86, neste caso

é inversamente proporcional ao tamanho da amostra em todos os dados experimentais em função da temperatura.

Para o caso das amostras tipo SNS acontece o contrário, ou seja, as intensidades dos valores obtidos são diretamente proporcionais com o tamanho da rede. Possivelmente, isso está associado ao fato que o tunelamento é dominado pelo efeito de proximidade. Isto se reflete no comportamento das curvas $V \times I$ obtido em cada uma destas amostras.

Cabe dizer que os valores típicos de $I_c(T)$ são da ordem de $\mu\text{A} - \text{nA}$ (isto é o mesmo citado para amostras RJJ-1 e RJJ-2 sendo do tipo SIS). Correspondendo à ordem de capacitância na faixa de $\text{pF} - \text{fF}$. Essas ordens de magnitude são para frequências características de GHz.

Comparando a Figura 7.41 com a Figura 7.86, podemos afirmar que a queda da $I_c(T=1,7 \text{ K})$ é mais intensa nas amostras SIS em comparação com as SNS. Isto é devido a que nestas amostras (RJJ-3 e RJJ-4) durante o processo de tunelamento os pares de Cooper são dissociados e, temos tunelamento de simples elétrons devido ao bloqueio de Coulomb.

A partir dos valores obtidos da E_J construímos as curvas mostradas na Figura 7.87 normalizada com respeito à energia de carga E_C .

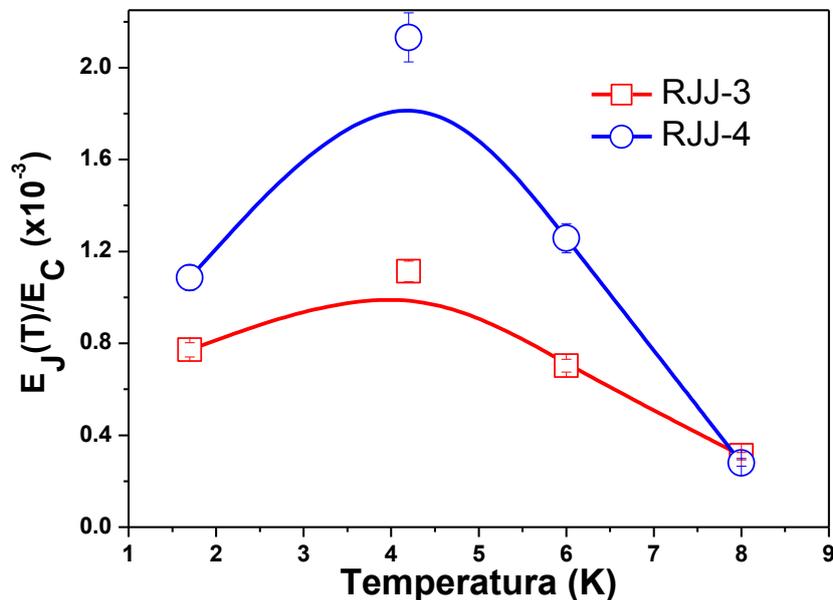


Figura 7.87: Dependência da energia Josephson normalizada com a temperatura a partir dos pontos calculados da parte experimental, (linhas sólidas são de visualização ao comportamento da taxa).

Das curvas observadas na Figura 7.87, vemos que essa taxa decreta com o incremento da temperatura e $\frac{E_J}{E_C} < 1$, para RJJ-3 e RJJ-4, portanto, verifica-se um incremento contínuo da resistência com a temperatura (ver os valores de R_N , nas tabelas anteriores).

Já que a E_J é extraída através de $I_c(T)$ o comportamento deste vai se estender a essa E_J , porém, aqui essa queda da energia a $T = 1,7$ K significa o fato de ter maiores flutuações de fase e o sistema perde a coerência devida novamente ao bloqueio de Coulomb.

A Figura 7.88 mostra a dependência do parâmetro de Stewart-McCumber com a temperatura. Esse parâmetro permite interpretar a dinâmica do sistema, sendo o movimento da quase-partícula de massa β_C escorregando baixo com a ação do potencial $U(\phi)$ com um atrito proporcional a sua velocidade, a qual neste caso é muito maior em comparação às amostras *unshunted-SNS*.

Os dados experimentais confirmam que esse atrito vai incrementando com a temperatura de forma muito rápida para as duas amostras. Esse comportamento é também observado nas amostras RJJ-1 e RJJ-2.

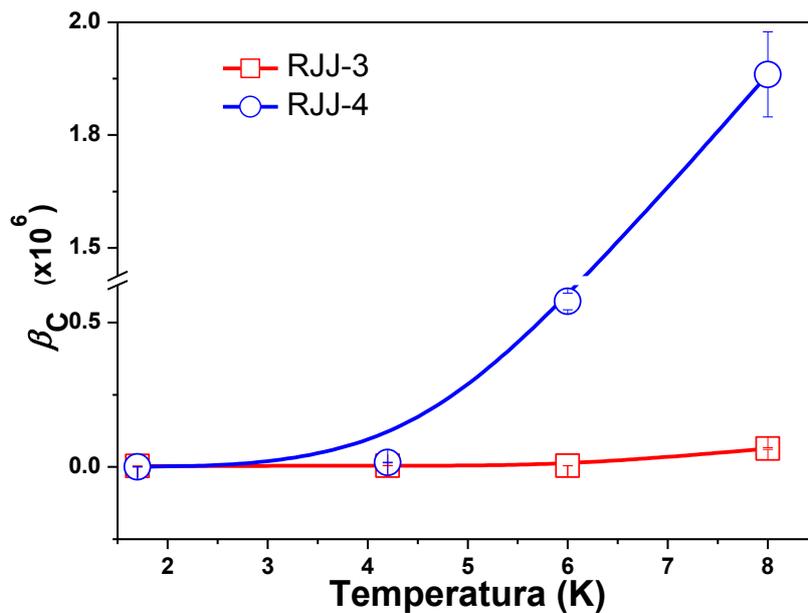


Figura 7.88: Dependência da temperatura dos pontos calculados a partir da parte experimental. Linhas sólidas são de visualização ao comportamento do parâmetro de McCumber β_C nas redes Josephson RJJ-3 e RJJ-4.

Neste caso, devido às curvas $V \times I$ obtidas para cada amostra e os valores registrados aqui, é satisfeita a relação: $\beta_C \gg 1$. Daqui podemos afirmar, de acordo com a teoria apresentada no capítulo 2, que essas redes apresentam um baixo amortecimento.

As curvas $V \times I$ para altas temperaturas diminuem quase totalmente esse comportamento não linear, já que os valores de β_C para ambas as amostras é alto, ou seja, exibem um atrito maior.

Cabe dizer que essa dependência do parâmetro de McCumber é devido a que ele é inversamente proporcional à $I_c(T)$.

Na Figura 7.89 observamos a dependência da densidade de vórtices livres com respeito à temperatura, e vemos que essa densidade cai com o incremento da temperatura, o qual é verificado nas medidas experimentais das curvas de transporte. Entretanto, pelos valores obtidos para $a(T)$ (>3), temos, sim, vórtices ligados. Ou seja, observamos T_{BKT} , onde, mais uma vez, o efeito de tamanho influencia o comportamento quântico dessas amostras. Ver Tabela 7-10 para RJJ-3, onde só vemos para $T = 1,7$ K e a Tabela 7-13 para a mostra RJJ-4 tendo vórtices ligados até $T = 4,2$ K. Devemos lembrar, mais uma vez, que RJJ-4 é de menor tamanho que RJJ-3.

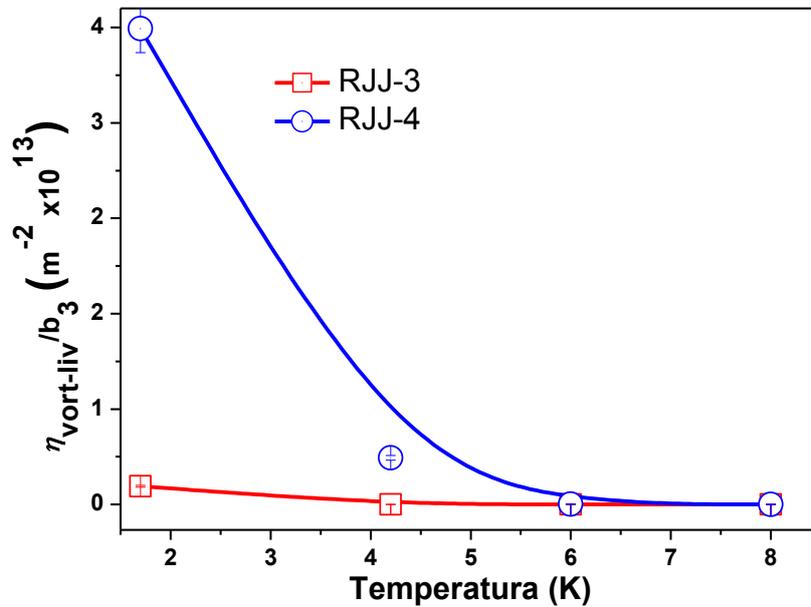


Figura 7.89: Dependência da densidade de vórtices livres normalizados ($\eta_{\text{vort-liv}}$) com a temperatura. Os pontos são calculados a partir da parte experimental, (linhas sólidas são de visualização ao comportamento da taxa) nas amostras *unshunted*-SNS RJJ-3 e RJJ-4.

Esse comportamento concorda completamente com àquele predito na seção 7.3 e descrito na Figura 7.11 (isto já foi comentado na seção 7.5).

A partir dessa densidade foi calculada a contribuição desses vórtices nas curvas $V \times I$ para $T = 1,7$ K. O fato de ter nessas amostras uma T_{BKT} , quer dizer que para $T < T_{BKT}$, não vamos deixar de ter a presença de vórtices livres, assim como também de vórtices ligados.

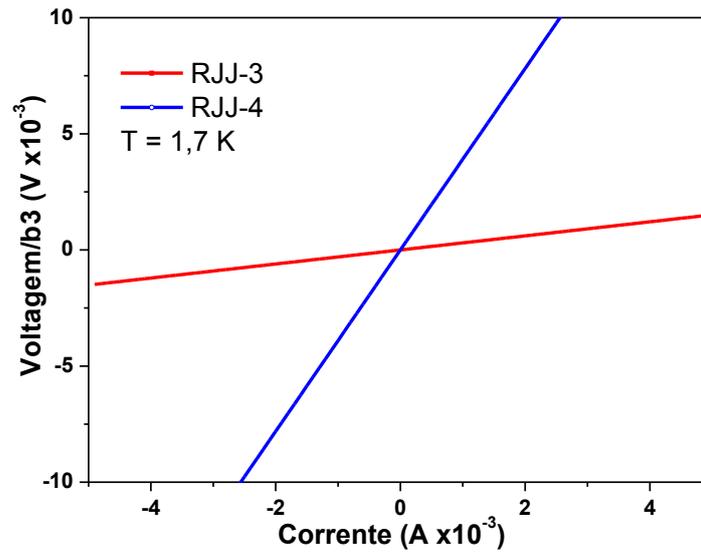


Figura 7.90: Curva simulada para mostrar a contribuição desses vórtices livres presentes nas amostras RJJ-3 e RJJ-4 nas curvas $V \times I$ dependendo com a corrente aplicada nas redes para uma temperatura $T=1,7$ K.

As curvas obtidas são duas retas (ver Figura 7.90) e a intensidade normalizada da tensão elétrica dos vórtices livres da amostra RJJ-4 é maior em comparação com a amostra RJJ-3. Isto era esperado devido à indução de vórtices livres (ver Figura 7.89) nas redes e ao tamanho dessas (dimensões $L' \times W$). No entanto, o tamanho do laço das ilhas supercondutoras tem as mesmas dimensões (Tabela 6-1).

O valor extraído de $\lambda_{\perp}(T)$, para RJJ-3 a uma $T = 1,7$ K, é próximo ao tamanho da rede, e para RJJ-4 temos que: $\lambda_{\perp}(T) < L'$ até $T = 4,2$ K. Para maiores temperaturas ambas as amostras verificas-se que $\lambda_{\perp}(T) > L'$. É devido a este fato que nestas mostras *unshunted-SIS* é encontrado esse valor de *universal jump* nessa faixa de temperaturas tal como pode ser verificado nas tabelas da seção 7.8.

7.9 Análise das amostras *unshunted*-SIS (RJJ-3 e RJJ-4) em função do campo aplicado dc e do tamanho da rede

Dos resultados encontrados nas curvas $V \times I$ em função do H_{dc} com $T = 1,7$ K nas duas amostras obtivemos os valores dos parâmetros mencionados na seção anterior.

A partir da Tabela 7-14 até a Tabela 7-17, são mostrados esses valores para $T = 1,7$ K. Dos valores mostrados nessas tabelas fizeram-se os gráficos mostrados a seguir e avaliaram-se os comportamentos dessas variáveis em função do H_{dc} aplicado e do tamanho da rede.

Os gráficos foram construídos a partir da equação (7.4).

Tabela 7-14: Valores de $a(T)$ obtidos a partir da equação (7.4) da amostra RJJ-3 e, os demais parâmetros físicos desta amostra, calculados a partir desse $a(T)$, com $T=1,7$ K e diversos campos.

H_{dc} (Oe)	$a(T)$	E_j (Joule)	$I_c(A)$	β_c	β_l	E_j/E_c	N_{vl}/b_3 (m ⁻²)
0	3,21	1,65E-23	5,06E-8	7,24E+4	1,36E-2	7,72E-4	1,43E+12
250	2,98	1,48E-23	4,53E-8	6,49E+4	1,22E-2	6,92E-4	6,21E+11
300	3,33	1,74E-23	5,34E-8	7,63E+4	1,44E-2	8,14E-4	2,21E+12
400	3,27	1,70E-23	5,20E-8	7,44E+4	1,40E-2	7,93E-4	1,78E+12
700	2,56	1,17E-23	3,57E-8	5,11E+4	9,62E-3	5,45E-4	1,35E+11

Tabela 7-15: Valores de $a(T)$ obtidos a partir da equação (7.5) da amostra RJJ-3 e, os demais parâmetros físicos desta amostra, calculados a partir desse $a(T)$, com $T=1,7$ K e diversos campos.

H_{dc} (Oe)	$a(T)$	E_j (Joule)	$I_c(A)$	β_c	β_l	E_j/E_c	N_{vl}/b_3 (m ⁻²)
0	3,03	1,52E-23	4,65E-8	2,37E+2	1,25E-2	7,09E-4	7,44E+11
250	2,73	1,29E-23	3,96E-8	2,02E+2	1,07E-2	6,04E-4	2,51E+11
300	2,94	1,45E-23	4,44E-8	2,26E+2	1,20E-2	6,78E-4	5,37E+11
400	3,18	1,63E-23	4,99E-8	2,54E+2	1,34E-2	7,61E-4	1,28E+12
700	2,68	1,26E-23	3,85E-8	1,96E+2	1,04E-2	5,87E-4	2,09E+11

Tabela 7-16: Valores de $a(T)$ obtidos a partir da equação (7.4) da amostra RJJ-4 e, os demais parâmetros físicos desta amostra, calculados a partir desse $a(T)$, com $T=1,7$ K e diversos campos.

