



DISSERTAÇÃO DE MESTRADO

**MEDIÇÃO IN VITRO DO TEMPO DE RELAXAMENTO
TÉRMICO DE TECIDOS BIOLÓGICOS**

Raphael Hideki Matsunaga

Brasília, Agosto de 2011

UNIVERSIDADE DE BRASÍLIA

FACULDADE DE TECNOLOGIA

UNIVERSIDADE DE BRASÍLIA
Faculdade de Tecnologia

DISSERTAÇÃO DE MESTRADO

MEDIÇÃO IN VITRO DO TEMPO DE RELAXAMENTO
TÉRMICO DE TECIDOS BIOLÓGICOS

Raphael Hideki Matsunaga

*Relatório submetido ao Departamento de Engenharia
Elétrica como requisito parcial para obtenção
do grau de Mestre em Engenharia de Sistemas Eletrônicos e de Automação*

Banca Examinadora

Prof. Ícaro dos Santos, ENE/UnB
Orientador

Prof. Leonardo R. A. X. Menezes, ENE/UnB
Examinador interno

Prof. Adson F. Rocha, FGA/UnB
Examinador externo

Dr. Eduardo J. V. Oliveira, MS
Examinador externo

Dedicatória

Dedico este trabalho aos meus familiares, à minha noiva Káritas Lima, aos meus amigos, ao meu orientador Ícaro dos Santos e a todas as pessoas que me apoiaram durante este período.

Raphael Hideki Matsunaga

Agradecimentos

Agradeço a Deus pela oportunidade de me qualificar com esta pós-graduação e me permitir crescer com as experiências vividas até este período. Agradeço à minha família pelo apoio e compreensão durante esse período de ausência e dedicação. Agradeço à minha noiva Kárítas Lima pela companhia, auxílio e força que me deu em todos estes anos. Agradeço ao professor Ícaro dos Santos, aos meus amigos do Laboratório de Engenharia Biomédica, a todos os técnicos dos laboratórios da Engenharia Elétrica e a todos os professores do Departamento de Engenharia Elétrica da Universidade de Brasília que contribuíram para que eu pudesse subir mais este degrau na minha formação acadêmica.

Raphael Hideki Matsunaga

RESUMO

A equação clássica da condução de calor, conhecida como equação de Fourier, sempre foi amplamente utilizada em diversas áreas na engenharia. Entretanto, esta teoria apresenta uma incoerência física, pois indica que o calor se propaga a velocidade infinita. Em bons condutores térmicos, tal suposição não prejudica a modelagem, mas para maus condutores térmicos, como o corpo humano, há indícios de que esta modelagem não representa o fenômeno físico com exatidão. Desta forma, a comunidade científica vem discutindo sobre a relevância de modelar a condução de calor pela equação hiperbólica de calor (equação de não-Fourier). Entretanto, até então, não havia uma metodologia confiável para extrair o coeficiente térmico, chamado tempo de relaxamento térmico, que possibilita a modelagem da condução de calor pela equação hiperbólica de calor nos materiais. Com este cenário, a presente pesquisa apresenta uma metodologia para obtenção do tempo de relaxamento térmico em tecido biológico. Com esta metodologia, foram realizados experimentos com amostras de ágar-agar, material bastante utilizado para simular de tecido orgânico, e com tecidos biológicos. Desta forma, foi possível modelar a condução de calor pela equação hiperbólica de calor e, a partir desta equação, aplicar a Teoria de Conjunto de Antenas do Eletromagnetismo na Teoria de Condução de Calor, analisando o campo gerado por duas fontes de calor defasadas.

ABSTRACT

The classical heat conduction equation, known as Fourier equation has always been widely used in various fields of engineering. However, this theory has a physical inconsistency, since it indicates that the heat spreads at infinite speed. In high thermal conductivity materials, such an assumption does not affect the modeling, but to low thermal conductivity materials, like biological tissue, there are indications that this model does not represent the physical phenomenon accurately. Thus, the scientific community has been discussing the relevance of modeling the heat conduction in the hyperbolic heat equation (non-Fourier equation). But until then, there was not a reliable methodology to extract the thermal coefficient, called thermal relaxation time, which allows the modeling of heat conduction by the hyperbolic heat equation in materials. Thus, this research presents a methodology for obtaining reliable thermal relaxation time. Experiments were performed with samples of agar-gelled water, material widely used to simulate organic tissue, and biological tissues. Therefore, it was possible to model the heat conduction by the hyperbolic heat equation and from this equation, apply some concepts of Antenna Array Theory of Electromagnetism in the Heat Conduction Theory. Then, a simulation of two heat sources out of phase was generated and the thermal composed field was analyzed.

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	1
1.1	MOTIVAÇÃO	1
1.2	CONTEXTUALIZAÇÃO	2
1.3	OBJETIVOS	4
1.4	ESTRUTURA DA PESQUISA	4
1.5	ESTRUTURA DO DOCUMENTO	5
2	DESENVOLVIMENTO TEÓRICO	6
2.1	SOLUÇÃO MATEMÁTICA.....	6
2.2	METODOLOGIA DE CÁLCULO DOS PARÂMETROS	8
3	DESCRIÇÃO EXPERIMENTAL	10
3.1	DESCRIÇÃO DA CAIXA TÉRMICA.....	10
3.2	DESCRIÇÃO DO SISTEMA AUXILIAR.....	11
4	ANÁLISE DA METODOLOGIA EXPERIMENTAL	17
4.1	SIMULAÇÕES DAS CONDIÇÕES DE CONTORNO NO EXPERIMENTO	17
4.2	ANÁLISE DA INFLUÊNCIA DE RUÍDO.....	19
5	RESULTADOS EXPERIMENTAIS COM ÁGUA-AGAR	22
5.1	RESULTADOS EXPERIMENTAIS	22
5.2	BREVE DISCUSSÃO SOBRE OUTRAS METODOLOGIAS APLICADAS.....	25
6	RESULTADOS EXPERIMENTAIS COM AMOSTRAS BIOLÓGICAS	26
6.1	RESULTADOS EXPERIMENTAIS	26
6.2	ANÁLISE DOS RESULTADOS.....	31
7	MODELAGEM PELA EQUAÇÃO HIPERBÓLICA	33
7.1	MODELO MATEMÁTICO	33
7.2	REULTADOS E DISCUSSÕES	36
8	CONCLUSÕES	39
8.1	CONSIDERAÇÕES FINAIS	39
8.2	TRABALHOS FUTUROS	40

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	41
ANEXOS	44
I FOTOS DO EXPERIMENTO	45
II AMOSTRA ÁGUA-AGAR	49
III ARTIGOS	50

LISTA DE FIGURAS

1.1	Tipos de eletrodos de ablação por radiofrequência.	2
1.2	Interação dos conhecimentos para produção desta pesquisa.	5
3.1	Modelo da caixa térmica.	11
3.2	Visualização do sistema completo.	12
3.3	Software de aquisição de dados.	13
3.4	Identificação do Sistema	14
3.5	Resposta ao sinal de impulso do controlador.	14
3.6	Esquemático do circuito de conversão analógica para digital.	15
3.7	Esquemático do circuito somador.	15
3.8	Esquemático do circuito de amplificação de potência.	16
4.1	Representação gráfica da simulação em elementos finitos da caixa térmica.	18
4.2	Gráfico das ondas simuladas com ruído de 8 <i>dBm</i> de potência.	20
5.1	Histograma da difusividade térmica da amostra água-agar.	23
5.2	Histograma do tempo de relaxamento térmico da amostra água-agar.	24
6.1	Histograma do tempo de relaxamento térmico das amostras de fígado.	27
6.2	Histograma do tempo de relaxamento térmico das amostras de coração.	28
6.3	Histograma do tempo de relaxamento térmico das amostras de língua.	29
6.4	Histograma do tempo de relaxamento térmico das amostras de pulmão.	30
6.5	Histograma do tempo de relaxamento térmico das amostras de rim.	30
7.1	Campo térmico do conjunto de duas antena defasadas em 0° . (fonte térmica fora de escala para melhor visualização)	36
7.2	Campo térmico do conjunto de duas antena defasadas em 45° . (fonte térmica fora de escala para melhor visualização)	37
7.3	Campo térmico do conjunto de duas antena defasadas em 135° . (fonte térmica fora de escala para melhor visualização)	37
7.4	Campo térmico do conjunto de duas antena defasadas em 180° . (fonte térmica fora de escala para melhor visualização)	38
I.1	Material auxílio da pesquisa.	45
I.2	Molde para produção das amostras de água-agar e uma amostra de água-agar.	45
I.3	Caixa térmica.	46

