

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
FACULDADE DE FILOSOFIA, CIÊNCIAS E LETRAS DE RIBEIRÃO PRETO
PROGRAMA DE FÍSICA APLICADA À MEDICINA E BIOLOGIA

DESENVOLVIMENTO DE UM
BIOGRADIÔMETRO MULTICANAL SUPERCONDUTOR
COM SQUIDS DC PARA REGISTRO DE MEDIDAS DE
MAGNETOCARDIOGRAFIA FETAL

MATHEUS SACILOTTO DE MOURA

RIBEIRÃO PRETO

2011

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
FACULDADE DE FILOSOFIA, CIÊNCIAS E LETRAS DE RIBEIRÃO PRETO
PROGRAMA DE FÍSICA APLICADA À MEDICINA E BIOLOGIA

DESENVOLVIMENTO DE UM
BIOGRADIÔMETRO MULTICANAL SUPERCONDUTOR
COM SQUIDS DC PARA REGISTRO DE MEDIDAS DE
MAGNETOCARDIOGRAFIA FETAL

MATHEUS SACILOTTO DE MOURA

DISSERTAÇÃO SUBMETIDA AO PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA APLICADA À MEDICINA E BIOLOGIA DA FACULDADE DE FILOSOFIA, CIÊNCIAS E LETRAS DE RIBEIRÃO PRETO DA UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO COMO PARTE DOS REQUISITOS PARA A OBTENÇÃO DO TÍTULO DE MESTRE EM FÍSICA APLICADA À MEDICINA E BIOLOGIA.

ORIENTADOR: PROF. DR. EDER REZENDE MORAES

RIBEIRÃO PRETO

2011

AUTORIZO A REPRODUÇÃO TOTAL OU PARCIAL DESTE DOCUMENTO,
POR MEIO CONVENCIONAL OU ELETRÔNICO PARA FINS DE ESTUDO E PESQUISA,
DESDE QUE CITADA A FONTE.

FICHA CATALOGRÁFICA

Moura, M. S.

Desenvolvimento de um Biogradiômetro Multicanal Supercondutor com SQUIDS DC para Registro de Medidas de Magnetocardiografia Fetal / Matheus Sacilotto de Moura; orientador: Prof. Dr. Eder Rezende Moraes.

–Riberão Preto/SP, 2011.

85 p.

Dissertação (Mestrado – Programa de Pós-Graduação em Física Aplicada à Medicina e Biologia) – Faculdade de Filosofia, Ciências e Letras de Riberão Preto da Universidade de São Paulo.

SQUID, Magnetocardiografia Fetal, Biomagnetismo, Instrumentação Biomagnética

Banca Examinadora:

Prof. Dr.

Instituição:

Assinatura:

Prof. Dr.

Instituição:

Assinatura:

Prof. Dr.

Instituição:

Assinatura:

Agradecimentos

Meus sinceros votos de agradecimentos,

- à minha família pelo esforço imensurável e por todo auxílio que recebi em minha vida, em especial à minha mãe, Elvira, pelo amor incondicional, pelo incentivo e pelo suporte financeiro;

- à minha irmã e amiga, Karina, por todo apoio concedido e pela paciência;

- aos amigos, novos e antigos, pelo companheirismo e amizade durante esses anos, onde tivemos momentos intensos de diversão, longas conversas e boas risadas. Em especial, aos amigos de república e farra, Luis, Joel, Jó, Daniel, Marco Aurélio, Kana, Denis, Fernando, Sandro, Nunila, Jacqueline e Janaína e às amigas de graduação de Rio Preto, Denise, Jacyana, Ariadne, Érika e Michelly, que também optaram por fazer a pós em Ribeirão Preto. A boa convivência com todos foi essencial na conclusão do trabalho e me fez crescer como pessoa;

- aos técnicos Elcio, Aziani e Eldereis pela ajuda inestimável em alguns momentos do trabalho;

- à todos os outros funcionários e professores do Departamento de Física e Matemática. Em especial ao Prof. Dr. Oswaldo Baffa Filho, por seu empenho e preocupação, ao técnico de laboratório de Biomagnetismo Lourenço Rocha, pela sua amizade e grande ajuda na realização deste trabalho e a secretária Nilza, pela amizade e dedicação;

- às agência governamentais de fomento CAPES, CNPq e FAPESP pelo suporte financeiro.

Um agradecimento especial ao meu orientador Prof. Dr. Eder Rezende Moraes, com quem muito aprendi nesses anos. Sua amizade, os estímulos, a grande paciência, o apoio, a dedicação e também as críticas, me foram bastante valiosos durante o período de orientação.

Resumo

MOURA, M. S.. **Desenvolvimento de um Biogradiômetro Multicanal Supercondutor com SQUIDS DC para Registro de Medidas de Magnetocardiografia Fetal**. Dissertação(Mestrado) – Faculdade de Filosofia, Ciências e Letras de Ribeirão Preto, Universidade de São Paulo, Ribeirão Preto, 2011.

Neste projeto trabalhou-se no desenvolvimento de uma nova instrumentação para registrar medidas de campos magnéticos de origem biológica baseados em sensores SQUID e sistemas auxiliares, com o objetivo de usar este arranjo na aquisição de medidas de magnetocardiografia fetal (MCGf), que consiste no registro dos campos magnéticos gerados pela atividade cardíaca fetal, refletindo seus processos eletrofisiológicos. Esta técnica biomagnética além de ser bastante precisa para obter medidas de campo magnético originado do coração fetal, que é da ordem de dez picoteslas a poucos centímetros de distância do abdômen materno, também realiza medidas de forma não-invasiva, o que a torna bastante promissora. Contudo, não se conseguiu a sensibilidade desejada do sistema biogradiométrico, sendo alcançada uma sensibilidade capaz de detectar o sinal magnetocardiográfico (MCG) de um sistema cardíaco desenvolvido, que é da ordem de $100 pT$. Neste trabalho reuniu-se, ainda, toda a informação obtida pelo grupo de biomagnetismo no decorrer dos últimos anos referente ao sistema biogradiométrico multicanal.

Palavras-Chave: SQUID, Magnetocardiografia Fetal, Biomagnetismo, Instrumentação Biomagnética

Abstract

MOURA, M. S.. **Development of a Superconductor Multichannel Biogradiometer with SQUIDs DC for use in Foetal Magnetocardiography**. Dissertation(Master) – Faculdade de Filosofia, Ciências e Letras de Ribeirão Preto, Universidade de São Paulo, Ribeirão Preto, 2011.

In this project we worked in the developing of a new instrumentation for measure magnetic fields of biological source based in SQUID sensors and auxiliares systems, with aim of use this suite in measures of fetal magnetocardiography (fMCG), that is the recording of the magnetic fields generated by the fetal heart's activity, reflecting the electrophysiological processes that happen in it. This biomagnetic technique besides to be accurate enough to obtain measures of the magnetic field originated from the fetal heart, that is of the order of ten picoteslas at a few centimeters distance from the maternal abdomen, also realizes measures in outside sections at the mother's body turning it so promise. However, not obtained the desired sensitivity of the biogradiometer system, achieving just a sensitivity capable of detecting the magnetocardiography (MCG) signal of a developed cardiac system, which is about 100 pT . This work has met, yet, all information obtained by the biomagnetism group over the past years referent to the multichannel biogradiometer system.

Keywords: SQUID, Fetal Magnetocardiography, Biomagnetism, Biomagnetic Instrumentation

Lista de Figuras

1	<i>Ondas presentes em um ciclo elétrico cardíaco e respectivos intervalos.</i>	3
2	<i>Perda da resistência elétrica do mercúrio à baixa temperatura (figura extraída do trabalho original de Onnes, 1911).</i>	7
3	<i>Distribuição do Fluxo Magnético sobre um Material Diamagnético Perfeito (figura adaptada da figura 2.1 de Rhoderick et al., 1978).</i>	8
4	<i>Comportamento de um supercondutor e de um condutor perfeito (figura adaptada da figura 2.2 de Rhoderick et al., 1978).</i>	9
5	<i>Decaimento exponencial de um campo magnético no interior de um supercondutor.</i>	11
6	<i>Representação esquemática para o modelo clássico da atração entre elétrons devido a interação com a rede.</i>	13
7	<i>Representação do gap de energia em função da temperatura (adaptada da figura 9.8 de Rhoderick et al., 1978).</i>	14
8	<i>Constatação prática do efeito Isotópico em um gráfico de T_c vs $1/\sqrt{A}$ para isótopos de mercúrio.</i>	16
9	<i>Curva do campo magnético aplicado em um material supercondutor (figura adaptada de Ortemann et al., 1998).</i>	17
10	<i>Fluxo de corrente em um caminho fechado qualquer numa região supercondutora que delimita uma região normal. Mostra-se também uma representação figurada das diferentes localizações que os pares de Cooper podem estar, o que gera uma diferença de fase entre dois pares quaisquer.</i>	18
11	<i>Curva característica de tensão versus corrente em uma junção Josephson. Modificado de Kittel, 1978.</i>	20
12	<i>SQUID DC. As junções Josephson são representadas por uma cruz. Resistores são utilizados para diminuir o efeito de histerese.</i>	21
13	<i>Dependência da densidade de corrente com o fluxo magnético total que atravessa o anel de um SQUID DC.</i>	23

14	<i>Voltagem em função da corrente e do fluxo magnético em SQUIDs DC. A diferença de fase entre o valor inteiro e o valor semi-inteiro do fluxo gera uma voltagem periódica com amplitude definida. A corrente utilizada foi de $31\mu\text{A}$. Figura extraída de Weinstock, 1995.</i>	25
15	<i>Esquema do circuito de sistema SQUID DC. Figura modificada de Romani et al., 1982.</i>	26
16	<i>Modelos de espiras de detecção para medidas biomagnéticas sendo a) magnetômetro, b) gradiômetro de primeira ordem, c) gradiômetro diagonal, d) gradiômetro de segunda ordem, e) gradiômetro de primeira ordem assimétrico e f) gradiômetro de segunda ordem assimétrico. Figura extraída de Williamson et al., 1981.</i>	27
17	<i>Estrutura cardíaca e esquema do circuito do fluxo sanguíneo através das câmaras e válvulas cardíacas. Figura modificada de Guyton et al., 2006.</i>	31
18	<i>Geometria para o cálculo do campo magnético devido à corrente de dipólo p_x ao longo do eixo x. Extraído de Russel et al., 2006.</i>	34
19	<i>Esquema dos componentes em um SQUID da SUPRACON. L_{in} é a indutância da bobina de entrada e L_{fb} é a indutância da bobina de feedback.</i>	38
20	<i>Dimensões dos chips dos SQUIDs SUPRACON e PTB e principais especificações dos pontos de solda. Todos os valores estão em mm.</i>	39
21	<i>Ilustração do insert utilizado no sistema biogradiométrico. Na imagem amplificada, mostra-se um SQUID no interior do cilindro de cobre.</i>	41
22	<i>Ilustração do gradiômetro de segunda ordem utilizado no sistema biogradiométrico. As pontas dos fios de nióbio são ligadas aos parafusos do SQUID.</i>	42
23	<i>Ilustração do dewar e de parte da eletrônica do SQUID.</i>	43
24	<i>Esquema geral do arranjo experimental usado na obtenção de medidas de MCG. Modificado de Kandori et al., 2001.</i>	44
25	<i>Painel de controle do software de aquisição de sinais.</i>	46
26	<i>Painel de configuração de dados do software de aquisição de sinais.</i>	48

27	<i>Painel de visualização e aquisição de dados do software de aquisição de sinais.</i>	49
28	<i>Curvas de tempo versus amplitude de voltagem obtidas utilizando SQUIDs acoplados a gradiômetros de segunda ordem e simulação de onda triangular.</i>	57
29	<i>Voltagem em função do tempo, em unidades arbitrárias (u. a.). Imagem obtida com sistema monocanal utilizando o SQUID 0556, da SUPRACON.</i>	57
30	<i>Sinais magnetocardiográficos de voluntários adultos obtidos utilizando SQUID DC acoplado a gradiômetro de segunda ordem.</i>	58
31	<i>Principal ruído observado na tela do software durante a aquisição de sinais magnetocardiográficos em voluntários adultos.</i>	59
32	<i>Curva ideal do fator de qualidade Q de filtro do tipo Notch. Gráfico de intensidade versus frequência em que Ω_0 é a frequência Notch. .</i>	60
33	<i>Curva de voltagem versus frequência de filtros do tipo Notch individuais e conectados em série.</i>	61
34	<i>Ilustração da conexão dos componentes eletrônicos em filtros do tipo Notch.</i>	62
35	<i>Sinal cardíaco simulado na presença de ruído adquirido com a eletrônica de pré-processamento do sistema biogradiométrico em que estão inseridos filtros analógicos do tipo passa-baixo (250 Hz), do tipo Notch (60 Hz) e amplificador de sinal.</i>	62
36	<i>Sinal cardíaco simulado na presença de ruído adquirido com filtros analógicos do tipo passa-baixo e amplificadores de sinal. Esta foi a configuração que melhor apresentou resultados.</i>	63
37	<i>Sinal cardíaco simulado na presença de ruído adquirido com filtros analógicos do tipo Notch. Nesta configuração há perda completa do sinal simulado.</i>	64
38	<i>Sinal cardíaco simulado na presença de ruído adquirido sem a utilização de filtros e amplificadores analógicos.</i>	64

39	<i>Tela de aquisição de dados mostrando aquisição sincronizada (superior) e não sincronizada (inferior). A amplitude de ruído é (10 ± 2) mV em ambas as aquisições.</i>	65
40	<i>Registro MCG na presença de ruído e respiração (a) e após aplicação do filtro de média móvel (b) obtido com o SQUID 0246, da SUPRACON, no canal 3 do sistema biogradiométrico.</i>	66
41	<i>Configuração FLL. Não há SQUID no canal 7 e no canal 4 o fio que ligava o feedback do SQUID com a eletrônica de controle rompeu-se.</i>	67
42	<i>Variação da amplitude de onda triangular conforme se aproxima da caixa de filtros e amplificadores detectada pelos SQUIDs que estavam se apresentando mais sensíveis estando, no momento da imagem, na configuração FOL.</i>	70
43	<i>Sistemas simulados com bobinas quadradas para verificação do campo magnético no interior de uma caixa cúbica.</i>	81
44	<i>Simulação do campo magnético gerado por bobinas quadradas e captado por gradiômetros de segunda ordem.</i>	82
45	<i>Distância vetorial aproximada do gradiômetro central para os laterais no sistema multicanal simulado.</i>	83
46	<i>Simulação do efeito do campo magnético em função do eixo z em gradiômetros de segunda ordem do sistema magnetocardiográfico multicanal.</i>	83
47	<i>Gráfico, em três dimensões, para o campo magnético simulado com o uso de bobinas quadradas dispostas conforme descrito no sistema 1, em $z=0$.</i>	84
48	<i>Curvas experimental e simulada de z versus $B_z(x,y,z)$. A corrente utilizada em ambos os casos foi de 0,7 Ampères.</i>	85

Lista de Tabelas

1	<i>Parâmetros do SQUID à temperatura de 4,2 K, onde I_c é a corrente crítica do SQUID, R é a resistência, ΔV é a voltagem de saída, $1/M_{INP}$ é a relutância na bobina de entrada e $1/M_{FB}$ é a relutância na bobina de feedback.</i>	40
2	<i>Resistência dos SQUIDs e das bobinas de detecção à temperatura ambiente. * Dados não fornecidos pelo fabricante.</i>	40
3	<i>Ponto de trabalho dos SQUIDs não acoplados e acoplados a gradiômetros de segunda ordem, em unidades arbitrárias. *Sem medidas para estes SQUIDs.</i>	55
4	<i>I_{bias} do fabricante/I_{bias} experimental com SQUIDs não acoplados e acoplados a gradiômetros, em μA por unidade de corrente. *Valores não obtidos para estes SQUIDs.</i>	55
5	<i>Amplitudes máximas das ondas triangulares e do ruído ambiental captadas pelos SQUIDs não acoplados e acoplados aos gradiômetros, respectivamente, em mV.</i>	56
6	<i>Amplitudes, em mV, obtidas com o SQUID 0556, da SUPRACON, nos 7 canais do sistema biogradiométrico, sendo o erro experimental de 100 mV. * Amplitudes medidas em dois momentos distintos. ** O trimmer da placa deste canal estava difícil de ser ajustado, estando a curva do sinal bastante instável e saturando-se facilmente.</i>	68
7	<i>Amplitudes máximas, em mV, obtidas nos sete canais do sistema biogradiométrico, em que variou-se o resistor de feedback da placa de controle do SQUID, sendo o erro experimental de 100 mV. O canal 7 estava vazio.</i>	68
8	<i>Variação do campo magnético nos três sistemas.</i>	82

Sumário

1	<i>Introdução</i>	1
2	<i>Revisão Teórica</i>	5
2.1	<i>Introdução à Supercondutividade</i>	5
2.1.1	<i>Propriedades Características Fundamentais de Supercondutores</i>	6
2.1.2	<i>Teorias da Supercondutividade</i>	9
2.1.3	<i>Efeito Josephson</i>	19
2.1.4	<i>Biogradiômetros</i>	20
2.2	<i>Introdução à Anatomia e Fisiologia Cardíaca Fetal</i>	29
2.2.1	<i>Anatomia Fisiológica do Músculo Cardíaco</i>	30
2.2.2	<i>O Potencial de Ação e a Origem do Campo Magnético Cardíaco</i>	32
2.3	<i>A Vernix Caseosa</i>	35
3	<i>Materiais e Metodologia</i>	37
3.1	<i>Materiais</i>	37
3.1.1	<i>O Sistema Biogradiométrico</i>	37
3.1.2	<i>Software de Controle e Aquisição de Sinais</i>	44
3.1.3	<i>Sistema Complementar: a Recuperação do Gás Hélio</i>	50
3.2	<i>Metodologia</i>	50
3.2.1	<i>Procedimento padrão para utilização do sistema biogradiométrico</i>	50
3.2.2	<i>Utilizando o Sistema de Controle para Detecção de Sinais</i>	52
3.2.3	<i>Procedimentos Experimentais</i>	53
4	<i>Resultados</i>	55
4.1	<i>Ponto de Trabalho dos SQUIDs e suas respectivas Amplitudes</i>	55
4.2	<i>Detecção do Sinal MCG adulto</i>	58
4.2.1	<i>Filtros Eletrônicos do tipo Notch e estimativa da Atenuação do Ruído Ambiental</i>	59
4.2.2	<i>Filtro Digital - Média Móvel</i>	64

4.3	<i>Testes das Placas e Canais</i>	67
5	<i>Discussões</i>	69
6	<i>Conclusões</i>	72
7	<i>Referências Bibliográficas</i>	73
8	<i>Apêndice</i>	77
8.1	<i>A Equação Josephson DC</i>	77
8.2	<i>Configuração dos Dispositivos Eletrônicos das Placas de Processamento de Sinais dos SQUIDS</i>	79
8.3	<i>Gráficos da Simulação do Campo Magnético Obtido por Três Pares de Bobinas Quadradas Dispostas de Forma Tridimensional</i>	80

1 *Introdução*

A magnetocardiografia, como o próprio nome sugere, é uma técnica empregada na detecção e monitoramento de sinais cardíacos em que estes refletem os processos eletrofisiológicos do coração. Tal técnica tornou-se possível após a descoberta do efeito Josephson em 1962, pois com a compreensão deste efeito pôde-se desenvolver um sistema magnetômetro capaz de registrar campos magnéticos pouco intensos, como é o caso do campo proveniente do coração fetal, que é da ordem de 1 picotesla se medido a poucos centímetros de distância do abdômen materno. Dentre as importâncias desse monitoramento, ainda na fase gestacional, está o fato de que anomalias congênitas cardíacas são mais frequentes do que anomalias em quaisquer outros órgãos. Desta forma, o bem-estar fetal está diretamente relacionado com sua atividade cardíaca (ZHAO *et al.*, 2002). A possibilidade e a necessidade de se monitorar o coração fetal ganhou um forte impulso nos últimos anos devido a uma série de importantes resultados experimentais tais como:

- a descoberta de uma relação entre o crescimento fetal anormal e o desenvolvimento de doenças na fase adulta (BARKER, 1999; SIGNORINI *et al.*, 2003), como hipertensão e diabetes;
- a documentação de casos de arritmia cardíaca e doenças cardíacas congênitas (WAKAI *et al.*, 1998; WAKAI *et al.*, 2010);
- o estudo do crescimento intrauterino retardado de fetos assim como a gestação de gêmeos (MENSAH-BROWN *et al.*, 2010).

A primeira tentativa de registrar a atividade elétrica cardíaca fetal foi realizada em 1906, por Cremer. Com uma série de eletrodos fixados no abdômen materno e usando uma espira de detecção, ao amplificar o sinal ele conseguiu registrar os primeiros picos QRS fetais. Durante o decorrer do século XX numerosas melhorias foram feitas nos equipamentos de eletrocardiografia fetal (ECGf) assim como no entendimento da propagação do sinal cardíaco, porém esta técnica não trazia, ainda, resultados confiáveis. Já o primeiro magnetocardiograma fetal (MCGf) foi medido em 1974, por Kariniemi. Atualmente, a técnica de ultra-som é a mais comum para monitorar o batimento cardíaco fetal. Ela é baseada em ondas ultra-sônicas com frequências em megahertz que são refletidas em

diferentes interfaces dentro do abdômen materno e no feto.

Cada técnica citada acima possui suas vantagens e desvantagens. Por exemplo, a imagem do ultra-som permite a investigação da morfologia cardíaca fetal e o estudo do funcionamento mecânico cardíaco. Embora técnicas como ECG e MCG fetal não possam revelar a morfologia cardíaca, elas permitem o estudo da ativação elétrica do coração fetal, que é a origem do funcionamento mecânico cardíaco. As três são rotuladas como não-invasivas, porém a ultra-sonografia conta com a transmissão de ondas sonoras para o corpo, enquanto que a MCGf não faz uso de nenhum contato com o abdômen materno nem transmite nenhuma onda sonora ou radioativa, uma vez que ela só detecta o campo magnético, ou seja, a MCGf é uma técnica completamente não-invasiva. Stanton *et al.*, 2001, encontraram que o diagnóstico por ultra-som induz uma mudança no número de células mitóticas e apoptóticas no intestino de ratos. Em estudos realizados por Tarrant *et al.*, 1995, fetos de macacos que foram frequentemente expostos pelo ultra-som mostraram uma redução de massa no nascimento e uma redução no número de glóbulos brancos. Portanto, de acordo com esses estudos a ultra-sonografia deveria ser limitada afim de evitar a degeneração do tecido com o feixe ultra-sônico. Outra desvantagem na utilização do ultra-som está na cardiocografia. Neste método, registra-se graficamente a frequência cardíaca fetal sendo necessária a utilização de uma cinta elástica que segura o transdutor ultra-sônico no abdômen materno. Esta cinta é desconfortável para a mãe e necessita ser continuamente reposicionada para manter o coração alinhado ao transdutor. Por outro lado, os registros de MCGf são realizados em câmaras magneticamente blindadas e são necessários complexos sistemas magnetômetros, o que requer uma arduosa atenção técnica.

O ciclo cardíaco é constituído por um conjunto de ondas:

- **Onda P:** é a primeira onda de cada batimento. Corresponde à despolarização dos átrios.
- **Complexo QRS:** após a onda P, têm origem as ondas Q, R e S. É comum essas três ondas serem tratadas como um conjunto, conhecido como complexo QRS. Este complexo surge devido à corrente elétrica causar a contração dos ventrículos, que

por sua vez bombeia o sangue para o corpo. Anomalias no complexo QRS podem ser indicadores de patologias graves.

- **Onda T:** corresponde à repolarização dos ventrículos e à preparação para um novo ciclo cardíaco.

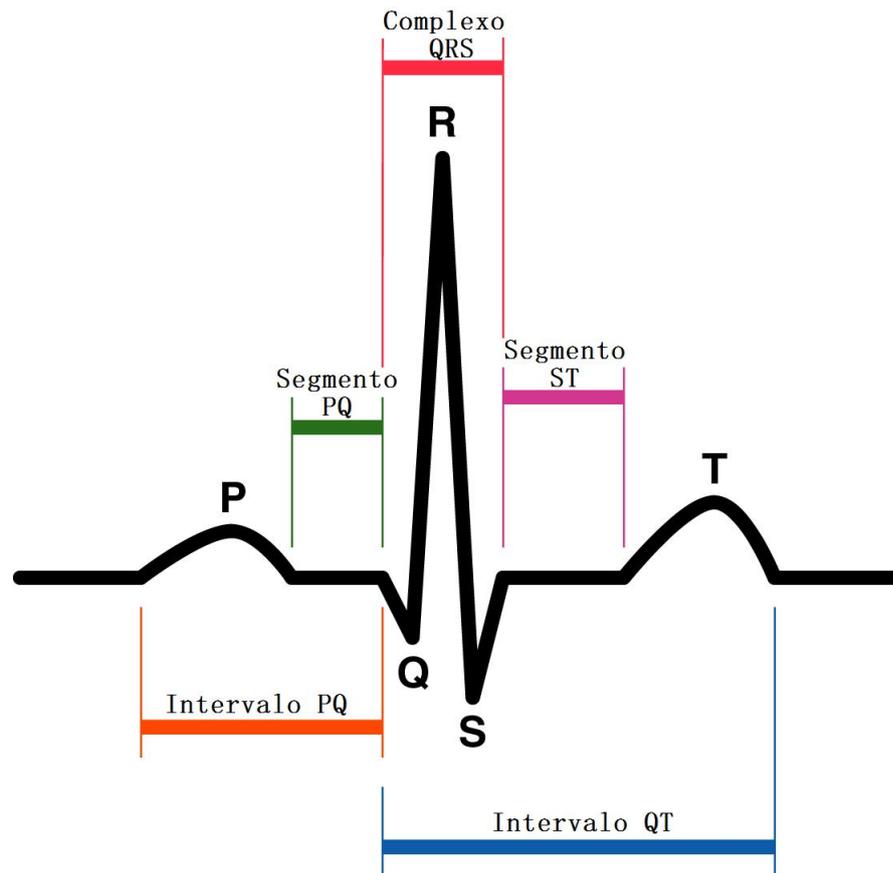


Figura 1: Ondas presentes em um ciclo elétrico cardíaco e respectivos intervalos.

Pode-se mensurar a confiabilidade das técnicas levando-se em conta três aspectos da atividade elétrica cardíaca: a duração, a amplitude e a frequência das ondas de despolarização e repolarização. A magnetocardiografia fetal tem uma excelente definição da amplitude da função de onda como resolução temporal (ARAÚJO *et al.*, 1999; WAKAI, 2004), o que torna possível medir o batimento cardíaco pico-à-pico, isto é, determinar o ritmo cardíaco através do intervalo RR definido por dois picos R sucessivos, além de mostrar uma boa razão sinal/ruído durante o período gestacional. Já a ultra-sonografia reduz pela metade a frequência das ondas cardíacas, além de sugerir informações errôneas durante os intervalos em que o ruído inibe a detecção da frequência cardíaca fetal ou

especialmente durante os casos de alta variabilidade da frequência cardíaca fetal. Além disso, devido as estratégias empregadas no processamento do sinal, a variabilidade do batimento pico-à-pico pode não ser observada.

Diante dos relatos mencionados acima acredita-se que a técnica de MCGf trará diagnósticos mais precisos que os atuais e poderá auxiliar nos tratamentos ao fazer uma identificação pré-cirúrgica de áreas afetadas sem ser necessário usar métodos invasivos aos pacientes. Nesta perspectiva, este trabalho pretende integrar informações disponíveis na literatura com o auxílio no desenvolvimento de uma nova instrumentação de baixo custo para medidas de campos magnéticos baseada em sensores SQUIDs e sistemas auxiliares.