H_{dc} (Oe)	$a(T)$	E_j (Joule)	$I_c(A)$	β_c	β_l	E_j/E_c	N_{vl}/b_3 (m ⁻²)
0	4,11	2,32E-23	7,12E-8	6,29E+2	1,92E-2	1,09E-3	3,74E+13
100	4,01	2,25E-23	6,89E-8	6,09E+2	1,86E-2	1,05E-3	2,60E+13
300	3,41	1,80E-23	5,52E-8	4,88E+2	1,49E-2	8,42E-4	2,95E+12
500	3,26	1,69E-23	5,18E-8	4,57E+2	1,39E-2	7,89E-4	1,71E+12
700	2,85	1,38E-23	4,24E-8	3,74E+2	1,14E-2	6,46E-4	3,88E+11

Tabela 7-17: Valores de $a(T)$ obtidos a partir da equação (7.5) da amostra RJJ-4 e, os demais parâmetros físicos desta amostra, calculados a partir desse $a(T)$, com $T=1,7$ K e diversos campos.

H_{dc} (Oe)	$a(T)$	E_J (Joule)	I_c (A)	β_c	β_L	E_J/E_c	N_{vl}/b_3 (m ⁻²)
0	3,92	2,18E-23	6,69E-8	2,80E+4	1,80E-2	1,02E-3	1,88E+13
100	3,74	2,05E-23	6,27E-8	2,63E+4	1,69E-2	9,57E-4	9,77E+12
300	3,38	1,78E-23	5,45E-8	2,28E+4	1,47E-2	8,31E-4	2,65E+12
500	3,17	1,62E-23	4,97E-8	2,08E+4	1,34E-2	7,58E-4	1,24E+12
700	2,89	1,41E-23	4,33E-8	1,81E+4	1,17E-2	6,60E-4	4,48E+11

A Figura 7.91, mostra o comportamento do expoente $a(T = 1,7$ K, H_{dc}) mudando o valor do campo nas amostras RJJ-3 e RJJ-4 onde, novamente, pode-se ver o efeito do tamanho nesses resultados. Em ambos os casos $a(T, H_{dc})$ tem um máximo e um mínimo com respeito ao campo magnético aplicado dc, que tendem a uma queda desse valor com o incremento de H_{dc} . Isso se traduz numa perda da supercondutividade nas redes RJJ-x, tal como se pode ver das curvas experimentais obtidas.

Observa-se claramente a presença de um campo magnético aplicado seja ac ou dc (H_{dc} neste caso), que incrementa o valor de $a(T)$ e, portanto, neste caso, a presença de vórtices ligados incrementa dentro da amostra diminuindo o *flux creep* das amostras *unshunted-SIS*.

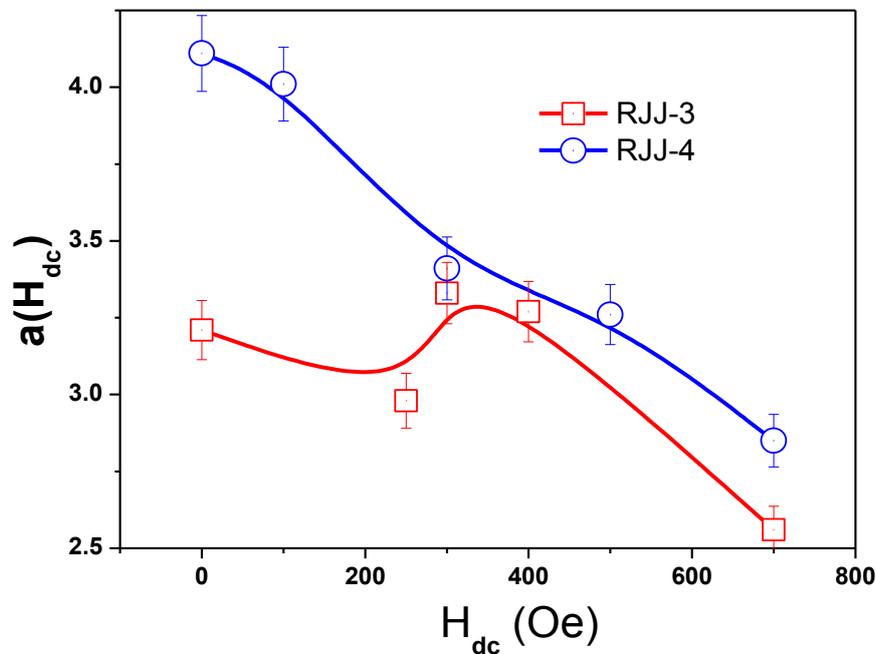


Figura 7.91: Dependência do $a(H_{dc})$ nos pontos experimentais, as linhas sólidas são de visualização ao comportamento para a lei de potências para $T=1,7$ K e campo magnético aplicado H_{dc} variável; $a(H_{dc})$ para as amostras RJJ-3 e RJJ-4.

Na Figura 7.92, são mostrados os valores da corrente crítica em função de H_{dc} , e podemos ver que essas curvas descrevem as linhas de Franhoufer. Entretanto, as flutuações de fase são predominantes, além de que o campo foi aplicado paralelamente ao plano das amostras em questão. Para RJJ-3 o deslocamento observado enquanto ao valor do pico máximo pode ser devido à presença de flutuações de fase Josephson. Essas flutuações de fase são ocasionadas pelo efeito de bloqueio de Coulomb.

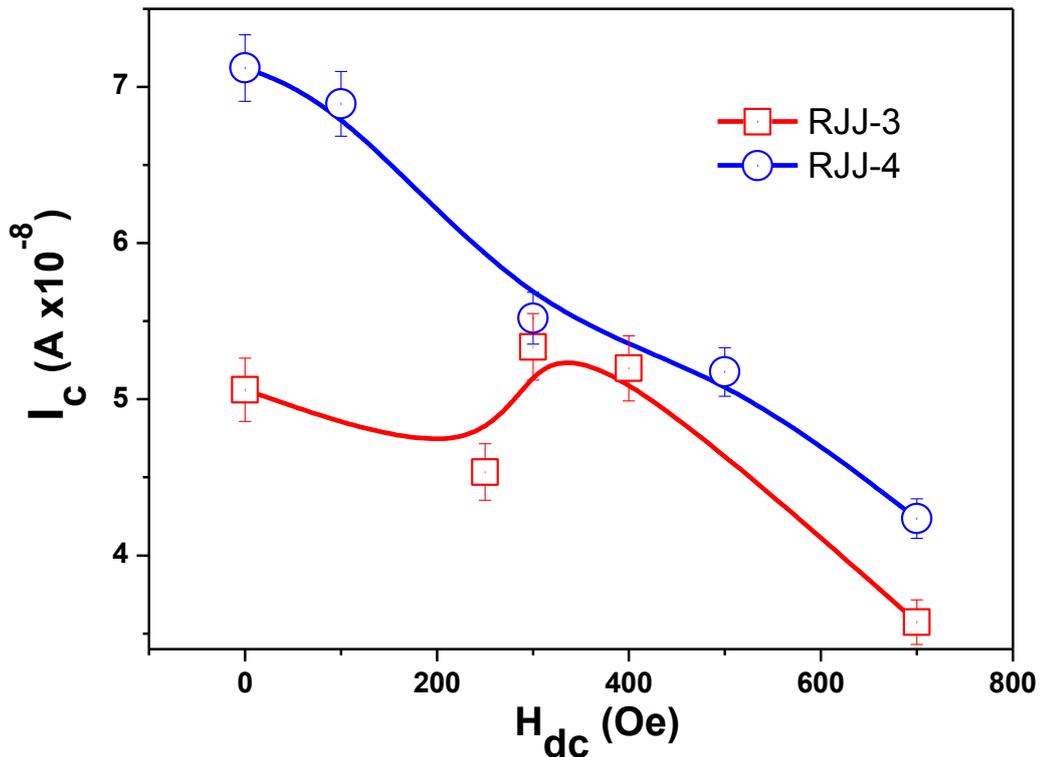


Figura 7.92: Dependência do H_{dc} com os pontos extraídos da parte experimental, as linhas sólidas são de visualização ao comportamento para a corrente crítica $I_c(H_{dc})$ das redes RJJ-3 e RJJ-4.

Finalmente, na Figura 7.93 é mostrado o valor da densidade de vórtices livres em função de H_{dc} na temperatura fixa $T= 1,7$ K para as amostras RJJ-3 e RJJ-4. A densidade é maior na amostra RJJ-4 o qual verifica mais uma vez que o efeito de tamanho (inversamente proporcional) induz maior quantidade de vórtices na rede.

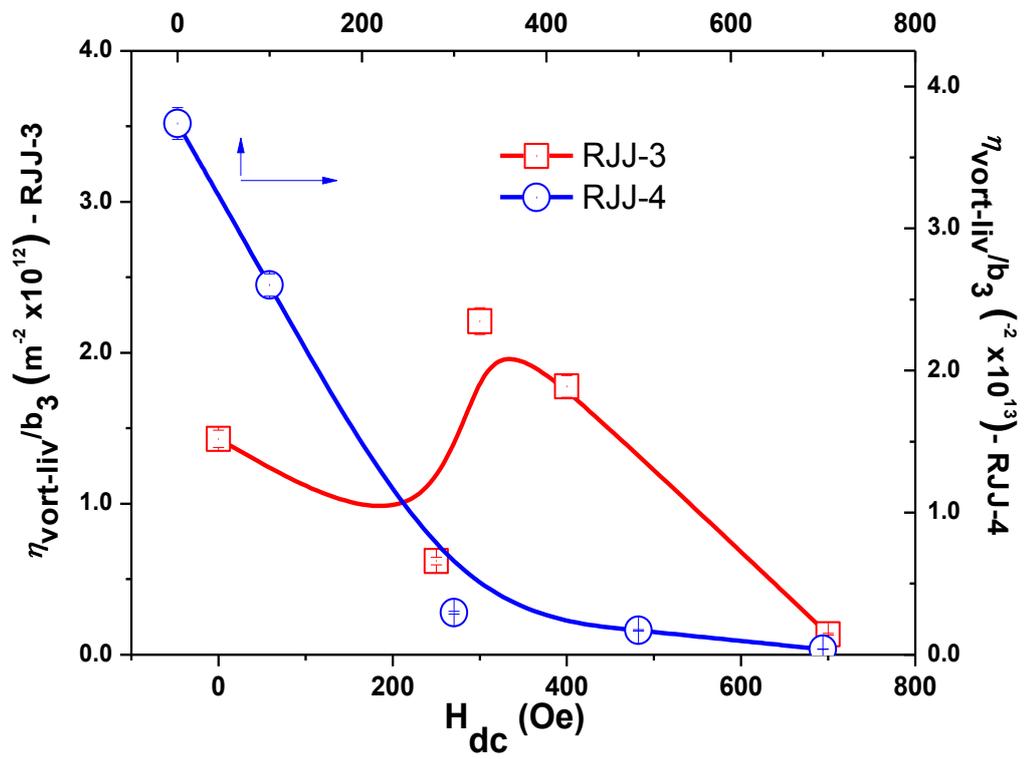


Figura 7.93: Dependência da densidade de vórtices livres normalizadas com o H_{dc} para cada uma das redes; RJJ-3 e RJJ-4.

7.10 Amostra *shunted* SIS – curvas $V \times I$

Nesta seção, serão apresentados os resultados experimentais obtidos da amostra *shunted*-SIS. Foram realizadas medidas de transporte, que permitiram obter curvas características $V \times I$ com diferentes temperaturas com campo magnético H_{dc} e h_{ac} nulos e, com H_{dc} a temperatura constante.

7.10.1 Amostra RJJ-5

Foi feita à temperatura ambiente a medida $V \times I$, a fim de verificar a qualidade dos contatos elétricos com a amostra RJJ-5 e calcular o valor da resistência desta amostra, tal como é mostrada na Figura 7.94. Isso é verificado com o valor medido pelo multímetro antes de colocar a amostra (ver Tabela 6-1).

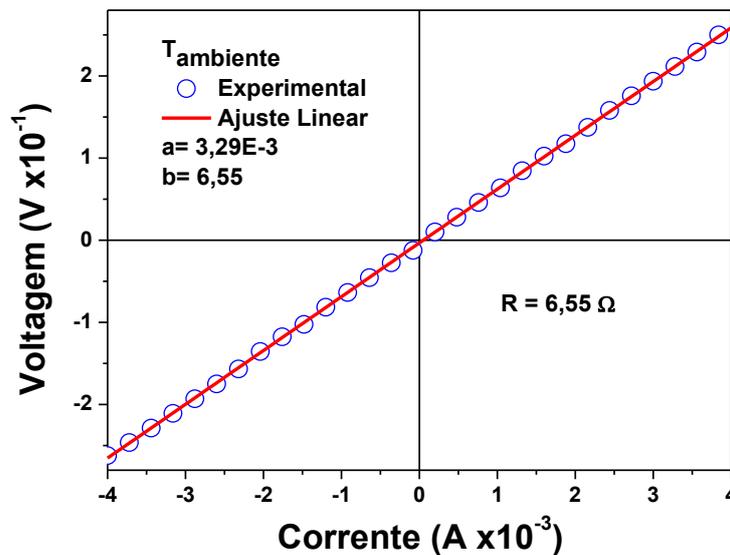


Figura 7.94: Curva $V \times I$ da amostra RJJ-5 a temperatura ambiente.

RJJ-5 sem campo magnético a diferentes temperaturas criogênicas

Neste caso não foi realizado o ajuste das curvas obtidas desta amostra, porém, as curvas para $T = 1,7$ e $4,2$ K mostram um ligeiro comportamento hiperbólico encontrado nas amostras RJJ-3 e RJJ-4, mas a concavidade observada nestas é pequena. As medidas foram repetidas muitas vezes, a baixa corrente desde nA até mA. Só nesta última ordem de corrente injetada é que se

conseguiu observar a pequena concavidade nessas curvas. No entanto, nas temperaturas de $T = 6,0$ e $8,0$ K, não foi mais possível observar essa concavidade chegando até atingir o limite superior da fonte de corrente (± 105 mA).