I.4	Caixa térmica posicionada dentro do banho térmico.	46
I.5	Banhos térmicos.....	47
I.6	Módulo de aquisição de sinais.	47
I.7	Placa de Amplificação.	48
I.8	Computador de aquisição de dados e fornecimento da onda térmica.	48

LISTA DE TABELAS

6.1	Tabela dos tempos de relaxamento térmico obtidos	31
-----	--	----

LISTA DE SÍMBOLOS

Símbolos Latinos

T	Temperatura	[°C]
P	Diferença de fase	
A	Razão da amplitude	
x	Distância	[m]

Símbolos Gregos

α	Difusividade térmica	[m ² /s]
τ	Tempo de relaxamento térmico	[s]
ω	Frequência angular	[rad/s]
β	Fase do sinal	[rad]
σ	Incerteza propagada	
γ	Incerteza na medição	

Grupos Adimensionais

e	Algarismo Neperiano	
-----	---------------------	--

Subscritos

a	Amplitude do sinal	
m	Sinal do material	
x	Eixo x	
y	Eixo y	
z	Eixo z	

Siglas

<i>USB</i>	Universal Serial Bus
<i>PID</i>	Proporcional Integral Derivativo
<i>2D</i>	Duas Dimensões
<i>PDE</i>	Equações Diferenciais Parciais
<i>ANOVA</i>	Análise de Variância
<i>CI</i>	Intervalo de Confiança
<i>RF</i>	Radiofrequência

Capítulo 1

Introdução

Neste capítulo, será apresentada a motivação deste trabalho e um contexto das teorias de condução de calor. Serão descritos os objetivos deste trabalho e, por fim, será exposto a organização do documento.

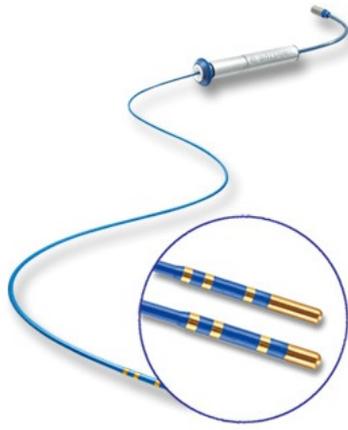
1.1 Motivação

A ablação é exérese de qualquer órgão ou tecido do corpo por meio de uma amputação ou incisão cirúrgica. Atualmente, este tipo de procedimento é amplamente utilizado em diversas áreas da medicina, atuando na destruição de focos de arritmias no coração, na retirada de tumores de câncer e até mesmo no tratamento contra verrugas. Há diversas formas de realizar o procedimento de ablação, como por injeção química ou por criogenia, mas a mais comumente usada é a ablação por radiofrequência (RF).

A ablação por radiofrequência se caracteriza por ser um procedimento minimamente invasivo, pois apenas uma pequena incisão é realizada no paciente para a inserção do eletrodo de ablação. Este eletrodo é então guiado por equipamentos de imagem, geralmente equipamentos de raio X ou ultrassom, para posicionar-se no local desejado. Posicionado o eletrodo, este é conectado a um gerador de radiofrequência e transmite ondas eletromagnéticas que aquecem o tecido ao redor por meio de agitação iônica celular. Este aquecimento produz a queima do tecido alvo, cessando a sua atividade indesejada.

Como forma de controle da queima do tecido, tais procedimentos são apoiados ou por sistema de medição de impedância (figura 1.1(a)) ou por um conjunto de termistores (figura 1.1(b)) que medem a temperatura do tecido alvo. O sistema de medição de impedância impede que a impedância do tecido alvo atinja um certo limiar que indicaria a carbonização do tecido. O sistema com conjunto de termistores impede que o tecido atinja um certo valor limite de temperatura o qual também é um indicativo de carbonização do tecido. A carbonização deve ser evitada porque ela limita o volume máximo a ser destruído, o que reduz a eficiência do tecido.

No entanto, nenhum destes sistemas de apoio a ablação por radiofrequência fornece dados suficientes para o médico realizar o procedimento com exatidão de quanto está sendo queimado.



(a) Eletrodo com sistema de impedância (BIOTRONIK, Alemanha).



(b) Eletrodo com conjunto de termistores (AngioDynamics, USA).

Figura 1.1: Tipos de eletrodos de ablação por radiofrequência.

Assim, se o aquecimento for menor do que o planejado, é possível que a ação indesejada do tecido volte a atuar, como no caso da ablação de tumores de câncer, ou, se o aquecimento for excessivo, destruindo tecidos que deveriam ser poupados, pode haver um agravamento das condições do paciente, como no caso da queima do nodo sinusal na ablação para prevenção de arritmias cardíacas. Em ambos os casos, não há sucesso na operação e prejuízos imediatos ou posteriores para o paciente.

Portanto, vários estudos estão sendo realizados com o intuito de melhorar a exatidão deste procedimento. A grande maioria deles tem focado em uma modelagem mais exata da condução de calor no corpo humano. Um estudo tratou de analisar as características estatísticas dos parâmetros termo-elétricos, envolvidos no procedimento, como forma de apresentar a probabilidade do diâmetro da esfera de queima do tecido [1]. Outros trabalhos pretendiam analisar as equações e os parâmetros utilizados para modelar o aquecimento em tecidos biológicos [2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10].

Diante deste cenário, este trabalho pretende realizar um estudo sobre a condução de calor em tecidos biológicos como forma de fornecer maior exatidão aos procedimentos de ablação por radiofrequência.

1.2 Contextualização

Até o momento, quase todas as modelagens de condução de calor são realizadas com a clássica Lei de Fourier. A equação que sustenta esta lei, conhecida como equação de Fourier, é combinada com a equação de balanço de energia para gerar a equação da condução parabólica de calor, que é dada por:

$$\frac{dT}{dt} = \alpha \nabla^2 T \quad (1.1)$$

onde α é o coeficiente de difusividade térmica de um material.

Esta teoria gera uma incoerência física, pois indica que o calor se propaga a velocidade infinita. Isto significa que, nesta modelagem, uma perturbação térmica em um ponto de um ambiente é medido instantaneamente em todos os pontos deste ambiente. Como a condução de calor é explicada fisicamente pelos movimentos e colisões microscópicas de partículas, esta teoria, que sugere velocidade infinita na propagação do calor, não pode ser sustentada.

Para materiais com alta condutividade térmica, onde a transferência de calor possui alta atenuação e velocidade de propagação, o modelo de Fourier, apesar da incoerência física, modela bem a condução de calor. Para estes materiais, o tempo de relaxamento térmico é muito pequeno, variando entre 10^{-8} s e 10^{-12} s.

Entretanto, para materiais com baixa condutividade térmica, como grande parte dos tecidos biológicos, os erros na modelagem pela equação de Fourier se tornam apreciáveis. Assim, vários foram os estudos no intuito de modelar a condução de calor mais exatamente nestes materiais [11, 12, 4, 5, 6, 7, 8]. O modelo mais aceitável para a condução de calor foi proposto por Vernotte [13] e Cattaneo [14]. A equação de condução do calor proposta por eles é dada por:

$$\tau \frac{d^2 T}{dt^2} + \frac{dT}{dt} = \alpha \nabla^2 T \quad (1.2)$$

Esta equação ficou conhecida como a equação hiperbólica de calor, onde τ é um coeficiente chamado de tempo de relaxamento térmico. Nesta teoria, o termo $\frac{d^2 T}{dt^2}$, incluído na equação hiperbólica, representa o amortecimento de tais ondas enquanto que o termo $\frac{dT}{dt}$ representa a propagação das ondas de calor.