A seguir, apresenta-se uma revisão teórica sobre os principais conceitos abordados nesta dissertação. Desta forma, descreve-se, a princípio, a literatura da teoria da supercondutividade, dando ênfase às suas histórias e efeitos. Em seguida, é feita uma breve abordagem sobre anatomia e eletrofisiologia cardíaca fetal, além de ser comentado a respeito de uma camada cerosa que se desenvolve em torno do embrião entre o sexto mês e o término da gestação. O próximo capítulo trata do sistema biogradiométrico. Será visto seu procedimento de utilização e as características dos materiais que o constituem, além de ser descrito o *software* que o controla. Por fim, serão mostrados, analisados e discutidos os resultados obtidos com esse sistema.

2 *Revisão Teórica*

Neste capítulo será feita uma revisão dos conceitos teóricos necessários para a realização do presente trabalho. O desenvolvimento do sistema biogradiométrico multicanal supercondutor e a incorporação deste na aquisição de sinais biomagnéticos pouco intensos, de origem cardíaca fetal, requer uma boa base de informação à respeito de supercondutividade, dispositivos supercondutores de interferência quântica (SQUIDs - do termo inglês Superconductor QUantum Interference Devices), anatomia, fisiologia e origem do campo magnético cardíaco. Sobre esta perspectiva será descrito, primeiramente, as propriedades gerais e as teorias mais importantes que levaram à compreensão do fenômeno da supercondutividade, além de descrever o funcionamento de SQUIDs e gradiômetros. A seguir, será estudada a anatomia cardíaca dando ênfase para a formação do coração fetal. Serão apresentados, deste modo, todos os conceitos envolvidos no processo de construção e compreensão deste trabalho.

2.1 *Introdução à Supercondutividade*

Supercondutividade é o fenômeno no qual a resistividade de alguns materiais, chamados de supercondutores, perde a resistência ao fluxo de corrente elétrica quando estão abaixo de uma temperatura de transição característica, denominada temperatura crítica ou temperatura de transição supercondutora (T_c), diferente de material para material. Atualmente, já foi verificado esse fenômeno em aproximadamente metade dos elementos metálicos, contudo muitos outros materiais também exibem supercondutividade, incluindo um número de componentes não-metálicos e alguns sais orgânicos.

O primeiro supercondutor a ser descoberto foi o mercúrio, em 1911, por Kamerlingh Onnes. Onnes observou que abaixo da temperatura crítica, um material supercondutor exibe duas propriedades características fundamentais que dão origem aos demais fenômenos observados nesse estado. São elas: *resistência elétrica nula*, manifestada pela ausência da dissipação da energia e *diamagnetismo*, manifestado pela minimização ou completa inexistência do fluxo magnético do interior do material. Mais tarde verificou-se

que existem dois tipos de supercondutores, uns que excluem em sua totalidade o fluxo magnético aplicado, conhecidos como supercondutores do Tipo I e outros que permitem a penetração do campo magnético aplicado pois a transição para o estado supercondutor acontece de forma gradual, sendo possível observar a presença de um estado intermediário. Estes foram denominados de supercondutores do Tipo II. Outra característica marcante que diferencia esses dois tipos de supercondutores é a temperatura de transição para o estado supercondutor. Nos materiais do Tipo I a transição acontece de forma abrupta, sendo a temperatura crítica extremamente baixa (próxima ao zero absoluto) que, segundo a teoria BCS (proposta por Bardeen, Cooper e Schrieffer), é necessária para diminuir a frequência das vibrações dos átomos da rede do supercondutor, o que permite o fluxo dos pares de elétrons pelo material. Já em materiais do Tipo II as temperaturas críticas são, em geral, muito mais altas. Entra, no escopo deste trabalho, apenas o estudo de materiais supercondutores do tipo I, pois em biomagnetismo é desejado que a mudança do estado normal para o estado supercondutor seja abrupta para ser possível desconsiderar a resistência elétrica do material.

2.1.1 Propriedades Características Fundamentais de Supercondutores

Serão discutidas, na sequência, as propriedades macroscópicas fundamentais de supercondutores.

Resistência Elétrica Nula

A resistência nos supercondutores tende a zero a partir de uma determinada temperatura que depende da composição química do supercondutor.

A descoberta dessa característica por Kammerlingh Onnes, em 1911, deu início a supercondutividade. Em suas pesquisas esperava-se um comportamento proporcional entre a temperatura e a resistência elétrica, isto é, com a queda da temperatura deveria haver também uma queda na resistência devido a diminuição na amplitude das deformações da estrutura metálica. Contudo, Onnes observou que a resistência do metal mercúrio caía inesperadamente a zero próximo à temperatura de 4 K, como mostra a figura 2.

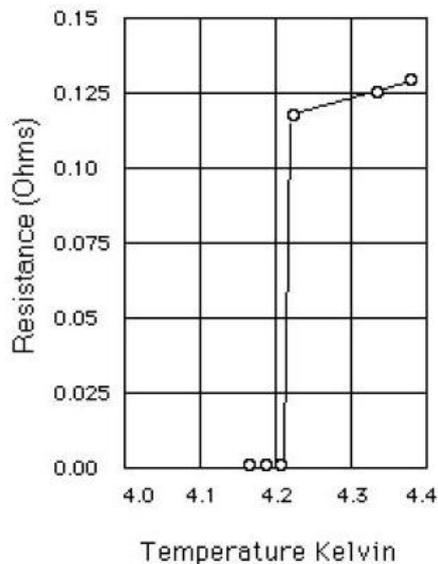


Figura 2: Perda da resistência elétrica do mercúrio à baixa temperatura (figura extraída do trabalho original de Onnes, 1911).

Diamagnetismo Perfeito e o Efeito Meissner

Materiais diamagnéticos são materiais que, quando localizados em um campo magnético \mathbf{B} , tentam minimizar a densidade de fluxo magnético em seu interior, sendo o campo magnético descrito pela equação

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H} (1 + \chi) \quad (1)$$

onde μ_0 é a permeabilidade magnética do espaço livre, \mathbf{H} é o campo magnético aplicado e χ é a susceptibilidade magnética.

Esse efeito tem sua origem no movimento orbital dos elétrons ao redor dos átomos, pois cria, desta forma, pequenos movimentos circulares de correntes que acabam por gerar campo magnético. Em geral, quando se aplica um campo magnético externo, o campo magnético gerado tende a se alinhar de tal forma que se opõe ao campo aplicado. No caso dos materiais condutores, além do alinhamento do movimento orbital dos elétrons, são induzidas, também, correntes de blindagem, responsáveis por cancelar ou parte ou totalmente o campo magnético no seu interior. Quando se cancela totalmente o campo magnético diz-se que o material é um condutor ideal e tem, neste caso, o chamado

diamagnetismo perfeito. Assim, diamagnéticos perfeitos são materiais capazes de expelir toda linha de campo magnético de seu interior, de forma que $\mathbf{B} = 0$ e, conseqüentemente, $\chi = -1$, de acordo com a equação 1. Sendo $\chi = \mathbf{M}/\mathbf{H}$, a magnetização \mathbf{M} possui mesma magnitude, mas direção oposta ao campo aplicado \mathbf{H} , expulsando-o, como indica a figura 3.

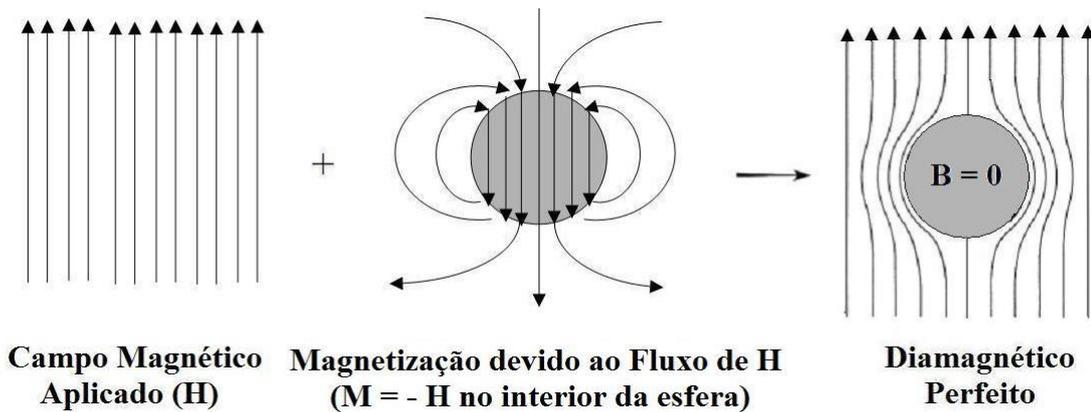


Figura 3: Distribuição do Fluxo Magnético sobre um Material Diamagnético Perfeito (figura adaptada da figura 2.1 de Rhoderick *et al.*, 1978).

Essa expulsão do fluxo magnético em materiais supercondutores é conhecida como Efeito Meissner. Além da expulsão do campo magnético, observado na figura 3, que acontece quando o supercondutor está na presença de um campo magnético aplicado e é resfriado abaixo de sua temperatura crítica, outro aspecto distinto ocorre no efeito de diamagnetismo perfeito em supercondutores: a exclusão do fluxo magnético. Este acontece quando um material que se encontra no estado normal (figura 4.a) é resfriado abaixo de sua temperatura crítica (figura 4.b), passando para um estado supercondutor sem qualquer campo presente e é então colocado em um campo magnético externo (figura 4.c). Desta forma, o campo é excluído do supercondutor e este volta ao seu estado inicial quando não houver mais a presença do campo magnético aplicado (figura 4.d). A figura 4 mostra ainda o que aconteceria caso não existisse esse efeito. Aplicando um campo magnético no material ainda acima da sua temperatura crítica (figura 4.e) e, então, resfriando o sistema, a perda da resistência elétrica não afetaria a magnetização e o fluxo permaneceria inalterado (figura 4.f). De acordo com as Equações de Maxwell, ao se retirar o campo externo, correntes permanentes seriam vistas no sistema (figura 4.g), originando, assim, um condutor perfeito.

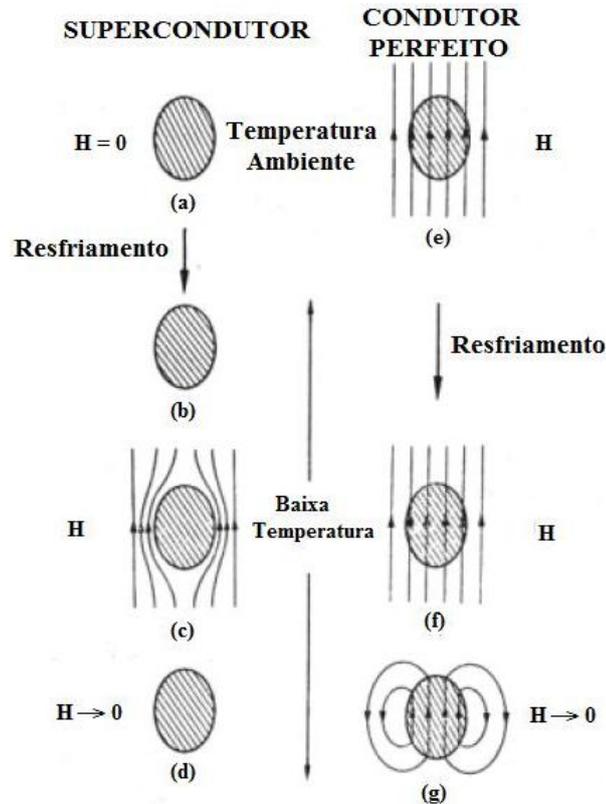


Figura 4: Comportamento de um supercondutor e de um condutor perfeito (figura adaptada da figura 2.2 de Rhoderick *et al.*, 1978).

Um detalhe histórico curioso é que o efeito Meissner foi descoberto em 1933 por uma parceria entre W. Meissner e R. Ochsenfeld.

2.1.2 Teorias da Supercondutividade

Muitas proposições surgiram após a descoberta do fenômeno da supercondutividade até que uma teoria fosse definitivamente aceita por conseguir explicar, de forma satisfatória, os efeitos observados com os experimentos práticos. A teoria em questão é denominada BCS devido ser as iniciais dos sobrenomes de seus fundadores. Ela explica a interação microscópica entre elétrons e como estes, unidos em pares, dão à supercondutividade um carácter quântico. Contudo, a teoria BCS é um caso particular válido somente para materiais supercondutores do Tipo I. Serão apresentadas nesta seção algumas das

principais teorias que contribuíram para a compreensão da supercondutividade.

Teoria de London

Proposta em 1935 pelos irmãos Fritz e Heinz London, foi a primeira teoria que contribuiu para explicar o Efeito Meissner. Eles seguiram a ideologia do modelo supercondutor de dois fluídos, estabelecida um ano mais cedo, por Gorter e Casimir, a qual diz que abaixo da temperatura crítica, no material, existem elétrons supercondutores numa concentração $n_s(T)$ e também elétrons normais numa concentração $n(T) - n_s(T)$ (onde n é a concentração total dos elétrons) (FERNANDES *et al.*, 1995). Assim, a densidade dos elétrons supercondutores diminui com o aumento da temperatura se esta não ultrapassar seu ponto crítico e, quando isso ocorrer, tal densidade será anulada completamente. Para $T \rightarrow 0K$, a corrente de elétrons supercondutores flui com resistência quase nula, no material. Os irmãos London, fazendo uso das equações de Maxwell, obtiveram em seus cálculos que o comprimento de penetração λ_L do campo magnético no material é uma variável inversamente proporcional à raiz quadrática da densidade dos elétrons supercondutores:

$$\lambda_L = \sqrt{\frac{mc^2}{4\pi n_s e^2}} \quad (2)$$

onde este comprimento é válido para partículas com massa m e carga q , sendo c a velocidade da luz. Relacionaram, então, o campo magnético \mathbf{B} com a densidade de corrente \mathbf{J} obtendo a chamada Segunda Equação de London,

$$\mathbf{B} = -\mu_0 \lambda_L^2 \nabla \times \mathbf{J} \quad (3)$$

já que a Primeira Equação está relacionada com o campo elétrico. Assim, como complemento das equações de Maxwell, os irmãos London estabeleceram também as equações para o campo eletromagnético num supercondutor, as quais conseguiam explicar a ausência da resistência à corrente contínua e o diamagnetismo perfeito. A solução da equação 3 mostra que um campo magnético aplicado num material supercondutor decai exponencialmente com a distância, chegando a ser nulo numa certa profundidade, explicando,

assim, o efeito Meissner. A figura 5 ilustra essa atenuação do campo magnético.

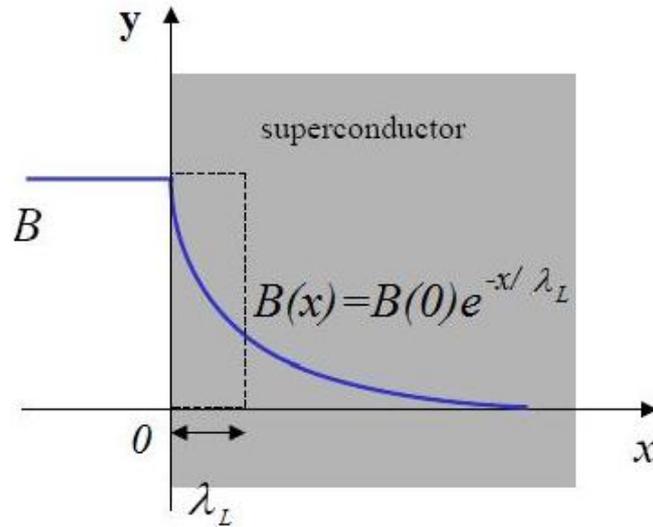


Figura 5: Decaimento exponencial de um campo magnético no interior de um supercondutor.

Contudo, a teoria de London ainda trazia algumas limitações como o fato de ela ser essencialmente clássica, por exemplo, ao considerar elétrons se locomovendo e realizando interações como partículas clássicas. As teorias posteriores satisfizeram essa condição ao supor que havia uma discretização de energia nas interações da rede, o que deu a supercondutividade um aspecto quântico.

Teoria de Ginzburg-Landau

Proposta em 1950 por Vitaly Lazarevich Ginzburg e Lev Landau, essa teoria, também conhecida como modelo dos dois fluidos, é uma complementação das ideias dos irmãos London inovada pelo carácter quântico. Assim, também foi suposta a coexistência, abaixo da temperatura crítica do material, de elétrons normais e supercondutores onde a densidade dos elétrons supercondutores está relacionada com uma função de onda dependente das coordenadas espacial e temporal $\Psi(\mathbf{r}, t)$, e que

$$\begin{cases} \Psi = 0, se T > T_c \\ \Psi \neq 0, se T < T_c \end{cases}$$

Ginzburg e Landau concluíram que para $T \rightarrow T_c$ (sendo $T < T_c$), os estados normal e supercondutor coexistiam em equilíbrio e possuíam densidades eletrônicas iguais.

A partir dessa constatação foi possível definir vários parâmetros físicos que descrevem o comportamento de um material próximo à temperatura de transição do estado normal para o supercondutor. Dentre os parâmetros mais importantes, estão dois comprimentos característicos: o comprimento de coerência ξ e o comprimento de penetração λ . $\xi(T)$ foi definido, posteriormente, como a distância espacial aproximada dos pares de Cooper, dado por

$$\xi(T) = \sqrt{\frac{\hbar^2}{2m|\alpha|}} \quad (4)$$

sendo que m é a massa efetiva dos pares de Cooper e α é uma variável proporcional à temperatura dos pares e à temperatura crítica do material. Já o comprimento de penetração λ , proposto também na teoria de London, ganha carácter quântico uma vez que λ é inversamente proporcional à densidade de elétrons supercondutores n_s , sendo que $n_s = |\Psi|^2$. Assim, o comprimento de penetração é dado por

$$\lambda(T) = \sqrt{\frac{m}{4\mu_0 e^2 |\Psi|^2}} \quad (5)$$

para uma carga efetiva e . A razão λ/ξ ficou conhecida na teoria da supercondutividade como parâmetro Ginzburg-Landau (κ). Assim, em materiais supercondutores do Tipo I têm-se $0 < \kappa < 1/\sqrt{2}$ e em supercondutores do Tipo II, $\kappa > 1/\sqrt{2}$.

As considerações feitas com base nessa teoria permitiram concluir que materiais supercondutores possuem a existência de um ordenamento no fluxo dos elétrons e, devido a essa característica, os elétrons podem ser descritos por uma única função de onda, diferentemente do que ocorre nos casos em que o material está no estado normal, necessitando a função de onda de n elétrons ser descrita para as n coordenadas espaciais, ou seja, $\Psi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \dots, \mathbf{r}_n, t)$. Contudo, a teoria ainda não explicava o comportamento de Bose-Einstein, isto é, não se entendia como uma fração finita de elétrons, que possuem spin com número semi-inteiro, conseguiam ocupar o mesmo estado eletrônico. Foi a teoria BCS que explicou as contradições que haviam nas teorias anteriores e estabeleceu, então, uma completa teoria quântica da supercondutividade.

Teoria BCS

Proposta em 1957 por John Bardeen, Leon Cooper e Robert Schrieffer, essa teoria apresentou um modelo capaz de explicar contradições presentes nas teorias anteriores além de concordar com os resultados experimentais obtidos nas pesquisas com supercondutores. Sua idéia central originou-se de uma análise feita por Herbert Frohlich, em 1950, a qual dizia que a rede cristalina do material deveria participar ativamente na criação do estado supercondutor ocasionando a interação dos elétrons. Assim, a teoria BCS demonstrou que, em baixas temperaturas, ocorre a interação entre elétrons e fônons, em que estes últimos são uma espécie de pseudo-partículas provenientes das vibrações da rede do material quando este está próximo ao valor do zero absoluto, originando, no final da interação, o emparelhamento de elétrons com spins anti-paralelos e carga elétrica $2e$ e gerando, conseqüentemente, um momento nulo que obedece a estatística de Bose-Einstein na qual o spin das partículas deve ser inteiro. As interações entre dois elétrons foram denominadas de *pares de Cooper*.

A figura 6 representa um modelo clássico para a formação dos pares de Cooper. Um elétron da rede cristalina do supercondutor atrai íons positivos que estão ao seu redor ocasionando, desta forma, uma região polarizada positivamente. Um segundo elétron, próximo a esta região, é então atraído para perto do primeiro, formando o par de Cooper. Observa-se, neste ponto, que a força atrativa proveniente da interação elétron-fônon é maior do que a repulsão coulombiana entre os elétrons presentes no mesmo par.

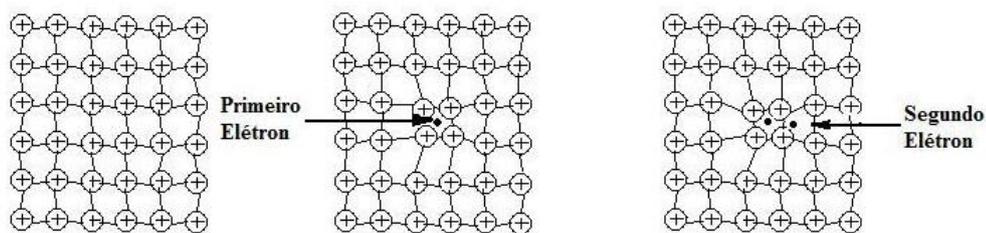


Figura 6: Representação esquemática para o modelo clássico da atração entre elétrons devido a interação com a rede.

Em termodinâmica, uma definição de estado de equilíbrio é dada por Callen, 1985: “...dentre todos os estados possíveis que satisfazem as restrições físicas impostas ao sistema, o estado de equilíbrio assumido pelo sistema será aquele para o qual os valores dos parâmetros extensivos levem à minimização do valor de sua energia”. Desta forma, os elétrons dos pares de Cooper se encontram no estado de equilíbrio termodinâmico

em um material supercondutor por apresentarem energia inferior à energia dos elétrons individuais. Define-se, assim, o *gap* de energia (Δ) como a diferença de energia entre os dois estados eletrônicos presentes em um supercondutor:

$$\Delta = E_n - E_s \quad (6)$$

em que E_n é a energia presente em um único elétron e E_s é a energia do par de Cooper. Com a definição do *gap* de energia surgiu a explicação da ocorrência da transição de fase na temperatura crítica de um material supercondutor. Existe uma transferência de energia quando um elétron se choca com os átomos da rede de um condutor normal de forma que o elétron os excita, ou seja, a energia da interação gera uma vibração nos átomos do condutor ocasionando o efeito Joule. Já no caso da interação entre os pares de Cooper e os átomos da rede de um supercondutor só ocorrerá a transferência de energia se esta for maior do que Δ . Uma vez que a energia de interação é maior do que a energia do *gap*, os pares de Cooper são, então, aniquilados e os elétrons seguem seus percursos independentes um do outro. Perceba que, para altas temperaturas, muita energia térmica devido ao movimento das moléculas está disponível no sistema, ocasionando a não formação dos pares. No entanto, abaixando a temperatura, chega-se em um valor no qual a energia térmica disponível é menor do que a energia do *gap*, o que possibilita a formação dos pares de Cooper. É este o valor no qual encontramos a temperatura crítica do material. Assim, quanto maior é Δ maior é também a temperatura de transição do material. Observe que a descrição desse sistema demonstra uma importante propriedade quântica, a discretização da energia. A figura 7 mostra o *gap* de energia em função da temperatura.

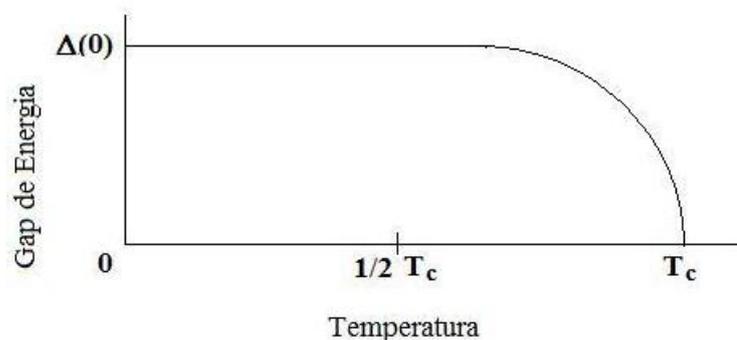


Figura 7: Representação do *gap* de energia em função da temperatura (adaptada da figura 9.8 de Rhoderick *et al.*, 1978).

Devido a constatação da existência do *gap* de energia, a teoria BCS explicou com sucesso os vários fenômenos observados nos supercondutores antes de 1957, como o efeito isotópico, o salto do calor específico na temperatura crítica e seu comportamento exponencial, o campo magnético crítico, a supercorrente, o efeito Meissner, dentre outros. A seguir, serão descritos alguns desses fenômenos segundo essa teoria.

- *O efeito isotópico e o critério para a existência da supercondutividade*

Efeito constatado por Frohlich que previu uma dependência entre os elétrons e os átomos da rede, como foi visto no início dessa seção. Através do efeito Isotópico a teoria BCS conseguiu explicar quais metais exibem características de supercondutividade quando expostos à baixas temperaturas. Foi dada como resposta, então, que apenas metais que possuem interação elétron-fônon maior do que a repulsão Coulumbiana entre elétrons é que conseguem tornar-se supercondutores. Deste modo entendeu-se porque bons condutores de eletricidade no estado normal, como o ouro e a prata (que possuem fraca interação elétron-fônon), não exibem supercondutividade.

A interação elétron-fônon explicou, também, uma relação de dependência entre a temperatura crítica e a massa molar dos átomos constituintes da rede do supercondutor. Quanto maior é a massa molar dos átomos, maior é o estado de inércia da rede, o que facilita a locomoção dos pares de Cooper através dela e diminui a probabilidade de ocorrer colisão. O estado de inércia está também relacionado com a temperatura, pois quanto maior é a temperatura, menor é o estado de inércia devido as partículas se encontrarem com mais energia térmica. Percebe-se, portanto, que existe uma relação inversamente proporcional entre a temperatura e a massa molar. A teoria BCS previu uma relação para a temperatura crítica onde $T_c \propto 1/\sqrt{A}$, em que A é a massa molar, ou seja, T_c é maior para isótopos mais pesados. Para testar essa previsão, foram feitas, naquela época, medidas de T_c para vários isótopos de metais dentre os quais o mercúrio, com pesos atômicos entre 199 e 203, conforme mostra a figura 8. Os resultados corroboraram com a teoria.

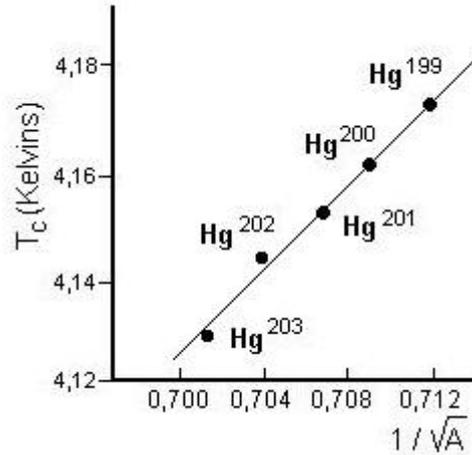


Figura 8: Constatação prática do efeito Isotópico em um gráfico de T_c vs $1/\sqrt{A}$ para isótopos de mercúrio.

- *O salto do calor específico na temperatura crítica e seu comportamento exponencial*

O calor específico c é representado matematicamente como a soma de duas parcelas: uma que se refere ao calor específico da rede, independente do estado do material, e outra à condução dos elétrons nessa rede. O salto do calor específico na temperatura crítica de um supercondutor está diretamente relacionado com a segunda parcela. Assim, materiais no estado normal possuem uma dependência linear entre o calor específico e a temperatura, isto é, $c \propto \gamma T$, onde γ é um parâmetro referente à contribuição dos elétrons no calor específico. Já no caso de materiais no estado supercondutor essa dependência é exponencial a partir de uma determinada temperatura (aproximadamente $T = 0,6 T_c$), como mostra a curva do gráfico de T vs Δ na figura 7 ou, em notação matemática, $c \propto e^{-\Delta(0)/kT}$, onde k é a constante de Boltzmann. Portanto, o salto do calor específico na temperatura crítica é devido ao estado dos elétrons na rede do supercondutor.