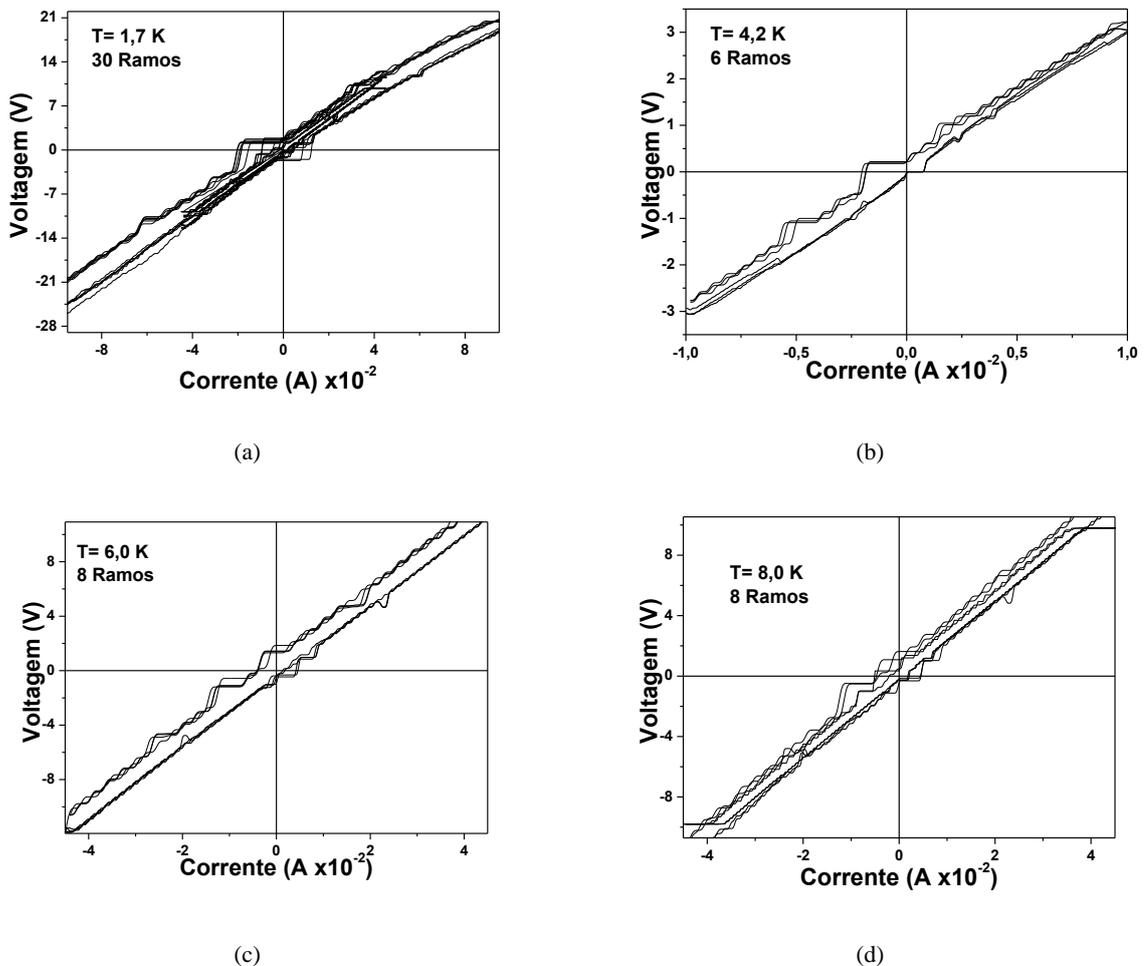


Figura 7.95: Curvas características $V \times I$ da amostra RJJ-5, com diferentes temperaturas: (a) 1,7 K (b) 4,2 K (c) 6,0 K (d) 8,0 K.

Contudo consegue-se observar um comportamento “linear” e a inclinação destas diminuem com o incremento da temperatura. Porém, são observados diversos degraus que também são observados nas amostras RJJ-3 e RJJ-4. As curvas não passam pelo ponto zero, isto é característico para uma rede Josephson do tipo SIS.

Vale a pena relembrar que esta amostra é do tipo *shunted* e que o propósito de colocar um resistor *shunted* na junção é de eliminar a histerese e a não linearidade que estas redes exibem nas curvas $V \times I$, a qual pode ser verificada pelas curvas mostradas na Figura 7.95.

A intensa não-linearidade dessas curvas $V \times I$ é removida empregando um resistor *shunted* nas junções, tal como é o caso da amostra RJJ-5 verificado nos resultados experimentais.

Devido a esse fato, foram realizadas as medidas a altas correntes, sendo, as vezes, observada uma fraca não-linearidade nas curvas.

Por outro lado, notou-se que essas curvas $V \times I$ apresentaram os Shapiro *steps*, revelando assim que essa amostra RJJ-5 tem presente JJ's que absorvem a energia de carga da amostra.

RJJ-5 com campo Magnético a diferentes temperaturas criogênicas

Na amostra RJJ-5 foi feita também a medida $V \times I$ aplicando um H_{dc} . A Figura 7.96, mostra os resultados para cada um dos campos aplicados. Como já foi mencionado anteriormente para essa amostra não foram feitos os ajustes para esses campos.

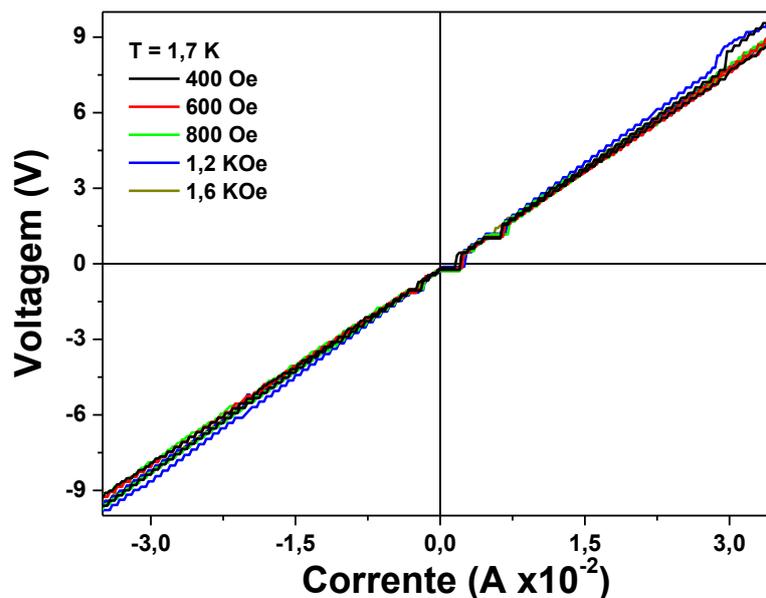


Figura 7.96: Curvas características $V \times I$ da amostra RJJ-5, para $T = 1,7$ K com altos campos magnéticos dc aplicados sobre a amostra.

7.11 Dispositivo eletrônico supercondutor de baixa temperatura crítica

Para finalizar este trabalho de tese, no que se refere à parte experimental, gostaríamos de mencionar que as redes de junções Josephson são dispositivos eletrônicos promissórios em

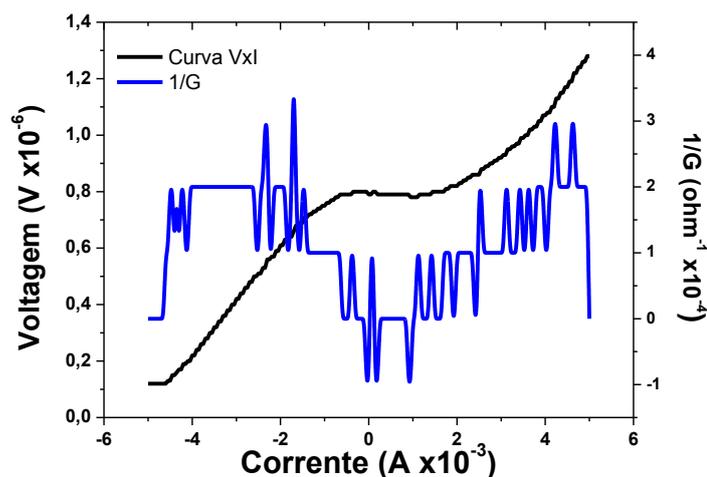
diversos campos. Provavelmente, os mais promissores sejam os chip's e processadores fabricados com esses dispositivos.

Isto é devido às propriedades das redes Josephson tais como o efeito de tunelamento macroscópico. E outros, como por exemplo, o fato de que, mesmo na ausência de tensão aplicada, conduz corrente elétrica do tipo dc (ver as curvas $V \times I$ obtidas aqui para RJJ-x), e quando tem uma tensão dc aplicada esta pode oscilar com uma determinada frequência. Outro caso, por exemplo, é quando os materiais condutores da junção passam alternadamente do estado supercondutor ao normal, ao se introduzir uma pequena variação na tensão, e se uma corrente constante atravessar a junção, ela se comportará como um dispositivo eletrônico semelhante ao transistor, sendo, portanto, capaz de amplificar variações de tensão.

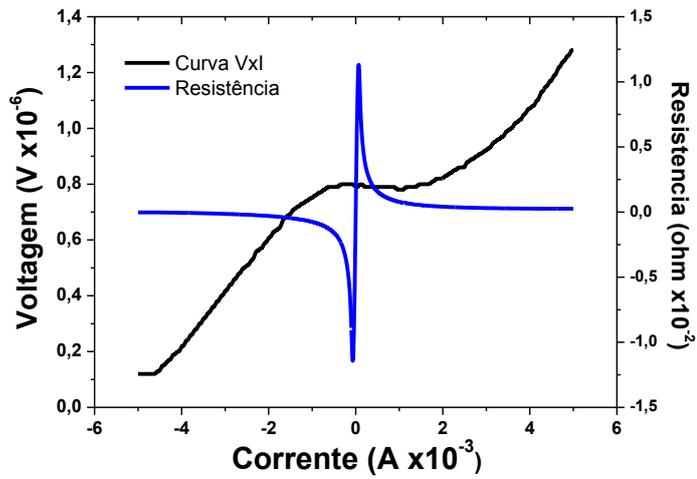
Uma das aplicações mais conhecidas destes dispositivos é no desenvolvimento do S.Q.U.I.D., como já mencionadas no capítulo 6.

Aqui também mostramos outro resultado interessante obtido das amostras estudadas que tem a ver com os resultados analisados até agora neste capítulo.

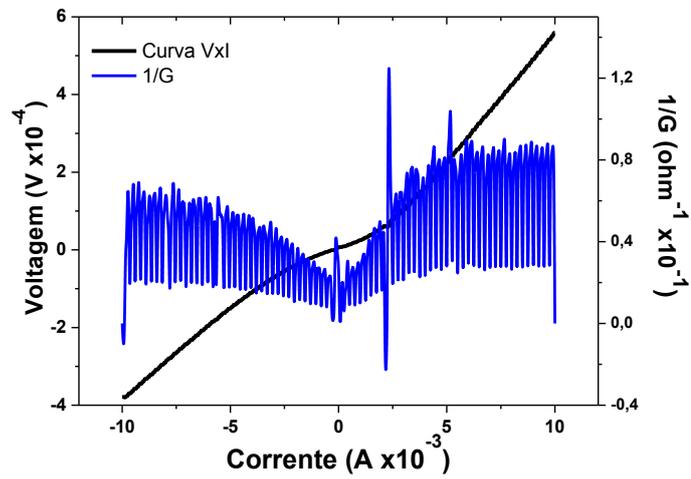
Definindo a condutância diferencial como: $G = \frac{dI}{dV}$, essa condutância está relacionada com a admitância mediante a relação: $Z = G + iB$, onde B é a susceptância do material. Esses três termos da última equação são as forças que permitem conduzir o fluxo da corrente elétrica dentro da amostra. Portanto, essa condutância é um parâmetro importante a conhecer nas amostras. E a resistência dinâmica das redes: $\frac{V}{I} = R$.



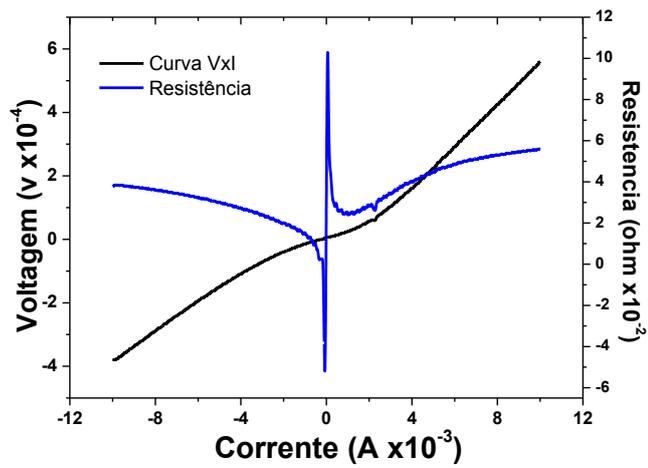
(a)



(b)



(c)



(d)

Figura 7.97: Curvas da inversa da condutância à esquerda e na direita da resistência, todas elas em função da corrente aplicada na rede e, acompanhadas da curva $V \times I$. (a) e (b) da amostra RJJ-1 (c) e (d) da amostra RJJ-2.

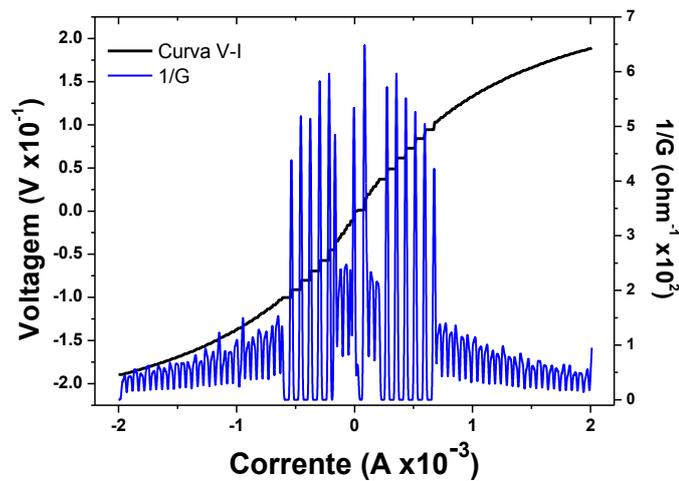
Esses dois resultados são possíveis de serem obtidos a partir das curvas $V \times I$ mostradas nas seções anteriores para todas as amostras. Na Figura 7.97 verificamos os resultados para as amostras RJJ-1 e RJJ-2, na Figura 7.98 para as amostras RJJ-3 e RJJ-4 e a Figura 7.100 para RJJ-5.

Na Figura 7.97 claramente observamos o efeito de tamanho nas amostras: (i) nas oscilações de $1/G$ e, (ii) na curva de resistência de ambas as amostras. Entretanto, a amostra RJJ-2 mostra comportamentos mais promissórios para uma possível aplicação como dispositivo eletrônico, em comparação com RJJ-1.