A velocidade de propagação da onda de calor é dada por:

$$v_p = \sqrt{\frac{\alpha}{\tau}} \quad (1.3)$$

Assim, a equação hiperbólica reduz-se à equação parabólica quando o tempo de relaxamento vai para zero, resultando em uma velocidade de propagação infinita. Mas, esta diferença na modelagem apenas é perceptível em estados transitórios, pois em estado estacionário as duas modelagens tendem a apresentar resultados semelhantes [15].

Analisando a literatura, vários são os trabalhos que propõem soluções analíticas para a equação 1.2 com diferentes condições de contorno e condições iniciais [16, 17, 18, 19, 20, 21, 22]. Alguns estudos analisam a influência do tempo de relaxamento térmico com relação a determinados parâmetros térmicos específicos [4, 5, 6, 8, 15, 21, 22, 23], mas, em nenhum destes estudos, há uma análise ampla desta influência. Nestes estudos, há apenas uma indicação do comportamento das ondas térmicas pela equação hiperbólica de calor ou uma comparação entre a modelagem pela equação de Fourier e a equação hiperbólica (não-Fourier) em termos da variação do coeficiente tempo de relaxamento térmico, sem utilizar um valor medido. Isso ocorre devido ao fato de, até hoje, não haver na literatura valores confiáveis do tempo de relaxamento térmico para os materiais [12].

Poucos são os trabalhos que mediram tais coeficientes térmicos e os resultados até hoje apre-

sentados são bastante divergentes, sendo que alguns destes trabalhos chegam a questionar o uso da equação hiperbólica na modelagem da condução de calor.

Um dos primeiros trabalhos realizados nesta linha foi de Kaminski, que estimou o tempo de relaxamento térmico para carne na ordem de 20 – 30 s [12]. Mitra, Kumar, Vedavarz e Moallemi publicaram o valor de $15,5 \pm 2,1$ s para carne processada [12]. Estes altos valores para o tempo de relaxamento térmico sugerem que os efeitos hiperbólicos são importantes na condução de calor em tais materiais.

No entanto, Grassmann e Peters [12], bem como Herwig e Beckers [12], discordaram profundamente desta conclusão. Ambos os estudos relataram que não existem provas concretas da condução hiperbólica de calor e sugerem que a lei de Fourier convencional é suficiente para descrever o comportamento da condução de calor.

Em um trabalho mais recente, Roetzel propôs um método para medir o tempo de relaxamento térmico de materiais. Este trabalho sugere que os efeitos hiperbólicos podem ser verificados nos materiais, mas a ordem do tempo de relaxamento térmico para a carne é muito menor (1,77 s) [12].

1.3 Objetivos

Uma vez que há muita controvérsia sobre o valor do tempo de relaxamento térmico na literatura, este trabalho se dedica a propor e analisar um método para medir tal coeficiente com exatidão. Após o desenvolvimento de um método confiável para obtenção dos coeficientes térmicos, focou-se em adquirir os tempos de relaxamento térmico para amostras de água-agar, que é um material comumente usado para simular tecidos biológicos, e amostras de tecidos orgânicos.

Com estes coeficientes mensurados, será possível a modelagem da condução de calor pela equação hiperbólica do calor em tecidos orgânicos. Combinando esta modelagem com os conhecimentos da Teoria de Conjunto de Antenas do Eletromagnetismo, será apresentada uma teoria equivalente para a condução de calor, que, se desenvolvida, pode gerar um maior controle sobre o campo térmico produzido dentro de estruturas orgânicas.

1.4 Estrutura da Pesquisa

A fim de alcançar os objetivos desta pesquisa, foi necessário reunir e aplicar dez campos do conhecimento humano. Estes dez campos do conhecimento humano estão apresentados na figura 1.2. Neste documento, serão mostrados quais os conceitos destes campos foram utilizados nesta pesquisa e de que forma eles foram aproveitados.

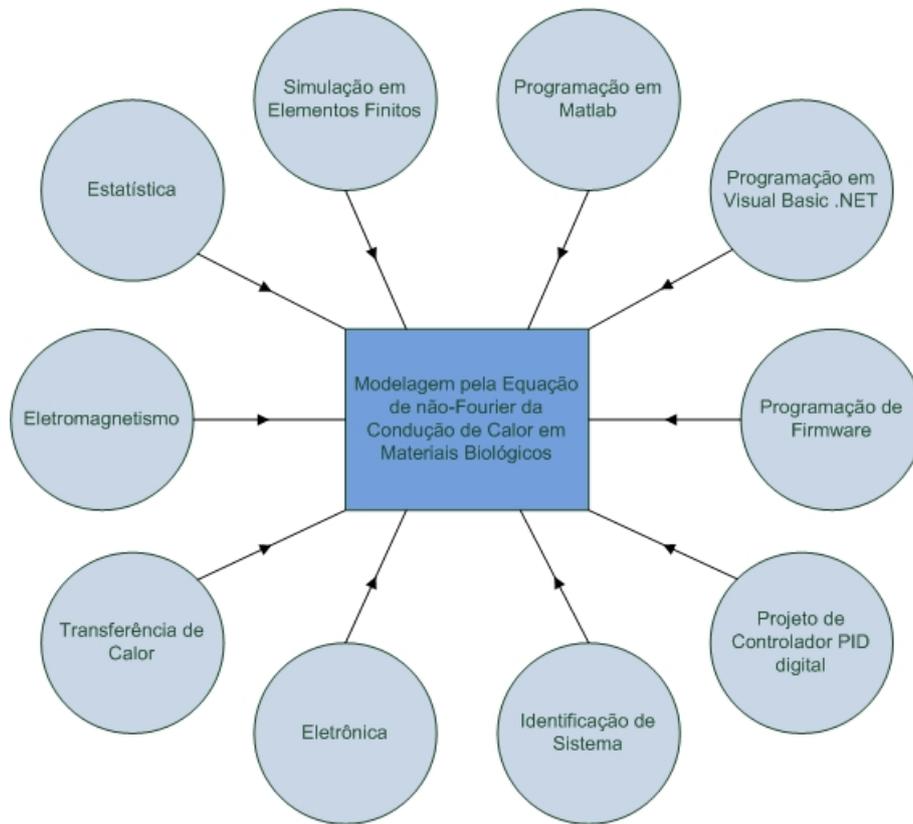


Figura 1.2: Interação dos conhecimentos para produção desta pesquisa.

1.5 Estrutura do Documento

Este documento está dividido em 8 capítulos com mais 2 anexos. O capítulo 2 apresenta uma solução para a equação de não-Fourier, juntamente com a metodologia sugerida por este trabalho para extração dos parâmetros térmicos. No capítulo 3, o experimento proposto para aplicar a metodologia é descrito. Com a metodologia e o experimento apresentados, o capítulo 4 apresenta uma análise sobre as condições de contorno do experimento e sobre a sensibilidade de ruído na medição dos parâmetros pela metodologia.

Os resultados experimentais com amostras de água-agar são apresentados no capítulo 5. Em seguida, os resultados experimentais com amostras de tecidos biológicos são expostos no capítulo 6. A modelagem da condução de calor pela Teoria de Conjunto de Antenas é apresentada no capítulo 7. Por fim, são apresentadas as conclusões do trabalho no capítulo 8.

Com relação aos anexos, o anexo I apresenta fotos do experimento, o anexo II fornece a forma de obtenção das amostras de água-agar, utilizadas no experimento, e o anexo III descreve os artigos que serão escritos após a realização desta pesquisa.

Capítulo 2

Desenvolvimento Teórico

Neste capítulo, será demonstrada uma solução para a equação hiperbólica de calor e, posteriormente, apresentado o método proposto para obtenção dos coeficientes térmicos.

2.1 Solução Matemática

Após a avaliação dos métodos até então empregados para adquirir tempos de relaxamento térmico de materiais, decidimos adaptar a metodologia proposta por Roetzel [12]. Esta metodologia explora a principal diferença entre as equações de Fourier e de não-Fourier (hiperbólica), que é a velocidade de propagação, apresentada pela equação 1.3, a qual está intimamente relacionada com o coeficiente chamado tempo de relaxamento térmico.

Nesta metodologia, um sinal térmico periódico é utilizado como entrada do sistema para explorar a velocidade de propagação em um meio de geometria semi-infinita. A escolha deste tipo de geometria é uma forma de garantir que o sinal periódico será atenuado em vários comprimentos de onda. Além disso, considerou-se este meio linear e homogêneo, como forma de facilitar a análise desses parâmetros.