- *O Campo Magnético Crítico*

Mesmo antes da teoria BCS sabia-se, por resultados práticos, que um campo magnético aplicado em um supercondutor decaía exponencialmente com a distância. A teoria de London já havia previsto um campo aplicado crítico H_c que era diretamente proporcional ao campo aplicado crítico extrapolado para 0 K e inversamente proporcional à temperatura crítica, isto é,

$$H_c \approx H_c(0) \left(1 - \frac{T}{T_c}\right) \quad (7)$$

em que acima de H_c o material passava do estado supercondutor para o estado normal, conforme é ilustrado na figura 9.

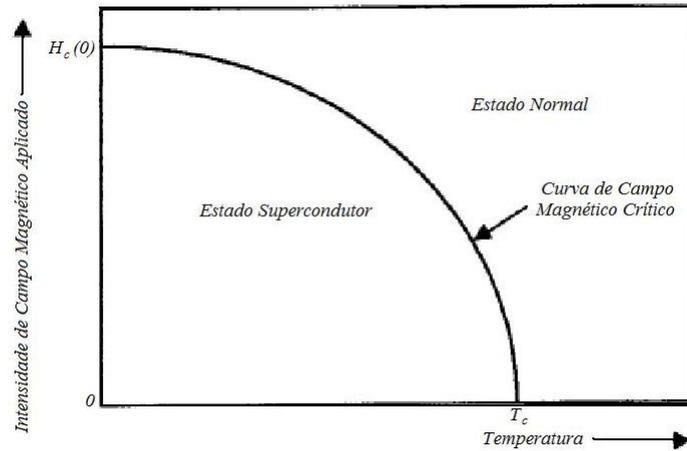


Figura 9: Curva do campo magnético aplicado em um material supercondutor (figura adaptada de Ortemann *et al.*, 1998).

A teoria BCS relacionou, então, o campo crítico aplicado na temperatura absoluta com o *gap* de energia (e , conseqüentemente, com a temperatura crítica), demonstrando que $H_c(0) \propto \Delta$ o que possibilitou entender os diferentes valores de $H_c(0)$ obtidos com as diferentes composições de materiais supercondutores.

- *Supercorrentes e a Quantização do Fluxo Magnético*

Supercorrentes são correntes constituídas pelos pares de Cooper que fluem no material supercondutor sem sofrer, praticamente, resistência elétrica. Deste modo, supercorrentes que circulam por caminhos fechados permanecem constantes por longos períodos de tempo, como é observado em anéis supercondutores.

A circulação de supercorrente em um caminho fechado gera uma densidade de fluxo magnético Φ em uma região que não é supercondutora (figura 10).

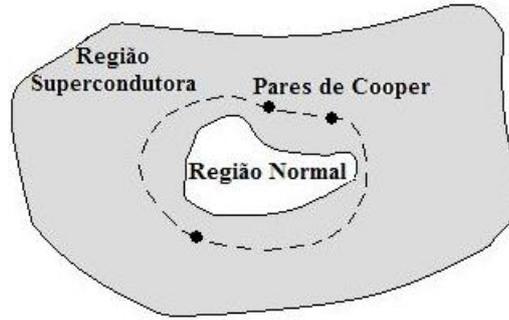


Figura 10: Fluxo de corrente em um caminho fechado qualquer numa região supercondutora que delimita uma região normal. Mostra-se também uma representação figurada das diferentes localizações que os pares de Cooper podem estar, o que gera uma diferença de fase entre dois pares quaisquer.

A equação da densidade de supercorrente \mathbf{J} é composta por duas parcelas: uma proporcional ao gradiente do ângulo de fase $\vec{\nabla}\phi$ e outra ao potencial vetor magnético \mathbf{A} :

$$\mathbf{J} = - \left[\frac{\hbar e}{m} \vec{\nabla}\phi + \frac{2e^2}{m} \mathbf{A} \right] n_p \quad (8)$$

em que n_p é a concentração dos pares de Cooper. Na região normal, ou seja, não supercondutora, a densidade de supercorrente é nula. Desta forma, faz-se $\mathbf{J} = 0$ na equação 8 para obter o potencial vetor magnético e substituí-lo na equação do fluxo magnético, relacionados por:

$$\begin{aligned} \Phi &= \int \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S} \\ &= \int (\vec{\nabla} \times \mathbf{A}) \cdot d\mathbf{S} \\ &= \oint \mathbf{A} \cdot d\mathbf{l} \\ &= \frac{\hbar}{2e} \oint \vec{\nabla}\phi \cdot d\mathbf{l} \\ &= \frac{\hbar}{2e} \Delta\phi \end{aligned} \quad (9)$$

para uma diferença de fase $\Delta\phi$ entre dois pares de Cooper. Como os pares são

representados pela mesma função de onda segue-se que esta só possui um único valor de fase. Assim, a diferença de fase deve ser múltipla de 2π o que gera, na equação 9, um fluxo magnético quantizado, dado por

$$\Phi = n \frac{\pi \hbar}{e} \quad (10)$$

sendo n um número inteiro. O quantum de fluxo Φ_0 é denominado fluxon ou fluxóide e recebe o valor de $2,0678 \times 10^{-15}$ Weber. Portanto, em um anel supercondutor a função de onda varia senoidalmente de acordo com o fluxo que atravessa o anel repetindo-se o mesmo valor a cada fluxon aplicado. Esta característica é essencial para o funcionamento dos SQUIDs, como será visto posteriormente.

2.1.3 *Efeito Josephson*

Previsto em 1962 por Brian David Josephson, esse efeito se manifesta pelo tunelamento de uma corrente através de dois supercondutores separados por uma camada isolante muito fina. Ao aplicar uma diferença de potencial entre as duas camadas supercondutoras, observa-se uma corrente de tunelamento composta por elétrons isolados que procuram estados desocupados de um lado para o outro da junção. Contudo, mesmo sendo nula a diferença de potencial, observa-se um tunelamento máximo produzido pelos pares de Cooper. Tem-se, neste caso, o efeito Josephson DC cuja densidade de corrente de tunelamento J possui natureza quântica pois seu valor depende da fase da função de onda do estado supercondutor. É este o efeito observado nos SQUIDs DC, sendo que a densidade de corrente é dada pela equação de Josephson DC (ver apêndice):

$$J = J_0 \sin \delta \quad (11)$$

para um valor δ que está relacionado com a diferença de fase dos dois supercondutores e uma densidade de corrente máxima J_0 a qual origina o ponto crítico no qual o material

passa ao estado supercondutor. A densidade de corrente máxima está relacionada com a temperatura e, conseqüentemente, com o *gap* de energia.

Um outro tipo de fenômeno visto neste tipo de junção é o efeito Josephson AC, que ocorre quando se aplica uma tensão contínua V na junção, o que gera uma corrente alternada com frequência f dada por:

$$f = \frac{V}{\Phi_0} = \frac{e}{\pi\hbar} V \quad (12)$$

A figura 11 mostra a curva característica de um gráfico de corrente versus voltagem. Correntes DC fluem sob uma voltagem nula até uma corrente crítica J_0 . Nesse intervalo, o material está no estado supercondutor e, conseqüentemente, a resistência elétrica é nula. Porém, acima de uma voltagem crítica, a junção volta a possuir uma resistência finita, mas a corrente tem uma componente que oscila na frequência de $eV/\pi\hbar$.

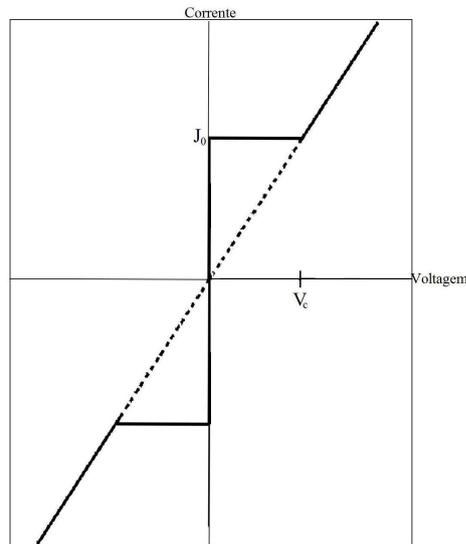


Figura 11: Curva característica de tensão versus corrente em uma junção Josephson. Modificado de Kittel, 1978.

2.1.4 *Biogradiômetros*

É denominado biogradiômetro o conjunto formado pela conexão entre gradiômetros, SQUIDs e demais sistemas auxiliares. De forma geral, estes dispositivos possuem a

propriedade de detectar, de modo seletivo, o fluxo de campo magnético a que são expostos. Podem ser monocanais ou multicanais, sendo que no segundo caso cada canal registra, de forma independente, uma resposta ao sinal do fluxo de campo magnético. Os SQUIDs são transdutores de fluxo magnético extremamente sensíveis, sendo alguns capazes de medir campos de intensidade da ordem de dez fentoTeslas. Possuem anéis e junções supercondutoras que se baseiam no efeito Josephson e podem ser do tipo RF, com apenas uma junção no anel supercondutor, ou do tipo DC, onde estão presentes duas junções que separam os lados supercondutores. Já os gradiômetros são dispositivos constituídos por uma ou mais espiras responsáveis por detectar linhas de campo magnético que atravessam o interior dessas espiras, registrando de forma seletiva esse campo. Quanto mais complexo o ruído externo, maior deve ser a ordem do gradiômetro usado para seu cancelamento.

SQUIDs DC

Este tipo de dispositivo consiste na utilização de duas junções Josephson dispostas em paralelo em um anel supercondutor (figura 12), o que permite determinar a diferença de potencial quando se utiliza uma corrente DC.

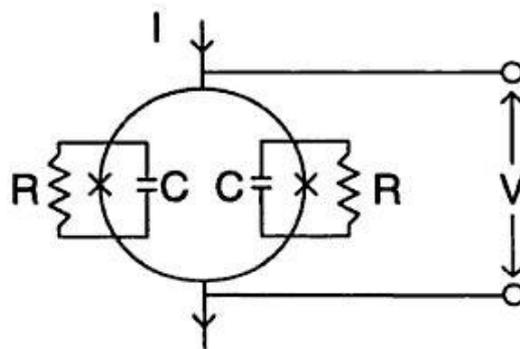


Figura 12: SQUID DC. As junções Josephson são representadas por uma cruz. Resistores são utilizados para diminuir o efeito de histerese.

Através da análise da densidade de corrente escrita em função do fluxo magnético Φ e da diferença de potencial V é possível compreender o princípio operacional de SQUIDs DC. Designando as junções por 1 e 2 pode-se estabelecer a diferença de fase total $\Delta\phi$ através das junções. Ao integrar a equação 8 em relação ao deslocamento da corrente obtém-se que

$$\int_1^2 \mathbf{J} \cdot d\mathbf{l} = - \left[\frac{\hbar e}{m} \phi_l + \frac{2e^2}{m} \int_1^2 \mathbf{A} \cdot d\mathbf{l} \right] n_p \quad (13)$$

onde l designa as junções e pode ser igual a 1 ou 2. A densidade de supercorrente é nula no interior do material isolante pois existe apenas uma mínima porção de elétrons supercondutores que se deslocam pela borda do material isolante. Deste modo, igualando a zero o lado esquerdo da equação 13, obtém-se

$$\phi_l = - \frac{2e}{\hbar} \int_1^2 \mathbf{A} \cdot d\mathbf{l} \quad (14)$$

Com a subtração entre as diferenças de fase das duas junções relaciona-se $\Delta\phi$ com o fluxo magnético:

$$\begin{aligned} \Delta\phi &= \phi_2 - \phi_1 \\ &= \frac{2e}{\hbar} \oint \mathbf{A} \cdot d\mathbf{l} \\ &= \frac{2e}{\hbar} \Phi \\ &= \frac{2\pi\Phi}{\Phi_0} \end{aligned} \quad (15)$$

Na ausência de qualquer fluxo magnético externo que atravesse o anel supercondutor, a corrente I se divide igualmente pelos dois caminhos, ocasionando uma mesma diferença de fase em ambas as junções. A corrente que cruza a junção 1 tem a forma

$$J_1 = J_0 \text{sen} \phi_1$$

e a que cruza a junção 2,

$$J_2 = J_0 \text{sen} \phi_2$$

Assim, a corrente total que transita pelo anel é

$$J = J_0(\text{sen}\phi_1 + \text{sen}\phi_2) \quad (16)$$

Lembrando que $\text{sen}\phi_1 + \text{sen}\phi_2 = 2\text{sen}[(\phi_1 + \phi_2)/2]\text{cos}(\phi_1 - \phi_2)$ e usando a equação 15 escreve-se a corrente total como

$$J = 2J_0\text{sen}\left(\phi_2 + \frac{\pi\Phi}{\Phi_0}\right)\text{cos}\left(\frac{\pi\Phi}{\Phi_0}\right) \quad (17)$$

A equação 17 mostra que a densidade de corrente total que transita pelo anel varia senoidalmente com o fluxo, sendo a periodicidade dessa função dada pelo fluxóide Φ_0 . Portanto, a densidade de corrente é máxima quando o fluxo é um número inteiro de Φ_0 e mínima quando é metade de um número inteiro de Φ_0 (figura 13).

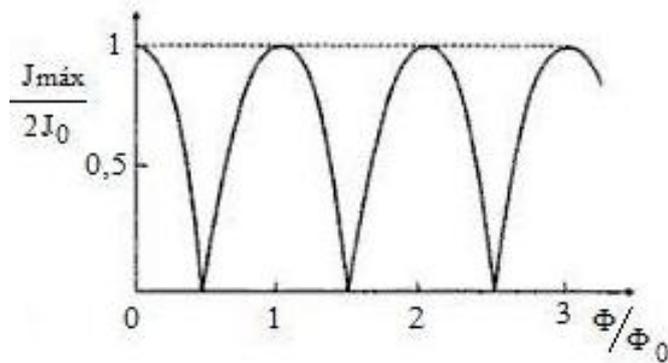


Figura 13: Dependência da densidade de corrente com o fluxo magnético total que atravessa o anel de um SQUID DC.

Para observar, agora, a resposta da diferença de potencial em função da corrente em uma junção, pode-se construir um circuito equivalente utilizando os componentes vistos na figura 12. Desta forma, conecta-se à junção, em paralelo, um resistor e um capacitor, sendo o primeiro responsável por diminuir o efeito de histerese no SQUID e o segundo no intuito de satisfazer a exigência de dois supercondutores estarem próximos

o suficiente para tornar possível o tunelamento dos pares de Cooper. Ao alimentar esse sistema com uma fonte de corrente constante, pode-se medir a diferença de potencial nos extremos do material isolante. É observada, ainda, uma corrente de ruído $I_N(t)$ da fonte. Portanto, a corrente de alimentação I é dada pela soma das correntes Josephson, ôhmica, de deslocamento e de ruído, respectivamente:

$$I = I_0 \text{sen} \phi + \frac{V}{R} + C \frac{dV}{dt} + I_N(t) \quad (18)$$

A diferença de fase é uma função linear do tempo que varia com uma frequência de $eV/\pi\hbar$, isto é, $\phi = eVt/\pi\hbar$. Reescrevendo, então, a equação 18 em termos da diferença de fase obtém-se:

$$I = I_0 \text{sen} \phi + \frac{\pi\hbar}{eR} \frac{d\phi}{dt} + \frac{\pi\hbar C}{e} \frac{d^2\phi}{dt^2} + I_N(t) \quad (19)$$

Uma aproximação que pode ser feita para verificar a resposta da diferença de potencial em relação à corrente é considerar a área da junção tendendo à zero, o que ocasiona uma capacitância que pode ser descartada por possuir valor aproximadamente nulo. Será desconsiderada, também, a corrente de ruído da fonte. A solução da equação 19 é, então,

$$\begin{cases} \frac{d\phi}{dt} = 0, \text{ se } I < I_0 \\ \frac{d\phi}{dt} = \frac{e}{\pi\hbar} I_0 R \left[\left(\frac{I}{I_0} \right)^2 - 1 \right]^{1/2}, \text{ se } I > I_0 \end{cases}$$

ou escrito em termos da diferença de potencial em função da corrente

$$\begin{cases} V = 0, \text{ se } I < I_0 \\ V = I_0 R \left[\left(\frac{I}{I_0} \right)^2 - 1 \right]^{1/2}, \text{ se } I > I_0 \end{cases}$$

A solução da equação 19 mostra que a junção permanece em condição de diferença de potencial nula até que a corrente de alimentação exceda o valor da corrente crítica.

A partir desse ponto, passa-se a obter correntes normais e de deslocamento fluindo pelo circuito.

As características da voltagem em resposta da corrente em SQUID DC se assemelham com as características da junção Josephson. Contudo, devido SQUIDs DC terem duas junções é natural que possuam duas curvas $I(V)$: uma que corresponde ao valor inteiro do fluxo aplicado ($n\Phi_0$) e outra à metade do valor inteiro $(n + 1/2)\Phi_0$ (figura 14). Portanto, as fases são iguais quando o fluxo Φ dentro do anel é um múltiplo de Φ_0 e elas diferem por π quando Φ é um múltiplo ímpar de $\Phi_0/2$. A diferença de fase observada é uma consequência do vetor potencial ser paralelo a corrente em um lado e oposto no outro. A voltagem média que aparece nesse dispositivo também é uma função periódica do fluxo magnético.

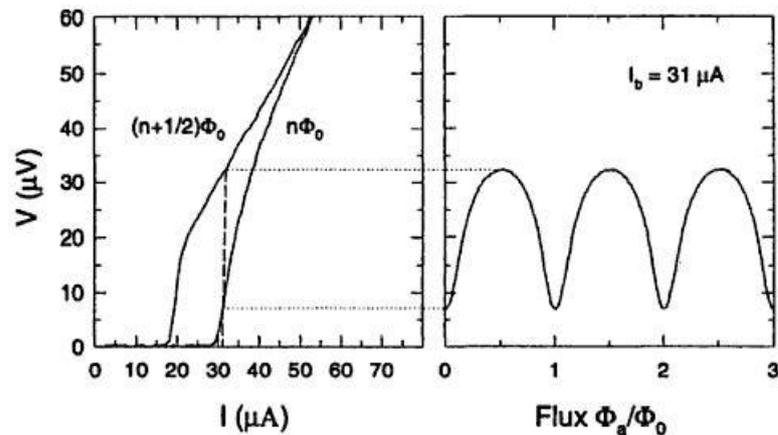


Figura 14: Voltagem em função da corrente e do fluxo magnético em SQUIDs DC. A diferença de fase entre o valor inteiro e o valor semi-inteiro do fluxo gera uma voltagem periódica com amplitude definida. A corrente utilizada foi de $31\mu\text{A}$. Figura extraída de Weinstock, 1995.

De modo geral, o sistema de detecção de um SQUID DC é composto por uma fonte de corrente DC, um amplificador de baixo ruído, um oscilador de modulação de baixa frequência e um arranjo de realimentação negativa responsável por fornecer uma voltagem de saída linearizada (figura 15). Contudo, pode-se separar o sistema em três grupos interligados entre si: fazem parte do primeiro grupo o oscilador, o circuito de realimentação, as duas junções Josephson, as bobinas responsáveis pela transformação do fluxo e a fonte de corrente DC. É aqui que se observa a oscilação da corrente em uma frequência $eV/\pi\hbar$ e todas as demais propriedades e curvas características estudadas na teoria Josephson para o tunelamento de elétrons supercondutores. O segundo grupo do

sistema corresponde à amplificação do sinal e o terceiro à detecção do mesmo.

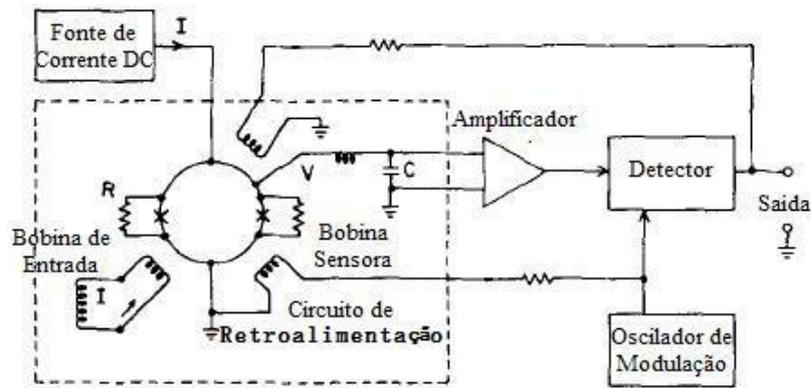


Figura 15: Esquema do circuito de sistema SQUID DC. Figura modificada de Romani *et al.*, 1982.

Gradiômetros

Gradiômetro é o arranjo de uma ou mais espiras responsáveis por detectar, de forma selecionável, o fluxo de campo magnético que atravessa seu interior. Com arranjos mais complexos consegue-se cancelar os sinais provenientes de fontes distantes evitando, assim, o alto ruído ambiental e melhorando a relação sinal de interesse/ruído. As espiras de detecção são ligadas magneticamente ao SQUID por meio de um transformador de fluxo. O transformador de fluxo consiste em um circuito supercondutor fechado, geralmente fabricado com fio de Níbio, que tem uma primeira espira de detecção responsável por captar o fluxo magnético proveniente da fonte e uma segunda espira que é magneticamente acoplada ao SQUID. A figura 16 mostra uma variedade de espiras de detecção que são usadas para fazer medidas biomagnéticas. O arranjo mais simples, constituído por uma única espira (figura 16.a), denomina-se gradiômetro de ordem zero ou magnetômetro. Acoplado ao sistema SQUID consegue captar o fluxo magnético proveniente de todas as fontes, sem qualquer discriminação espacial. Na figura 16.b tem-se um arranjo de duas espiras enroladas em sentidos contrários e separadas por uma distância chamada linha de base lb . Este arranjo recebe o nome de gradiômetro de primeira ordem. Devido ao enrolamento das espiras, este gradiômetro não detecta campos magnéticos que são homogêneos no espaço pois estes produzem o mesmo sinal nas bobinas, porém com sentidos contrários. Assim, o fluxo magnético detectado é função do gradiente do campo.

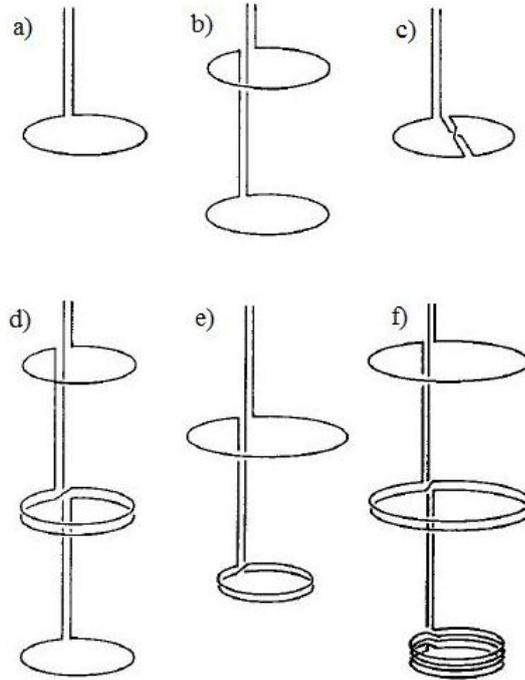


Figura 16: Modelos de espiras de detecção para medidas biomagnéticas sendo a) magnetômetro, b) gradiômetro de primeira ordem, c) gradiômetro diagonal, d) gradiômetro de segunda ordem, e) gradiômetro de primeira ordem assimétrico e f) gradiômetro de segunda ordem assimétrico. Figura extraída de Williamson *et al.*, 1981.

Configurações mais complexas podem ser utilizadas à medida que se tem maior nível de ruído ambiental ou menor intensidade do sinal de interesse. Desta forma, devido à baixa intensidade do sinal cardíaco fetal, utilizou-se, neste trabalho, gradiômetros de segunda ordem (figura 16.d) cujo arranjo estrutural consiste basicamente em dois gradiômetros de primeira ordem ligados em série, porém contrários, de forma que as espiras externas são enroladas em um sentido e as internas noutro (ROMANI *et al.*, 1982).

O fluxo magnético em cada espira é dado pela primeira linha da equação 9. O fluxo magnético total será, portanto, a soma dos fluxos nas quatro espiras. Seja z a distância da fonte à espira mais próxima, $z + lb$ a distância da fonte às espiras internas e $z + 2lb$ a distância da fonte à espira mais distante. Lembrando que as espiras internas estão em sentidos opostos às externas, o fluxo em um gradiômetro de segunda ordem é, então:

$$\Phi = [B(z) - 2B(z + lb) + B(z + 2lb)]S \quad (20)$$

O campo magnético captado por um gradiômetro pode ser descrito por uma equação expandida em série de Taylor para o caso de fontes distantes ($z \gg lb$). Assim, os três primeiros termos da expansão de $B(z+lb)$ e $B(z+2lb)$ são mostrados nas equações 21 e 22, respectivamente:

$$B(z+lb) = B(z) + lb \frac{\partial B(z)}{\partial z} + \frac{(lb)^2}{2} \frac{\partial^2 B(z)}{\partial z^2} \quad (21)$$

e

$$B(z+2lb) = B(z) + 2lb \frac{\partial B(z)}{\partial z} + \frac{(2lb)^2}{2} \frac{\partial^2 B(z)}{\partial z^2} \quad (22)$$

Substituindo as equações 21 e 22 em 20 e simplificando, verifica-se que o fluxo passa a ser função da derivada segunda do campo magnético em relação ao eixo z , sendo este o menor termo. Isso indica que um gradiômetro de segunda ordem cancela campos homogêneos e lineares no espaço.

$$\Phi = S(lb)^2 \frac{\partial^2 B(z)}{\partial z^2} \quad (23)$$

A desvantagem na discriminação espacial de gradiômetros de ordem alta é a intensidade do sinal. Por exemplo, o fluxo detectado em um gradiômetro de segunda ordem com 10 cm de linha de base a uma distância de 1 m da fonte é apenas 0,1% do fluxo que seria detectado por um magnetômetro. A uma distância de 10 m o fluxo cai para 0,001% (ROMANI *et al.*, 1982).

A figura 16 mostra, ainda, um gradiômetro diagonal (16.c) que é sensível ao gradiente do campo ao longo de uma direção ortogonal à direção do campo além de gradiômetros assimétricos (16.e e 16.f) que fornecem uma boa discriminação espacial sem ocorrer, no entanto, uma alta redução na intensidade do sinal quando comparados com

arranjos simétricos de mesma ordem.

2.2 *Introdução à Anatomia e Fisiologia Cardíaca Fetal*

O coração é um órgão cuja função está associada à circulação sanguínea. Devido à diferença de pressão o sangue consegue chegar à totalidade de células presentes no organismo, deslocando-se de uma zona de maior pressão para outra de menor pressão. Portanto, o coração age como uma bomba fazendo com que o sangue flua continuamente pelo sistema circulatório. Esse mecanismo permite que o sangue transporte às células nutrientes, oxigênio, hormônios, além de receber delas o produto final do metabolismo, o gás carbônico. O sangue rico em oxigênio é transportado pelas artérias. Estas se dividem em ramos cada vez menores, denominados capilares, através dos quais o oxigênio chega aos tecidos. Após a troca de oxigênio por gás carbônico, os capilares levam o sangue até as veias. Assim, as veias transportam sangue com baixa concentração de oxigênio e alto teor de gás carbônico desde os tecidos até o coração e, posteriormente, aos pulmões, chegando aos capilares pulmonares onde o sangue volta a receber oxigênio e a ter o gás carbônico liberado, sendo o processo reiniciado.