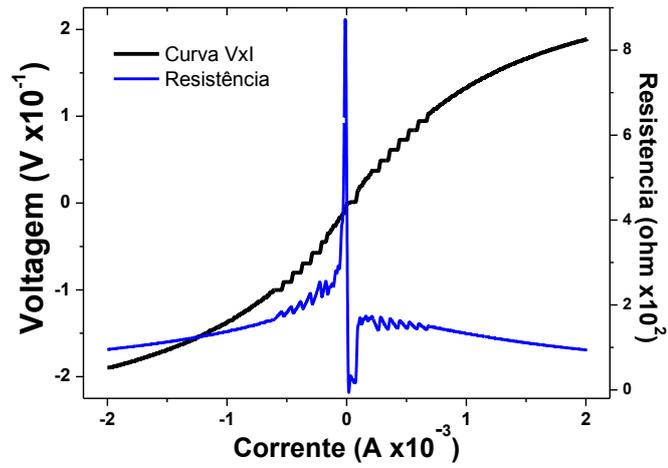
Já na Figura 7.98, ambas as amostras (RJJ-3 e RJJ-4) mostraram comportamentos bem definidos e mais promissórios para aplicações eletrônicas. Portanto, não só a frequência ($\gamma = 483 V_{dc} \frac{GHz}{mV}$), mas também suas propriedades elétricas como a resistência dinâmica e condutância destas, são características importantes a serem conhecidas nas RJJ's, para aplicações na eletrônica supercondutora de baixa temperatura crítica.

Nos resultados da condutância, verificamos que este, em todas as amostras (RJJ-1 até RJJ-4), oscila de acordo com a corrente dc aplicada à amostra, o qual nos ajuda a verificar uma vez mais a equação fundamental do efeito Josephson ac.

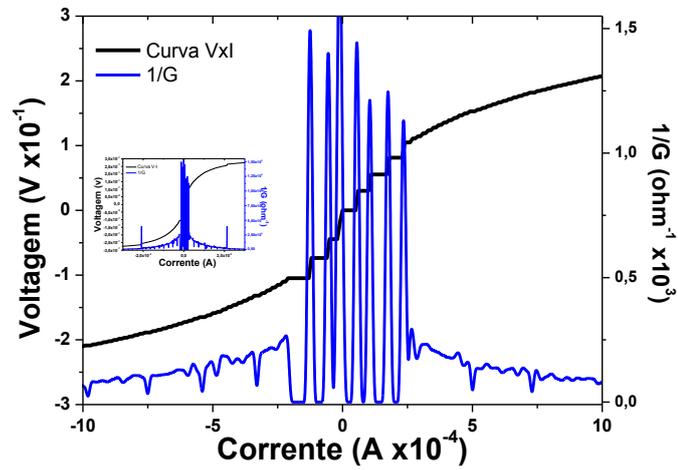
Assim como foi observada a diferença nas curvas $V \times I$ das amostras SNS e SIS, nos resultados obtidos pode-se observar que essa diferença varia mais no comportamento da condutância da amostra, ou seja, a capacidade de levar a corrente elétrica através das redes.



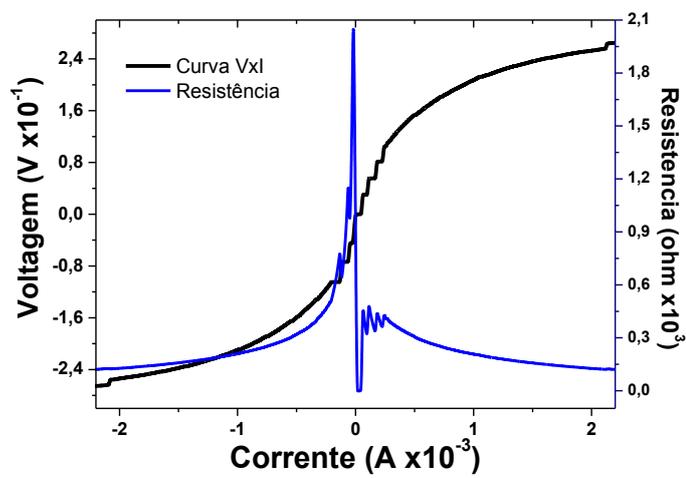
(a)



(b)



(c)



(d)

Figura 7.98: Curvas da inversa da condutância à esquerda e na direita da resistência, todas elas em função da corrente aplicada na rede e, acompanhadas da curva $V \times I$. (a) e (b) da amostra RJJ-3 (c) e (d) da amostra RJJ-4.

Os picos observados na Figura 7.98 (a) e (c) demonstram que só valores de tensões $gate^{†††††}$ fazem possível uma transferência ressonante, ver Figura 7.99.

Se a tensão elétrica é incrementada então a energia inicial no sistema também incrementa gradualmente e a tensão $gate: V_G \left(= \frac{\delta Q}{c} = \frac{ne}{c} \right)$ correspondendo ao máximo ponto da escadaria ou ao pico máximo da condutância, e o sistema levaria a carga a um estado de maior energia (potência), por exemplo, com essa energia a mais poder obter um estado ligado “ON”.

O passo ao seguinte degrau permite aos elétrons tunelar de ilha para ilha. Esses picos observados permitem a criação do chamado “transistor de um só elétron” (SET, single electron transistor).

A partir da equação (7.12), encontra-se que a resistência de tunelamento para RJJ-1 e RJJ-2 é de $41,08 \Omega$ e, para RJJ-3 e RJJ-4 temos que $R_T = 41,26 \Omega$, e se observa na Figura 7.98 (b) e (d), verifica-se que esse valor é atingido pelas amostras, conseguindo, portanto, o tunelamento de simples elétrons.

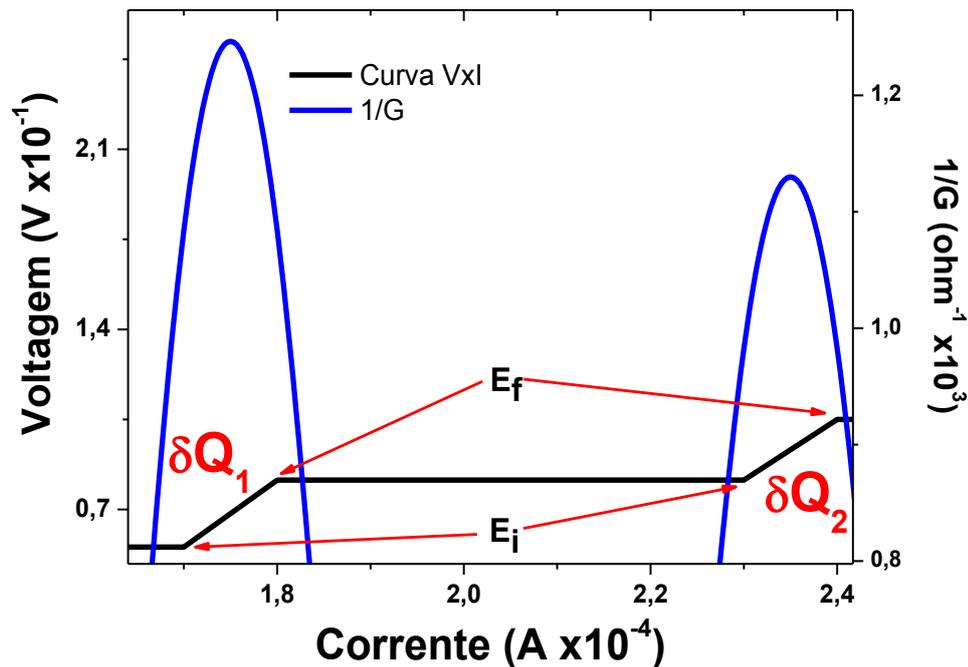


Figura 7.99: Região ampliada da Figura 7.98 (c) Mostrando a Energia inicial E_i e a energia final E_f assim como o degrau de carga da rede para essa região.

††††† Submetido uma corrente apropriada, a tensão elétrica passará livremente e levando a carga ao estado ligado (“ON”).

Verificou-se na Figura 7.100, o comportamento da resistência da amostra RJJ-5. O fato de ser uma amostra tipo *shunted* muda as propriedades elétricas desta e sua maior aplicação deste tipo de redes é no sensor S.QU.I.D.

Outra assinatura do efeito de tamanho é que a resistência tem uma dependência de Arrhenius: $R(T) = A_N \exp[B/k_B T]$, onde B é relacionado com a energia livre do vórtice e A_N é uma constante. Este último pode ser observado claramente nas curvas de resistência em função da corrente aplicada em todas as amostras nas figuras anteriores.

Para $T > T_{BKT}$ o efeito de tamanho sobre o comportamento é pequeno e sutil em comparação com os efeitos a baixa temperatura devido à competição de outra escala de comprimento.

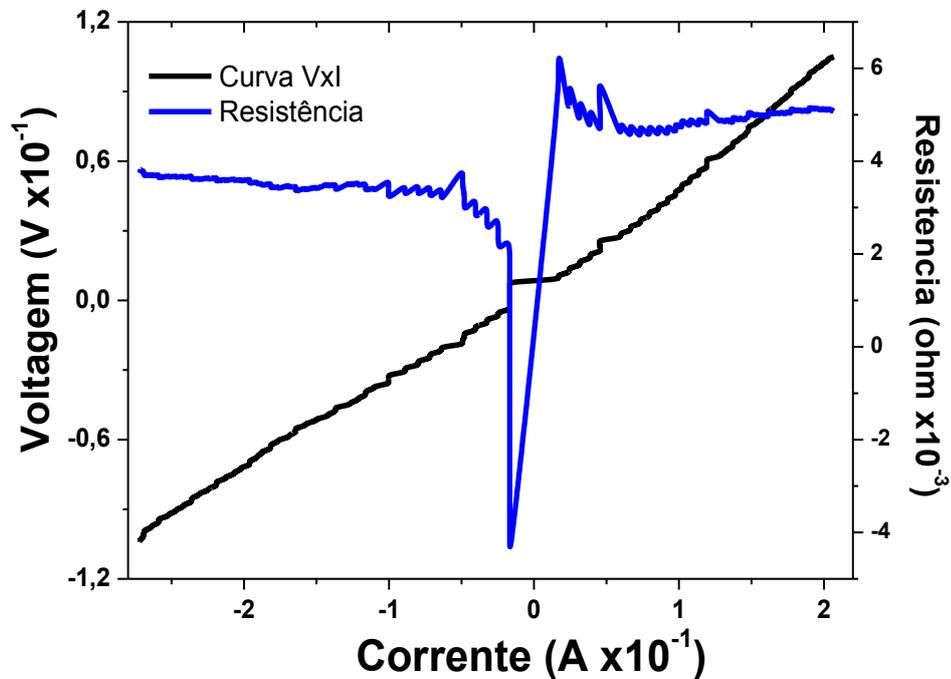


Figura 7.100: Curva da resistência em função da corrente aplicada na rede acompanhada da curva $V \times I$ para a amostra RJJ-5.

Um fato importante a ser mencionado, é o relacionado com as medidas de condutância é que elas oscilam claramente com maior intensidade nos degraus das curvas $V \times I$ das amostras SIS.

8. Conclusões e perspectivas

Esta tese teve como objetivo principal estudar os efeitos quânticos em redes de junções Josephson SNS e SIS do tipo Nb-Cu_xAl_yO_z-Nb através da indução de vórtices por consequência do tamanho da rede. Isto foi realizado através das medidas das curvas características $V \times I$ a diferentes temperaturas com e sem campo magnético aplicado (H_{dc} e h_{ac}). Dentro dos efeitos quânticos estudados, temos: flutuações quânticas, tunelamento Josephson, tunelamento por proximidade, bloqueio de Coulomb e Shapiro *steps*. Esses efeitos foram estudados através dos parâmetros mencionados na seção 7.3, os quais também são influenciados pela energia de ativação térmica.

Portanto, os resultados obtidos (ver seções 7.5, 7.6, 7.8 e 7.9) mostram uma forte evidência experimental inédita do efeito de tamanho nas redes de junções Josephson manifestado nos efeitos quânticos.

A fim de atingir tal objetivo, foi feita toda a implementação mecânica e eletrônica necessária. Do mesmo modo, o desenvolvimento do software para a automação e diversos programas de simulação que auxiliaram na verificação dos resultados experimentais obtidos e na interpretação física destes. Ao mesmo tempo, foi citada as possíveis aplicações destas redes como dispositivos eletrônicos supercondutores de baixa T_c .

Deste modo, nesta seção da tese serão apresentadas as conclusões dos resultados obtidos durante o desenvolvimento desta pesquisa, assim como também as perspectivas nesta área da física e no Grupo de Materiais e Dispositivos.

Conclusões

Implementação de acessórios

Neste trabalho de doutoramento montamos toda a infra-estrutura experimental (mecânica e eletrônica) necessária aos objetivos deste projeto.

O sistema de bobinas desenvolvido através do programa de simulação implementado no Mathematica mostrou um bom desempenho no que se refere ao cálculo do perfil do campo magnético e a homogeneidade obtida deste na região central (região de grande interesse), pois

nesta área serão localizadas as amostras dentro do recinto cilíndrico, tudo isto mergulhado no banho de hélio líquido.

A fonte de corrente desenhada e fabricada mostrou um bom desempenho na aplicação para a qual foi projetada, permitindo através desta ter campos magnéticos dc aplicados na amostra controlada pelo computador.

Mostramos que a tecnologia empregada para construir essa fonte foi a melhor, permitindo assim atingir boa estabilidade, para junto ao sistema de bobinas, obter campos magnéticos dc estáveis e homogêneos.

O desenho e a fabricação da nova tampa do criostato foi todo um desafio, devido aos diversos itens que esta teve que cumprir, embora, a finalização desta permitiu continuar com o trabalho de pesquisa no sentido de conseguir coletar hélio líquido dentro do criostato, previamente resfriado com nitrogênio líquido.

As varetas de 18 e 10 pinos mostraram grande confiabilidade na aquisição dos dados tanto das medidas elétricas como das magnéticas.

A calibração dos dois sensores de temperatura foi de vital importância assim como os demais itens mencionados anteriormente. No entanto, a variável temperatura é um parâmetro importante a ser controlado no sistema, e a partir dos dados obtidos dos sensores de temperatura poderia ser controlado o aquecedor montado na vareta da porta-amostra.

Da bobina transformadora de fluxo, a qual é empregada para medidas de χ_{ac} , mostra nas medidas magnéticas (capítulo 7), uma alta sensibilidade e resposta rápida para adquirir os dados da amostra sob análise, e, não só para poder determinar a χ_{ac} do sistema e determinação da T_c , mas muitas outras variáveis como pode ser verificado.