Quanto ao sinal de entrada, um sinal periódico foi escolhido, pois apenas este tipo de sinal mantém os efeitos hiperbólicos da condução térmica por um longo período [12]. Em sinais senoidais, tais efeitos hiperbólicos são evidenciados na atenuação do sinal. Portanto, para adquirir coeficientes de tempo de relaxamento térmico confiáveis, foi utilizado um sinal de entrada cossenoidal propagando no meio semi-infinito.

Para resolver a equação 1.2 nas condições mencionadas, utilizou-se a técnica de fasores. Desta forma, o sinal cossenoidal proposto, no sistema de coordenadas retangulares, passa a ser expresso por:

$$T_{(x,y,z,t)} = T_{a(x,y,z)} \cos \omega t - \beta_{(x,y,z)} = T_{a(x,y,z)} \operatorname{Re}\{e^{j(\omega t - \beta_{(x,y,z)})}\} \quad (2.1)$$

onde T_a é a amplitude do sinal de temperatura ($^{\circ}C$), ω é a frequência angular (rad/s), t é o tempo (s) e β é a fase do sinal (rad).

Assim, utilizando a técnica de fasores na equação hiperbólica de calor 1.2, obtém-se:

$$-\tau\omega^2 T_{(x,y,z)} + j\omega T_{(x,y,z)} = \alpha \nabla^2 T_{(x,y,z)} \Rightarrow$$

$$(j\omega - \tau\omega^2) T_{(x,y,z)} = \alpha \nabla^2 T_{(x,y,z)} \Rightarrow$$

$$\nabla^2 T_{(x,y,z)} + \left(\sqrt{\frac{\tau\omega^2 - j\omega}{\alpha}} \right)^2 T_{(x,y,z)} = 0 \quad (2.2)$$

A equação 2.2 é a equação de onda (equação de Helmholtz) [24], onde a constante de propagação é dada pelo termo $\sqrt{\frac{\tau\omega^2 - j\omega}{\alpha}}$.

Reduzindo para apenas uma dimensão a equação 2.2, ela se torna:

$$\nabla^2 T_x + \left(\sqrt{\frac{\tau\omega^2 - j\omega}{\alpha}} \right)^2 T_x = 0 \Rightarrow$$

$$\frac{d^2 T_x}{dx^2} + \left(\sqrt{\frac{\tau\omega^2 - j\omega}{\alpha}} \right)^2 T_x = 0 \quad (2.3)$$

onde T_x depende apenas da dimensão x .

A solução geral da equação 2.3 é:

$$T_x = \{C_1 e^{-x\sqrt{\frac{\tau\omega^2 - j\omega}{\alpha}}} + C_2 e^{x\sqrt{\frac{\tau\omega^2 - j\omega}{\alpha}}}\} e^{j\omega t} \quad (2.4)$$

Para resolver a equação 2.4, foram consideradas as condições de contorno, discutidos anteriormente. Foi escolhido o cosseno como sinal periódico de entrada propagando-se em um meio semi-infinito. Assim, matematicamente, as condições de contorno tornam-se:

$$T_{x(x \rightarrow +\infty, t)} = 0 \quad (2.5)$$

$$T_{x(x=0, t)} = T_{ax} \cos(\omega t) \quad (2.6)$$

onde T_{ax} é a amplitude do sinal de temperatura ($^{\circ}C$) na dimensão x .

Com as condições descritas nas equações 2.5 e 2.6, a solução da equação 2.4 torna-se:

$$T_x = T_{ax} e^{-x\sqrt{\frac{\tau\omega^2 - j\omega}{\alpha}}} \cos(\omega t) \quad (2.7)$$

Coletando apenas a parte real da equação 2.7:

$$Re\{T_x\} = Re\{T_{ax}e^{-x\sqrt{\frac{\tau\omega^2-j\omega}{\alpha}}}\cos(\omega t)\} \Rightarrow$$

$$Re\{T_x\} = T_{ax}e^{-x\sqrt{\frac{\omega}{2\alpha}\mu}}\cos\left(\omega t + x\sqrt{\frac{\omega}{2\alpha}\frac{1}{\mu}}\right) \quad (2.8)$$

onde $\mu = \sqrt{(\tau\omega)^2 + 1} - \tau\omega$.

Desta forma, introduzindo um sinal cossenoidal em um ambiente semi-infinito, linear e homogêneo, tem-se que a temperatura pode ser calculada em qualquer lugar deste ambiente de acordo com a equação 2.8.

2.2 Metodologia de Cálculo dos Parâmetros

O método a ser apresentado para obter o tempo de relaxamento é baseado no sinal de temperatura de dois pontos fixos no mesmo material. Calculando a razão da amplitude e a diferença de fase das ondas de temperatura medidas nos dois pontos, as seguintes equações são obtidas:

$$A = \frac{T_{ax}e^{-x_1\sqrt{\frac{\omega}{2\alpha}\mu}}}{T_{ax}e^{-x_2\sqrt{\frac{\omega}{2\alpha}\mu}}} = e^{(x_2-x_1)\sqrt{\frac{\omega}{2\alpha}\mu}} \quad (2.9)$$

e

$$P = x_2\sqrt{\frac{\omega}{2\alpha}\frac{1}{\mu}} - x_1\sqrt{\frac{\omega}{2\alpha}\frac{1}{\mu}} = (x_2 - x_1)\sqrt{\frac{\omega}{2\alpha}\frac{1}{\mu}} \quad (2.10)$$

onde x_1 e x_2 são as posições das duas ondas (m).

Isolando μ nas equações 2.9 e 2.10 e comparando-as, tem-se:

$$\mu = \frac{\ln A}{P} \quad (2.11)$$

$$\mu = \left(\frac{\ln A}{x_2 - x_1}\right)^2 \left(\frac{2\alpha}{\omega}\right) \quad (2.12)$$

$$\mu = \left(\frac{x_2 - x_1}{P}\right)^2 \left(\frac{\omega}{2\alpha}\right) \quad (2.13)$$

Desta forma, como $\mu = \sqrt{(\tau\omega)^2 + 1} - \tau\omega$, há três formas diferentes para obter o tempo de relaxamento térmico. Note que as equações 2.12 e 2.13 só podem ser utilizadas se a difusividade térmica do material e a distância entre os dois pontos são conhecidos. Por isso, nas análises deste

trabalho, optou-se por utilizar a equação 2.11. Desta forma, sabendo que $\mu = \sqrt{(\tau\omega)^2 + 1} - \tau\omega$, tem-se que:

$$\tau = \frac{1 - \mu^2}{2\omega\mu} = \frac{P^2 - (\ln A)^2}{2\omega P \ln A} \quad (2.14)$$

Uma vez obtido τ pela equação 2.14, pode-se obter a difusividade térmica do material em questão através de uma das seguintes equações:

$$\alpha = \left(\frac{x_2 - x_1}{\ln A} \right)^2 \frac{\omega\mu}{2} = \left(\frac{x_2 - x_1}{P} \right)^2 \frac{\omega}{2\mu} = \frac{\omega (x_2 - x_1)^2}{2P \ln A} \quad (2.15)$$

Como na literatura científica, não há medições do tempo de relaxamento térmico dos materiais utilizados neste trabalho, o cálculo da difusividade térmica é importante para que se tenha um parâmetro de comparação. Desta forma, a correta obtenção deste parâmetro térmico é um indício de que os tempos de relaxamento térmico medidos são confiáveis.

Capítulo 3

Descrição Experimental

Neste Capítulo, serão descritos os equipamentos e a metodologia completa do experimento proposto para coletar os coeficientes térmicos.

3.1 Descrição da Caixa Térmica

Com o método matemático demonstrado, foi possível construir um sistema térmico que utilize o método proposto para obtenção de um valor confiável do tempo de relaxamento térmico da amostra. Para tanto, este sistema precisava reproduzir as condições estabelecidas na solução matemática apresentada no capítulo 2, ou seja, um sinal cossenoidal sendo inserido em um material semi-infinito, homogêneo e linear.