Este órgão vital é o primeiro a funcionar durante o desenvolvimento fetal, iniciando o batimento na terceira semana de gestação (*WINDLE, 1971*), em uma espécie de tubo cardíaco primitivo. As células cardíacas se juntam para formar finas paredes de vasos sanguíneos e a fusão dessas paredes, em princípio, é que origina um coração tubular que gradualmente toma sua forma definitiva. Já dentre cinco e seis semanas o tubo cardíaco sofre um processo de remodelamento e se transforma, então, em quatro câmaras que constituem a base cardíaca definitiva. É nesse período que surge um par de septos entre os átrios direito e esquerdo, além das válvulas entre átrios e ventrículos. Com oito semanas de gestação o coração alcança a forma que terá ao longo da vida fetal. O coração fetal faz a troca de gás carbônico por oxigênio através do circuito placentário, ou seja, fica ao encargo da mãe realizar a troca dos gases. Assim, o circuito pulmonar não impõe a mesma função no coração fetal se comparado ao de um recém-nascido.

Nesta seção serão descritos, primeiramente, os elementos gerais na formação cardíaca e, a seguir, será tratado do processo eletrofisiológico cardíaco, responsável por

gerar o campo magnético devido ao potencial de ação.

2.2.1 *Anatomia Fisiológica do Músculo Cardíaco*

O coração possui quatro cavidades com características anatômicas e funcionais distintas que asseguram o seu funcionamento e o modo unidirecional como o sangue se desloca. Na parte superior estão dois átrios e na parte inferior, conectadas aos átrios, estão dois ventrículos. Os átrios são câmaras cardíacas que recebem o sangue das veias provenientes de todas as partes do corpo, incluindo os pulmões, enquanto que os ventrículos são cavidades cuja função é bombear o sangue pelas artérias e levá-lo às diversas partes do corpo. Durante a gestação os átrios estão separados por uma parede fina e suas contrações auxiliam o fluxo sanguíneo através de um orifício central, denominado forame oval, que logo após o nascimento se fecha completamente. Já os ventrículos estão separados entre si por uma parede muscular denominada septo interventricular. Eles agem juntos, ritmicamente, mesmo estando, inicialmente, sem qualquer controle neural. Entre o átrio e seu respectivo ventrículo existe uma válvula que permite, de tempos em tempos, o fluxo sanguíneo do primeiro para o segundo. É sempre este o sentido do fluxo devido haver uma fase do ciclo cardíaco em que as válvulas encontram-se abertas (diástole) e uma outra fase em que as válvulas se fecham (sístole) para impedir o refluxo sanguíneo dos ventrículos para os átrios. Assim, na diástole o coração encontra-se relaxado e na sístole contraído. As válvulas são denominadas de acordo com o número de cúspides que elas possuem: tricúspide (três cúspides, como o próprio nome sugere), se encontrando no lado direito do coração e mitral (duas cúspides), no lado esquerdo. Os dois átrios têm tamanhos semelhantes entre si, não existindo preponderância de um sobre o outro no sistema cardíaco normal. Os dois ventrículos são também de tamanhos balanceados e mantêm essa proporcionalidade durante toda a gestação. Porém, é comum que próximo ao nascimento o ventrículo direito passe a ser ligeiramente maior do que o esquerdo. No átrio direito drenam as veias cavas superior e inferior, sendo elas as responsáveis por trazer o sangue das porções superior e inferior do corpo para o coração e no átrio esquerdo drenam as quatro veias pulmonares que trazem o sangue dos pulmões para o coração. Do ventrículo direito origina-se um grande vaso, denominado artéria pulmonar, que possui a função de

levar o sangue para os pulmões. Do mesmo modo que ocorre entre o átrio e o ventrículo, também existe uma válvula entre o ventrículo direito e a artéria pulmonar que permite o fluxo sanguíneo somente em um sentido. Trata-se da válvula pulmonar ou semilunar. Do ventrículo esquerdo origina-se uma grande artéria denominada aorta, responsável pelo fluxo sanguíneo do coração para o corpo, sendo o sangue distribuído em artérias que vão ficando menos espessas até a periferia. A artéria pulmonar e a aorta apresentam orientação oposta uma em relação à outra, de forma que elas se cruzam após sua saída do coração. Uma estrutura vascular muito importante e que é amplamente aberta durante a vida fetal e se fecha após o nascimento é o canal arterial ou duto arterioso. Este vaso sai da artéria pulmonar e se dirige para a aorta. O duto arterioso leva para a aorta a parte do sangue que sai pela artéria pulmonar e que não chega aos pulmões pois estes têm seus vasos fechados, muito finos, enquanto não existe ar em seu interior, o que só vai ocorrer após o nascimento. Os nervos alcançam o coração antes do final da vida pré-natal. Um aspecto notável da musculatura cardíaca fetal na etapa final da gestação é o alto teor de glicogênio, sendo este uma reserva na glicólise anaeróbica. Um esquema do circuito sanguíneo é mostrado na figura 17.

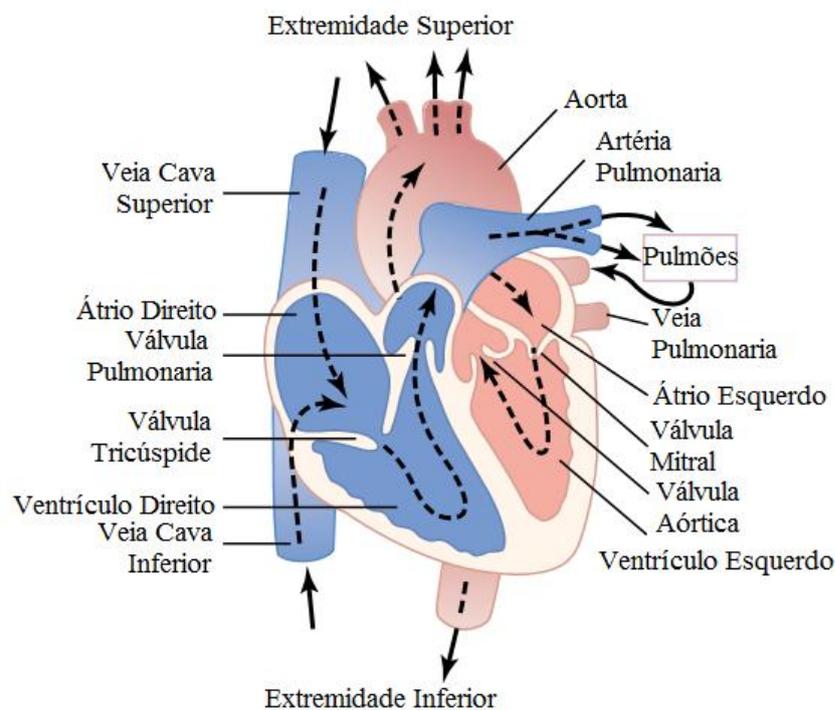


Figura 17: Estrutura cardíaca e esquema do circuito do fluxo sanguíneo através das câmaras e válvulas cardíacas. Figura modificada de Guyton *et al.*, 2006.

Vale ressaltar, ainda, que a parede cardíaca é formada por quatro camadas:

- *Endocárdio* - camada fina e interna de endotélio;
- *Miocárdio* - camada intermediária de músculo cardíaco;
- *Epicárdio* - membrana externa fina que cobre o coração;
- *Pericárdio* - membrana externa dupla rija e fibrosa que ancora o coração.

O coração tem o tamanho aproximado de um caroço de azeitona por volta de deztoito semanas de gestação mas ele se desenvolve durante o período gestacional, possuindo um volume aproximado ao do punho fechado do bebê no final da gestação.

Anatomia Topográfica

O coração localiza-se na porção mediana da cavidade torácica onde frequentemente possui dois terços do seu volume situados à esquerda da linha sagital (posição denominada levocárdica), encontrando-se separado pelo diafragma. Porém, existem variações quanto a localização ocorrendo também as posições mesocárdica e dextrocárdica, em que na primeira a maior parte do volume cardíaco está situada na posição mediana da linha sagital e na segunda, à direita. A forma do coração é aproximadamente cônica, com a base voltada para trás e para a direita e o ápice para a frente e para a esquerda. Há três faces no coração: a anterior, sobre a qual os pulmões se sobrepõem; a inferior, que repousa sobre o diafragma; e a face lateral esquerda, formada principalmente pelo ventrículo esquerdo. Além dos pulmões, a face anterior do coração relaciona-se também com o esterno, costelas e músculos intercostais; a posterior com a aorta torácica, esôfago e veias; e a lateral com os pulmões, hilos pulmonares e nervos.

2.2.2 *O Potencial de Ação e a Origem do Campo Magnético Cardíaco*

O tecido muscular cardíaco, assim como qualquer outro tecido, consiste de células cercadas por uma membrana semipermeável responsável por separar dois eletrólitos: o fluído intersticial e o fluído intracelular. A origem do campo magnético medido nesse

órgão está relacionada com a troca de íons através da membrana. Em um momento inicial, a concentração de sódio no fluido intersticial é cerca de dez vezes maior do que no fluido intracelular e vice-versa para a concentração de potássio. Esta diferença de concentração é a força motora que gera o campo no músculo cardíaco. Quando as células do miocárdio estão em repouso, isto é, livres de qualquer excitação, a membrana celular é permeável somente para íons de potássio. Desta forma, a célula fica negativamente carregada e o fluxo dos íons de potássio é, então, interrompido ao se atingir o equilíbrio. Nesta condição, a diferença de potencial na membrana celular é cerca de -90 mV (BERNE *et al.*, 1993). Ao ser excitada, a membrana celular permite a passagem de íons de sódio, o que torna a diferença de potencial celular menos negativa e gera, então, um potencial de ação que aumenta até cerca de 30 mV despolarizando o sistema. O aumento no potencial faz com que a membrana celular torne-se mais permeável ao potássio, diminuindo a diferença de potencial novamente. Como a ativação das células cardíacas reduz a diferença nas concentrações entre os fluidos intersticial e intracelular, cada membrana celular contém um mecanismo de ativação que bombeia íons de sódio e potássio para restabelecer suas concentrações iniciais. Este bombeamento ocorre devido a uma proteína usar energia química armazenada na célula, o que permite um processo cíclico de ativação e desativação do sistema. Se a célula for ativada somente por um dos lados, um fluxo de corrente através dela será gerado. Assim, uma densidade de corrente percorrerá essa célula e estimulará a célula seguinte devido existir junções entre *gaps* celulares, permitindo que uma frente de despolarização se mova entre células subsequentes. Desta forma, a despolarização simultânea de muitas células cardíacas gera densidades de correntes que podem ser medidas na superfície do abdômen materno.

Para explicar o efeito do potencial de ação e a origem do campo magnético através de formulações matemáticas (baseadas em Russel *et al.*, 2006), considera-se uma célula repousada na origem em meio homogêneo, num instante inicial. O potencial de ação ν em um ponto \mathbf{r} de observação é descrito pela equação 24:

$$\nu = \frac{\mathbf{p}\mathbf{r}}{4\pi\sigma_0 r^3} \quad (24)$$

em que \mathbf{p} é a corrente de dipólo e σ_0 é a densidade de carga inicial.

A corrente de dipólo que flue ao longo da célula aponta na direção da onda

progressiva de despolarização, sendo sua magnitude dada por $p = \pi a^2 \sigma_i \Delta \nu_i$. A região de despolarização ocupa apenas um milímetro, ou por volta desse valor, ao longo da célula. Considere, agora, que a corrente flue através do eixo x , gerando um campo magnético conforme indica a figura 18.

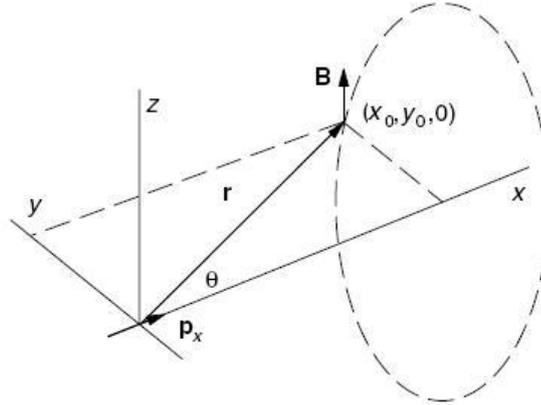


Figura 18: Geometria para o cálculo do campo magnético devido à corrente de dipólo p_x ao longo do eixo x . Extraído de Russel *et al.*, 2006.

Pode-se calcular o campo magnético pela equação de Biot-Savart (25):

$$d\mathbf{B} = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \frac{d\mathbf{s} \times \hat{\mathbf{r}}}{r^3} \quad (25)$$

Em coordenadas cartesianas o vetor, a magnitude e o vetor unitário de \mathbf{r} são, respectivamente, $\mathbf{r} = (x_0, y_0, 0)$, $r = [(x_0 - x)^2 + y_0^2]^{1/2}$ e $\hat{\mathbf{r}} = (x_0 - x)\hat{\mathbf{i}} + y_0\hat{\mathbf{j}}$.

Portanto, o produto vetorial $d\mathbf{s} \times \hat{\mathbf{r}}$ é:

$$d\mathbf{s} \times \hat{\mathbf{r}} = \begin{bmatrix} \hat{\mathbf{i}} & \hat{\mathbf{j}} & \hat{\mathbf{k}} \\ dx & 0 & 0 \\ x_0 - x & y_0 & 0 \end{bmatrix} = y_0 dx \hat{\mathbf{k}}$$

O campo magnético gerado pela corrente de dipólo terá componente apenas na direção z . Seja $I_i = -\pi a^2 \sigma_i (d\nu_i/dx)$ a corrente em qualquer momento que não seja o inicial, a expressão para B_z é, então:

$$B_z = -\frac{\mu_0 a^2 \sigma_i y_0}{4} \int \frac{(d\nu_i/dx)}{[(x_0 - x)^2 + y_0^2]^{3/2}}$$

Para $x_0 \gg x$, o denominador pode ser retirado da integral. Se a despolarização estiver na origem, a expressão de B_z toma a forma:

$$B_z = -\frac{\mu_0 a^2 \sigma_i y_0}{4(x_0^2 + y_0^2)^{3/2}} [\nu_{x_2} - \nu_{x_1}] = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{py_0}{(x_0^2 + y_0^2)^{3/2}}$$

Observa-se, na figura 18, que $y_0 = r \sin \theta$ e $x_0 = r \cos \theta$. Assim, escreve-se $py_0 = pr \sin \theta = |\mathbf{p} \times \mathbf{r}|$. Generalizando para qualquer ponto de observação \mathbf{r} , uma única célula produz o campo magnético escrito em função da corrente de despolarização:

$$\mathbf{B} = \mu_0 \frac{\mathbf{p} \times \mathbf{r}}{4\pi r^3} \quad (26)$$

2.3 A Vernix Caseosa

Denomina-se *vernix caseosa* uma camada cerosa que se forma entre a vigésima oitava e a trigésima segunda semana de gestação e que é responsável por encobrir a maior parte do feto visando dar-lhe proteção contra choques mecânicos ou mesmo bactérias. Segundo estudos de Wakai *et al.*, 2000; Piéri *et al.*, 2001, após o sétimo mês de gestação o sinal de ECGf diminui e por volta da trigésima terceira semana torna-se dificilmente captável. Somente no final da gestação, com 34 semanas, é que consegue-se novamente detectar sinal cardíaco elétrico fetal. A camada cerosa é formada por uma mistura de um composto de queratina, denominado queratinócito, e uma secreção proveniente das glândulas sebáceas. Possui espessura na ordem de milímetros, verificada após Cesariana de parto não pré-maturo. Em pré-maturos, é ainda mais espessa. A *vernix caseosa*

distingue-se dos outros tecidos por possuir baixíssima condutividade elétrica. Os queratinócitos são originados do processo de queratinização das células na epiderme superior. Neste processo, as células se enchem de filamentos de citoqueratina e se tornam achatadas. O que permanece é uma massa compacta de queratina, que age como uma barreira física tornando a pele impermeável à água. Os discos de queratina que constituem a pele do feto estão alinhados, portanto, à densidade de corrente. Esta pode ser escrita em função do campo elétrico pela equação $\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E}$. Através desta equação percebe-se que o campo elétrico que se detecta é o campo que está no sentido da corrente. Assim, a camada de *vernix caseosa* é anisotrópica e tem uma baixa condutividade na direção perpendicular à pele. Devido ao efeito isolante da *vernix*, consegue-se detectar apenas uma pequena parte da corrente na superfície do abdômen materno. Desta forma, praticamente nenhuma diferença de potencial gerado pelo feto pode ser medida no abdômen materno tornando a técnica de ECGf imprópria para captar sinal cardíaco neste período gestacional.

3 *Materiais e Metodologia*

Primeiramente, serão descritos, neste capítulo, as características dos materiais usados no presente trabalho. Será demonstrado, portanto, o sistema biogradiométrico responsável pelo registro de medidas de magnetocardiografia. A seguir, será comentado à respeito do *software* de controle e aquisição de sinais que complementa o sistema biogradiométrico, demonstrando sua rotina e seus principais controles. Finalmente, será descrito sucintamente sobre o sistema auxiliar responsável pela recuperação de boa parte do gás hélio que se evapora do criostato.

Em metodologia será discutido, inicialmente, o procedimento para utilização do sistema biogradiométrico que consiste em três etapas principais: obtenção de vácuo no criostato, refrigeração do sistema com nitrogênio líquido e, por fim, a transferência de hélio líquido. Será comentado, então, como deve ser usado o *software* de controle para detecção e aquisição de sinal. E, por fim, serão descritos os métodos utilizados nos registros de sinais.

3.1 *Materiais*

3.1.1 *O Sistema Biogradiométrico*

Compõem o sistema biogradiométrico um conjunto de SQUIDS e sua eletrônica de controle, um conjunto de gradiômetros, uma garrafa térmica superisolante, um conjunto de sondas que conectam os SQUIDS aos gradiômetros, denominadas de *inserts*, uma câmara magneticamente blindada, amplificadores e filtros do tipo passa-faixa, ambos analógicos.

Os SQUIDS e a eletrônica de controle (que consiste em um sistema auxiliar necessário para processar a informação dos dados) usados nesse projeto foram cedidos

pelo Physikalisch-Technische Bundesanstalt (PTB), de Berlin e pela Universidade de Ulm. Desta forma, pôde-se contar com dois SQUIDS provenientes da marca PTB e seis da SUPRACON. Os dispositivos supercondutores ficam acondicionados por *chips*, que os protegem de choques mecânicos e de interferência magnética.

Os SQUIDS da SUPRACON são modelos CSBlue com dimensões do *chip* de $13,0\text{mm} \times 7,5\text{mm}$. Possuem, acoplados indutivamente ao SQUID, uma bobina de entrada, uma bobina de *feedback* e um aquecedor (figura 19), sendo o último responsável pela expulsão de fluxo no anel supercondutor e na bobina de entrada. Possuem, ainda, dois terminais com parafusos onde devem ser acoplados os gradiômetros, estando estes dois terminais conectados à bobina de entrada do SQUID.

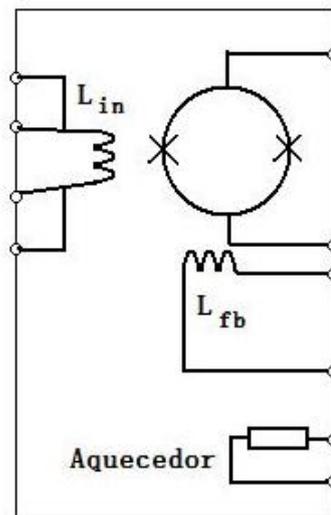


Figura 19: Esquema dos componentes em um SQUID da SUPRACON. L_{in} é a indutância da bobina de entrada e L_{fb} é a indutância da bobina de *feedback*.

Os SQUIDS da PTB possuem os mesmos componentes que os da SUPRACON, exceção é feita pela ausência do aquecedor. Contudo, os modelos PTB são dupla face, possuindo mais pontos de solda. A figura 20 mostra as dimensões dos *chips* das duas marcas.

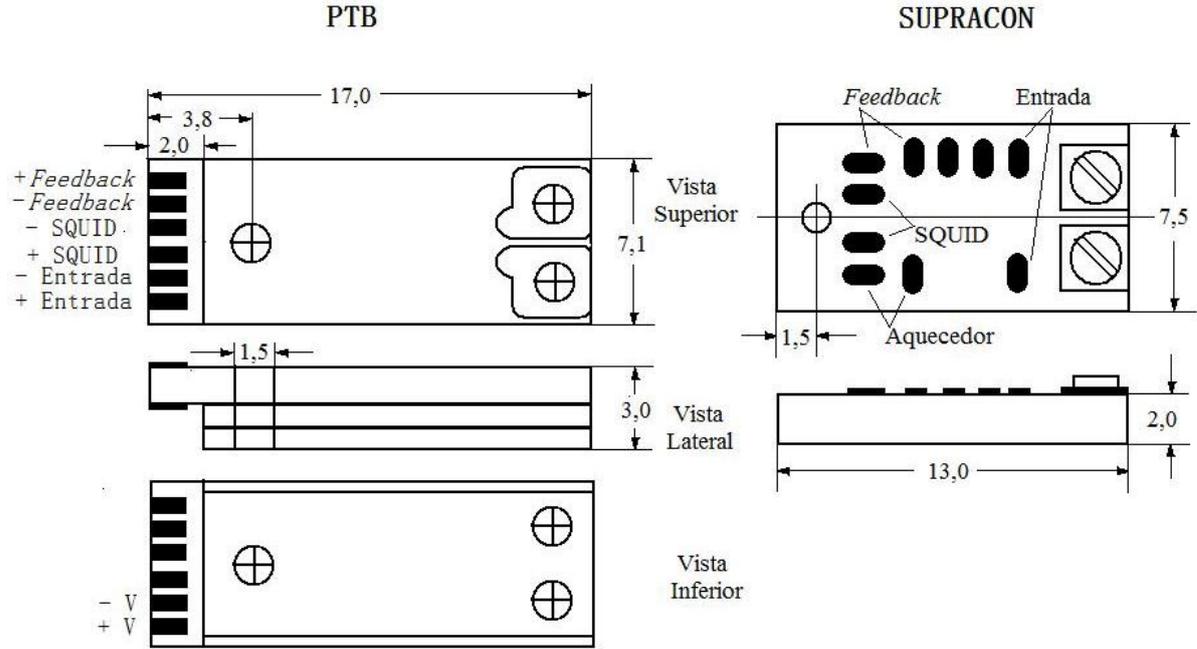


Figura 20: Dimensões dos *chips* dos SQUIDs SUPRACON e PTB e principais especificações dos pontos de solda. Todos os valores estão em *mm*.

Existe uma região ΔI em que a corrente flue com resistência nula através da junção Josephson. Esta região está relacionada com a relutância $1/\Delta M$ pela equação 27:

$$\Delta I = \frac{\Phi_0}{\Delta M} \quad (27)$$

Existe, ainda, outra importante relação do dispositivo. Trata-se do parâmetro β_L , que relaciona a voltagem de saída ΔV com o fluxo magnético aplicado. Tal relação mostra a periodicidade destas duas grandezas e é dada por:

$$\beta_L = \frac{2I_c(\Phi)L}{\Phi_0} = \frac{4I_c(\Phi)R}{\pi\Delta V} - 1 \quad (28)$$

onde L é a indutância do SQUID, R é a resistência do SQUID e $I_c(\Phi) = I_c(0)|\cos(\pi\Phi/\Phi_0)|$ é a corrente crítica escrita em função do fluxo magnético.

De acordo com a literatura, cálculos e experimentos mostram que $\beta \approx 1$ para operações de baixa intensidade de sinal. Através da equação 28, a voltagem de saída pode ser reescrita, de forma aproximada, como:

$$\Delta V \approx \frac{2I_c R}{\pi} \quad (29)$$

ou em termos da relutância:

$$\Delta V \approx \frac{2\Phi_0 R}{\pi M} \quad (30)$$

As tabelas 1 e 2 mostram alguns dos parâmetros mencionados acima, nas temperaturas supercondutoras e ambiente, respectivamente. São modelos de SQUIDS SUPRA-CON os de número de série 0244, 0245, 0246, 0248, 0534 e 0556 e PTB os de número C509 e C513.

Tabela 1: Parâmetros do SQUID à temperatura de 4,2 K, onde I_c é a corrente crítica do SQUID, R é a resistência, ΔV é a voltagem de saída, $1/M_{INP}$ é a relutância na bobina de entrada e $1/M_{FB}$ é a relutância na bobina de *feedback*.

Número de Série	0244	0245	0246	0248	0534	0556	C509	C513
$I_c (\mu A)$	21,50	22,00	27,00	21,00	23,00	21,10	9,31	12,28
$R (\Omega)$	2,91	2,83	2,51	2,82	2,24	2,40	4,98	3,66
$\Delta V (\mu V)$	54,0	55,0	56,0	58,0	41,0	46,0	40,3	42,5
$1/M_{INP} (\mu A/\Phi_0)$	0,210	0,210	0,210	0,210	0,210	0,220	0,293	0,297
$1/M_{FB} (\mu A/\Phi_0)$	9,20	9,20	9,20	9,20	9,08	9,10	41,25	42,56
Ruído ($\mu\Phi_0/H z^{1/2}$)	3,80	3,80	4,00	4,00	3,80	3,70	0,93	0,84

Tabela 2: Resistência dos SQUIDS e das bobinas de detecção à temperatura ambiente. * *Dados não fornecidos pelo fabricante.*

Número de Série	0244	0245	0246	0248	0534	0556	C509	C513
Bobina Entrada ($k\Omega$)	26,7	25,9	24,0	26,7	20,5	19,9	*	*
Bobina <i>Feedback</i> ($k\Omega$)	8,45	8,50	7,69	8,41	6,43	6,40	*	*
SQUID (Ω)	585	518	473	511	474	426	*	*

Já o *insert* é uma haste responsável por conectar e posicionar SQUIDs e gradiômetros no interior do *dewar*, além de auxiliar no vedamento do criostato e levar as informações obtidas pelo sensor para o computador através de fios interligados. A extremidade superior da sonda fica posicionada do lado externo do *dewar*. Já na inferior, encontra-se um cilindro supercondutor que envolve o dispositivo, garantindo a captação do campo magnético proveniente exclusivamente do gradiômetro. Este cilindro é constituído na parte interna por chumbo e, na parte externa, por latão. Abaixo dele encontra-se, ainda, uma rosca na qual é encaixado o gradiômetro, que se conecta ao SQUID através de um fio de nióbio.

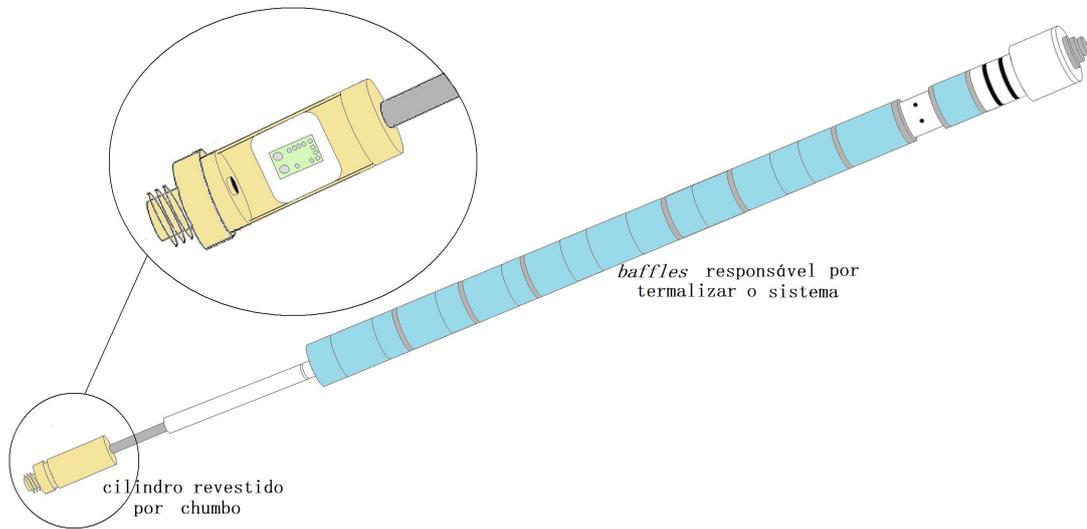


Figura 21: Ilustração do *insert* utilizado no sistema biogradiométrico. Na imagem ampliada, mostra-se um SQUID no interior do cilindro de cobre.