A vareta de 18 pinos, leva no extremo final o recinto cilíndrico para a amostra, onde os sensores de temperatura estão dispostos de tal forma que a amostra fica no meio obtendo assim uma temperatura média mais próxima da amostra sob análise, alcançando assim uma melhor aproximação na determinação da temperatura da amostra e nas características térmicas desta.

A fabricação do MFP-chaveador junto com a vareta de 10 pinos permite uma maior manipulação do sistema S.Q.U.I.D. iMC-303 e do MFP. Isto foi comprovado nos testes realizados com esses equipamentos, porém, neste trabalho não foram mostrados nenhum resultado obtido por este equipamento por não ter a necessidade do emprego deste para atingir os objetivos da tese.

Implementação dos softwares de automação

Todos os equipamentos mostrados e descritos na parte da montagem foram automatizados e controlados por meio do computador a fim de conseguir uma aquisição de dados rápida e confiável dos aparelhos que são empregados em determinada medida. Neste sentido, os programas desenvolvidos mostraram funcionar de acordo com as necessidades previstas, cobrindo assim essa condição no objetivo final dessa tese.

Os programas possuem uma interface amigável que permite ao usuário uma fácil programação do sistema das condições externas ou internas desejadas, salvar os dados, visualização imediata dos dados obtidos assim como também o comportamento das curvas em tempo real.

Finalmente, a montagem de todo o aparelho experimental e dos programas para cada tipo de medida, permitiu dispor de um sistema de bom desempenho, que nos permitiu e permitirá o desenvolvimento de diversas medidas, magnéticas e de transporte ou uma combinação dessas. Isso possibilitará caracterizar diversas variáveis das amostras de nosso grupo GMD e outras originadas da colaboração com outros grupos e instituições de pesquisa de diversas áreas.

Das redes de junções Josephson

Para a realização desta pesquisa contamos com 5 amostras de redes de junções Josephson do tipo $\text{Nb-Cu}_x\text{Al}_y\text{O}_z\text{-Nb}$ do tipo *SNS-unshunted*, *SIS-unshunted* e *SIS-shunted*, de diversos tamanhos e de alta qualidade de fabricação como pode ser verificado nas diferentes microfotografias obtidas do MEV e FEG.

Foram determinadas nomenclaturas para essas amostras: (i) as do tipo *unshunted-SNS* RJJ-1 e RJJ-2, que permitirem realizar o estudo do efeito de proximidade. (ii) Amostras do tipo *unshunted-SIS* e RJJ-3 e RJJ-4, estas amostras pertencem diretamente à física de tunelamento Josephson. (iii) E finalmente, a amostra *shunted-SIS* RJJ-5, a qual verifica as propriedades de transporte para esse tipo de amostras.

Só para ter em conta com referência a ordem de tamanho temos que nas mostras *unshunted-SNS*: RJJ-1>RJJ-2. E, para as mostras *unshunted-SIS*: RJJ-3>RJJ-4.

Dos parâmetros extraídos das amostras mediante as técnicas de MEV e FEG, se determinou uma série de variáveis descritas na Tabela 6-1. Neste caso, a aproximação empregada para a

indutância foi da equação que descreve melhor esse tipo de laço retangular observada nas amostras.

Avaliação do sistema experimental montado

Na primeira parte do capítulo 7, estão expostos os resultados obtidos de amostras policristalinas e cristais da família supercondutora $\text{Pr}_x\text{Y}_{1-x}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-d}$, com a finalidade de mostrar e verificar a confiabilidade neste sistema montado: aparelhos, calibração, programas etc. Assim como também novos resultados obtidos dessas amostras, tanto das policristalinas e dos cristais.

Dos resultados indicados na Figura 7.2 e Figura 7.3 pode ser verificada a manifestação de corrente induzida por vórtices Abrikosv ancorados, pelo que é observada uma dependência não linear nas curvas $V \times I$ características dessas amostras policristalinas. As temperaturas de transição $T_c(x)$ e de ancoragem $T_P(x)$ mostram um decréscimo com o incremento da concentração x do Pr devido à ligação fraca entre as propriedades das intercamadas supercondutores das amostras dopadas.

Nas curvas mostradas na Figura 7.4, observamos uma dependência periódica tipo Fraunhofer com respeito à componente real de χ_{ac} a baixos campos magnéticos. Para entender esse fenômeno é usada uma simples aproximação entre placas, onde o ajuste dos dados da susceptibilidade é assumido como coerente e intensa resposta a partir dos vórtices Josephson que penetram no inter-grão nas fronteiras desses grãos.

Esse resultado foi possível graças à alta sensibilidade da bobina transformadora de fluxo, a qual permite medir a penetração do fluxo magnético para diferentes temperaturas nestas amostras policristalinas dopadas com Pr. Além disso, é observado um comportamento no estado crítico para valores mais altos de campo magnético da ordem de 15 Oe, mediante uma clara manifestação da resposta intergranular a partir dos VJ's através da dependência periódica tipo Franhoufer de parte de χ' .

Foram também realizadas medidas magnéticas em cristais de boa qualidade da mesma família ($\text{Pr}_x\text{Y}_{1-x}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-d}$) mediante a bobina transformadora de fluxo, onde foi possível extrair a dependência da densidade da força de ancoragem através da χ_{ac} , com dependência da temperatura e do conteúdo de Pr.

Dos resultados obtidos foram reveladas as estruturas de dois picos da densidade de força de ancoragem com uma clara manifestação do efeito pico (a baixos campos) atribuídas à

deficiência de oxigênio (e defeitos) mediada pela ancoragem do fluxo (nos cristais sem dopar) e sua evolução com a substituição de altos conteúdos de Pr.

Do exposto até aqui, podemos constatar que o sistema montado em seu todo mostrou um bom desempenho no que se refere às medidas magnéticas por sua alta sensibilidade. Além disso, vários dos resultados mostrados aqui são inéditos a partir da forma como foi realizada a medida.

Caracterização magnética das redes

Na seção 7.2, encontramos para a amostra RJJ-2 um $T_c = 9,2$ K, e apresenta uma reentrância (ver Figura 7.8, componente χ').

Essa reentrância é correlacionada à parcial blindagem observada na componente $\chi'(T)$, indicando um enfraquecimento do parâmetro de ordem a baixa temperatura, neste caso para a amostra RJJ-2 com $T < 6,3$ K.

Redes de junções Josephson do tipo *unshunted-SNS* em função da temperatura

A Figura 7.40 mostra o comportamento de $a(T)$, extraídos das curvas $V \times I$. Esse parâmetro diminui com o incremento da temperatura e não encontramos esse valor do *universal jump*. Um fato importante aqui é o relacionado à consequência do tamanho das redes: os valores obtidos dos parâmetros em estudo de RJJ-1 são maiores em comparação com RJJ-2, (RJJ-1 é uma rede de maior tamanho em comparação à RJJ-2): isto influencia na $I_c(T)$ que essas amostras podem transportar, o qual é verificado na Figura 7.41 para essas duas amostras.

Contudo, é observado nessa figura que o valor da corrente crítica cai quando $T = 1,7$ K para as duas amostras. Devido ao comportamento repetido nas amostras do tipo SNS, verificamos, que este fato não é um erro de ajuste das curvas ou cálculo de erro de parâmetros. No entanto, esse decréscimo vem relacionado ao efeito de bloqueio de Coulomb o qual é manifestado com maior intensidade a baixa temperatura, e vai influenciar na corrente que flui através das redes, como uma supressão da I_c a baixa temperatura.

Das curvas observadas na Figura 7.42, a taxa decrementa com o incremento da temperatura e $\frac{E_J}{E_C} \ll 1$, portanto, um incremento contínuo da resistência com a temperatura é observado (ver

os valores de R_N , nas tabelas seção 7.5) e, quando $T \rightarrow 0$, a rede é isolante, porém, cada ilha permanece no estado supercondutor.

Todo o descrito até o momento com referência à Figura 7.42, é claramente influenciado pelo tamanho das redes RJJ-1 e RJJ-2 e, com dependência da temperatura para $T < T_c$.

A Figura 7.43 mostra a dependência do parâmetro β_c com a temperatura e, observamos que o atrito vai incrementando com a temperatura de forma rápida, para as duas amostras, e que $\beta_c \ll 1$. Portanto, essas redes apresentam um alto amortecimento e para altas temperaturas as curvas diminuem quase totalmente esse comportamento não linear, já que os valores de $\beta_c(T)$ são altos e incrementam o atrito.

Na Figura 7.44 foi verificada a dependência da densidade de vórtices livres com respeito da temperatura. Essa densidade cai com o incremento da temperatura, ou seja, a ordem manifestada por esses vórtices vai diminuindo até ter uma fase totalmente desordenada. Isto concorda completamente com o predito na seção 7.3 e descrito na Figura 7.11. Diminuindo a temperatura a partir da T_{BKT} a distância dos “vórtices ligados” diminui, mas aqui não temos vórtices ligados e sim vórtices livres, portanto, no sistema temos a presença de mais vórtices livres tal como foi verificado.

Redes de junções Josephson do tipo *unshunted*-SNS em função de H_{dc}

Das curvas de transporte em função do H_{dc} para $T = 1,7$ K, são encontrados os parâmetros de análise utilizados nesta tese (ver Tabela 7-6 até a Tabela 7-9).

A Figura 7.46, mostra o comportamento de $a(T = 1,7 \text{ K}, H_{dc})$ para RJJ-1 e RJJ-2, confirmando o efeito do tamanho nesses resultados com respeito a intensidade do sinal. Em ambos os casos $a(T, H_{dc})$ tem um máximo e um mínimo com respeito a H_{dc} e tendem a uma queda desse valor com o incremento de H_{dc} , traduzindo isto numa perda do caráter supercondutor das redes RJJ-1 e RJJ-2.

Na Figura 7.47, são mostrados os valores de $I_c(H_{dc})$, e é observado um deslocamento do valor do pico máximo ($H_{dc}=0$). Isto ocorre devido à presença de flutuações na fase, confirmando o mostrado nas curvas da taxa (E_J/E_C , ver Figura 7.42) para $T=1,7$ K, onde a queda do valor nesta temperatura manifesta a presença de flutuações de fase.

Finalmente, a Figura 7.48 mostrou o valor da densidade de vórtices livres em função de H_{dc} com $T= 1,7$ K para RJJ-1 e RJJ-2. A densidade é maior na amostra RJJ-1 o qual constata mais uma vez que o efeito de tamanho induz maior quantidade de vórtices livres na rede.

Nas tabelas da seção 7.6, observou-se que o valor da densidade de vórtices livres diminui, traduzindo-se em um incremento da presença de vórtices ligados e que o campo está penetrando pelas bordas das amostras.

É importante mencionar a partir dos resultados experimentais, que a aplicação do H_{dc} incrementa os valores de $a(T)$, ou seja, um campo aplicado decrementa a densidade de vórtices livres, até o ponto de observar-se na amostra RJJ-1 $a(T(=1,7 \text{ K}), H_{dc}(=100 \text{ Oe})) > 3$ para RJJ-1, o que não acontece para amostra RJJ-2. Portanto, a aplicação de um campo magnético faz possível a presença (incremento) de vórtices ligados neste tipo de amostras, e permite observar a T_{BKT} .

Redes de junções Josephson do tipo *unshunted*-SIS em função da temperatura

A Figura 7.85 mostra $a(T)$ diminuindo com o incremento da temperatura. A diferença das amostras SNS obteve, sim, para essas amostras o *universal jump*, mostrando que esta depende do tamanho da rede.

A Figura 7.86, mostra $I_c(T)$ para essas duas amostras. Observou-se que os valores de RJJ-4 são maiores em comparação com RJJ-3. A amostra RJJ-4 é uma rede de menor tamanho em comparação com RJJ-3. No caso das amostras SNS o comportamento é inverso do observado para as amostras SIS.

Para $I_c(T=1,7)$ as amostras RJJ-3 e RJJ-4 apresentam uma queda em seu valor, sendo também observado e comentado para as amostras tipo SNS. O fato de ter nestas amostras o fenômeno do bloqueio de Coulomb também vai influenciar na intensidade da I_c , (ver Figura 7.86).

Nas curvas observadas da Figura 7.87, vemos que essa taxa decrementa com o incremento da temperatura e $\frac{E_J}{E_C} \ll 1$, e observa-se um incremento contínuo da resistência com a temperatura (ver os valores de R_N , nas tabelas da seção 7.8).

Devido a E_J ser extraída da $I_c(T)$, o comportamento deste vai se estender a essa E_J , porém, aqui essa queda de energia a $T = 1,7 \text{ K}$, significa ter maiores flutuações de fase, fazendo que o sistema perca a coerência devido ao bloqueio de Coulomb.

A Figura 7.88 mostra a dependência de $\beta_c(T)$. Neste caso, nota-se pelos dados experimentais que o atrito vai incrementando com a temperatura de forma rápida para as duas amostras,

observando tal comportamento também em RJJ-1 e RJJ-2. No entanto, aqui temos $\beta_C \gg 1$, então essas redes apresentam um baixo amortecimento, ao contrario das mostras SNS.

Isto também influencia na forma das curvas $V \times I$ observadas para as amostras RJJ-x, portanto, no tipo de ajuste realizado nas do tipo SNS (equação 7.2) e a SIS (equação 7.4).

Redes de junções Josephson do tipo *unshunted*-SIS em função de H_{dc}

A Figura 7.91, mostra o valor de $a(T = 1,7 \text{ K}, H_{dc})$ para RJJ-3 e RJJ-4; podemos observar que os resultados são claramente influenciados pelo efeito do tamanho da rede. Nos dois casos o valor de $a(T, H_{dc})$ é incrementado razoavelmente, em comparação para essa mesma temperatura sem H_{dc} . Isto também é observado quando um h_{ac} é aplicado nas mostras.

A Figura 7.92, mostra $I_c(H_{dc}, T = 1,7 \text{ K})$ com uma oscilação do tipo Franhoufer, mas as flutuações de fase são predominantes, e portanto, temos um deslocamento do pico máximo. Essas flutuações de fase são causadas pelo efeito de bloqueio de Coulomb.

Finalmente na Figura 7.93 vemos $\eta_{\text{vort-liv}}(T = 1,7 \text{ K}, H_{dc})$ para RJJ-3 e RJJ-4. A densidade é maior para amostra RJJ-4 o qual verifica o efeito de tamanho da rede (inversamente proporcional) e que induz uma maior quantidade de vórtices livres na rede de menor tamanho. O inverso seria pensar que o campo aplicado diminui esses vórtices livres, incrementando a presença de vórtices ligados e que isto é diretamente proporcional ao tamanho da rede.

Redes de junções Josephson – eletrônica supercondutora

A seção 7.11 é dedicada a mostrar que essas amostras RJJ-x, são promissórios dispositivos eletrônicos e que, assim como os demais parâmetros físicos analisados, os parâmetros elétricos considerados nessa seção também mostram uma dependência com o tamanho da rede das amostras, assim como também a natureza de tunelamento na barreira destas.