Desta forma, foi construída uma caixa térmica, inspirada no experimento proposto por Roedel em [12], que por ser simétrica nos eixos x e y é apresentada em duas dimensões na figura 3.1. Esta caixa térmica foi revestida de aço inoxidável (1, 2, 4) para tornar-se resistente e, internamente, ela tem um paralelepípedo de acrílico (3), separadas do revestimento de aço por poliuretano (2). Dentro deste paralelepípedo de acrílico (7), há um espaço onde a amostra do material a ser testado era colocada. Desta forma, pretendíamos isolar termicamente e mecanicamente o material a ser testado do ambiente externo.

Na parte inferior do paralelepípedo de acrílico, há uma placa de cobre para melhorar a transmissão de calor entre a amostra do material e o dispositivo peltier (5) que vem logo abaixo desta placa de cobre. Este dispositivo peltier é um componente capaz de gerar ou retirar calor de uma de suas extremidades de acordo com o sentido da corrente elétrica que circula em seus terminais. Por possuir tal propriedade, este dispositivo foi escolhido para gerar o sinal cossenoidal de calor.

Para funcionar adequadamente, o peltier precisa de uma temperatura estável em um dos lados. Assim, na parte inferior do dispositivo peltier, foi posicionado um paralelepípedo oco de aço com dois pinos de acesso interno (4) que servem de entrada para que um líquido circule por dentro do paralelepípedo e mantenha na extremidade do peltier a uma certa temperatura.

Atravessando a caixa térmica, foram feitos 7 furos (6) de $1,0\text{ mm}$ de diâmetro para que através de termopares fosse possível a medição das ondas térmicas. Inicialmente, estes furos foram feitos

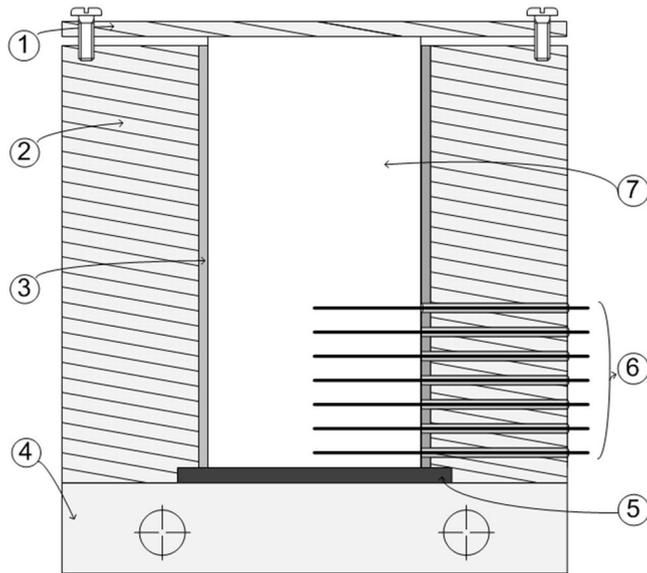


Figura 3.1: Modelo da caixa térmica.

apenas para os testes da metodologia. Os sinais coletados pelos termopares são os sinais utilizados pelo método proposto de obtenção dos coeficientes térmicos.

As dimensões desta caixa térmica só foi determinada após a análise das condições de contorno da caixa térmica para garantir as condições estabelecidas na solução matemática apresentada no capítulo 2. Portanto, estes parâmetros só serão discutidos no capítulo 4.

3.2 Descrição do Sistema Auxiliar

Para manter o bom funcionamento da caixa térmica, um sistema auxiliar foi projetado. Um esquema simples do sistema auxiliar é mostrado na figura 3.2. Este sistema foi projetado basicamente com dois banhos térmicos, uma placa de amplificação, um computador e um módulo de aquisição de temperatura com seus termopares.

Os dois banhos térmicos (1) foram preenchidos por água e possuem a função de estabelecer a temperatura de duas partes da caixa térmica. Um banho térmico (Banho Ultratermostatizado MA-184, Marconi Equipamentos para Laboratórios LTDA), representado pelo maior paralelepípedo na figura 3.2, é responsável por manter a temperatura na parte inferior do dispositivo peltier, através da circulação de água dentro do paralelepípedo oco de aço. Para tanto, este banho térmico se conecta com os pinos de acesso do paralelepípedo por meio de duas mangueiras de silicone. De forma empírica, este banho térmico foi setado para manter a temperatura da água a 18°C , garantindo a geração da onda de calor sem distorção.

O outro banho térmico (Banhos Termostáticos MA-159, Marconi Equipamentos para Laboratórios LTDA) é responsável por manter a temperatura externa da caixa térmica, diminuindo ainda mais a influência do meio externo no experimento. Desta forma, a caixa térmica era revestida por um saco plástico resistente e inserida dentro da água deste segundo banho térmico, representado

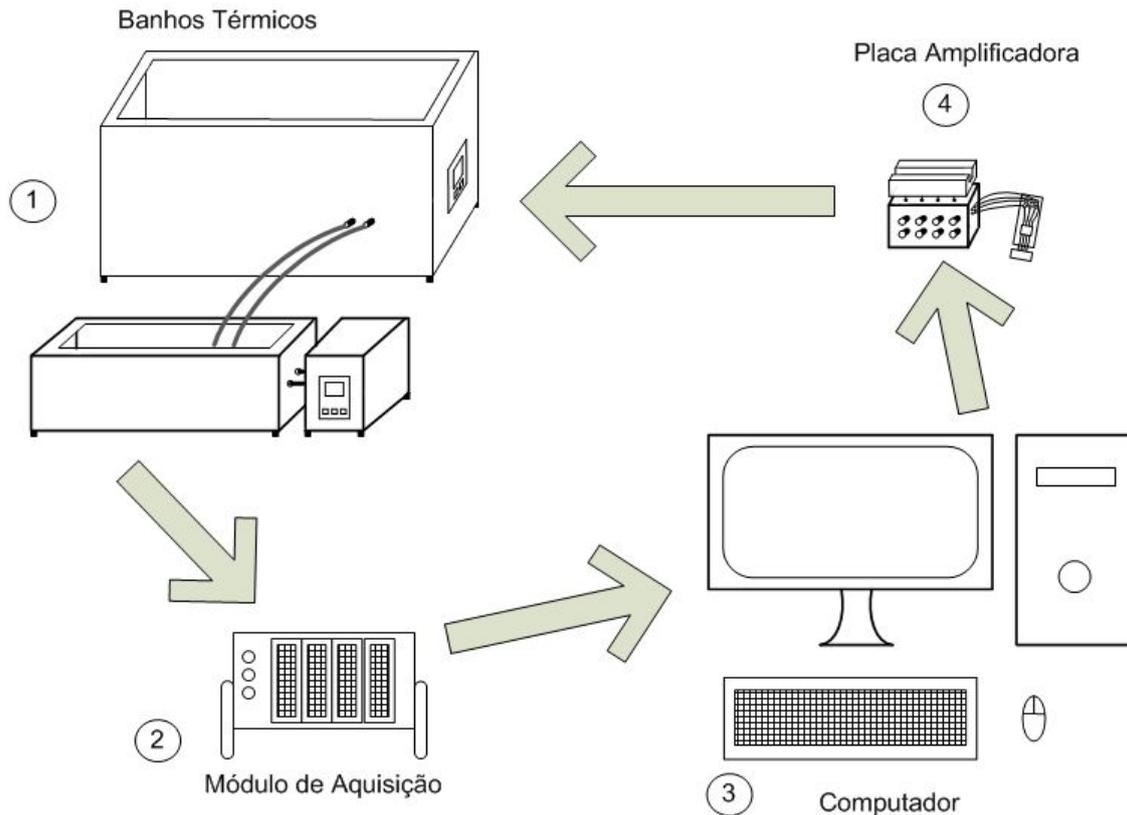


Figura 3.2: Visualização do sistema completo.

pelo menor paralelepípedo na figura 3.2. Como estamos interessados em coletar o tempo de relaxamento térmico a 25°C , este banho térmico foi setado para manter a temperatura da água a 25°C .