Acoplado ao circuito de entrada do SQUID, na extremidade inferior do *insert*, encontra-se um gradiômetro de segunda ordem. Este acoplamento é realizado de forma indutiva, isto é, um transformador de fluxo magnético, que consiste em nada mais do que bobinas vizinhas compartilhando de um mesmo fluxo magnético, une gradiômetros a SQUIDs. Assim, para um fluxo externo (Φ_e) aplicado ao gradiômetro, temos:

$$\Phi_e + (L_g + L_s)I_c = 0 \quad (31)$$

em que L_g e L_s são as indutâncias do gradiômetro e do SQUID, respectivamente. A

relação entre a indutância mútua do SQUID (M_s) e o fluxo induzido no mesmo (Φ_s) é dado pela equação:

$$\Phi_s = \frac{M_s \Phi_e}{L_g + L_s} \quad (32)$$

Sendo M_s e L_s parâmetros fixos, a transferência de fluxo ao SQUID é função da indutância do gradiômetro. Para maximizar a transferência de energia, L_s e L_g devem ter aproximadamente o mesmo valor para que a perda do sinal de interesse na bobina de entrada do gradiômetro seja mínima, de acordo com (*Williamson; Kaufman, 1981*). Desta forma, as dimensões dos gradiômetros foram determinadas em trabalhos anteriores do grupo.

Os gradiômetros usados neste projeto foram confeccionados com materiais de cerâmica macor por sofrerem pouquíssima contração térmica quando submetidos à baixas temperaturas. As peças foram confeccionadas em formato cilíndrico, com diâmetro de $2,5 \text{ cm}$ e comprimento de 15 cm .

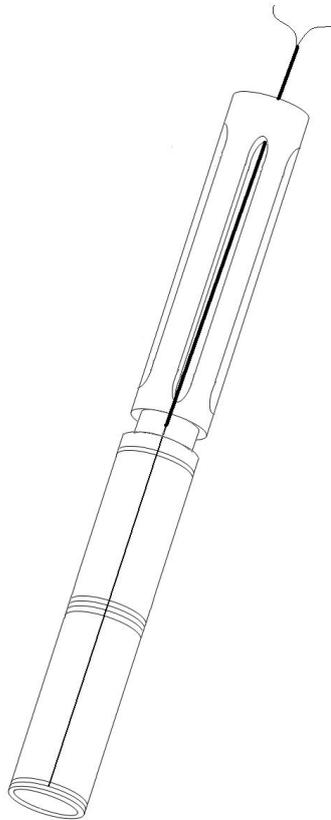


Figura 22: Ilustração do gradiômetro de segunda ordem utilizado no sistema biogradiométrico. As pontas dos fios de nióbio são ligadas aos parafusos do SQUID.

Na confecção das espiras foi utilizado um fio supercondutor composto por uma liga de nióbio e titânio (NbTi) com aproximadamente $0,1\text{ mm}$ de diâmetro. As espiras foram enroladas respeitando-se a distância de $0,2\text{ cm}$ umas das outras, sendo a linha de base de aproximadamente 7 cm . Porém, antes de começar a enrolar delimitou-se os sulcos onde seriam colocados os fios na peça cilíndrica. Com o auxílio de cola do tipo ester de cianocrilato (Super Bonder) enrolou-se, então, o fio nestes sulcos, tomando o cuidado de deixar uma angulação o mais reta possível entre espiras consecutivas além de obedecer o sentido de gradiômetros de segunda ordem, isto é, espiras externas enroladas em um sentido e internas em outro.

Vale notar que a construção do gradiômetro real obviamente não condiz com o projetado. Assim, para um gradiômetro de segunda ordem a rejeição ao campo e, conseqüentemente, à derivada do campo, não é nula.

Envolvendo os *inserts* com gradiômetros e SQUIDs encontra-se uma garrafa térmica superisolante, não-metálica, feita de fibra de vidro e projetada para minimizar a geração de ruído magnético, denominada *dewar*. É destinada a conservar a baixa temperatura do líquido criogênico em seu interior. A câmara de vácuo do *dewar* é constituída por duas paredes, uma interna e outra externa. Na parte superior do *dewar* encontra-se a válvula por onde é feito o vácuo, além do medidor de nível de Hélio líquido. O criostato utilizado no projeto possui uma cauda com diâmetro interno de 135 mm e capacidade de armazenamento de 11 l .

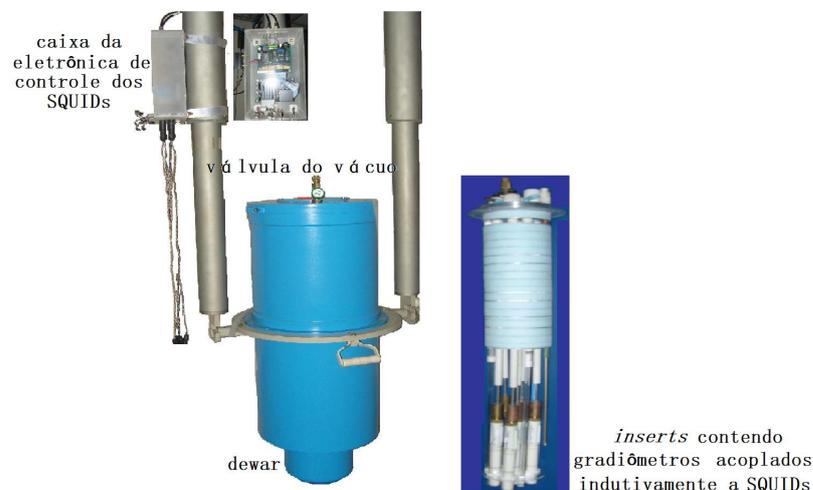


Figura 23: Ilustração do *dewar* e de parte da eletrônica do SQUID.

Para medidas de campo magnético extremamente fracas, de origem biológica, nem sempre o uso de gradiômetros é suficiente para cancelar parte do ruído ambiental de forma que se consiga detectar o sinal de interesse. Se se pensar em utilizar gradiômetros de altas ordens deve-se lembrar do fato de que a intensidade do sinal diminui consideravelmente com a ordem do gradiômetro. Assim, a câmara de blindagem magnética foi utilizada para tornar possível a medida desses campos com o uso de magnetômetros SQUID. A sala possui o formato de uma caixa de alumínio, com dimensão de $2,7\text{ m} \times 2,7\text{ m} \times 3,6\text{ m}$, sendo a espessura das paredes de 18 mm .

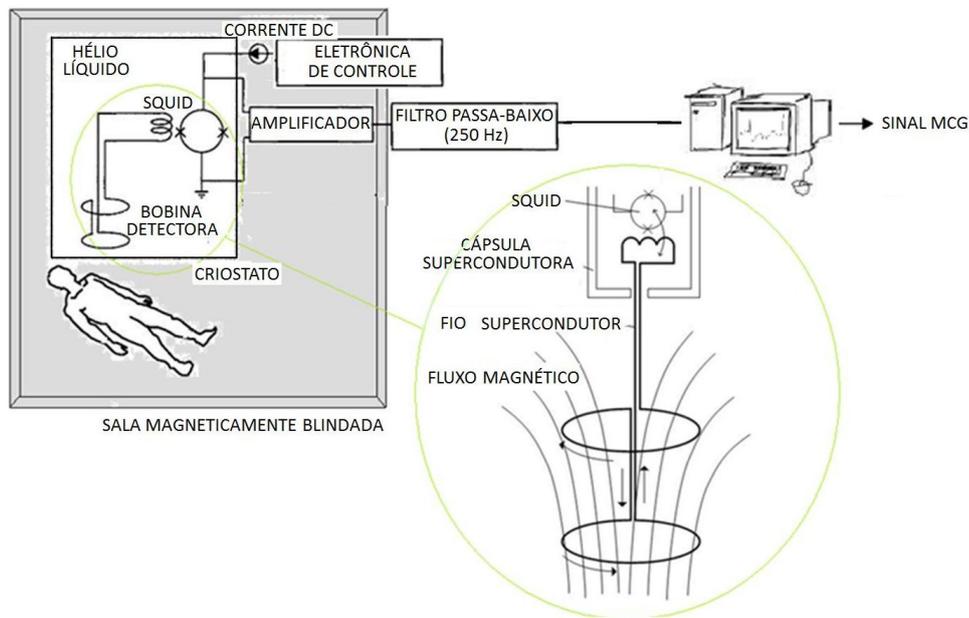


Figura 24: Esquema geral do arranjo experimental usado na obtenção de medidas de MCG. Modificado de Kandori *et al.*, 2001.

3.1.2 *Software de Controle e Aquisição de Sinais*

Para o controle do sistema biogradiométrico e para a aquisição de sinal e registro de dados foi desenvolvido um *software* no ambiente *LabView*, da *National Instruments*, que capta o sinal adquirido pelos sensores através da placa de aquisição PCI - 6014, também da *National Instruments*. Este *software* é composto por duas rotinas que estão correlacionadas entre si, sendo uma responsável por possibilitar ao usuário a atribuição

dos valores de entrada do *software* e também o controle do sistema e a outra por mostrar os gráficos do sinal captado e do ruído, além de possuir a opção de salvar, ou não, os dados em arquivos do tipo binário, dentre outras características.

A rotina básica do *software* consiste nos seguintes passos:

- Abrir, criar ou substituir um arquivo de dados;
- Ler os valores de entrada;
- Ler os valores adquiridos das tensões referentes aos sinais dos sete canais;
- Filtrar e amplificar os sinais;
- Mostrar a imagem e características do sinal em um canal pré-determinado pelo usuário;
- Salvar os dados das tensões referentes ao tempo da aquisição no arquivo aberto, criado ou substituído, com extensão .dat;
- Retornar ao segundo item até o programa ser finalizado.

Serão detalhados, a seguir, os itens mais relevantes vistos nas telas dos *softwares* de controle e aquisição de sinais (figuras 25, 26 e 27), iniciando pelo *software* de controle.

- 01.) Habilita a escolha do canal a ser trabalhado, isto é, escolhe-se o canal que receberá os dados de entrada. Desta forma, a janela superior (*SQUID*) mostra números de 1 a 8 que correspondem aos oito canais do sistema;
- 02.) Habilita a escolha de uma corrente que define um ponto de operação apropriado;
- 03.) Habilita a escolha de uma voltagem em um ponto que é possível sintonizar o fluxo que atravessa o anel do SQUID tornando-o apto, neste ponto, a detectar o sinal de interesse;
- 04.) Habilita a escolha de um ponto que auxilia na sintonização do fluxo no anel do SQUID;



Figura 25: Painel de controle do *software* de aquisição de sinais.

- 05.) Habilita a escolha do aumento da amplitude do sinal de entrada para o sinal de saída. É frequente escrever o ganho em unidades de decibéis. No caso da voltagem, o ganho é dado por:

$$ganho = 20 \log \left(\frac{V_{saída}}{V_{entrada}} \right) dB \quad (33)$$

Portanto, o ganho apenas influencia na amplificação do sinal de saída;

- 06.) Reinicializa todos os comandos dos SQUIDs simultaneamente;
- 07.) Chave seletora que especifica o tipo de filtro utilizado. Durante as aquisições de dados a chave é mantida na opção Passa-Alta (*Hi Pass*);
- 08.) O termo *Flux Locked Loop* ou simplesmente FLL refere-se ao fluxo constante que atravessa o anel supercondutor. Esse valor constante ocorre devido a bobina de *feedback* produzir um fluxo de mesma magnitude mas de direção contrária ao fluxo que atravessa a bobina de entrada, cancelando-o portanto. Quando não há esse cancelamento, ou seja, os fluxos das bobinas de *feedback* e de entrada possuem magnitudes diferentes, então utiliza-se o termo *Flux Opened Loop* (FOL). Desta forma, neste trabalho serão utilizadas as siglas “FLL” para designar o fluxo constante que atravessa o anel supercondutor e “FOL” para se referir ao fluxo variável. Durante a aquisição do sinal a chave seletora deve ser mantida na configuração FLL;
- 09.) Chave seletora que quantifica a sensibilidade do sinal detectado. A configuração 2 pólos possui uma sensibilidade maior que a configuração 1 pólo;
- 10.) Reinicializa os comandos dos canais;
- 11.) Permite escolher a forma de onda que será gerada no sistema biogradiométrico. Dentre as opções encontram-se: *ground*, *square*, *sinusoidal* e *triangular*;
- 12.) Permite escolher a frequência da forma de onda gerada. Possui sete níveis de frequência;
- 13.) Habilita a forma de onda e a frequência escolhida;
- 14.) Interrompe a execução do *software*.

O *software* de aquisição de sinais possui duas abas, uma de configuração de dados e outra de aquisição do sinal.

Os comandos da aba de configuração de dados (figura 26) são explicados a seguir.

- 15.) Especifica o canal que está sendo visualizado na tela do programa. A numeração do visor varia-se de 1 à 8;

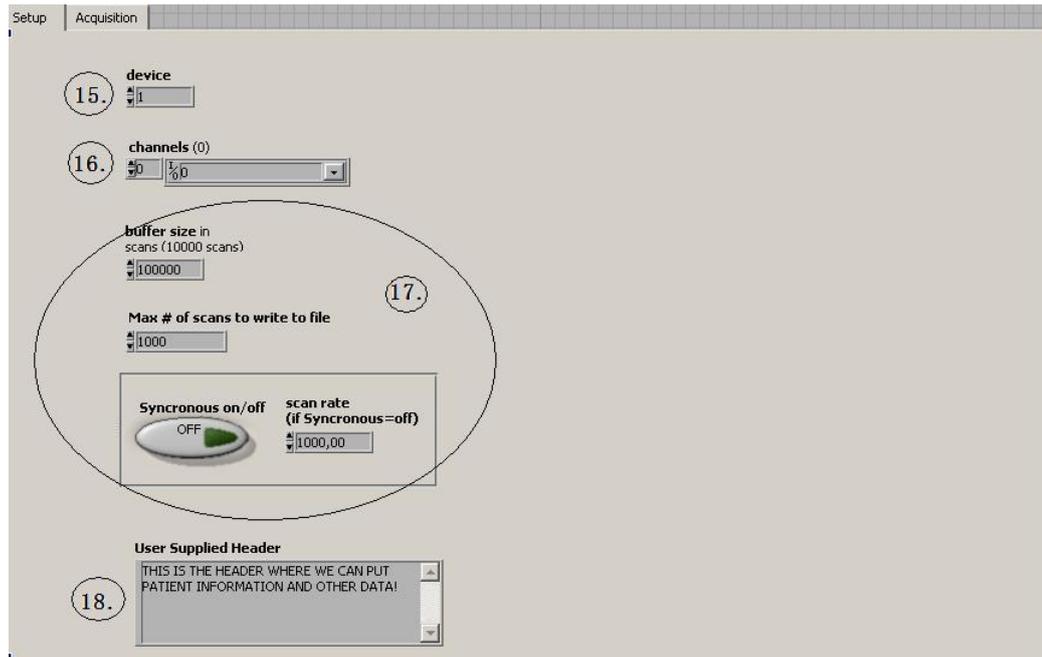


Figura 26: Painel de configuração de dados do *software* de aquisição de sinais.

- 16.) Especifica os canais que terão os dados registrados no arquivo. A numeração do visor varia-se de 0 à 7, em que 0 corresponde ao primeiro canal, 1 ao segundo e assim sucessivamente;
- 17.) Especifica o número de pontos que estão sendo utilizados durante a aquisição do sinal e também no registro de dados. Com a aquisição sincronizada são plotados 1980 pontos a cada segundo no arquivo de registro de dados enquanto que na opção não sincronizada são plotados 1000 pontos por segundo. Desta forma, observando o número de pontos gerados no arquivo é possível obter o período do ciclo em cada canal;
- 18.) Possibilita digitar informações do paciente ou/e data da aquisição dos dados. Estas informações são registradas no cabeçalho do arquivo de dados.

Finalmente, explica-se os comandos da aba de aquisição de sinais e registro de dados (figura 27).

- 19.) Visualização do sinal em um gráfico de *voltagem versus tempo*;
- 20.) Visualização do espectro de frequências do sinal. Para obter esse espectro aplica-se a Transformada de Fourier no sinal;

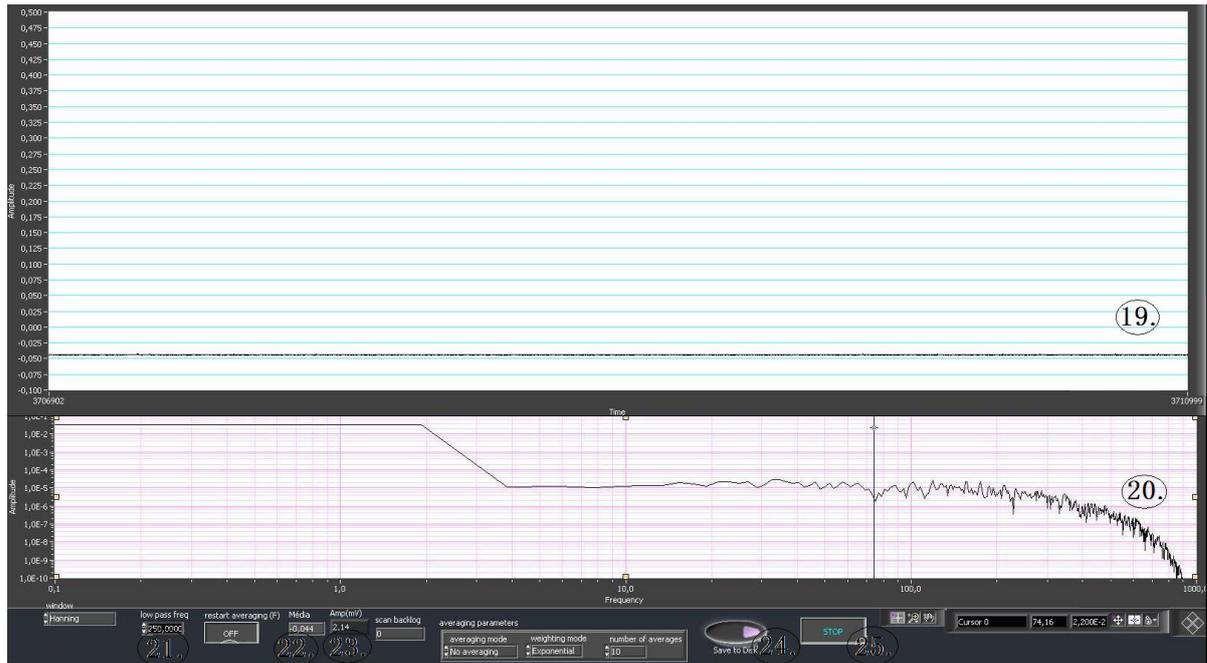


Figura 27: Painel de visualização e aquisição de dados do *software* de aquisição de sinais.

- 21.) Especifica o tipo de filtro e sua respectiva frequência de corte;
- 22.) Mostra o valor médio da voltagem do gráfico do item 19.);
- 23.) Mostra o valor da amplitude da voltagem do gráfico do item 19.);
- 24.) Registra ou interrompe os dados em um arquivo se este botão estiver ou não selecionado, respectivamente;
- 25.) Interrompe a execução do *software*.

Um *software* complementar foi desenvolvido, também em *Labview*, para ler os arquivos do tipo binário e transformá-los em arquivos do tipo ASCII. O uso deste *software* é bastante simples, sendo pedido o nome do arquivo de entrada do tipo binário que deverá ser convertido em ASCII e também o nome do arquivo de saída, do tipo ASCII, onde serão salvos os dados.

Desta forma, é possível usar um filtro de média móvel nos registros para eliminar ainda mais componentes indesejáveis e conseguir um sinal de interesse mais nítido, como será mostrado adiante.

3.1.3 *Sistema Complementar: a Recuperação do Gás Hélio*

Trabalhar com sistemas criogênicos em Ribeirão Preto traz algumas dificuldades. Dentre elas se destacam duas principais: o alto preço do Hélio líquido e o fato de não haver um laboratório criogênico com liquefatora de Hélio, necessitando transportar Hélio líquido do IFSC - USP o que encarece ainda mais o produto, além de aumentar as perdas. Assim, desde o princípio dos trabalhos do grupo de biomagnetismo com criogenia foi montado um sistema de recuperação de gás Hélio, composto por um balão com capacidade de armazenamento de 2 m^3 e compressores com acionamento automático que abastecem os cilindros com o gás. Desta forma, é reaproveitada boa parte do gás que é, então, enviada novamente à São Carlos onde é feita a liquefação do Hélio.

O sistema biogradiométrico tem uma perda de aproximadamente $0,002\text{ m}^3/\text{dia}$ uma vez que se consome $0,014\text{ m}^3$ por abastecimento do *dewar*, tendo, portanto, um período de trabalho de aproximadamente uma semana sem necessitar reabastecê-lo. Gasta-se cerca de $0,003\text{ m}^3$ de Hélio com o resfriamento do sistema e eventual perda para o meio externo, já que a capacidade do *dewar* é de $0,011\text{ m}^3$.

3.2 *Metodologia*

3.2.1 *Procedimento padrão para utilização do sistema biogradiométrico*

O processo de transferência de Hélio líquido no sistema criogênico consiste, basicamente, de três etapas:

- obtenção de alto vácuo no criostato;
- refrigeração com nitrogênio líquido;
- transferência do hélio líquido.

A retirada de gases do interior do sistema é feita à temperatura ambiente e é indispensável, pois tem como função o isolamento térmico do líquido criogênico, ou seja,

este processo minimiza a vaporização do hélio no criostato. Assim, após um período sem utilizar o *dewar* ou depois do uso inicial, a condição de vácuo deve ser checada constantemente, fazendo vácuo caso este não esteja em níveis aceitáveis para utilização.

Após estar certo da existência de vácuo no criostato, passa-se a etapa de refrigeração. Primeiramente, ocorre um pré-resfriamento do *dewar* e do *insert* com nitrogênio líquido devido a este ser bem mais barato do que hélio. Desta forma, insere-se um tubo de aço inoxidável até o fundo do *dewar*, sendo que este tubo deve ter sido previamente resfriado também com nitrogênio. Isso previne o choque térmico do sistema. Transfere-se, então, o nitrogênio líquido até que este atinja o pescoço do *dewar*. A termalização deste processo é de 10 à 15 horas, segundo o manual de operação de criogenia do fabricante (CTG SYSTEMS INC.). Para evitar qualquer possível contaminação no interior do criostato é importante vedar a parte superior do *dewar* permitindo que o gás flua somente através da válvula. O nitrogênio líquido permanecerá no recipiente até o sistema termalizar.

O próximo passo é a transferência de hélio líquido. Para evitar armadilhamento de fluxo nos SQUIDS a transferência é feita dentro da câmara magneticamente blindada, estando a porta fechada. Antes de começar a transferência alguns itens devem ser devidamente posicionados para auxiliar no processo. Assim, o medidor de nível de líquido deve ser conectado ao *dewar*, o soprador térmico deve estar pronto para ser usado no caso de a linha de transferência ficar congelada ao criostato no final do processo, o cilindro de pressurização deve estar ligado ao reservatório para aumentar a transferência quando o medidor de nível começar a leitura e as luvas de proteção devem ser usadas para segurança. A linha de transferência é, então, inserida no reservatório (Cryofab) lentamente até começar a evolução de gás. Espera-se um tempo para resfriá-la antes de colocar a outra extremidade no *dewar*, sendo que esta extremidade fica conectada a mangueira do sistema de recuperação de gás. Após a linha estar resfriada, tira-se a extremidade que está conectada à mangueira e lentamente a insere no *dewar*. Quando o medidor de nível começa a aumentar a leitura é porque o sistema já está completamente termalizado e o líquido começa a ser transferido para o *dewar*. Por último, remove-se a linha do *dewar* e do reservatório, simultaneamente, e fecham-se o sistema de pressurização e a válvula do sistema de recuperação de gás hélio, finalizando o processo de transferência. Para utilizar o sistema e obter dados conecta-se a eletrônica de controle nos *inserts*.

3.2.2 Utilizando o Sistema de Controle para Detecção de Sinais

O comportamento dinâmico dos sistemas físicos em torno de um determinado ponto de operação pode ser descrito, em geral, por uma equação diferencial linear que relaciona o sinal de entrada com o sinal de saída. Usando a Transformada de Laplace tem-se, então, uma representação entrada-saída do sistema denominada função de transferência. O sinal registrado através da captação de fluxo FOL não tem utilidade médica pois a função de transferência do SQUID é periódica e não-linear, o que pode distorcer altamente a morfologia do sinal. Portanto, para linearizar o sinal de saída é necessário trabalhar com a captação de fluxo FLL.

O ponto de operação do SQUID é mantido constante através da bobina de *feedback* removendo-se, assim, a não-linearidade e a periodicidade da função de transferência. No entanto, o *feedback* tem uma limitação intrínseca que consiste no tempo de reação necessário para compensar as variações do fluxo magnético que penetra o SQUID.

Alguns passos devem ser executados no sistema de controle para determinar e otimizar o ponto de operação dos sensores SQUIDs. Este ponto ocorre quando a resposta de V/Φ_0 possui amplitude máxima no gráfico de *voltagem versus tempo*, na tela do *software* de aquisição. Primeiramente, deve-se zerar a linha de base do sinal no potenciômetro da eletrônica de controle do SQUID, canal por canal (cada canal possui seu próprio ajuste, sendo a sensibilidade do potenciômetro bastante alta). Isso é feito ativando o filtro passa-alto (*Hi Pass*) e utilizando *ground* como forma de onda. O valor médio da amplitude obtido nessa configuração é considerado o valor “zero” do sinal. Em seguida, muda-se a chave seletora para DC e, utilizando o ajuste da eletrônica de controle, deve-se chegar no valor “zero” citado anteriormente. Uma vez zeradas as linhas de base, ativa-se a opção do formato de onda triangular e varia-se I_{bias} até que apareçam triângulos, de forma a maximizá-los. I_{bias} influencia diretamente no fluxo do anel supercondutor do SQUID. É necessário, então, zerar o valor médio da amplitude do sinal triangular através do *offset* ou do V_{bias} . *Offset* e V_{bias} são correntes que fluem na bobina de *feedback*, gerando um fluxo magnético DC. Perceba que I_{bias} possui um valor estável pois é uma grandeza que está sendo medida no anel supercondutor do SQUID, ou seja, em temperatura constante durante a fase supercondutora. Já V_{bias} costuma variar os valores do ponto de trabalho se medidos em diferentes instantes pois é um recurso da eletrônica de controle do SQUID,

estando sujeito à temperatura ambiente e outros fatores externos. Finalmente, fecha-se o ciclo do anel supercondutor ativando a opção FLL no *software* de controle, tornando os sensores aptos a captarem sinais não-periódicos.

3.2.3 *Procedimentos Experimentais*

Inicialmente, procurou-se determinar o ponto de trabalho dos SQUIDs utilizando o procedimento descrito na seção anterior. Nesta etapa foi determinado, também, o ruído ambiental que cada SQUID captava ao usar onda do tipo *ground* no *software* de controle. Tomaram-se dois momentos distintos:

- Em um primeiro momento, soldou-se um SQUID por vez em um *insert*, curto-circuitando os parafusos do SQUID utilizados para ligá-lo ao gradiômetro. Colocava-se, em seguida, o *insert* diretamente no reservatório de hélio líquido e conectava à ele a eletrônica de controle do sistema. Desta forma, o próprio SQUID captava o fluxo magnético;
- Posteriormente, utilizou-se o sistema biogradiométrico multicanal (com espaço físico para sete canais), com *inserts* inseridos no *dewar* e SQUIDs acoplados a gradiômetros de segunda ordem.

Vale ressaltar que, até o momento inicial do uso do sistema biogradiométrico multicanal, não tínhamos ainda os SQUIDs de número de série 0244 e 0248, da SUPRACON, sendo utilizados somente seis sensores.