Os resultados mostram que as RJJ-x podem ser empregadas como emissores de radiação eletromagnética, com o passo de uma corrente na rede. É evidente que a aplicação de uma corrente dc, pode ativar vários laços dentro da rede, e que eles podem ser chaveados de uma para outra com a aplicação de outra corrente. Tendo assim um multiplexador ou, no caso contrário, um demultiplexador (isto é mais promissório nas amostras *unshunted*-SIS).

Das resistências mostradas nas curvas observamos uma modulação destas a partir da corrente aplicada, e depende do tamanho da rede. Os valores encontrados nessas curvas são maiores em comparação com R_T .

Considerações do efeito de tamanho das redes de junções Josephson

A transição de fase das redes de junções Josephson é caracterizada pela existência de singularidades através do parâmetro de ordem como sendo a grandeza que é nula acima de uma temperatura crítica (fase desordenada) $\xi_{+/-}$. Ou seja, uma transição de fase quântica neste caso implica que as propriedades são governadas por expoentes críticos.

Dos resultados obtidos das curvas $V \times I$ aparentemente não temos a transição de fase BKT para as mostras SNS e sim para amostras SIS (todas do tipo *unshunted*), ou seja, o valor do *universal jump* para $a(T=T_{BKT})=3$.

Assim, podemos ter uma vez mais que o efeito de tamanho ($\lambda_{\perp} \gg L'$) reduz essa presença de vórtices ligados reduzindo, assim, o valor de T_{BKT} . Entretanto, temos que diferenciar que a física de tunelamento das amostras SNS é diferente nas amostras SIS.

A transição de BKT envolve o estabelecimento de uma ordem quase longa, resultando, a partir dessa temperatura, o desaparecimento dos vórtices livres, não observado nessas amostras SNS e sim para SIS. Entretanto, a presença de vórtices livres destrói este tipo de transição (BKT), e a densidade destes vórtices livres dependem do tamanho da rede.

Nas curvas $V \times I$ temos que, tanto nas amostras SNS quanto nas SIS, a intensidade dos valores da tensão é afetada pelo tamanho da rede.

Dos parâmetros obtidos destas RJJ's observam-se capacitâncias da ordem de 10^{-15} F, fazendo possíveis flutuações quânticas, devido ao bloqueio de Coulomb, resultando numa supressão da corrente crítica ($T=1,7$ K), Figura 7.41 e Figura 7.86.

Porém, a observação dessas T_{BKT} em materiais reais é complicada principalmente devido às estritas condições da realização experimental dessa medida. Por outro lado, essa T_{BKT} pode ser mascarada pela competição de outros mecanismos, tais como o efeito de tamanho das amostras, flutuações térmicas, contribuições das quase-partículas, bloqueio de Coulomb, dentre outros. Por exemplo, dos valores extraídos da E_J , E_C e a energia térmica $E_T (=k_B T)$, temos; $E_J < E_T < E_C$, portanto, o processo mais predominante nas RJJ-x estudadas é o bloqueio de Coulomb.

Dos resultados observados no capítulo 7 (Figura 7.41, Figura 7.86, Figura 7.47 e Figura 7.92), pode ser escrita uma dependência mais completa para a corrente, quer dizer que além de escrever que $I(V,T)$ (seção 2.3.1), pode ser escrito: $I = I(V,T,H_{dc},h_{ac},\text{tamanho de rede})$, tendo então em conta o efeito do campo na corrente de transporte e do tamanho da rede.

Fazendo uma analogia da análise anterior, pode-se também escrever esse expoente $a(T)$ de uma forma mais completa, ou seja: $a = a(T,H_{dc},h_{ac},\text{tamanho de rede})$. Essa relação pode ser verificada dos resultados experimentais obtidos neste trabalho.

Nas curvas que é analisada a E_J para $T= 1,7$ K é manifestada uma flutuação de fase $\tilde{\gamma}$, ($\phi = \phi(t) + \tilde{\phi}$), devido às mudanças temporárias de $\tilde{\phi}$. Essas mudanças são devidas à manifestação do bloqueio de Coulomb (maior energia de carga) em todas as amostras.

Neste cenário as amostras SNS, o efeito de proximidade predomina com respeito ao bloqueio de Coulomb para temperaturas menores que T_c . Já que o efeito de proximidade predomina, observamos que os parâmetros extraídos das amostras SNS são diretamente proporcionais ao tamanho, ou seja, que a amostra maior tem os valores dos parâmetros analisados maiores em comparação com a amostra de menor tamanho. Diferente do observado nas amostras SIS, onde é manifestado o tunelamento Josephson, neste caso o bloqueio de Coulomb é maior em quanto que a amostra é de maior tamanho. Isto se reflete no valor das intensidades dos parâmetros extraídos dessas amostras. Ou seja, quanto menor o tamanho da mostra, maior é o tunelamento de pares de Cooper. A existência desse bloqueio também é possível como demonstra o parâmetro $\beta_c > 1$ nestas amostras SIS.

Então, com menor E_J o sistema permite flutuações de fase em todas as temperaturas mostradas, influenciando assim os demais parâmetros achados.

Outro fato importante de ser mencionado para as amostras SNS e SIS é que E_J flutua com a aplicação de tanto H_{dc} quanto de h_{ac} . Em função dessas variáveis e das tabelas dos parâmetros extraídos, devemos reconhecer duas situações diferentes nas amostras SNS com $\beta_c(T) \ll 1$, onde temos um alto valor de amortecimento. No caso das amostras SIS com $\beta_c(T) \gg 1$, teremos, então, um baixo amortecimento. Isto é de fato esperado, se observamos a Tabela 6-1, onde os valores da capacitância para as amostras SNS são maiores em comparação com as amostras SIS (todas *unshunted*), evidenciando mais uma vez o efeito do tamanho (neste caso a barreira e a natureza desta) no transporte de corrente nessas RJJ's.

Com relação às curvas $V \times I$ obtidas experimentalmente, mencionaremos que o levantamento bibliográfico evidencia a existência de uma grande dificuldade teórica na comparação dos

resultados experimentais devido à intensa não-linearidade da dependência da diferença de potencial com as quase-partículas existente nas amostras.

O fato de ter empregado duas funções diferentes para ajustar as curvas $V \times I$ das amostras SNS (equação 7.2) e SIS (equação 7.4), é devido à forma da curva nessas amostras (ver, por exemplo, a Figura 7.16 para a mostra SNS e a Figura 7.50, mostra SIS), justificado na seção 7.3. Observa-se pelos parâmetros extraídos das curvas $V \times I$ que se obteve uma boa aproximação com essas duas funções de ajuste.

Os valores extraídos diretamente dos ajustes das curvas $V \times I$ da $I_c(T)$ mostram claramente a influência do efeito do tamanho da rede nesses valores. Por outro lado, da equação (2.43) temos que: $I_t(T = 1,7 \text{ K}) = 71 \text{ nA}$, e, observa-se que os valores extraídos para as amostras SNS são menores, ou seja; $I_{c-RJJ-2}(T) < I_{c-RJJ-1}(T) < I_t(T)$. Este fato é aparentemente uma condição prejudicial para obter a T_{BKT} .

Fazendo a mesma análise nas amostras SIS, temos: $I_{c-RJJ-3}(T) < I_{c-RJJ-4}(T) < I_t(T)$, no entanto, os valores são mais próximos de $I_t(T)$, o que faz mais favorável um acoplamento Josephson a baixas temperaturas (1,7 K para RJJ-3 e até 4 K para RJJ-4). Este cenário é uma condição favorável para obter a T_{BKT} , tal como pode ser observado nos resultados experimentais obtidos neste trabalho.

Dos valores achados da $I_c(T = 1,7 \text{ K}, H_{dc})$ é natural observar nas amostras SIS uma difração de Franhoufer (Figura 7.47), mas no caso das amostras SNS, estas exibem um máximo valor da I_c diferente de zero em função do campo magnético aplicado (Figura 7.92), que é atribuído à manifestação de contatos do tipo π nessas amostras.

Em todos os casos estudados nesta tese, é observado que a corrente crítica é inversamente proporcional com R_N . Porém, com significado diferente para cada tipo de amostra SNS e SIS. Para as amostras SIS, R_N representa o tunelamento das quase-partículas, e em princípio, deveria ser independente da temperatura com baixas frequências, porém, nos resultados obtidos isto não é assim.

No caso SNS, R_N reflete os processos dissipativos normais na barreira (material normal) e como no caso anterior também é dependente da temperatura esta relacionado com o *gap* de energia da amostra.

A densidade de vórtices livres é intensamente influenciada pelo tamanho da rede tanto nas amostras SIS como nas SNS e também da presença de um campo aplicado.

Entretanto, quando $\lambda_{\perp} \gg L$, a interação de vórtice-vórtice é logarítmica, e é possível ainda a presença de vórtices livres para toda temperatura, com uma energia de: $E_v = 2\pi E_J \ln(\lambda_{\perp}/a')$,

onde a' é o raio do vórtice. É por isso que observamos sempre o incremento dos vórtices livres com a diminuição da temperatura e que o λ_{\perp} diminui com o incremento dela.

Vale a pena mencionar que a presença de vórtices livres induz campos magnéticos nas amostras RJJ-x, e isto induzem processos dissipativos.

A presença de vórtices livres e baixas correntes injetadas na rede fazem que esses vórtices se movimentem e, portanto, teremos um *flux flow*. No caso das amostras SNS ele é manifestado com maior intensidade em comparação com as mostras SIS, resultando numa maior resistência que pode ser observada nas curvas $V \times I$. Devido a este fato a corrente crítica obtida dessas redes é da ordem dos nA.

É também verificado nas medidas com campo aplicado H_{dc} esse *flux flow*, (ver Figura 7.48 e Figura 7.92), e espera-se o mesmo comportamento para h_{ac} (ver os gráficos mostrados nos resultados experimentais para esse tipo de medidas).

As curvas mostradas na Figura 7.44, verificam que a maior tamanho de rede teremos maior indução de $\eta_{\text{vort-liv}}(T)$ para o caso das amostras *unshunted-SNS*. Por outro lado, a $\eta_{\text{vort-liv}}(T)$ para as amostras *unshunted-SIS* (Figura 7.89) o comportamento é inverso ao observado nas amostras SNS.

Por todo isso, acreditamos que todos os objetivos propostos para esta tese foram plenamente alcançados.

Perspectivas futuras

- Realizar o estudo experimental de uma nova escala na lei de expoentes que permita determinar a existência ou não de T_{BKT} para as amostras *unshunted-SNS*.
- Estudar a aplicação dessas amostras no campo da eletrônica supercondutora.
- Estudar os efeitos de emissor de radiação dessas amostras SIS com frequências da ordem de GHz, por uma corrente dc injetada na rede Josephson.
- Já que esses tipos de amostras permitem a realização de muitos fenômenos físicos é de grande interesse estudar o fenômeno de caos nestas redes.
- Realizar estudos teóricos e experimentais das amostras RJJ-3 e RJJ-4 como candidatos a dispositivos SET's.

Bibliografia

- [1] B.D. Josephson, Phys. Rev. Lett. **1**, 251 (1962).
- [2] IBM J. REs. Dev. **24**, 107 (1980).
- [3] J.H. Greiner, C.J. Kircher, S.P. Klepner, S.K. Lahiri, A.J. Warneche, S. Basavaiah, K. T. Yen, J.M. Baker, P.R. Brosious, H.C. W. Huang, M. Murakami and I. Ames, IBM J. Res. Dev. **24**, 195 (1980).
- [4] <http://www.rtri.or.jp/index.html>
- [5] B. D. Josephson, Rev. Mod. Phys. **36**, 216 (1964) and B. D. Josephson, Rev. Mod. Phys. **46**, 251 (1974).
- [6] Giaever I. Phys. Rev. Lett. **5**, 147 (1960), Giaever I. Phys. Rev. Lett. **5**, 464 (1960), e Giaever I. Phys. Rev. Lett. **22**, 904 (1965).
- [7] Giaever I. and K. Mergerle, Phys. Rev. **122**, 1101 (1961).
- [8] R. S. Newrock, C. J. Lobb, U. Geigenmüller, and M. Octavio, Solid State Physics **54**, 263 (2000).
- [9] D. X. Chen, and A. Sánchez, J. Appl. Phys. **70**, 5463 (1991); P. Martinoli and C. Leeman, J. Low temp. Physics **118**, 699 (2000).
- [10] T. P. Orlando and K. A. Delin, *Foundations of Applied Superconductivity* (Addison-Wesley, Reading Massachusetts, 1991), Chap. 8, p. 398-405.
- [11] V. Ambegaokar and A. Baratoff, Phys. Rev. Lett. **11**, 104(E) (1963).
- [12] W. C. Stewart, Appl. Phys. Lett. **12**, 277 (1968); D. E. McCumber, J. Appl. Phys. **39**, 3113 (1968).
- [13] Johnson W. J. and A. Barone, Appl. Phys. **41**, 2958 (1970).
- [14] S. L. Wipf, J. Appl. Phys. **39**, 2538 (1968).
- [15] J. M. Victor and W. H. Hartwig, J. Appl. Phys. **39**, 2539 (1968).
- [16] M. Tinkham, *Introduction to Superconductivity* 2nd. ed. (McGraw-Hill, New York, 1996).
- [17] S. Shapiro, Phys. Rev. Lett. **11**, 80 (1963).
- [18] Likharev, K. K. (1986) *Dynamics of Josephson Junctions and Circuits*. New York: Gordon and Breach.
- [19] K. K. Likharev, Rev. Mod. Phys. **51**, 101 (1979).
- [20] F. Auracher, T. Van Duzer, Appl. Phys. Lett. **21**, 515 (1972).