A coleta das ondas de calor é realizada por 7 termopares, que possui $0,5\text{ mm}$ de diâmetro, posicionados nos 7 furos da caixa térmica. Estes termopares são do tipo K e possuem $0,1^{\circ}\text{C}$ de precisão. Estes estão conectados ao módulo de aquisição de temperatura 9213 da National Instruments (2), programado para digitalizar uma amostra por segundo (1 Hz) com precisão de 16 bits/amostra. Junto com o módulo de aquisição de temperatura 9213 está o módulo CompactDAQ, também da National Instruments, que é responsável por protocolar os dados digitalizados e enviá-los via comunicação USB para o computador (3).

No computador, um software de aquisição de dados (figura 3.3) foi desenvolvido em Visual Basic .NET para extrair os dados digitalizados do protocolo do módulo CompactDAQ de cada um dos 7 termopares, construir um gráfico com estes dados em tempo real e armazená-los para a utilização do método proposto neste trabalho. Além disso, o software é capaz de calcular máximos, mínimos e a média do sinal de cada uma das ondas. Com estes dados, é possível identificar problemas no experimento, como a influência de um fator externo ao experimento ou até mesmo uma falha no comportamento do dispositivo peltier.

Os dados armazenados pelo programa de aquisição de dados são carregados em um programa

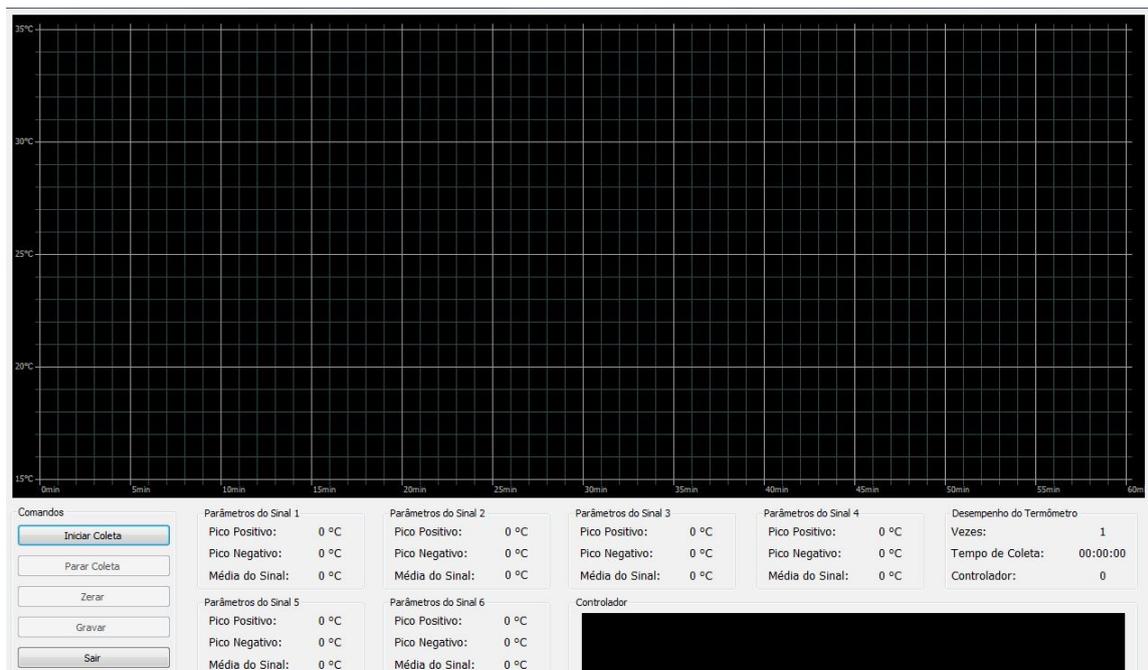


Figura 3.3: Software de aquisição de dados.

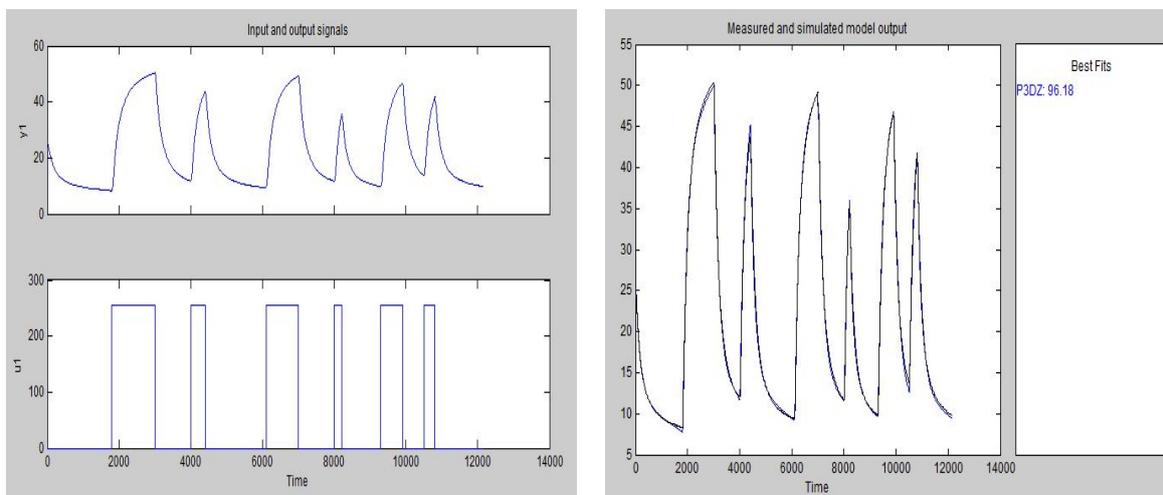
escrito em Matlab (The MathWorks, Inc), que foi desenvolvido para extrair destes dados os coeficientes térmicos segundo o método proposto. Desta forma, este programa em Matlab realiza a regressão de cada uma das 7 ondas coletadas, extrai a amplitude e a fase de cada um dos sinais, obtidos pela regressão de dados, e calcula o tempo de relaxamento e difusividade térmica através das equações 2.14 e 2.15 respectivamente.

Além dos dados das ondas de calor, o programa em Matlab também recebe os dados de distância entre os termopares para que sejam medidos os coeficientes de difusividade térmica. Para a medição destas distâncias, eram feitos alguns cortes na amostra para visualizar melhor os furos do termopar e uma foto era tirada com a amostra e o paquímetro juntos numa câmera de 8 megapixels. Com a foto, o software livre ImageJ era utilizado para medir a distância entre os termopares em pixels e com o paquímetro também na foto era possível fazer a conversão entre pixels e décimos de milímetros. Assim, a coleta das distâncias era realizada de forma bem precisa.

O software de aquisição de dados também é responsável por gerar a onda de calor junto aos terminais do dispositivo peltier. Para tanto, ele possui um controlador PID digital implementado que compara o sinal coletado pelo termopar posicionado mais próximo ao peltier com um sinal cossenoidal de referência. Desta forma, era possível minimizar a ocorrência de distorções e erros na geração do sinal, melhorando a qualidade dos dados adquiridos.

Para obter coeficientes térmicos confiáveis, é imprescindível que o controlador PID do software de aquisição de dados esteja corretamente dimensionado. Assim, faz-se necessário realizar uma caracterização do sistema muito precisa para projetar o controlador PID. Para fazer a identificação do sistema, foi gerado um sinal aleatório quadrado na entrada no peltier, representado pelo sinal de baixo da figura 3.4(a), e armazenamos o sinal coletado pelo termopar posicionado mais próximo

ao peltier como saída do sistema, representado pelo sinal de cima da figura 3.4(a). Com estes dois sinais, utilizamos a toolbox de Identificação de Sistemas do Matlab para gerar o resultado da figura 3.4(b), no qual o modelo proposto correspondeu a 96,18% do sistema real.



(a) Sinal coletado na saída do sistema (acima) e sinal inserido no sistema (abaixo).

(b) Resultado da identificação do sistema.

Figura 3.4: Identificação do Sistema

Com a identificação do sistema realizada, realizou-se a transformada Z no modelo proposto e com a toolbox de Controle e Estimação do Matlab foi possível projetar o controlador PID. Neste projeto, os principais parâmetros observados foram o tempo de acomodação e o overshoot. Por ser um sistema mais lento, o melhor controlador projetado possuía tempo de acomodação de 2% igual a 381 s com overshoot de 6%. A resposta ao sinal de impulso deste controlador é observada na figura 3.5. Com o controlador projetado na toolbox, foi utilizada a transformada Z inversa e implementado o controlador no software de aquisição de dados.