Durante os experimentos sem a presença dos gradiômetros foi verificada a variação de V_{bias} dos SQUIDs com o objetivo de usar o sensor que demonstrasse maior variação em um sistema monocanal na tentativa de detectar sinal magnetocardiográfico. A variação de V_{bias} está relacionada com a estabilidade do sinal, isto é, quanto maior a variação, mais estável é o sinal. Desta forma, mediu-se V_{bias} nos limites superior e inferior até que o sinal visualizado na tela se saturasse e, então, subtraiu um valor do outro para determinar o número de pontos da variação. Quanto menor é o número de pontos, mais frequentemente resulta a perda do modo FLL. Desta forma, escolheu-se o SQUID que demonstrou maior

variação de V_{bias} (0556, da SUPRACON). Coincidentemente, esse dispositivo foi o que apresentou menor amplitude de ruído, com $(10 \pm 1 \text{ mV})$, lembrando que os SQUIDs 0244 e 0248 chegaram posteriormente.

Na sequência, procurou-se observar o quanto cada componente do sistema contribuía com o ruído ambiental durante o registro dos sinais. Desta forma, através de um gerador de sinais, um sinal cardíaco arbitrário com amplitude de $63,46 \text{ mV}$ e frequência de 3 Hz foi gerado na eletrônica de pré-processamento do sistema biogradiométrico. Dentre os componentes analisados estavam filtros analógicos do tipo passa-baixo (250 Hz) e amplificadores de sinais, filtros analógicos do tipo Notch, cabo com aproximadamente dois metros de comprimento (responsável por transmitir o sinal que sai da câmara magneticamente blindada até o computador) e a eletrônica desse sistema.

De acordo com os resultados obtidos até o momento, mostrados no capítulo seguinte, achou-se necessário verificar as características das cinco placas da eletrônica de controle e os sete canais do sistema supercondutor. Teoricamente, todos os canais e placas deveriam possuir as mesmas características, sendo esperado, portanto, valores aproximados do sinal adquirido por um mesmo SQUID uma vez que aparentavam estarem nas mesmas condições. Gerando, então, um sinal de onda triangular através do software de controle usando apenas a eletrônica de pré-processamento do sistema biogradiométrico, verificou-se se haveriam variações da amplitude do sinal quando captava-se o fluxo magnético com a configuração FOL.

Durante todas as etapas citadas anteriormente procurou-se analisar e diminuir o ruído ambiental presente no registro de sinais.

4 *Resultados*

Neste capítulo serão apresentados os resultados obtidos através da metodologia descrita na seção anterior com a utilização do sistema biogradiométrico, em que visou-se seu desenvolvimento para registrar sinais provenientes de baixo campo magnético.

4.1 *Ponto de Trabalho dos SQUIDS e suas respectivas Amplitudes*

Verificando a funcionalidade dos SQUIDS pôde-se encontrar seus valores de I_{bias} , que são apresentados na tabela 3, em unidades arbitrárias. Acrescentou-se um erro experimental de uma unidade devido a amplitude máxima da onda triangular se mostrar, na maioria das vezes, com pouca variação em cerca de três unidades de I_{bias} . Estes valores correspondem a múltiplos das correntes apresentadas pelo fabricante (tabela 1). Assim, a tabela 4 contém as razões calculadas entre I_{bias} do fabricante e I_{bias} obtido experimentalmente.

Tabela 3: Ponto de trabalho dos SQUIDS não acoplados e acoplados a gradiômetros de segunda ordem, em unidades arbitrárias. *Sem medidas para estes SQUIDS.

Número de Série	0244	0245	0246	0248	0534	0556	C509	C513
$(I_{bias} \pm 1)$ sem gradiômetro	55	61	73	64	72	65	25	33
$(I_{bias} \pm 1)$ com gradiômetro	48	53	*	*	64	59	16	31

Tabela 4: I_{bias} do fabricante/ I_{bias} experimental com SQUIDS não acoplados e acoplados a gradiômetros, em μA por unidade de corrente. *Valores não obtidos para estes SQUIDS.

Número de Série	0244	0245	0246	0248	0534	0556	C509	C513
Sem gradiômetro	0,39	0,36	0,37	0,33	0,32	0,33	0,37	0,37
Com gradiômetro	0,45	0,42	*	*	0,36	0,37	0,58	0,40

Portanto, os SQUIDS mostraram possuir uma relação média de $(0,4 \pm 0,04) \mu A$

por unidade arbitrária de corrente quando acoplados a gradiômetros de segunda ordem, excluindo-se dessa média o resultado do SQUID *C509* que apresentou um valor destoante dos demais.

Com os pontos de trabalho dos SQUIDS, mediram-se as amplitudes máximas das ondas triangulares que cada um captava e também as amplitudes máximas do ruído ambiental, conforme são vistas na tabela 5:

Tabela 5: Amplitudes máximas das ondas triangulares e do ruído ambiental captadas pelos SQUIDS não acoplados e acoplados aos gradiômetros, respectivamente, em mV.

Número de série	Ondas Triangulares		Ruído Ambiental	
	sem gradiômetro	com gradiômetro	sem gradiômetro	com gradiômetro
0244	(3800 ± 100)	(1600 ± 100)	(10 ± 1)	*
0245	(3300 ± 100)	(1300 ± 100)	(29 ± 1)	(9 ± 1)
0246	(3300 ± 100)	*	(33 ± 1)	*
0248	(3850 ± 50)	*	(8 ± 1)	*
0534	(3300 ± 100)	(1600 ± 100)	(120 ± 10)	(7 ± 1)
0556	(3300 ± 100)	(2000 ± 100)	(10 ± 1)	(14 ± 2)
C509	(4100 ± 100)	(1700 ± 100)	(13 ± 1)	(340 ± 50)
C513	(3000 ± 100)	(1900 ± 100)	$(12,3 \pm 0,5)$	(650 ± 25)

Um exemplo da medição dessa amplitude pode ser visto na figura 28 em que a amplitude máxima é dada pela subtração dos pontos extremos superior e inferior. Com o sistema multicanal pôde-se observar ondas triangulares em cinco canais quando foi usada a configuração FLL para captar fluxo magnético. A exceção ocorreu no canal que continha o SQUID com número de série 0246, onde as ondas triangulares se mostraram bastante instáveis, sendo possível observá-las por curto período, pois logo se saturavam. Desta forma, não pôde-se determinar o valor da corrente que gerou a máxima amplitude neste canal, tampouco a máxima amplitude da onda triangular.

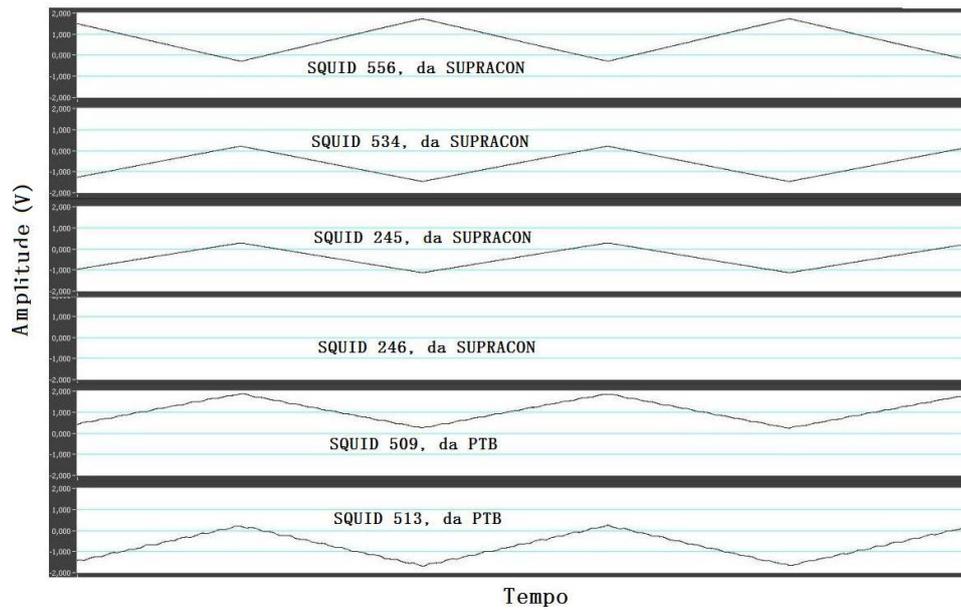


Figura 28: Curvas de *tempo versus amplitude de voltagem* obtidas utilizando SQUIDS acoplados a gradiômetros de segunda ordem e simulação de onda triangular.

Repare que as curvas de *tempo versus amplitude de voltagem* trazem uma diferença de fase causadas pelas Junções Josephson, conforme visto na teoria. A voltagem é máxima quando o fluxo dentro do anel for múltiplo do fluxóide Φ_0 e mínima quando o fluxo for múltiplo da metade de Φ_0 . A onda triangular gerada no sistema só é observada através da captação de fluxo com a configuração FLL. Já na captação de fluxo com a configuração FOL pode-se notar que a onda triangular gerada no sistema é bastante distorcida (figura 29).

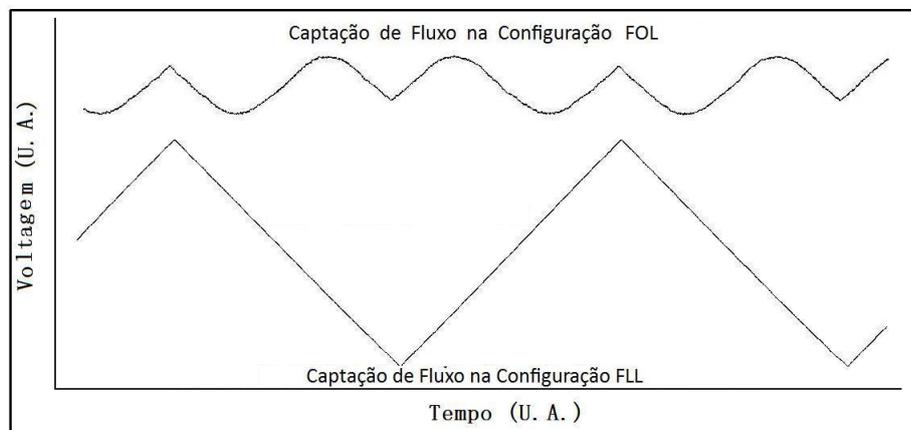


Figura 29: Voltagem em função do tempo, em unidades arbitrárias (u. a.). Imagem obtida com sistema monocanal utilizando o SQUID 0556, da SUPRACON.

4.2 Detecção do Sinal MCG adulto

Em ambos os sistemas biogradiométricos (monocanal e multicanal) conseguiu-se captar sinal MCG adulto, porém na presença de um elevado ruído externo. A figura 30 mostra a sobreposição desses sinais com ruído ambiental que foram obtidas em dois momentos diferentes, uma através do uso do sistema monocanal (a) e outra através do sistema multicanal (b) utilizando o SQUID 0556 (SUPRACON). Um ponto a se observar é que no sistema multicanal captou-se sinal MCG em três dos sete canais possíveis (na última aquisição de sinais realizada antes do término deste trabalho algumas mudanças foram feitas na relação *insert/SQUID* - inverteram-se os SQUIDs 0245 e 0246 e retirou-se o SQUID C509, da PTB, para substituí-lo pelo SQUID 0244, da SUPRACON, um dos últimos a serem adquiridos pelo grupo).

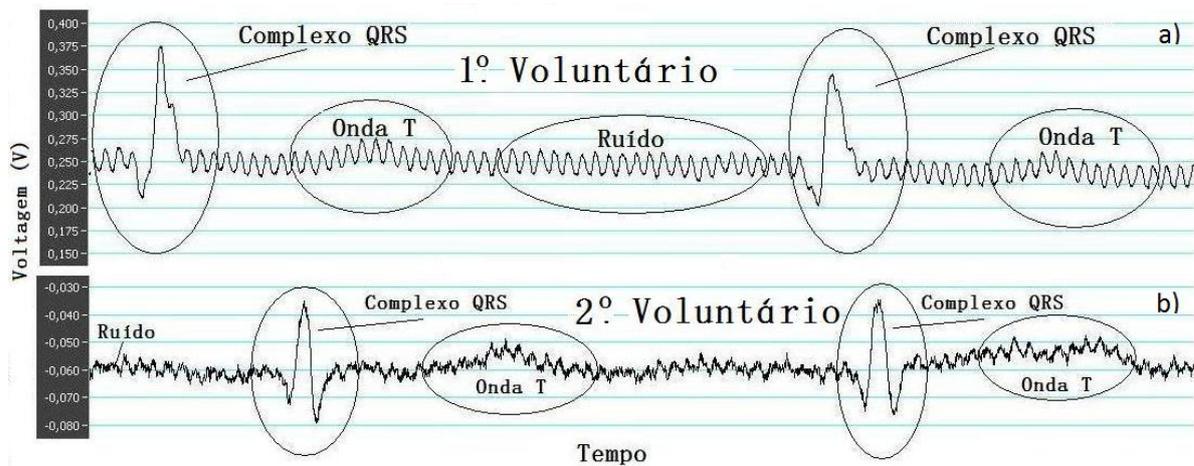


Figura 30: Sinais magnetocardiográficos de voluntários adultos obtidos utilizando SQUID DC acoplado a gradiômetro de segunda ordem.

As principais frequências deste ruído, de acordo com os gráficos do espectro de frequências do ruído magnético observado na tela do *software* de aquisição (figura 31), são de 60 *Hz* e suas harmônicas, que ocorrem devido à interação das ondas eletromagnéticas existentes no ambiente (ondas de rádio, TV, campos magnéticos, dentre outros) com os instrumentos biomagnéticos, ocasionando sobreposição de sinais.

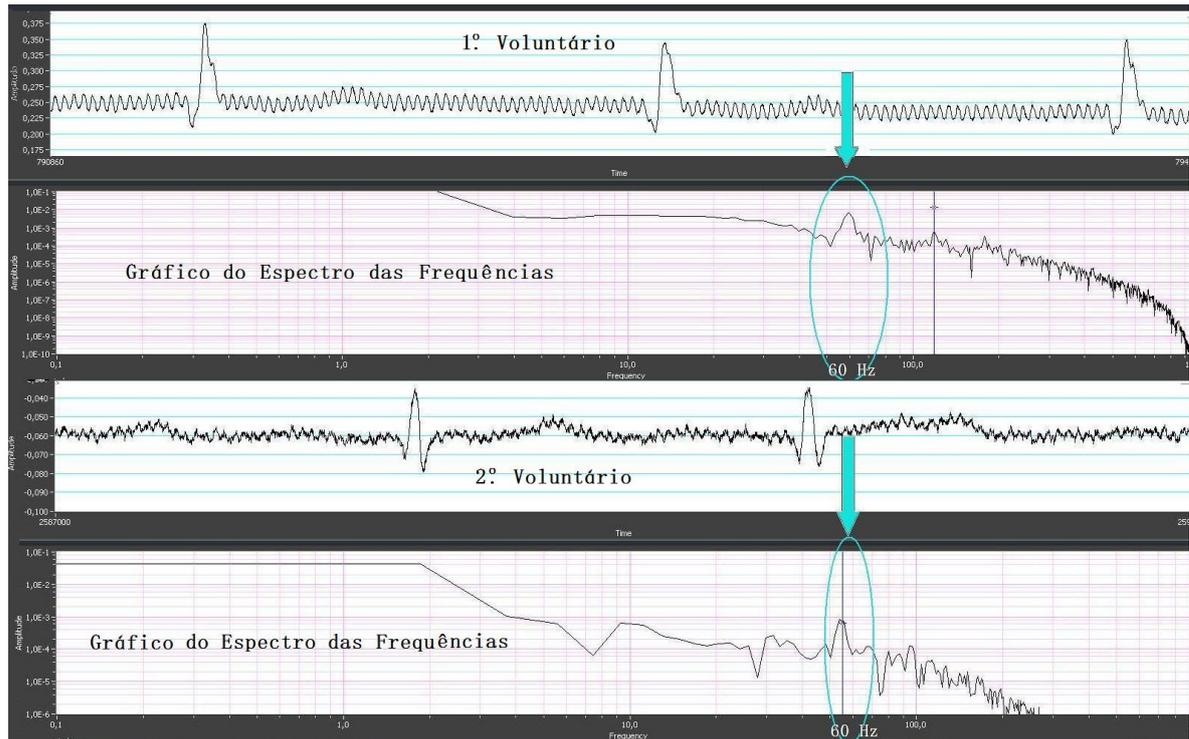


Figura 31: Principal ruído observado na tela do *software* durante a aquisição de sinais magnetocardiográficos em voluntários adultos.

Assim, além da filtragem gradiométrica e da blindagem magnética com o uso da câmara, tentou-se uma terceira técnica para diminuir a influência do ruído ambiental: o uso de filtragem eletrônica capaz de filtrar a frequência da rede.

4.2.1 *Filtros Eletrônicos do tipo Notch e estimativa da Atenuação do Ruído Ambiental*

Para eliminar ruídos na frequência da rede utilizam-se, geralmente, filtros do tipo Notch pois estes são capazes de rejeitar uma faixa bastante estreita de frequências dos sinais que lhes são oferecidos na entrada. Portanto, na tentativa de diminuir a frequência de 60 *Hz* e seus harmônicos do sinal de interesse, buscou-se confeccionar e adicionar ao sistema biogradiométrico filtros do tipo Notch.

De acordo com Pinheiro *et al.* o fator de qualidade Q defini-se como o quociente entre a frequência de corte do Notch Ω_0 e a largura da banda rejeitada (diferença entre a frequência de corte superior Ω_2 e a inferior Ω_1). A frequência Ω_0 é o centro da banda rejeitada, isto é, a média geométrica de Ω_1 e Ω_2 . Parametrizando os resultados em função

de Ω_0 e Q , emprega-se 34 para obter Ω_1 e Ω_2 das especificações em Ω_0 e Q .

$$\left\{ \begin{array}{l} \Omega_0 = \sqrt{\Omega_1 \Omega_2} \\ Q = \frac{\Omega_0}{\Omega_2 - \Omega_1} \end{array} \right\} \Rightarrow \left\{ \begin{array}{l} \Omega_2 = \frac{\Omega_0}{2Q} (1 + \sqrt{1 + 4Q^2}) \\ \Omega_1 = \frac{\Omega_0^2}{\Omega_2} \end{array} \right\} \quad (34)$$

Através da equação 34 determina-se os valores dos resistores R_1 , R_2 e R_3 e capacitores C que compõem o circuito, pois a frequência de corte Ω_0 também é uma função desses parâmetros:

$$\Omega_0 = f(R_1, R_2, R_3, C, Q)$$

Desta forma, Guasti Jr., 1996, testou diferentes configurações de circuitos Notch, obtendo melhor resposta de saída para o circuito com fator de qualidade 6 ($Q = 6$).

Quanto maior é o fator Q , mais estreita é a curva de ressonância do filtro, o que faz com que ele atue em uma faixa mais limitada de frequências.

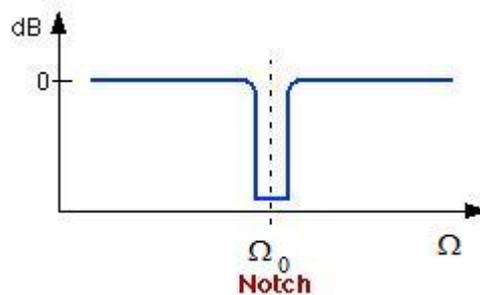


Figura 32: Curva ideal do fator de qualidade Q de filtro do tipo Notch. Gráfico de *intensidade versus frequência* em que Ω_0 é a frequência Notch.

Com o uso de um magnetômetro de fluxo saturado (*fluxgate*) estabeleceu-se uma relação entre a voltagem do sinal de saída e o ruído magnético ambiental. Assim, estimou-se que o ruído estava por volta de $20 nT$.

Utilizando a equação 33, considerando que o campo magnético é uma grandeza diretamente proporcional à voltagem, determinou-se que deveria ser alcançada, com os filtros do tipo Notch, uma atenuação igual ou superior a $20 dB$ para conseguir diminuir o ruído ambiental em um valor próximo à intensidade do sinal MCGf.

Em notação matemática,

$$\text{atenuação} = 20 \log \left(\frac{B_{\text{saida}}}{B_{\text{entrada}}} \right) \text{ dB}$$

em que $B_{\text{saida}} = 2 \text{ nT}$ (intensidade teórica do sinal MCGf) e $B_{\text{entrada}} = 20 \text{ nT}$ (amplitude do ruído ambiental do SQUID 0556 no sistema monocanal), calculando uma atenuação de 20 dB .

Com dois circuitos do tipo Notch montados em uma malha, variou-se um sinal senoidal, proveniente de um gerador de sinais, em uma faixa de frequências que contivesse o 60 Hz coletando-se, então, os dados da amplitude da voltagem com o uso do *software* de aquisição de dados comentado anteriormente neste trabalho. Plotaram-se, assim, no programa Origin, os valores da *voltagem (dB) versus frequência* (figura 33):

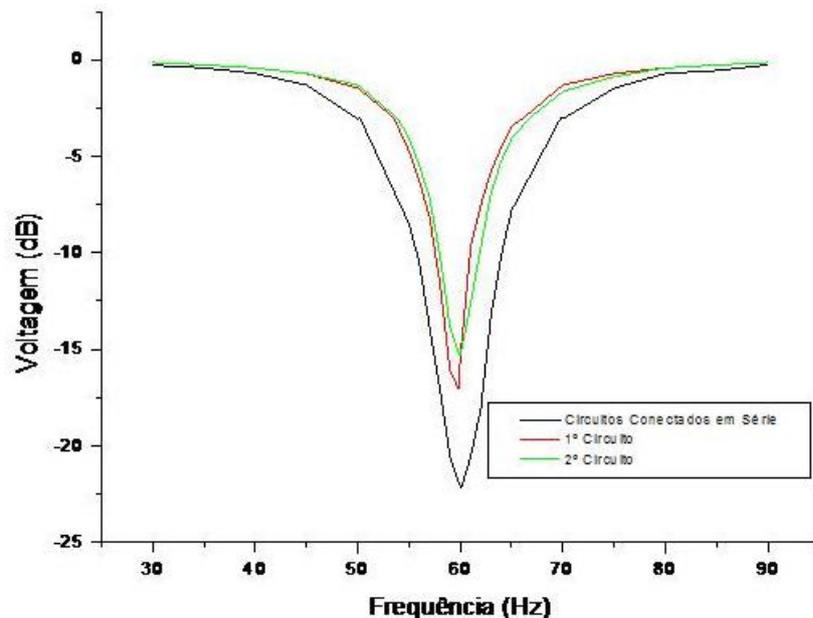


Figura 33: Curva de *voltagem versus frequência* de filtros do tipo Notch individuais e conectados em série.

Pelo gráfico observa-se que para atingir uma atenuação de 20 dB são necessários dois filtros do tipo Notch estarem conectados em série. Assim, para os oito canais presentes na eletrônica de pré-processamento do sistema biogradiométrico multicanal foram confeccionados dezesseis filtros do tipo Notch.

Para otimizar a distribuição espacial dos componentes eletrônicos referentes aos dezesseis circuitos em uma placa, utilizou-se o *software PCB - Wizard*. Desta forma, os

circuitos foram confeccionados e inseridos no sistema biogramétrico. Cada canal recebeu, portanto, dois circuitos do tipo Notch conectados em série (figura 34).

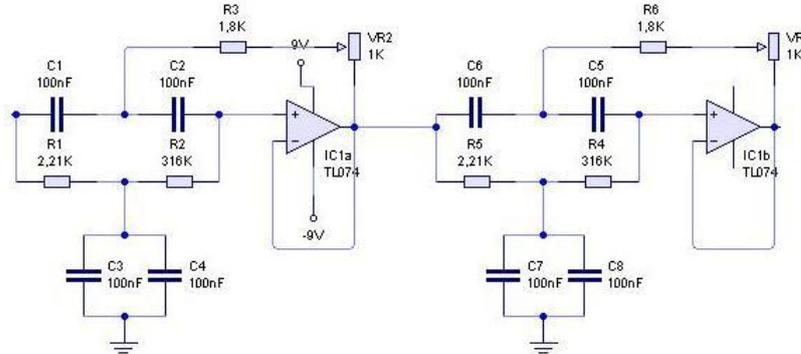


Figura 34: Ilustração da conexão dos componentes eletrônicos em filtros do tipo Notch.

Com uma nova esperança de se conseguir diminuir o ruído externo ao ponto de detectar sinal MCGf, testaram-se os filtros do tipo Notch gerando um sinal cardíaco arbitrário com ruído no sistema eletrônico de pré-processamento, com amplitude de 63,46 *mV* e frequência de 3 *Hz*. A figura 35 mostra uma imagem da tela do *software* obtida com este sinal cardíaco gerado.

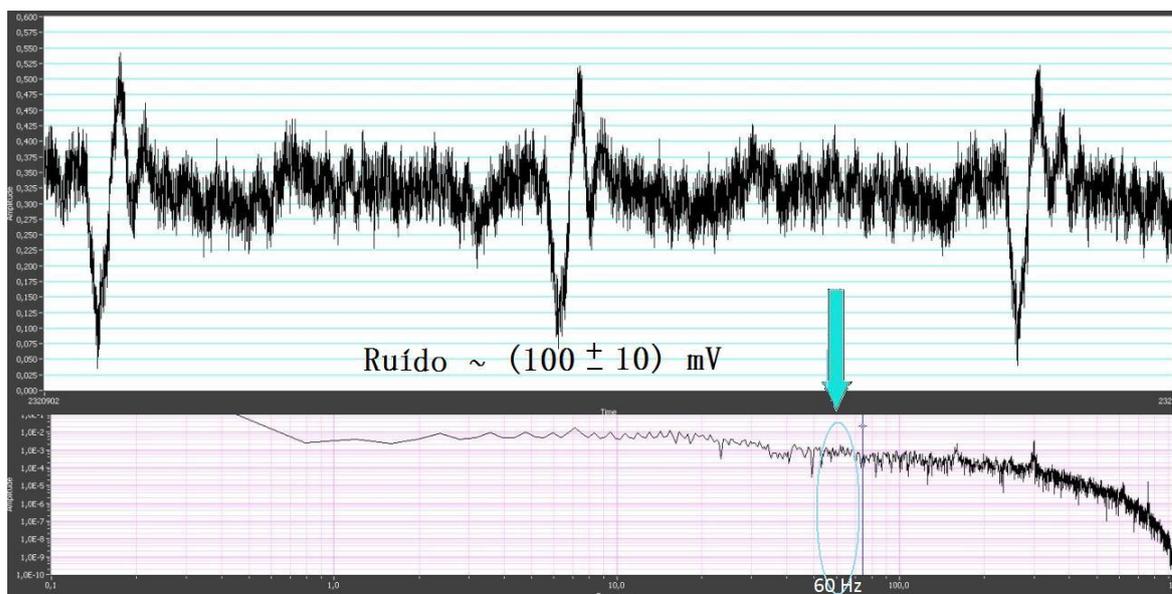


Figura 35: Sinal cardíaco simulado na presença de ruído adquirido com a eletrônica de pré-processamento do sistema biogramétrico em que estão inseridos filtros analógicos do tipo passa-baixo (250 Hz), do tipo Notch (60 Hz) e amplificador de sinal.

Contudo, a figura 35 mostra que a conexão de filtros eletrônicos do tipo Notch ao sistema biogradimétrico intensificaram o ruído externo, pois a amplitude do ruído ambiental aumentou cerca de dez vezes ($100 \pm 10 \text{ mV}$) se comparada ao momento em que não se utilizavam os circuitos Notch.

Achou-se conveniente, então, verificar a contribuição dos componentes do sistema eletrônico de pré-processamento com o ruído ambiental. Assim, gerando o mesmo sinal que anteriormente, obtiveram-se as seguintes amplitudes de ruído (mostradas nas figuras 36, 37 e 38) para o sistema eletrônico de pré-processamento composto por:

- cabo, filtros passa-baixo (250 Hz) e amplificadores de sinal;
- cabo, filtros Notch (60 Hz) e amplificadores de sinal;
- somente com a presença de cabos, sem qualquer tipo de filtros analógicos.