-
- [21] K. T. Alligood, T. D. Sauer, and J. A. Yorke, *Chaos - An Introduction to Dynamical Systems* (Springer-Verlag, New York, (1996),
- [22] V. Ambegaokar and A. Baratoff, Phys. Rev. Lett. **10**, 486 (1963); V. Ambegaokar and A. Baratoff, Phys. Rev. Lett. **11**, 104(E) (1963).
- [23] Charles P. Poole Jr., Horacio A. Farach, Richard J. Creswick and Ruslan Prozorov, *Superconductivity*, 2nd ed. (Elsevier, AP, 2007).
- [24] S. H. Strogatz, *Nonlinear Dynamics and Chaos* (Perseus, Cambridge Massachusetts, 1994).
- [25] C. Tesche and J. Clarke, J. Low. Temp. Phys. **29**, 301 (1977).
- [26] Yu. M. Ivanchenko and L. A. Zilberman, Sov. Phys. – JETP Lett. **8**, 113 (1968).
- [27] V. Ambegaokar and B. I. Halperin, Phys. Rev. Lett. **22**, 1364 (1969).
- [28] Jaklevic R. C, J. Lambe, J. E. Mercereau, and A. H. Silver, Phys. Rev. A **140**, 1628 (1965); Janik R., L. Morelli, N. C Cirillo, Jr., J. N. Lechevet, W. D. Gregory, and W. L. Goodman, *Asupercondutor* **74**, 687 (1974).
- [29] J. T. Anderson and A. M. Goldman, Phys. Rev. Lett. **23**, 128 (1969).
- [30] P. W. Anderson and J. M. Rowell, Phys. Rev. Lett. **10**, 230 (1963).
- [31] Jaklevic R. C, J. Lambe, J. E. Mercereau, and A. H. Silver, Phys. Rev. A **140**, 1628 (1965).
- [32] J. Bardeen, Phys. Rev. Lett. **6**, 57 (1961).
- [33] Cohen M. H., L. M. Falicov, and J. C Phillips, Phys. Rev. Lett. **8**, 316 (1962).
- [34] Ambegaokar V. and A. Baratoff, Phys. Rev. Lett. **10**, 486 (1963); Errata, Phys. Rev. Lett. **11**, 104 (1963).
- [35] R. E. Prange, Phys. Rev. **131**, 1083 (1963).
- [36] Rickayzen G. *Theory of Superconductivity*. Wiley-Interscience, New York, 1975, capítulo 10.
- [37] J. M. Rowell, Phys. Rev. Lett. **11**, 200 (1963).
- [38] I. K. Yanson, V. M. Svistunov and I. M. Dmitrenko, Sov. Phys. JETP **21**, 650 (1965).
- [39] Larkin, A. I., and Yu. N. Ovchinnikov, Sov. Phys. JETP **26**, 1200 (1966).
- [40] Werthamer, N. R., Phys. Rev. **147**, 255 (1966).
- [41] Likharev, K., 1996, Czech. J. Phys. **46**, 3331 and Likharev, K., 2000, in *Applications of Superconductors*, edited by H. Weinstock (Kluwer, Dordrecht), p. 247.
- [42] G. Wendin, and V. S. Shumeiko, Phys. Rev. B **53**, R6006 (1996).
- [43] G. Wendin and V. S. Shumeiko, *Superlattices Microstruct.* **20**, 569 (1996).

-
- [44] Aslamazov, L. G., and M. V. Fistul, *Sov. Phys. JETP* **56**, 666 (1982).
- [45] Larkin, A. I., and K. A. Matveev, *Sov. Phys. JETP* **66**, 580 (1987).
- [46] Naveh, Y., V. Patel, D. V. Averin, K. K. Likharev, and J. E. Lukens, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 5404 (2000).
- [47] Devyatov, I. A., and M. Yu. Kupriyanov, *JETP Lett.* **65**, 171 (1997); *Sov. Phys. JETP* **85**, 189 (1997).
- [48] I. Giaever and K. Megerle, *Phys. Rev.* **122**, 1101 (1961).
- [49] I. Giaever, H. R. Hart, and K. Megerle, *Phys. Rev.* **126**, 941 (1961).
- [50] T. van Duzer, L. Zheng, X. Meng, C. Loyo, S. R. Whiteley, L. Yu, N. Newman, J. M. Rowell, and N. Yoshikawa, *Physica C* **372**, 1 (2002).
- [51] V. Lacquaniti, S. Maggi, A. Polcari, R. Steni, and D. Andreone, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **11**, 1130 (2001), e, V. Lacquaniti, S. Maggi, R. Steni, C. Cagliero, D. Andreone, and R. Rossi, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **13**, 146 (2003).
- [52] P. D. Dresselhaus, Y. Chong, J. H. Plantenberg, and P. Benz, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **13**, 930 (2003).
- [53] K. K. Likharev, *Rev. Mod. Phys.* **51**, 101 (1979).
- [54] M. Yu. Kupriyanov, and V. F. Lukichev, *J. Low Temp. Phys.* **8**, 526 (1982).
- [55] M. D. Fiske, *Rev. Mod. Phys.* **36**, 221 (1964).
- [56] Dynes R. C and T. A. Fulton, *Phys. Rev. B* **3**, 3015 (1971).
- [57] Balsamo E. P., G. Paterno, A. Barone, M. Russo, and R. Vaglio, *Phys. Status Solidi (a)* **35**, K173 (1976).
- [58] P. A. Rosenthal, M. R. Beasley, K. Char, M. S. Colclough, and G. Zaharchuk, *Appl. Phys. Lett.* **59**, 3482 (1991).
- [59] Aslamazov L. G. and A. I. Larkin, *JETP Lett.* **9**, 87 (1969).
- [60] Waldram J. R., A. B. Pippard, and J. Clarke, *Phil. Trans. Roy. Soc.* **A268**, 265 (1970).
- [61] N. F. Pedersen, M. R. Samuelsen, and K. Saermark, *Appl. Phys.* **44**, 5120 (1973).
- [62] W. C. Stewart, *J. Appl. Phys.* **45**, 452 (1974).
- [63] R. E. Harris, *Appl. Phys.* **48**, 5188 (1977).
- [64] McDonald D. G., E. G. Johnson, and R. E. Harris, *Phys. Rev. B* **13**, 1028 (1976).
- [65] Giaever I. and H. R. Zeller, *Phys. Rev. B* **1**, 4278 (1970).
- [66] W. A. Schlup, *Phys. Rev. B* **18**, 6132 (1978).
- [67] Niemeyer J. and V. Kose, *IC-SQUID* **76**, 179 (1976) e, Niemeyer J. and V. Kose, *Appl. Phys. Lett.* **29**, 380 (1976).

-
- [68] Nordman J. E. and W. H. Keller, Phys. Lett. **36A**, 52 (1971); Appl. Phys. **44**, 4732 (1973).
- [69] G. Paterno and R. Vaglio, CNEN, Rep. LNF-75/20(R), (1975).
- [70] R. F. Broom, R. Jaggi, R. B. Laibowitz, and W. Walter, LT 14, 4, 172 (1975).
- [71] Yu. S. Kivshar and B. A. Malomed, Phys. Rev. B **37**, 9325, (1988).
- [72] A. Malomed, I. B. Khalfin, and B. I. Shapiro, Phys. Rev. B **48**, 7348 (1993).
- [73] N. F. Pedersen and A. V. Ustinov, Supercond. Sci. Technol. **8**, 389 (1995).
- [74] J. Rubinstein, Math. Phys. **11**, 258 (1970).
- [75] Scott A. C. and W. J. Johnson, Appl. Phys. Lett. **14**, 316 (1969).
- [76] I. O. Kulik, Sov. Phys. JETP **24**, 1307 (1967).
- [77] A. C. Scott, Am. J. Phys. **37**, 52 (1969).
- [78] Fogel M. B., S. E. Trullinger, A. R. Bishop, and J. A. Krumhansl, Phys. Rev. Lett. **36**, 1411 (1976); Fogel M. B., S. E. Trullinger, A. R. Bishop, e, J. A. Krumhansl, Phys. Rev. B **15**, 1578 (1977).
- [79] Keener J. P. and D. W. McLaughlin, Math. Phys. **14**, 2008 (1977).
- [80] McLaughlin D. W. and A. C. Scott, Appl. Phys. Lett. **30**, 545 (1977).
- [81] A. Barone and W. J. Johnson, Sci. Tec. **2**, 215 (1969).
- [82] A. Barone, J. Appl. Phys. **42**, 2747 (1971).
- [83] Scott A. C. and W. J. Johnson, Appl. Phys. Lett. **14**, 316 (1969).
- [84] P. Barbara, A. B. Cawthorne, S. V. Shitov and C. J. Lobb, Phys. Rev. Lett. (82) **9**, 1963 (1999).
- [85] J. Pearl, Appl. Phys. Lett. **5**, 65 (1964).
- [86] D. Crieber, B. Jacrot, L.M. Rao, and B. Farnoux, Phys. Lett. **9**, 106 (1964).
- [87] P.W. Anderson, Rev. Mod. Phys. **38**, 298 (1966); V. Ambegoakar, Phys. Rev. **164**, 498 (1997).
- [88] N.E. Phillips, Phys. Rev. **114**, 676 (1959)
- [89] H. E. Stanley, *Introduction to Phase Transitions and Critical Phenomena*, Clarendon Press, Oxford (1971). A classic introduction to critical phenomena.
- [90] Q.Y. Ying and H.S. Kwok, Phys. Rev. B **42** (4), 2242 (1990).
- [91] J. Holzer, R.S. Newrock, C.J. Lobb, T. Auaroun and S.T. Herbert, Phys. Rev. B **63**, 184508 (2001).
- [92] Lei-Han Tang and Qing-Huu Chen, Phys. Rev. B **67**, 024508 (2003).

-
- [93] J. M. Repaci, C. Kwon, Qi Li, Xiuguang Jiang, T. Venkatesan, R. E. Glover, C. J. Lobb and R. S. Newrock, *Phys. Rev. B* **54** (14), R9674 (1996).
- [94] D. S. Fisher, M. P. A. Fisher, and D. A. Huse, *Phys. Rev. B* **43**, 130 (1991).
- [95] V.A.G. Rivera, C. Stari, S. Sergeenkov, E. Marega, F.M. Araújo-Moreira, *Phys. Lett. A* **372**, 5089 (2008).
- [96] M. Müller, D. A. Gorokhov, and G. Blatter, *Phys. Rev. B* **63**, 184305 (2001).
- [97] A. A. Middleton, *Phys. Rev. B* **45**, 9465 (1992).
- [98] Huan Liu, Wei Zhou, and Qing-Hu Chen, *Phys. Rev. B* **78**, 054509 (2008).
- [99] S. Brazovskii and T. Nattermann, *Adv. Phys.* **53**, 177 (2004).
- [100] V. I. Marconi and D. Domínguez, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 4922 (1999); *Phys. Rev. B* **63**, 174509 (2001).
- [101] D. S. Fisher, *Phys. Rev. Lett.* **50**, 1486 (1983); *Phys. Rev. B* **31**, 1396 (1985).
- [102] D. S. Fisher, M. P. A. Fisher, and D. A. Huse, *Phys. Rev. B* **43**, 130 (1991).
- [103] Stephen W. Pierson, Mark Friesen, S. M. Ammirata, Jeffrey C. Hunnicutt and LeRoy A. Gorham, *Phys. Rev. B* **60** (2), 1309 (1999).
- [104] A. Hebard, in *Strongly Correlated Electronic Materials: The Los Alamos Symposium, 1993*, edited by K. S. Bedell Addison Wesley, New York, 1994.
- [105] J. M. Kosterlitz, *J. Phys. C* **7**, 1046 (1974).
- [106] V. Ambegaokar, B. I. Halperin, D. R. Nelson, and E. D. Siggia, *Phys. Rev. Lett.* **40**, 783 (1978).
- [107] M. V. Simkin and J. M. Kosterlitz, *Phys. Rev. B* **55**, 11 646 (1997).
- [108] B. I. Halperin and D. R. Nelson, *J. Low Temp. Phys.* **36**, 599 (1979).
- [109] C. J. Lobb, D. W. Abraham, and M. Tinkham, *Phys. Rev. B* **27**, 150 (1983),
- [110] S. M. Ammirata, M. Friesen, S. W. Pierson, L. A. Gorham, J. C. Hunnicutt, M. L. Trawick, and C. D. Keener, *Phys. C* **313**, 225 (1999).
- [111] J. Maps and R. B. Hallock, *Phys. Rev. B* **27**, 5491 (1983).
- [112] J.-R. Lee and S. Teitel, *Phys. Rev. B* **50**, 3149 (1994).
- [113] Rosario Fazio, Herre van der Zant, *Physics Reports* **355**, 235 (2001).
- [114] S. Teitel and C. Jayaprakash, *Phys. Rev. Lett.* **51**, 1999 (1983).
- [115] W.Y. Shih, D. Stroud, *Phys. Rev. B* **30**, 6774 (1984); M.Y. Choi, S. Doniach, *Phys. Rev. B* **31**, 4516 (1985); T.C. Halsey, *Phys. Rev. B* **31** (1985) 5728.
- [116] M. Niemeier, J.K. Freericks, H. Monien, *Phys. Rev. B* **60**, 2357 (1999).

-
- [117] V.A. Krupenin, D.E. Presnov, A.B. Zorin, J. Niemeyer, J. Low Temp. Phys. **118**, 287 (2000).
- [118] P. Lafarge, J.J. Meindersma, J.E. Mooij, in: C. Giovanella, M. Tinkham (Eds.), Macroscopic Quantum Phenomena and Coherence in Superconducting Networks, World Scientific, Singapore, 1995, p. 94.
- [119] X.G. Wen, Phys. Rev. B **46**, 2655 (1992).
- [120] M. V. Simkin and J. M. Kosterlitz, Phys. Rev. B **55** (171), 11 646 (1997).
- [121] P. Minnhagen, O. Westman, A. Jonsson, and P. Olsson, Phys. Rev. Lett. **74**, 3672 (1994).
- [122] S. T. Herbert, Y. Jun, R. S. Newrock, C. J. Lobb, K. Ravindran, H.-K. Shin,[†] D. B. Mast, and S. Elhamri, PHYS. REV. B **57** (2), 1154 (1998).
- [123] M.V. Fistul, V. M. Vinokur and T. I. Baturina, Phys. Rev. Lett. **100**, 08685 (2008).
- [124] A.V. Lopatin and V. M. Vinokur, Phys. Rev. B **75**, 092201 (2007).
- [125] M. Tinkham, D.W. Abraham, and C. J. Lobb, Phys. Rev. B **28**, 6578 (1983).
- [126] The Generation of High Magnetic Fields, by D. Bruce Montgomery, The National Magnet Laboratory, Massachusetts Institute of Technology. Cambridge 39. Massachusetts.
- [127] W.C. Stewart, Appl. Phys. Lett. **12**, 277 (1968).
- [128] P.W. Anderson and A.H. Dayem, Phys. Rev. Lett. **13**, 195 (1964).
- [129] J.E. Zimmerman, Proc. 1972 Applied Superconductivity Conf., Annapolis, Maryland (IEEE, NY, 1972).
- [130] John Clarke, IEEE Superconductivity, **61**, 8 (1973).
- [131] TRISTAN Technologies Inc., User's Manual for iMAG HTS Multi-channel dc SQUID System (San Diego, 1998).
- [132] Studies of High Temperature Superconductors (Advances in Research and Applications), BsuperconductorO Tapes and More on Josephson Structures and Superconducting Electronics, Ed. Anant Narlikar Vol. 43, Nova Science Publishers, Inc, 2001, pp 233-236.
- [133] R.B. Goldfarb, M. Lelental, and C.A. Thompson. Alternating-Field susceptometry and magnetic susceptibility of superconductors. In R.A. Hein, T.L. Francavilla, and D.H. Liebenberg, editors, Magnetic Susceptibility of Superconductors and Others Spin Systems, pp 49. Plenum Press, 1992.