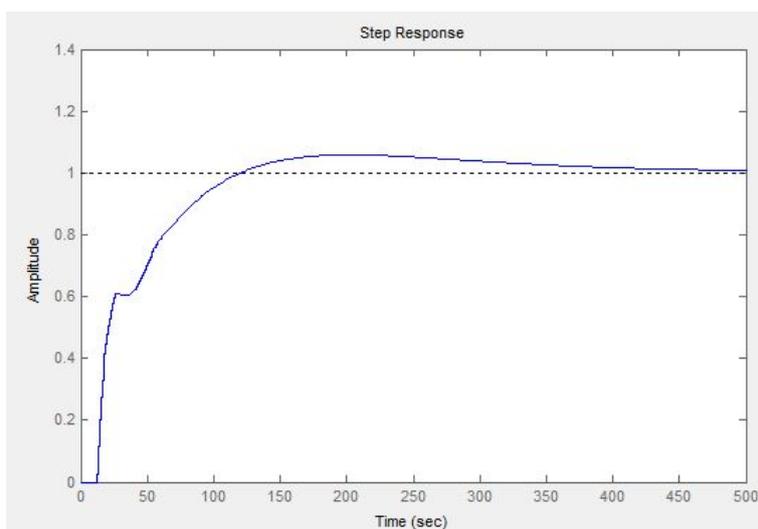


Figura 3.5: Resposta ao sinal de impulso do controlador.

A saída do controlador PID é mostrada pelo software de aquisição de dados (figura 3.3) como

forma de analisar a saturação do sistema e é enviada de forma digital para o dispositivo peltier. Mas, pelo dispositivo peltier possuir entrada analógica, era preciso um componente capaz de transformar o sinal digital do controlador em sinal analógico para o dispositivo peltier. Além disso, o dispositivo peltier necessita de altas correntes elétricas para um bom funcionamento (em torno de 1,5 A no nosso caso). Desta forma, foi projetada a Placa de Amplificação (4).

A Placa de Amplificação recebe o sinal de saída do controlador PID por meio da comunicação USB do microcontrolador AT90USB128 (Atmel Corporation). Pelo fato do microcontrolador não possuir um Conversor Digital/Analógico, o microcontrolador faz a conversão analógico/digital do sinal recebido com precisão de 8 bits/amostra e depois envia este sinal para o circuito responsável por fazer a conversão digital/analógico também de 8 bits/amostra de precisão, representado na figura 3.6.

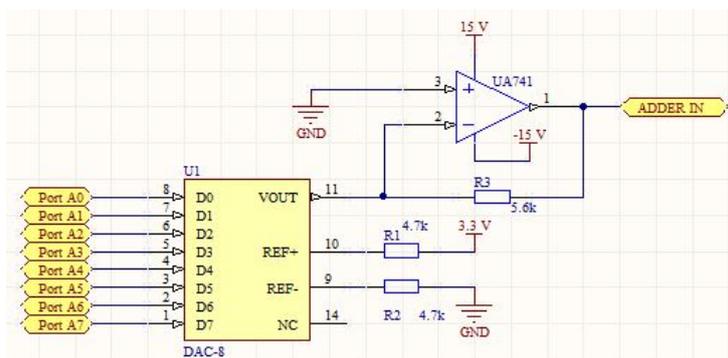


Figura 3.6: Esquemático do circuito de conversão analógica para digital.

Após a conversão digital/analógico do sinal do controlador PID, este sinal estaria apto a ser amplificado e enviado para o peltier. Mas, como o peltier precisa receber tanto tensões negativas, no caso de resfriamento, como positivas, no caso de aquecimento, foi projetado um circuito somador para que este some ao sinal analógico do controlado PID um sinal negativo. O esquemático do circuito somador projetado é apresentado na figura 3.7.

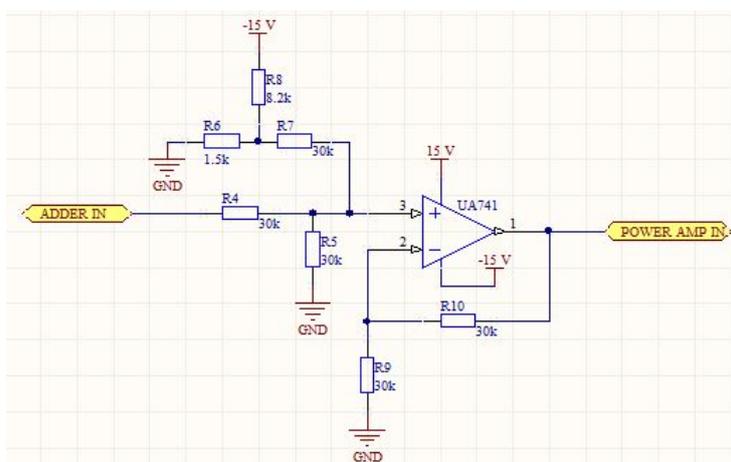


Figura 3.7: Esquemático do circuito somador.

Por fim, para fornecer a corrente necessária, tem-se um circuito amplificador de potência,

representado pela figura 3.8. Neste circuito, a amplificação foi projetada de forma que o sinal não seja saturado nem por conta da tensão nem por conta do fornecimento de corrente elétrica. O sinal elétrico gerado pelo circuito amplificador de potência serve de alimentação para o dispositivo peltier, fechando o sistema.

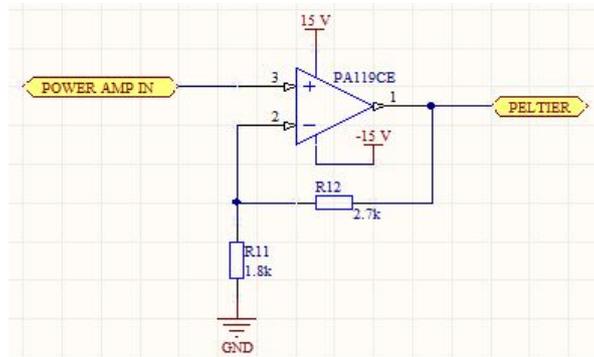


Figura 3.8: Esquemático do circuito de amplificação de potência.

Primeiramente, a fim de testar o aparato experimental e os métodos utilizados neste trabalho, foi utilizada uma amostra de água-gar com 2% de concentração, que tem difusividade térmica conhecida, como o material a ser analisado. Desta forma, foi possível verificar se o tempo de relaxamento térmico obtido pelo método apresentava resultados confiáveis, pois seria possível a comparação da difusividade térmica conhecida com a difusividade térmica calculada pelo método. Uma vez testado o aparato experimental e os métodos de obtenção dos parâmetros térmicos, foi possível coletar tais parâmetros de amostras de órgãos suínos, obtidos em frigoríficos.

Capítulo 4

Análise da Metodologia Experimental

Neste capítulo, serão detalhadas as simulações em elementos finitos para avaliação das condições de contorno do sistema e será analisada a influência de ruído na coleta dos dados para estabelecer as distâncias entre os termopares e um critério de aproveitamento dos dados.

4.1 Simulações das Condições de Contorno no Experimento

A literatura científica não tinha contemplado uma análise metodológica do sistema de medição para extração do tempo de relaxamento térmicos dos materiais. Provavelmente, esta é a razão dos valores díspares do tempo de relaxamento térmico presentes na literatura, o que implica na dúvida quanto ao uso da equação hiperbólica de calor. Para ter garantia sobre a metodologia de medição, realizou-se uma análise criteriosa do sistema de medição construído.

Para analisar as condições de contorno e, conseqüentemente, o tamanho da caixa térmica, foi realizada uma simulação em elementos finitos da caixa térmica com a ajuda do software Comsol Multiphysics (Comsol). Assim, a caixa térmica foi desenhada em 2D como ilustra a figura 4.1. Ela foi projetada com o material a ser testado no centro de tamanho $2,5 \times 4,0 \text{ cm}^2$, as duas estruturas laterais em todo o material central composta de poliuretano com tamanho de $1,0 \times 4,0 \text{ cm}^2$ e um fino material de aço inoxidável no topo de tamanho $4,5 \times 0,1 \text{ cm}^2$. Na borda de baixo no material central, foi introduzido o sinal simulado do dispositivo peltier e em 7 pontos deste material foram coletadas as ondas de calor.