Figura 36: Sinal cardíaco simulado na presença de ruído adquirido com filtros analógicos do tipo passa-baixo e amplificadores de sinal. Esta foi a configuração que melhor apresentou resultados.

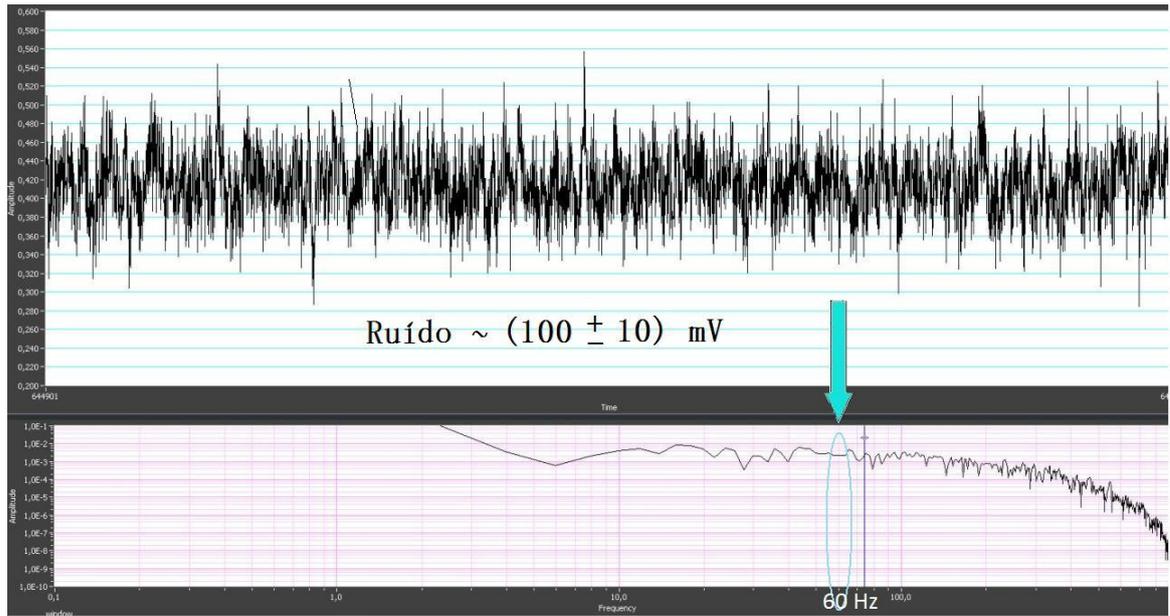


Figura 37: Sinal cardíaco simulado na presença de ruído adquirido com filtros analógicos do tipo Notch. Nesta configuração há perda completa do sinal simulado.

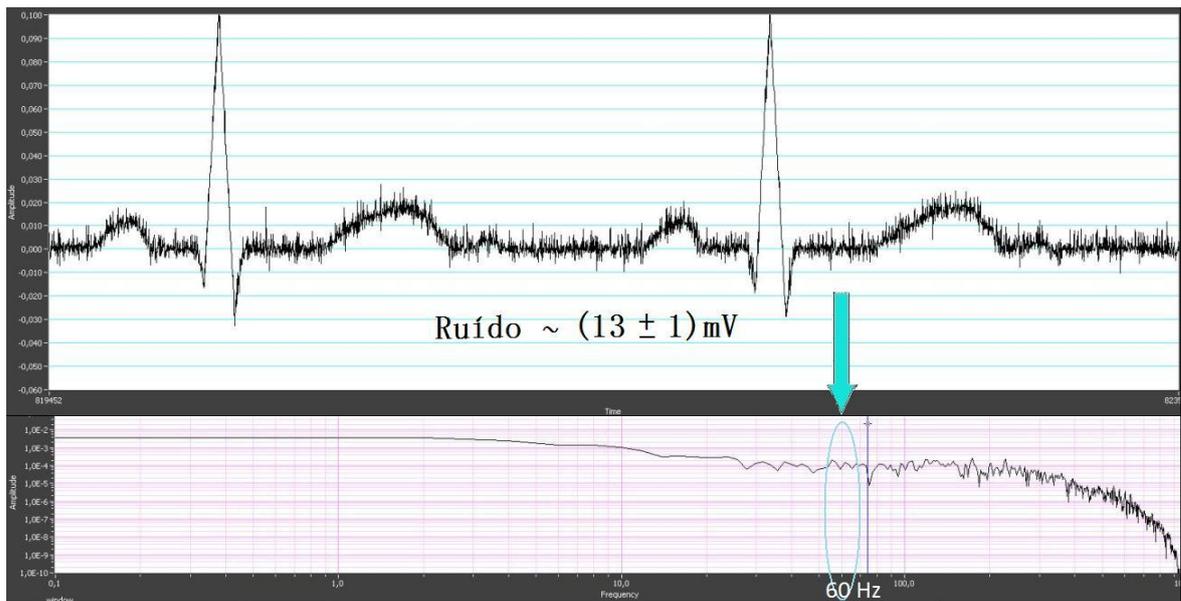


Figura 38: Sinal cardíaco simulado na presença de ruído adquirido sem a utilização de filtros e amplificadores analógicos.

4.2.2 *Filtro Digital - Média Móvel*

No painel de configuração de dados do *software* de aquisição de sinais é possível habilitar a opção “sincronização” que indica que a aquisição de dados se faz de forma sincronizada com a rede elétrica. Na tela de aquisição de dados do *software* aparecem cerca de 4097 pontos. Na forma sincronizada são gravados 1980 pontos por segundo

enquanto que na forma não-sincronizada tem-se 1000 pontos por segundo. Portanto, na primeira forma é mostrado na tela um pouco mais de dois segundos da aquisição enquanto que na segunda forma é mostrado um pouco mais do que quatro segundos (figura 39). O ruído é independente da escolha dessa opção.

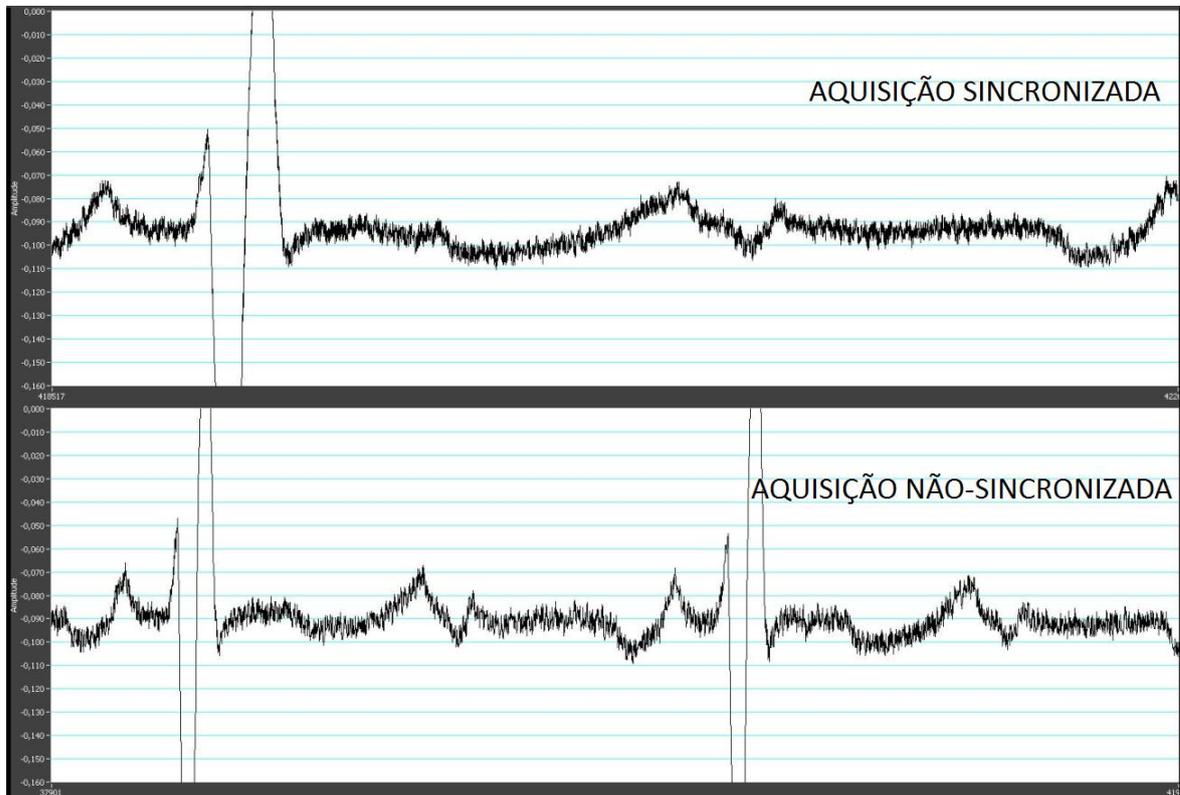


Figura 39: Tela de aquisição de dados mostrando aquisição sincronizada (superior) e não sincronizada (inferior). A amplitude de ruído é (10 ± 2) mV em ambas as aquisições.

Como os filtros do tipo Notch geraram mais ruído ao sinal, tentou-se minimizar este ruído através de um filtro digital que tornou-se uma ferramenta comum para a suavização de ruídos nos últimos anos: o filtro de média móvel. Porém, a suavização de ruídos só ocorre para aquisições que foram feitas de forma sincronizada com a rede elétrica. Este tipo de filtro possui uma teoria bastante simples cuja ideia básica é dividir o sinal em uma série de intervalos com a mesma largura, sequencialmente e ponto à ponto, e substituir o valor do ponto central do intervalo pelo valor médio do intervalo (CERQUEIRA *et al.*, 2000). Há uma obrigatoriedade de que o número de pontos do intervalo seja ímpar. Portanto, a cada ciclo de 60 Hz será gerada uma taxa de amostragem de $\frac{1980\text{pontos/s}}{60\text{Hz}} = 33\text{pontos/ciclo}$, isto é, a cada ciclo da rede são coletadas 33 amostras do sinal.

Resumindo, a rotina básica do filtro de média móvel deverá conter os seguintes passos:

- 1.) Definir o número total de pontos dos dados;
- 2.) Definir o número de pontos do intervalo, sendo esse número ímpar (neste trabalho usou-se um intervalo contendo 33 pontos);
- 3.) Definir a origem do sinal;
- 4.) Obter a média dos pontos do intervalo;
- 5.) Repetir a etapa 4.) lembrando que os intervalos devem ser sequenciais e ponto à ponto, até finalizar o processo.

Assim, para a aquisição de sinais MCG obtidos com o sistema biogramétrico multicanal em um momento em que cinco dos sete canais estavam com SQUIDs (sendo que dois desses cinco canais detectaram tais sinais), após a aplicação do filtro de média móvel nessas aquisições os registros MCG se mostraram com a presença do ruído de 60 *Hz* bastante atenuada (figura 40).

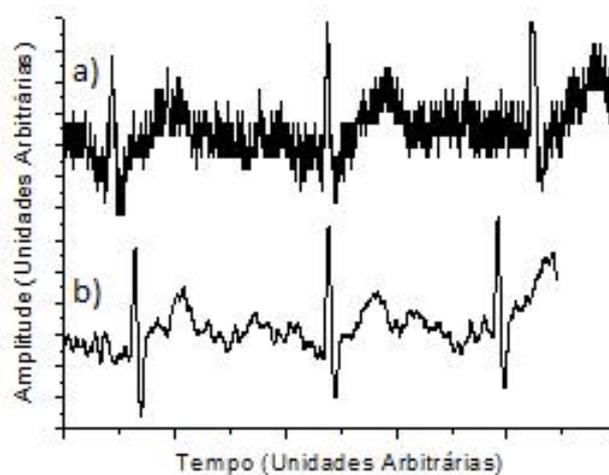


Figura 40: Registro MCG na presença de ruído e respiração (a) e após aplicação do filtro de média móvel (b) obtido com o SQUID 0246, da SUPRACON, no canal 3 do sistema biogramétrico.

4.3 Testes das Placas e Canais

Como dito anteriormente, todos os SQUIDs mostraram estar respondendo ao sinal de onda triangular gerado pelo *software* de controle na eletrônica de pré-processamento do sistema biogradiométrico uma vez que conseguiu-se utilizá-los na configuração FLL (figuras 28 e 41).

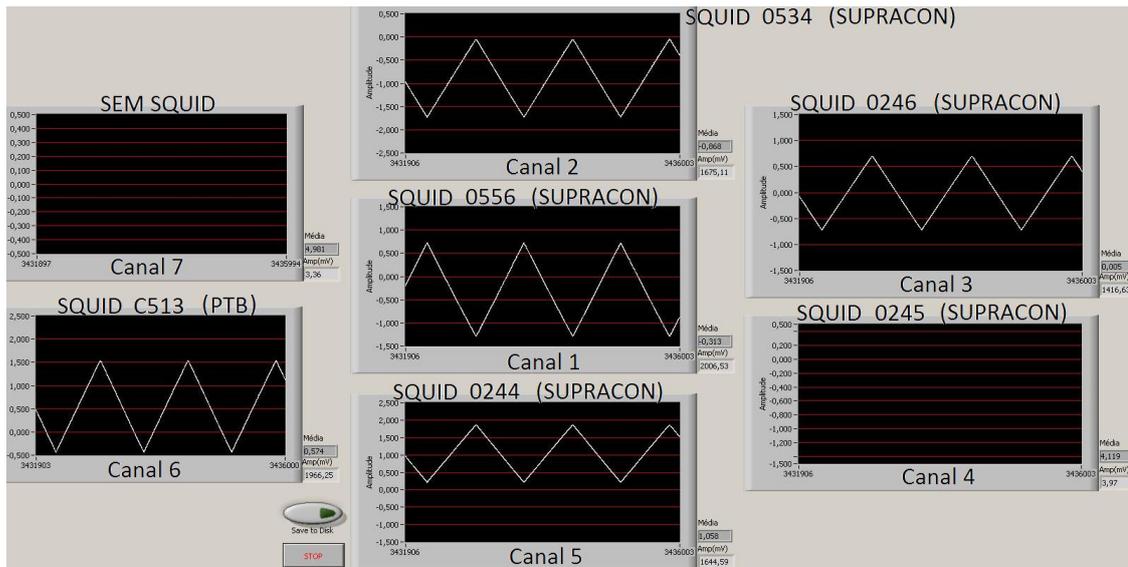


Figura 41: Configuração FLL. Não há SQUID no canal 7 e no canal 4 o fio que ligava o *feedback* do SQUID com a eletrônica de controle rompeu-se.

Porém, quando tentava-se detectar sinais MCG adulto ou mesmo gerados por aparelhos eletrônicos usando diretamente todo o sistema biogradiométrico, incluindo-se, portanto, a captação de sinal pelos gradiômetros, poucos canais registravam tais sinais.

Observando uma maior sensibilidade do SQUID e/ou conjunto de eletrônica em alguns canais em relação à outros, resolveu-se testar as placas da eletrônica de controle dos SQUIDs. A configuração dos dispositivos eletrônicos dessas placas pode ser vista no Apêndice 6.2.

Com o SQUID 0556, que estava localizado no centro do *dewar*, captou-se fluxo magnético na configuração FOL, utilizando uma onda triangular gerada pelo *software* na eletrônica de pré-processamento do sistema, variando-o de canais. A tabela 6 mostra a amplitude obtida nos sete canais.

Tabela 6: Amplitudes, em mV, obtidas com o SQUID 0556, da SUPRACON, nos 7 canais do sistema biogradiométrico, sendo o erro experimental de 100 mV. * Amplitudes medidas em dois momentos distintos. ** O *trimmer* da placa deste canal estava difícil de ser ajustado, estando a curva do sinal bastante instável e saturando-se facilmente.

Canal	1	2	3	4	5	6	7
Amplitude	1000/700*	500	400	**	700	800	800

Na tentativa de obter maior estabilidade no sinal foram testados diferentes valores de resistências referentes ao resistor de *feedback* dos SQUIDS. A tabela 7 mostra as amplitudes obtidas com a configuração FOL para as resistências de 10 $k\Omega$ e 20 $k\Omega$ do resistor $R48$ (figura do apêndice 8.2).

Tabela 7: Amplitudes máximas, em mV, obtidas nos sete canais do sistema biogradiométrico, em que variou-se o resistor de *feedback* da placa de controle do SQUID, sendo o erro experimental de 100 mV. O canal 7 estava vazio.

Canal	1		2		3		4		5		6	
SQUID	556		534		246		245		244		513	
R48 (k Ω)	10	20	10	20	10	20	10	20	10	20	10	20
Amplitude	500	300	300	300	1100	600	1900	1200	300	300	800	900

Já o resistor $R44$ da figura do apêndice 8.2 é referente a amplitude do sinal V/Φ_0 . O grupo de biomagnetismo encontrou uma melhor resposta do sinal ao utilizar $R44 = 100 k\Omega$, sendo também este o valor aconselhado pelos fabricantes dos SQUIDS da SUPRACON.

5 *Discussões*

Neste capítulo são discutidos os resultados mais significativos obtidos no desenvolvimento do biogradiômetro multicanal supercondutor com o uso de SQUIDs DC no intuito de empregá-lo no registro de medidas de magnetocardiografia fetal. Este projeto já existe desde os anos 90 e há um grande número de detalhes técnicos que dificultam a construção desse sistema e a obtenção de resultados: uma grande parte dos componentes terem sido doados por outras instituições, cabendo ao grupo adaptá-los e inserí-los no sistema; o fato de ser um sistema supercondutor, isto é, ser grande o dispêndio financeiro para mantê-lo funcionando; captar sinais de origem biológica de baixíssima intensidade, dentre outros. Assim, nossa pesquisa se restringiu a buscar incessantemente a diminuição do ruído ambiental analisando, individualmente, os componentes do sistema e as interações entre eles, além de recolher todas as informações obtidas sobre o sistema biogradiométrico no decorrer desses anos para que pesquisas futuras possam apresentar maior grau de resultados.

Apesar da grande instabilidade do sinal de interesse durante sua aquisição conseguiu-se colocar todos os SQUIDs em suas respectivas configurações FLL, a qual os mostra funcionando de forma não-periódica e linearizada, isto é, captando sinais não distorcidos e que tem, portanto, utilidade médica. A instabilidade ocorreu por motivos diversos, desde ruído externo intenso como máquinas ligadas nas proximidades do laboratório até mesmo um simples caminhar pela sala. Percebia-se que a amplitude pico-a-pico era maior quando se estava na frente da caixa metálica de filtros eletrônicos do tipo passa-baixo (250 Hz) e amplificadores de sinais do que quando se estava em qualquer outro lugar na sala (figura 42). Objetos metálicos também influenciaram na instabilidade durante a aquisição de sinais. Quando uma chave de fenda era movida rapidamente para cima e para baixo, notava-se várias oscilações nas curvas dos sinais na tela do *software*, assim como quando abria-se uma porta metálica do departamento. Ressalta-se que esta instabilidade foi observada somente na configuração FOL, contudo ela resultava em uma fácil perda do sinal de interesse na configuração FLL.

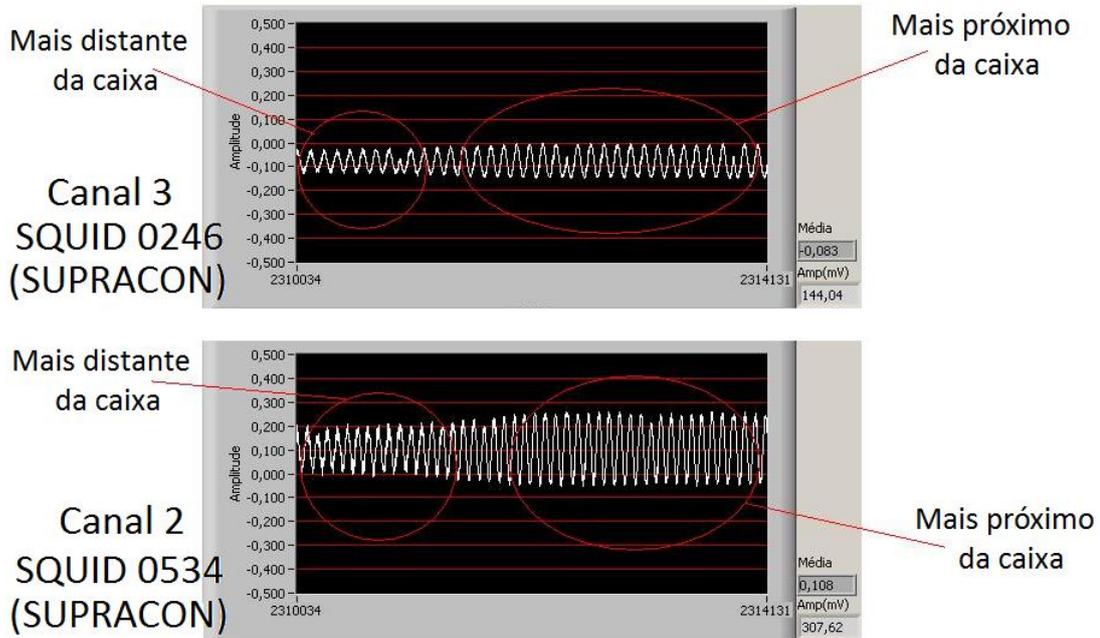


Figura 42: Variação da amplitude de onda triangular conforme se aproxima da caixa de filtros e amplificadores detectada pelos SQUIDS que estavam se apresentando mais sensíveis estando, no momento da imagem, na configuração FOL.

Ao determinar o ponto de trabalho dos SQUIDS acoplados a gradiômetros de segunda ordem verificou-se que existe uma relação entre as correntes propostas pelo fabricante e a obtida experimentalmente de $(0,40 \pm 0,04) \mu A$ pela unidade arbitrária da corrente do *software*. Os SQUIDS que apresentaram valor fora dessa margem provavelmente estavam com fluxo armadilhado, como é o caso do SQUID C509 que apresentou $0,58 \mu A / \text{unidades arbitrárias de corrente}$. Um outro ponto a se observar em relação a essa diferença é que deveriam ter sido ajustados os resistores referentes a V/Φ_0 das placas de controle dos SQUIDS de forma diferenciada entre as marcas PTB e SUPRACON pois a corrente média fornecida pelo fabricante da SUPRACON é de $22,6 \mu A$ enquanto que da marca PTB é $10,8 \mu A$. O valor da resistência V/Φ_0 é de $100 k\Omega$ em todas as placas da eletrônica de controle (encontrou-se, com essa resistência, a maior amplitude V/Φ_0 dos SQUIDS da SUPRACON).

O uso de filtros do tipo Notch não se mostrou eficiente quando acoplado ao circuito do tipo passa-baixo ($250 Hz$) da eletrônica de pré-processamento do sistema. Apesar de ter filtrado o $60 Hz$, tais filtros acabaram gerando outros ruídos no sinal (figuras 35 e 36). O ruído foi cerca de dez vezes maior quando foram utilizados circuitos do tipo Notch. Foi observado, ainda, que as amplitudes do complexo-QRS no registro cardíaco simulado

foram de aproximadamente 130 mV , 500 mV e também 500 mV para os sinais medidos utilizando o sistema eletrônico de pré-processamento composto, respectivamente, por:

- somente cabos, isto é, sem a presença de filtros analógicos;
- filtros do tipo passa-baixo (250 Hz) acoplados a amplificadores de sinal;
- filtros do tipo Notch acoplados a filtros do tipo passa-baixo (250 Hz) e amplificadores de sinal.

Assim, constata-se que a caixa de filtros analógicos utilizada como parte da eletrônica de pré-processamento do sistema biogradiométrico está amplificando o sinal em um fator de aproximadamente 3,8 vezes.

Foram analisados, ainda, os demais canais do sistema biogradiométrico na presença de filtros do tipo Notch. Contudo, não foram observadas grandes modificações quando comparadas ao canal 1 (com o SQUID 0556). Também tentou-se melhorar o ruído afastando a caixa de filtros analógicos do CPU e da câmara magneticamente blindada em cerca de 1 m, mas os resultados obtidos foram semelhantes aos anteriores.

Com o sistema multicanal verificou-se que alguns SQUIDs estavam mais sensíveis que os outros. Posteriormente às medidas apresentadas neste trabalho foi observado que haviam *inserts* de diferentes tamanhos, o que ocasionou alguns gradiômetros ficarem distantes da parede interna inferior do *dewar* e, conseqüentemente, distantes da fonte do sinal de interesse. As distâncias entre o gradiômetro e a parede interna do *dewar* chegavam a cerca de uns 5 cm , sendo difícil ter certeza da situação exata e real dos *inserts*. Os mais curtos correspondiam aos canais 5 e 6, sendo esta uma possível causa da baixa sensibilidade dos SQUIDs que se encontravam nesses canais.

As tabelas 6 e 7 não possuem dados significativos uma vez que os resultados foram obtidos com a configuração FOL do SQUID, configuração esta que gera alto grau de distorção na morfologia do sinal. Contudo, foram expostas neste trabalho para lembrar que o ruído ambiental não pode ser tratado como constante em relação ao tempo.

6 *Conclusões*

Devido haver muitas informações disponíveis sobre sistemas magnetômetros e utilização de SQUIDs DC havendo, porém, pouca informação a respeito do desenvolvimento desses sistemas, este trabalho preocupou-se em relatar e utilizar tais informações com o objetivo de obter uma resposta experimental capaz de registrar sinais magnetocardiográficos.

Assim, apesar de não ter conseguido alcançar a sensibilidade necessária para que o sistema biogradiométrico pudesse adquirir registros de sinais MCGf, os resultados obtidos através do registro MCG adulto demonstraram uma nítida visualização do complexo QRS e das ondas T, o que torna eficaz o estudo do batimento pico à pico, comprovando a importância do desenvolvimento desse sistema.

Tentou-se, a todo momento, analisar a causa que gerava contribuição ao ruído ambiental com o intuito de eliminá-la. No entanto, nem sempre as câmaras magneticamente blindadas e/ou o uso de gradiômetros de ordem elevada são suficientes para reduzir ruídos de baixa frequência provenientes de correntes alternadas que estão próximas a campos magnéticos sendo, portanto, necessário o desenvolvimento de outros sistemas auxiliares para a diminuição do ruído como o cancelamento ativo (o apêndice 8.3 discute o conceito de cancelamento ativo e mostra a simulação realizada para verificar a melhor disposição de três pares de bobinas retangulares ao redor da câmara magneticamente blindada e também o campo magnético gerado por elas) ou a introdução de filtros digitais ficando, a implementação desses sistemas, aconselhável nos trabalhos posteriores.

7 *Referências Bibliográficas*

ARAÚJO, D. B.; CARNEIRO, A. A. O.; MORAES, E. R.; BAFFA, O. **Biomagnetismo: Nova Interface entre a Física e a Biologia**. *Ciência Hoje*, v. 26, n. 156, p. 24-36, 1999.

BARKER, D. J. **Fetal Origins of Cardiovascular Disease**. *An. Med.*, p. 3-6, 1999.

BERNE, R. M.; LEVY, M. N. **Physiology**. 3.^a ed., 1993.

CALLEN, H. B. **Thermodynamics and an Introduction to Thermostatistics**. 2.^a ed., Wiley, 1985.

CERQUEIRA, E. O.; POPPY, R. J.; KUBOTAN, L. T.; MELLO, C. **Utilização de Filtro de Transformada de Fourier para a Minimização de Ruídos em Sinais Analíticos**. *Quim. Nova*, v. 23, n. 5, 2000.

FERNANDES, H. C. C.; QUEIROZ, I. S. **Overlay Shielded Superconducting Microstrip Lines on Double Semiconducting Regions**. *IEEE/Twentieth International Conference on Infrared and Millimeter Waves*, 1995.

GUASTI JR., J. G.; **Desenvolvimento de Instrumentação Eletrônica Auxiliar em Biomagnetismo**. Dissertação (Mestrado) — Universidade de São Paulo, 1996.

GUYTON, A. C.; HALL, J. E. **Medical Physiology**. 11.^a ed., Elsevier Saunders, 2006.