-
- [134] F.M. Araujo-Moreira, P. Barbara, A.B. Cawthorne, C.J. Lobb, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 4625 (1997); P. Barbara, F.M. Araujo-Moreira, A.B. Cawthorne, C.J. Lobb, *Phys. Rev. B* **60**, 7489 (1999).
- [135] D. X. Chen, and A. Sánchez, *J. Appl. Phys.* **70**, 5463 (1991).
- [136] R.F. Voss, R.A. Webb, *Phys. Rev. B* **25** 3446, (1982); R.A. Webb, R.F. Voss, G. Grinstein, P.M. Horn, *Phys. Rev. Lett.* **51**, 690 (1983).
- [137] Neumeier, J.J., et al. *Phys. Rev. Lett.* **63**, 22, 2516 (1989).
- [138] Liechtenstein, A.I. and Mazin, I.I. *Phys. Rev. Lett.* **74**, 6, 1000 (1995).
- [139] Blackstead, H.A. and J.D.Dow. *Phys. Rev. Lett.* **51**, 17, 11830 (1995).
- [140] R. Khasanov, A. Shengelaya, E. Morenzoni, M. Angst, K. Conder, I.M. Savic, D. Lampakis, E. Liarokapis, A. Tatsi and H. Keller, *Phys. Rev. B* **68**, R220506 (2003), e, R. Khasanov, S. Strassle, K. Conder, E. Pomjakushina, A. Bussmann-Holder and H. Keller, [cond-mat/07105053](https://arxiv.org/abs/cond-mat/07105053).
- [141] D.-X. Chen, E. Pardo, and A. Sanchez, *Appl. Phys. Lett.* **91**, 012506 (2007).
- [142] G. Pasquini, L. Civale, H. Lanza, and G. Nieva, *Phys. Rev. B* **59**, 9627 (1999).
- [143] S. Sergeenkov and F.M. Araújo-Moreira, *JETP Lett.* **80**, 580 (2004), e, S. Sergeenkov, *Phys. Lett. A* **372**, 2917 (2008).
- [144] V.A.G. Rivera, S. Sergeenkov, C. Stari, L. Jr. Cichetto, C.A. Cardoso, E. Marega and F.M. Araújo-Moreira, *Pi'sma v ZhETF* **90** (5), 408 (2009) e *JETP Lett.* **90** (5), 365 (2009).
- [145] D.-X. Chen, A. Sanchez, C. Navau, Y.-H. Shi and D.A. Cardwell, *Supercond. Sci. Technol.* **21**, 085013 (2008).
- [146] A. Kortyka, R. Puzniak, A. Wisniewski, H.W. Weber, T. B. Doyle, Y.Q. Cai, and X. Yao, [arXiv:0901.3035](https://arxiv.org/abs/0901.3035).
- [147] F.M. Araujo-Moreira¹, W. Maluf, and S. Sergeenkov, *Eur. Phys. J. B* **44**, 33 (2005).
- [148] J. Holzer, R.S. Newrock, C.J. Lobb, T. Aouarom e S.T. Herbert, *Phys. Rev. B* **63**, 184508 (2001).
- [149] A.V. Lopatin and V. M. Vinokur, *Phys. Rev. B* **75**, 092201 (2007).

Anexo – Participações em congressos e publicações

No decorrer do doutoramento tive as seguintes participações em congressos nacionais e internacionais:

1. Expositor no evento científico: “**Tópicos de Física Experimental y Teórica**”, realizado 18-19/12/2006, com o trabalho: “*Dinâmica Molecular*” na Faculdade de Ciências Naturais e Matemáticas, Escola Profissional de Física, Universidade Nacional Federico Villarreal.
2. Assistente ao mini-curso de “**Junções Josephson e Supercondutores Granulares**”, administrada pelo Professor Dr. Sergei Segeenkov (Bogoliubov Laboratory of Theoretical Physics – Insitute for Nuclear Research, Dubna-Russia), desenvolvido no mês de março de 2007, com 16 horas de duração no DF-UFsupercondutorar, São Carlos-SP-Brasil.
3. Expositor no XXX Encontro Nacional de Física da Matéria Condensada, realizado do 7-11/05/2007 em São Lorenzo – MG – Brasil, com o trabalho: “*Montagem de Sistema Experimental para Realização de Magnéticas de alta Resolução Utilizando sensor S.Q.U.I.D.* ”.
4. Co-autor no trabalho “*Supercondutividade no sistema $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$* ” apresentado por C. Stari no **XXX Encontro Nacional de Física da Matéria Condensada** 7-11/05/2007 em São Lorenzo – MG – Brasil.
5. Co-autor no trabalho “*Magnetic Properties of Polycrystalline $Pr_xY_{1-x}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$* ”, apresentado por C. Stari no “**VIII Latin American Workshop on Magnetism, Magnetic Materials and Their Applications**”, 12-16/08/2007 em Rio Janeiro – Brasil.
6. Expositor no CoPG, “**IV Congresso de Pós-Graduação**“ 2007, com o trabalho: “*Montagem de Sistema Experimental para Realização de Medidas Magnéticas de Alta Resolução Utilizando o Sensor SQUID*”, realizado 08-11/10, na Universidade Federal de São Carlos, SP-Brasil.
7. Co-autor no CoPG, “**IV Congresso de Pós-Graduação**“ 2007, do trabalho: “*Propriedades Supercondutoras de Amostras Policristalinas do Sistema $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$* ”.

- $Pr_xBa_2Cu_3O_{7-d}$ ”, apresentado por C. Stari, realizado 08-11/10, na Universidade Federal de São Carlos, SP-Brasil.
8. Co-autor no CoPG, “**IV Congresso de Pós-Graduação**“ 2007, do trabalho: “*Propriedades Magnéticas de Redes Tridimensionais Desordenadas de Junções Josephson Y-123*”, apresentado por G.M. Cecato, C. Stari, realizado 08-11/10, na Universidade Federal de São Carlos, SP-Brasil.
 9. Co-autor no XV Congresso de Iniciação Científica do trabalho: “*Estudo Numérico e Construção de Sistema Experimental para a Medida da Força de Levitação em Amostras Supercondutoras*”, apresentado por Rafael Salla, realizado 08-11/10, na Universidade Federal de São Carlos, SP-Brasil.
 10. Co-autor no XV Congresso de Iniciação Científica do trabalho: “*Estudo das Propriedades Magnéticas de Redes Junções Josephson*”, apresentado por Nascimento, Felipe M., realizado 08-11/10, na Universidade Federal de São Carlos, SP-Brasil.
 11. Expositor no SBPMat, “**VI Encontro da SBPMat, Brazilian MRS Meeting**“ 2007, com o trabalho: “*Structural and Transport Properties in $Pr_xY_{1-x}Ba_2Cu_3O_{7-d}$ Superconductors*”, realizado 28 de outubro até 01 de novembro de 2007, no Hotel Serhs Grand Hotel, em Natal – Rio Grande do Norte - Brasil.
 12. Co-autor no SBPMat, “**VI Encontro da SBPMat, Brazilian MRS Meeting**“ 2007, do trabalho: “*Influence of synthesis conditions on the properties of $Pr_xY_{1-x}Ba_2Cu_3O_{7-d}$ superconductor*”, de autoria C. Stari e, apresentado por Fernando M. Araújo-Moreira, realizado 28 de outubro até 01 de novembro de 2007, no Hotel Serhs Grand Hotel, em Natal – Rio Grande do Norte - Brasil.
 13. Co-autor no SBPMat, “**VI Encontro da SBPMat, Brazilian MRS Meeting**“ 2007, do trabalho: “*Magnetic Properties of tridimensional disordered Y-123 Josephson Junction Arrays*”, de autoria G.M. Cecato, apresentado por Fernando M. Araújo-Moreira, realizado 28 de outubro até 01 de novembro de 2007, no Hotel Serhs Grand Hotel, em Natal – Rio Grande do Norte - Brasil.
 14. Expositor no **XXXI Encontro Nacional de Física da Matéria Condensada**, realizado do 05-09/05/2008 em Águas de Lindóia – SP – Brasil, com o trabalho: “*Condições Ótimas de Síntese nos Supercondutores $Pr_xY_{1-x}Ba_2Cu_3O_{7-d}$* ”.
 15. Expositor no **XXXI Encontro Nacional de Física da Matéria Condensada**, realizado do 05-09/05/2008 em Águas de Lindóia – SP – Brasil, com o trabalho:

- “Manifestação de Transição de Vórtices Ancorados nas Curvas Características de Corrente-Voltagem não-linear de Supercondutores $Pr_x Y_{1-x} Ba_2 Cu_3 O_{7-d}$ ”.*
16. Co-autor no **XXXI Encontro Nacional de Física da Matéria Condensada**, realizado do 05-09/05/2008 em Águas de Lindóia – SP – Brasil, do trabalho: *“Estudo Numérico e Construção de Sistema Experimental para a Medida da Força de Levitação em Amostras Supercondutoras”.*
 17. Expositor no SBPMat, **“VII Encontro da SBPMat, Braziliam MRS Meeting”** 2008, com o trabalho: *“Detection of Josephson - Abrikosov vortex transition line in $Pr_x Y_{1-x} Ba_2 Cu_3 O_{7-d}$ polycrystalline superconductors”*, realizado do 28 de outubro até 2 de novembro de 2008, no Hotel Casa Grande Hotel Resort and Spa, em Guarujá– São Paulo - Brasil.
 18. Expositor no **“VII Brazilian School of Superconductivity and Workshop of Superconductivity and Magnetism”**, 2008, com o trabalho *“Revealing the Josephson – Abrikosov Vortex Transition line in $Pr_x Y_{1-x} Ba_2 Cu_3 O_{7-d}$ polycrystalline superconductors”*, realizado do 8-12/2008, Muro Alto - Permanbuco.
 19. Co-autor no **“VII Brazilian School of Superconductivity and Workshop of Superconductivity and Magnetism”**, 2008, com o trabalho *“Superconducting properties of $Y_x Pr_{1-x} Ba_2 Cu_3 O_{7-\delta}$ single crystals”*, realizado do 8-12/12/2008, Muro Alto - Permanbuco.
 20. Expositor no **“VII Brazilian School of Superconductivity and Workshop of Superconductivity and Magnetism”**, 2008, com o trabalho *“Construction of an Experimental System to Measure Levitation Force in High Temperature Superconductors”*, realizado do 8-12/2008, Muro Alto - Permanbuco.
 21. Autor do trabalho *“Unusually strong coherent response from grain-boundary Josephson network in polycrystalline $Pr_x Y_{1-x} Ba_2 Cu_3 O_{7-d}$ ”*, apresentado no **“VIII Encontro da SBPMat, Braziliam MRS Meeting e 11th Internacional conference on advanced Materials ICAM 2009”**, 20-25/09/2009 Rio de Janeiro – Brasil.
 22. Co-Autor do trabalho *“ Pr_{123} , superconductor or not?”*, apresentado no **“VIII Encontro da SBPMat, Braziliam MRS Meeting e 11th Internacional conference on advanced Materials ICAM 2009”**, 20-25/09/2009 Rio de Janeiro – Brasil.

E durante o presente trabalho de doutoramento foram publicados os seguintes artigos:

- C. Stari, V.A.G. Rivera, A.J.C. Lanfredi, C.A. Cardoso, E.R. Leite A.W. Momburu, F.M. Araujo-Moreira, **“Magnetic properties of polycrystalline $\text{Pr}_x\text{Y}_{1-x}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ”**, Journal of Magnetism and Magnetic Materials 320 (2008) e504–e506.
- V.A.G. Rivera, C. Stari, S. Sergeenkov, E. Marega, F.M. Araújo-Moreira, **“Manifestation of vortex depinning transition in nonlinear current–voltage characteristics of polycrystalline superconductor $\text{Pr}_x\text{Y}_{1-x}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ”**, Physics Letters A, doi:10.1016/j.physleta.2008.05.073 (2008).
- V.A.G. Rivera, S. Sergeenkov, C. Stari, L. Jr. Cichetto, C.A. Cardoso, E. Marega, F.M. Araújo-Moreira, **“Unusually strong coherent response from brain-boundary Josephson network in polycrystalline $\text{Pr}_x\text{Y}_{1-x}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ”**, Prisma v ZhETF, vol. 90 (5), 408 – 411 (2009).
- V.A.G. Rivera, S. Sergeenkov, C. Stari, L. Jr. Cichetto, C.A. Cardoso, E. Marega, F.M. Araújo-Moreira, **“Unusually strong coherent response from brain-boundary Josephson network in polycrystalline $\text{Pr}_x\text{Y}_{1-x}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ”**, ISSN 0021-3640, JETP Letters, 2009, Vol. 90, No. 5, pp. 365–369. © Pleiades Publishing, Ltd., 2009.

Artigos aceites para publicação:

- S. Sergeenkov, N. S. Souza, C. Speglich, V.A.G. Rivera, C. A. Cardoso, H. Pardo, A. W. Momburu and F. M. Araujo-Moreira, **“Temperature oscillations of magnetization observed in nanofluid ferromagnetic graphite”**, CM/332502/PAP/169731, Journal of Physics: Condensed Matter.
- S. Sergeenkov, N.S. Souza, C. Speglich, V.A.G. Rivera, C.A. Cardoso, H. Pardo, A.W. Momburu and F.M. Araujo-Moreira, **“Manifestation of finite temperature size effects in nanogranular magnetic graphite”**, JAP: MS #JC09-5302R, JOURNAL OF APPLIED PHYSICS.
- N. S. Souza, S. Sergeenkov, C. Speglich, V.A.G. Rivera, C.A. Cardoso, H. Pardo, A.W. Momburu, A.D. Rodrigues, O.F. de Lima and F.M. Araújo-Moreira, **“Synthesis, characterization and magnetic properties of room-temperature nanofluid ferromagnetic graphite”**, APL: MS #L09-07508R, APPLIED PHYSICS LETTERS.

➤ Ms. Ref. No.: PLA-D-09-01418

Title: **Manifestation of pi-contacts in magnetic field dependence of I-V characteristics for proximity-type 2D Josephson junction array**

Physics Letters A

Author: V.A.G. Rivera, S. Sergeenkov, E. Marega, and F.M. Araujo-Moreira.

E os seguintes artigos submetidos:

➤ **JETP**: Receipt of New Manuscript

Title: **Pinning of spiral fluxons by the Archimedean screws in $YBa_2Cu_3O_{7-d}$ single crystals: Josephson analog of the fishtail effect**

Author: S. Sergeenkov, L. Cichetto, V.A.G. Rivera, C. Stari, C. Cardoso, E. Marega, and F.M. Araujo-Moreira.