JOSEPHSON, B. D. **The Discovery of Tunelling Supercurrents**. *Rev. Mod. Physics*, v. 46, n. 2, p. 251-4, 1973.

KANDORI, A.; MIYASHITA, T.; SUZUKI, D.; YOKOSAWA, K.; TSUKADA, K. **Impedance Magnetocardiogram**. *Phys. Med. Biol.*, v. 46, p. N45-N48, 2001.

KITTEL, C. **Introdução à Física do Estado Sólido**. 5.^a ed., Editora Guanabara Dois S. A., 1978.

MANO, R. **Manuais de Cardiologia**. <http://www.manuaisdecardiologia.med.br/Anatomia.htm>, setembro, 2006.

MENSAH-BROWN, N. A.; LUTTER, W. J.; COMANI, S.; Strasburger, J. F.; WAKAI, R. T. **Independent Component Analysis of normal and abnormal rhythm in twin pregnancies**. *Physiol Meas.*, v. 32, n. 1, p. 351-64, 2010.

ORTEMANN, F.; FERREIRA, L. M.; CAVALCANTI, H. J. C. **Tópicos de física contemporânea no ensino médio: Um texto para professores sobre supercondutividade**. *Rev. Bras. Ens. F.*, v. 20, n. 3, 1998.

PIÉRI, J. F.; CROWE, J. A.; HAYES-GILL, B. R.; SPENCER, C. J.; BHOGAL, K.; JAMES, D. K. **Compact Long-Term Recorder for the Transabdominal Foetal and Maternal Electrocardiogram**. *Med. Biol. Eng. Comput.*, v. 39, n. 1, p. 118-25, 2001.

PINHEIRO, E.; POSTOLACHE, O.; GIRÃO, P. **Implementação de Filtros Notch em Aritmética de Ponto Fixo**.

RHODERICK, E. H.; ROSE-INNES, A. C. **Introduction to Superconductivity**. 2.^a ed., Pergamon, 1978.

ROMANI, J. L.; WILLIAMSON, S. J.; KAUFMAN, L. **Biomagnetic Instrumentation**. *Rev. Sci. Instrum.*, v. 53, n. 12, p. 1815-45, 1982.

RUSSEL, K. H.; BRADLEY, J. R. **Intermediate Physics for Medicine and Biology**. 4.^a ed., Springer, 2006.

SIGNORINI, M. G.; MAGENES, G.; CERUTTI, S. e ARDUINI, D. **Linear and Nonlin-**

ear Parameters for the Analysis of Fetal Heart Rate Signal from Cardiotocographic Recordings. Biomedical Engineering, v. 50, n. 3, p. 365-374, 2003.

STANTON, M. T.; ERRARH, R.; ARANGO, D.; TONRA, M.; BRENNAN, P. C. **Diagnostic Ultrasound Induces Change Within Numbers of Cryptal Mitotic and Apoptotic Cells in Small Intestine.** Life Sci, v. 68, n. 13, p. 1471-5, 2001.

TARANTAL, A. F.; GARGORSKY, S. E.; ELLIS, D. S.; OBRIEN, W. D.; HENDRICKX, A. G. **Hematologic and Growth-Related Effects of Frequent Prenatal Ultrasound Exposure in the Long-Tailed Macaque.** Ultrasound Med. Biol., v. 21, n. 8, p. 1072-81, 1995.

TSZ-KA LI, T. **Tri-axial Square Helmholtz Coil for Neutron EDM Experiment.** Department of Physics, the Chinese University of Hong Kong, 2004.

WAKAI, R. T.; LEUTHOLD, A. C.; MARTIN, C. B. **Atrial and Ventricular Fetal Heart Rate Patterns in Isolated Congenital Complete Heart Block Detected by Magnetocardiography.** Am. J. Obstet Gynecol, v. 179, n. 1, p. 258-60, 1998.

WAKAI, R. T.; LENGLE, J. M.; LEUTHOLD, A. C. **Transmission of electric and magnetic foetal cardiac signals in a case of ectopia cordis: the dominant role of the *vernix caseosa*.** Phys. Med. Biol., v. 45, p. 1989-95, 2000.

WAKAI, R. T. **Assessment of Fetal Neurodevelopment Via Fetal Magnetocardiography.** Experimental Neurology, v. 190, p. S65-S71, 2004.

WAKAI, R. T.; STRASBURGER, J. F. **Fetal cardiac arrhythmia detection and in utero therapy.** Nature Reviews Cardiology, v.7, n. 5, p. 277-90, 2010.

WEINSTOCK, H. **SQUID Sensors: Fundamentals, Fabrication and Applications.** Kluwer Academic Publishers, 1995.

WILLIAMSON, S. J.; KAUFMAN, L. **Biomagnetism**. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, v. 22, p. 129-201, 1981.

WINDLE, W. F. **Physiology of the Fetus**. C. C. Thomas, 1971.

ZHAO, H.; WAKAI, R. T. **Simultaneity of Foetal Heart Rate Acceleration and Foetal Trunk Movement Determined by Fetal Magnetocardiogram Actocardiography**. Phys. Med. Biol., v. 47, n. 5, p. 839-46, 2002.

8 *Apêndice*

8.1 *A Equação Josephson DC*

Nesta seção será demonstrada a resolução da equação Josephson DC baseada em Kittel, 1978. Supondo que ambos os lados supercondutores da junção sejam idênticos e estejam em um potencial nulo, então existe uma função de onda ψ_1 referente à intensidade de formação de pares de elétrons supercondutores em um lado da barreira e uma função de onda ψ_2 do outro lado. As equações de Schrodinger dependente do tempo aplicada à função de onda total Ψ que é uma combinação linear de ψ_1 e ψ_2 são dadas por:

$$i\hbar \frac{\partial \psi_1}{\partial t} = \hbar \gamma \psi_2 \quad (35)$$

$$i\hbar \frac{\partial \psi_2}{\partial t} = \hbar \gamma \psi_1 \quad (36)$$

onde γ representa o efeito de acoplamento dos pares de elétrons ou interação de transferência. As funções de onda são escritas em função da concentração de elétrons supercondutores n_s e de um parâmetro que está relacionado com a ordem de fase interna da corrente θ . Deste modo, é definido $\psi_1 = \sqrt{n_{s1}} e^{i\theta_1}$ e $\psi_2 = \sqrt{n_{s2}} e^{i\theta_2}$. Aplica-se, então, a regra da cadeia em ambas as funções de onda:

$$\frac{\partial \psi_l}{\partial t} = \frac{\partial \psi_l}{\partial n_{sl}} \frac{\partial n_{sl}}{\partial t} + \frac{\partial \psi_l}{\partial \theta_l} \frac{\partial \theta_l}{\partial t}$$

em que l é um parâmetro que designa um dos dois lados supercondutores, isto é, l é 1 ou 2. Após fazer as derivadas e substituir os valores nas equações 35 e 36, obtêm-se, respectivamente:

$$\frac{\partial \psi_1}{\partial t} = \frac{e^{i\theta_1}}{2\sqrt{n_{1s}}} \frac{\partial n_{s1}}{\partial t} + i\psi_1 \frac{\partial \theta_1}{\partial t} = -i\gamma \psi_2 \quad (37)$$

$$\frac{\partial \psi_2}{\partial t} = \frac{e^{i\theta_2}}{2\sqrt{n_{s2}}} \frac{\partial n_{s2}}{\partial t} + i\psi_2 \frac{\partial \theta_2}{\partial t} = -i\gamma\psi_1 \quad (38)$$

Definindo um parâmetro $\delta = \theta_2 - \theta_1$, multiplica-se a equação 37 por $n_{1s}^{1/2} e^{-i\theta_1}$ e a equação 38 por $n_{2s}^{1/2} e^{-i\theta_2}$:

$$\frac{1}{2} \frac{\partial n_{s1}}{\partial t} + in_{s1} \frac{\partial \theta_1}{\partial t} = -i\gamma(n_{s1}n_{s2})^{1/2} e^{i\delta} \quad (39)$$

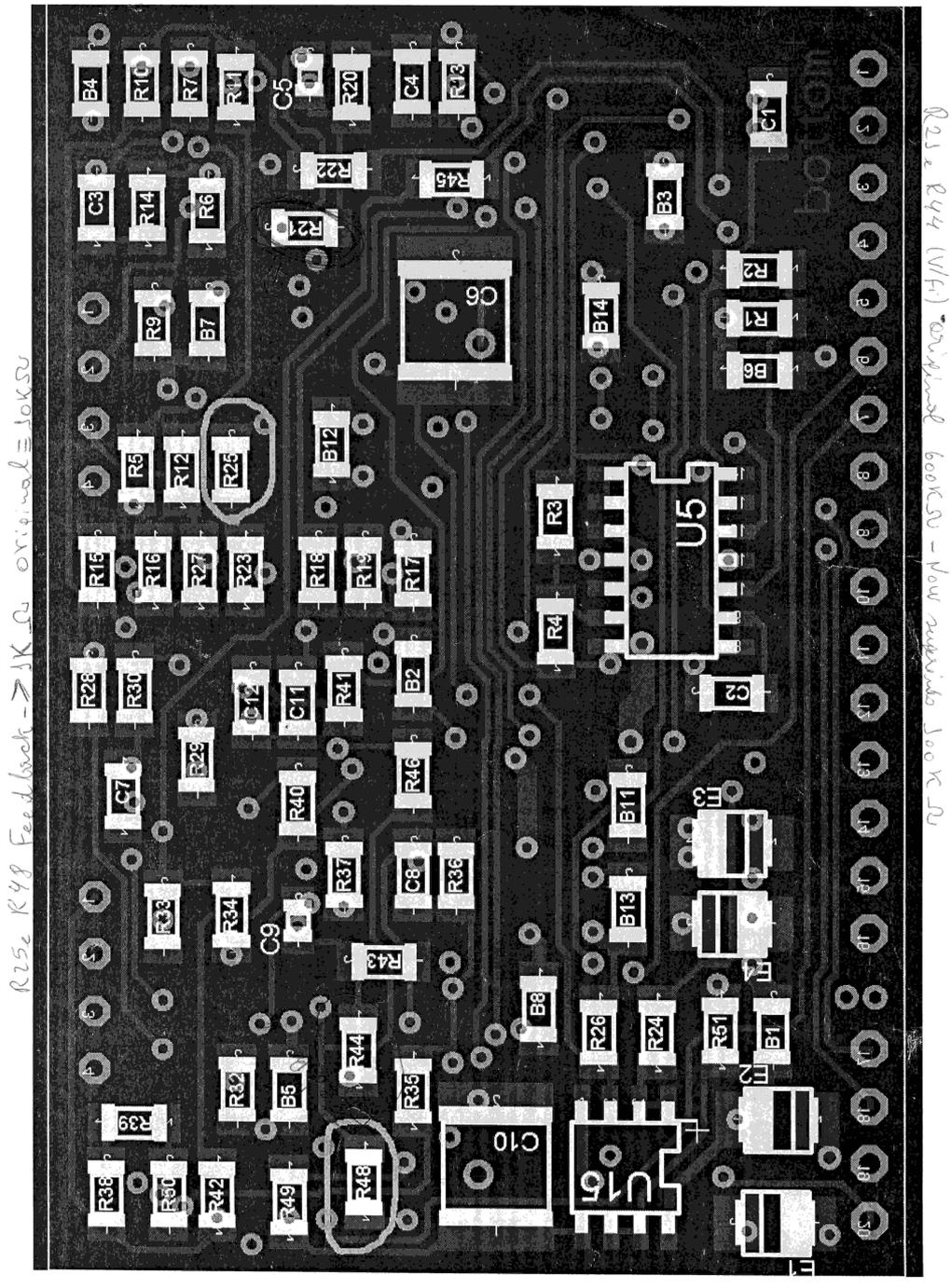
$$\frac{1}{2} \frac{\partial n_{s2}}{\partial t} + in_{s2} \frac{\partial \theta_2}{\partial t} = -i\gamma(n_{s1}n_{s2})^{1/2} e^{i\delta} \quad (40)$$

Separa-se, então, as partes reais das imaginárias nas equações 39 e 40, obtendo-se as relações $\partial n_{s1}/\partial t = 2\gamma(n_{s1}n_{s2})^{1/2} \text{sen}\delta$ e $\partial \theta_1/\partial t = \gamma(n_{s2}/n_{s1})^{1/2} \text{cos}\delta$ provenientes da primeira equação e $\partial n_{s2}/\partial t = -2\gamma(n_{s2}n_{s1})^{1/2} \text{sen}\delta$ e $\partial \theta_2/\partial t = \gamma(n_{s1}/n_{s2})^{1/2} \text{cos}\delta$ provenientes da segunda. Sendo ambos os lados supercondutores idênticos, pode-se dizer que as concentrações de elétrons supercondutores são aproximadamente a mesma em ambos os lados, ou seja, $n_{s1} \simeq n_{s2}$. Das relações acima, segue-se que $\partial n_{s1}/\partial t = -\partial n_{s2}/\partial t$ e $\partial \theta_1/\partial t = \partial \theta_2/\partial t$ ou $\partial(\theta_2 - \theta_1)/\partial t = 0$. Isso nos mostra que a concentração de pares de Cooper total não se altera com o tempo, isto é, se aumentar a concentração em um dos lados, diminui do outro, mas a soma das concentrações dos dois lados supercondutores permanece constante. Portanto, a corrente J de pares supercondutores que atravessam a junção depende apenas da diferença de fase δ ou

$$J = J_0 \text{sen}\delta$$

em que J_0 é proporcional à interação de transferência γ .

8.2 Configuração dos Dispositivos Eletrônicos das Placas de Processamento de Sinais dos SQUIDS



8.3 *Gráficos da Simulação do Campo Magnético Obtido por Três Pares de Bobinas Quadradas Dispostas de Forma Tridimensional*

O cancelamento ativo é um sistema triaxial de bobinas responsável por gerar um campo magnético de forma a compensar os principais ruídos magnéticos. Desta forma, com o uso de uma fonte de alimentação estabilizada, o sistema pode cancelar ou controlar ruídos ambientais que atrapalham o registro dos sinais de interesse. O conjunto de sensores devem ser posicionados em uma região em que o campo magnético se encontre o mais homogêneo possível, pois quanto maior a homogeneidade do campo mais ruído será eliminado com esse sistema. Segundo Tsz-Ka Li, 2004, esta máxima homogeneidade é encontrada para $d/2 = 0,5445a$, em que a representa o comprimento das arestas das bobinas quadradas e d é a distância que separa o par de bobinas que estão localizadas em um mesmo eixo. Sistemas que apresentam essa configuração são ditos possuírem a condição das bobinas de Helmholtz.

A câmara magneticamente blindada possui a dimensão da região cúbica de $2,85m^3$ mais a dimensão do corredor de $(0,90 \times 2,85 \times 2,85) m^3$. Desta forma, ao ser considerado um mesmo eixo cartesiano, para utilizar a condição de Helmholtz e, conseqüentemente, gerar um campo magnético homogêneo no interior da caixa cúbica, seria necessário as bobinas estarem separadas umas das outras por uma distância de aproximadamente 3,1 metros, não havendo esse espaço físico em nosso laboratório de pesquisa.

Procurou-se, portanto, simular sistemas que utilizassem bobinas quadradas para verificar o campo magnético gerado por elas, buscando por uma região central com campo uniforme. Para facilitar a comparação entre os resultados simulados e o sistema real, achou-se conveniente utilizar um protótipo de alumínio com dimensão de $35,5 cm^3$. Assim, foram consideradas, durante as simulações, as dimensões do protótipo.

Foram verificados três sistemas para a disposição das bobinas ao redor da câmara magneticamente blindada, sendo esta representada pela caixa cúbica de alumínio. As bobinas confeccionadas possuíam formato quadrado com dimensões aproximadas de $(0,35m \times 0,35 m)$. As bobinas nos planos xy e yz mantiveram distâncias constantes durante as simulações para os três sistemas, onde cada par estava separado por cerca de

0,34 m. Assim, as variações ocorreram no plano xz .

- 1º Sistema: utilizou-se um par de bobinas em cada plano. As bobinas do plano xz estavam separadas por 0,34 m (figura 43.a);
- 2º Sistema: utilizou-se um par de bobinas em cada plano. As bobinas do plano xz estavam separadas por 0,13 m (figura 43.b);
- 3º Sistema: utilizaram-se dois pares de bobinas no plano xz . As bobinas desse plano estavam separadas por 0,13 m (par interno) e 0,34 m (par externo) (figura 43.c);

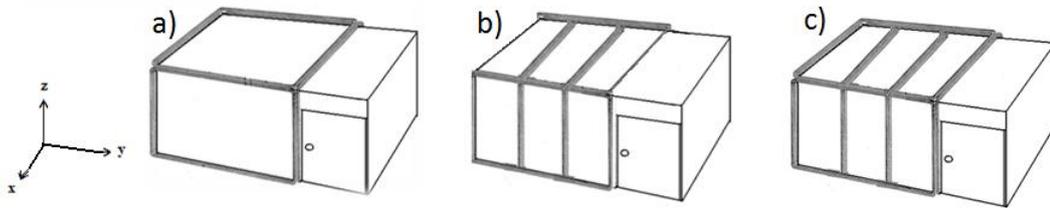


Figura 43: Sistemas simulados com bobinas quadradas para verificação do campo magnético no interior de uma caixa cúbica.

A rotina do programa contém equações calculadas a partir do trabalho de Tsa-Ka Li, 2004, em que foi utilizado o valor de 0,7 Ampères para a corrente que circula pelas bobinas. Desta forma, B_x , B_y e B_z são obtidos pelas somas dos pares de bobinas quadradas e B é obtido pela soma vetorial de B_x , B_y e B_z . As leituras do campo foram feitas mantendo-se dois eixos fixos no ponto central da caixa cúbica e variando apenas o terceiro eixo, de 0,005 m, na posição entre as bobinas. Posteriormente, variaram-se os demais eixos, de forma que obteve-se x , y e z versus $B(x,y,z)$ para os três sistemas apresentados acima. A tabela 8 mostra a simulação das taxas das variações de B em relação à distância de 10 cm em cada eixo, ou seja, considerando o centro da caixa cúbica como a origem, percorreu-se às distâncias compreendidas entre -5 cm e 5 cm em cada eixo, com um passo de 0,5 cm.

Tabela 8: Variação do campo magnético nos três sistemas.

Sistema	ΔB (G) em x	ΔB (G) em y	ΔB (G) em z
1	0,065	0,090	0,100
2	0,750	1,200	0,500
3	0,600	0,650	0,130

Portanto, de acordo com a tabela 8, o sistema que apresentou maior grau de homogeneidade na região central da caixa cúbica foi o sistema 1, com uma variação de cerca de 0,100 G na direção vertical, 0,065 G no eixo x e 0,090 G no eixo y.

A simulação do efeito do campo magnético em gradiômetros de segunda ordem reforça a ideia de que o sistema 1 possui uma maior homogeneidade do campo magnético que os demais (figura 44). Partindo-se da equação 23 e lembrando que as linhas de campo dos gradiômetros utilizados são de $(70 \pm 0,5)$ mm simulou-se, então, o campo magnético captado por gradiômetros de segunda ordem com linha de base de $(8,71 \pm 0,06)$ mm para o protótipo da câmara magneticamente blindada. O efeito é referente a captação de campo pelo gradiômetro que está na área central do *dewar*.

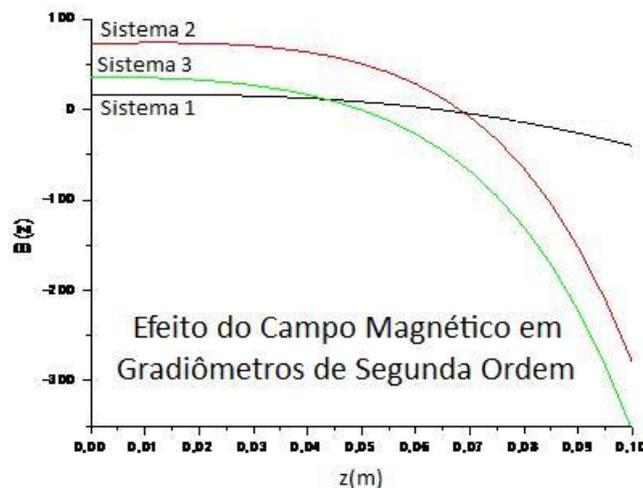


Figura 44: Simulação do campo magnético gerado por bobinas quadradas e captado por gradiômetros de segunda ordem.

Por ter apresentado condições mais homogêneas considerou-se apenas o sistema 1 para verificar como o campo magnético se compartava quando captado pelos gradiômetros laterais, que são afastados cerca de 4 cm do gradiômetro central. No sistema simulado essa distância corresponde a cerca de 5 mm. Considerando que os gradiômetros laterais estejam uniformemente separados, então dois gradiômetros consecutivos estão distanciados por 60° , conforme mostra a figura 45:

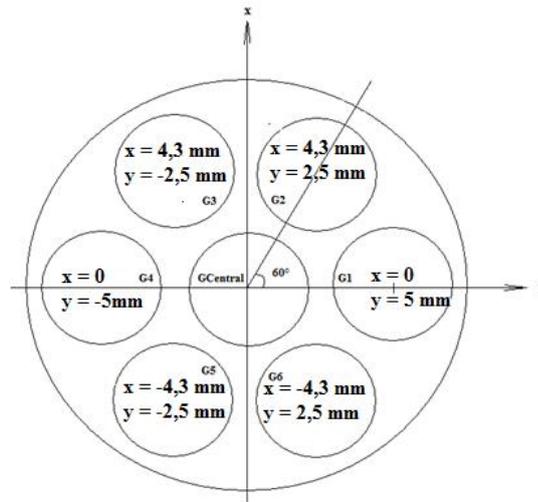


Figura 45: Distância vetorial aproximada do gradiômetro central para os laterais no sistema multicanal simulado.

A figura 46 mostra o gráfico da simulação do campo magnético em função da distância z detectado pelos seis gradiômetros laterais e pelo central.

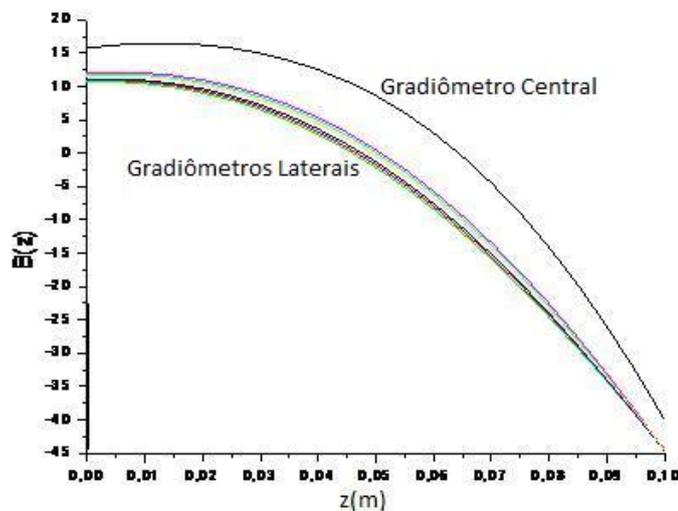


Figura 46: Simulação do efeito do campo magnético em função do eixo z em gradiômetros de segunda ordem do sistema magnetocardiográfico multicanal.

Nota-se, através do gráfico, que o gradiômetro central detecta cerca de 5 G a mais do que os gradiômetros laterais quando varia-se z em $x = y = 0$. Não ocorre muita variação do campo quando se compara apenas os resultados dos gradiômetros laterais, sendo as curvas obtidas semelhantes.

Através da simulação computacional fez-se uma representação em três dimensões do campo magnético gerado por bobinas quadradas em $z = 0$, dispostas conforme descrito pelo sistema 1. Variou-se, para isso, os valores dos eixos x e y entre $-0,1$ e $0,1$ (-10 a 10 cm de distância na caixa cúbica de alumínio, sendo a origem no centro da caixa) de forma a obter um gráfico de $B(x, y, 0)$ versus eixos cartesianos, plotado no *software Origin*, conforme é mostrado na figura 47.

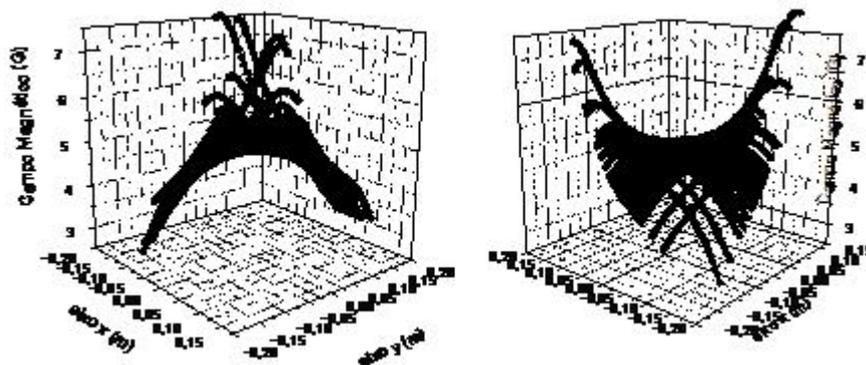


Figura 47: Gráfico, em três dimensões, para o campo magnético simulado com o uso de bobinas quadradas dispostas conforme descrito no sistema 1, em $z=0$.

A forma do campo magnético apresentado em $z = 0$ é semelhante ao de uma sela de cavalo, possuindo alguma homogeneidade em seu centro.

Após simulado o sistema para calcular o campo magnético gerado por três pares de bobinas, sendo um par em cada eixo, foram confeccionados três pares de bobinas e colocados em volta da caixa cúbica de alumínio, em que cada bobina continha quinze espiras, dispostas na mesma configuração apresentada no sistema 1. Verificou-se, então, com o auxílio do *fluxgate*, o campo magnético B_z no interior dessa caixa cúbica, variando a

distância em cada centímetro no eixo z . Fez-se a medida somente no eixo z pois há um único orifício de tamanho reduzido em uma das faces da caixa cúbica limitando, portanto, deslocar o *fluxgate* nos eixos x e y . A figura 48 mostra o gráfico de z versus $B_z(x, y, z)$ e compara a curva simulada com a experimental.

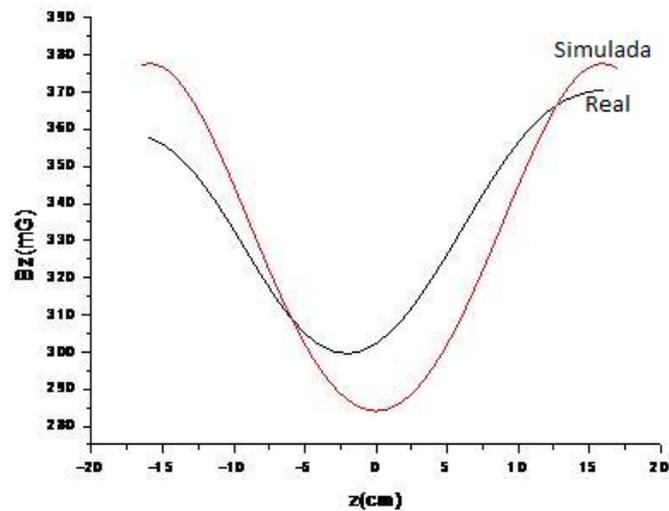


Figura 48: Curvas experimental e simulada de z versus $B_z(x, y, z)$. A corrente utilizada em ambos os casos foi de 0,7 Ampères.

O formato das duas curvas são semelhantes, porém o sistema simulado apresentou uma maior amplitude da curva e esta se mostrou, também, mais centralizada em relação à origem. Tal variação pode ser justificada devido a ponta sensora do *fluxgate*, no sistema real, não estar exatamente localizada na região central, sendo a medida feita de forma aproximada. Outra justificativa é devido ao fato de haver campos externos influenciando no sistema real e não haver tais campos no caso simulado, pois neste último os únicos campos que são levados em conta são os campos gerados pelas bobinas quando uma corrente circula por elas.