Este sistema foi simulado com o auxílio da PDE clássica da equação de calor. Os valores da difusividade térmica, utilizado para as placas de poliuretano e aço inoxidável, foram $6,574 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$ [25] e $4,2 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ [25] respectivamente. Quanto ao material a ser testado, foi simulada a amostra de água-gar com 2% de concentração e, para tanto, utilizou-se $1,4 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$ [25] para a difusividade térmica e 0 s para o tempo de relaxamento térmico.

Na primeira simulação, foi utilizada uma onda térmica cosenoidal de 5°C amplitude e 30 minutos período como o sinal do dispositivo peltier, somada a temperatura constante de 25°C . Depois de realizar esta simulação inicial, os dados gerados foram transferidos para o programa em Matlab

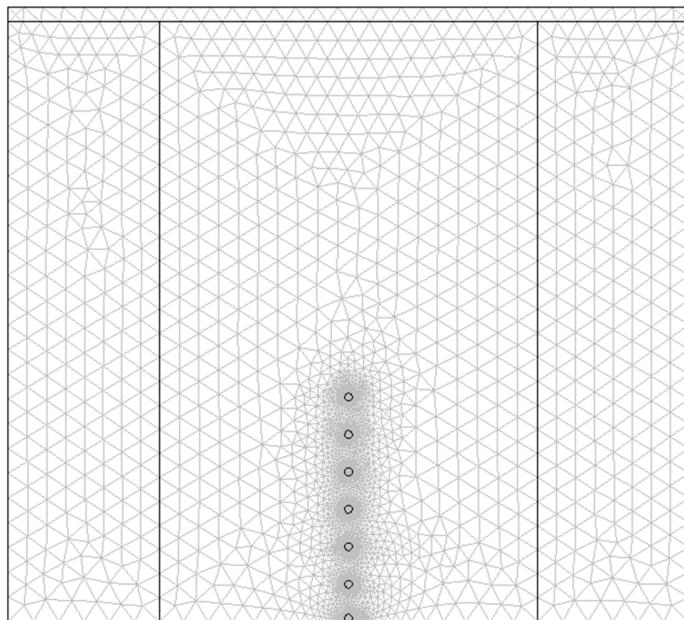


Figura 4.1: Representação gráfica da simulação em elementos finitos da caixa térmica.

no intuito de obter os parâmetros térmicos pelos métodos apresentados no capítulo 2.

A média do tempo de relaxamento obtido foi levemente negativo ($-0,34$ s), sendo aceitável pois pequenos erros são gerados na simulação em elementos finitos em posições fora dos pontos de cálculo da malha, mas o desvio-padrão foi bastante elevado ($8,85$). Portanto, a simulação obteve uma grande quantidade de tempo de relaxamento negativo, o que indica uma velocidade de onda complexa. No entanto, analisando os resultados obtidos com os pares de termopares separadamente, foram obtidos resultados interessantes. À medida que os termopares estão mais distantes do dispositivo peltier, mais negativo é a média dos tempos de relaxamento térmico obtidos. Quando tentou-se simular este mesmo sistema com um valor de tempo de relaxamento térmico mais alto, a média dos tempos de relaxamento térmico foi mais negativo e o desvio padrão tornou-se ainda maior.

Para avaliar a simulação em elementos finitos, realizou-se alguns testes reais com uma amostra de água-agar. Os resultados obtidos nos testes reais mostraram os mesmos aspectos dos resultados da simulação: grande desvio-padrão e médias diferentes quando analisados os resultados obtidos pelos pares de termopares separadamente. Assim, ficou concluído que as condições de contorno naquela situação não eram as mesmas do que as utilizadas para resolver a equação hiperbólica, ou seja, o tamanho da caixa térmica não representava um meio semi-infinito para aquele sinal.

Desta forma, havia duas alternativas para adequar a caixa térmica às condições de contorno: aumentar as dimensões da caixa térmica ou aumentar a atenuação do sinal. Para ter certeza da conclusão obtida, começou-se a aumentar o tamanho do material central e simular o sistema até que a influência das condições de contorno fosse minimizado. Quando o sistema foi simulado com o material central de tamanho $4,0 \times 5,5$ cm^2 , foi obtido um pequeno desvio padrão ($0,14$) e quase a mesma média, comparando os resultados de pares de termopares separadamente. Assim, para

que a influência da condição de contorno fosse minimizada, o local para o material a ser testado deveria ter dimensão igual ou superior a $4,0 \times 5,5 \text{ cm}^2$.

Para testar a segunda metodologia, direcionou-se a atenção para o termo de atenuação da equação 2.8, dado por $e^{-x\sqrt{\frac{\omega}{2\alpha\mu}}}$. Este termo indica que a única forma controlável para aumentar a atenuação do sinal é aumentar a frequência do sinal. Portanto, foi simulado o sistema de tamanho original, usando diferentes frequências. A influência das condições de contorno foi drasticamente minimizada quando foi utilizado o sinal cossenoidal com período de 10 minutos.

Optou-se por utilizar a segunda metodologia, porque menos material seria utilizado para realizar o experimento, até mesmo considerando as amostras biológicas, e menor é o tempo para obter os resultados. Assim, com período de 10 minutos, a média do tempo de relaxamento térmico obtida com a simulação foi de $0,12 \text{ s}$ com desvio padrão de $0,30$. Em outra simulação, resolveu-se colocar o coeficiente de tempo de relaxamento térmico na simulação em 40 s para que fosse analisado se um tempo de relaxamento térmico desta ordem poderia afetar as condições de contorno. O resultado obtido foi de $40,8 \text{ s}$ com desvio padrão de $0,7$. Esses pequenos erros foram causados pela regressão de dados do próprio Comsol.

Os resultados da simulação para a difusividade térmica, obtidos com o método proposto após a modificação no período do sinal, também apresentaram valores bem próximos aos simulados mesmo para uma variação entre $1,0 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$ e $5,0 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$.

Para finalizar, foram realizados novamente alguns testes reais e foram obtidos resultados que não mais apresentavam os indicativos da influência das condições de contorno (grande desvio-padrão e médias diferentes na análise dos resultados obtidos pelos pares de termopares separadamente). Assim, foi possível garantir que as condições de contorno do sistema experimental de calor são os mesmos das condições propostas pela solução teórica, se usarmos um sinal cossenoidal de 5°C amplitude e 10 minutos período, somado a temperatura constante de 25°C , como o sinal de entrada térmica. Esta garantia é válida mesmo que o tempo de relaxamento térmico do material varie entre 0 s e 40 s . Então, optou-se por este sinal como sinal de referência do controlador PID do software Coletor.

4.2 Análise da Influência de Ruído

Após adequação das condições de contorno, foi realizada uma análise da influência do ruído no método proposto. Para desenvolver tal análise, simulou-se sete sinais de onda de calor em Matlab, utilizando a equação 2.8 com valores de tempo de relaxamento térmico e difusividade térmica iguais a 10 s e $1,4 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$ respectivamente.

A distância de um sinal para o outro x foi escolhida de forma que nenhum dos sinais dos termopares fosse demasiadamente atenuado, mas que fosse factível utilizar tais distâncias, pois estes seriam praticamente os valores das distâncias dos furos na caixa térmica. Após simulações iniciais, verificou-se que a amplitude do sinal a 3 cm de distância do dispositivo peltier era próxima a $0,1^\circ\text{C}$ mesmo na condição de menor atenuação, isto é, tempo de relaxamento térmico igual a

zero. Assim, optou-se por utilizar uma distância x igual a $0,4\text{ cm}$ de forma que o último termopar fosse posicionado a $2,4\text{ cm}$ de distância do dispositivo peltier.

Aos sinais simulados, foi somado um sinal de ruído branco. A figura 4.2 mostra os sinais gerados pela simulação, juntamente com um ruído de 8 dBm de potência.

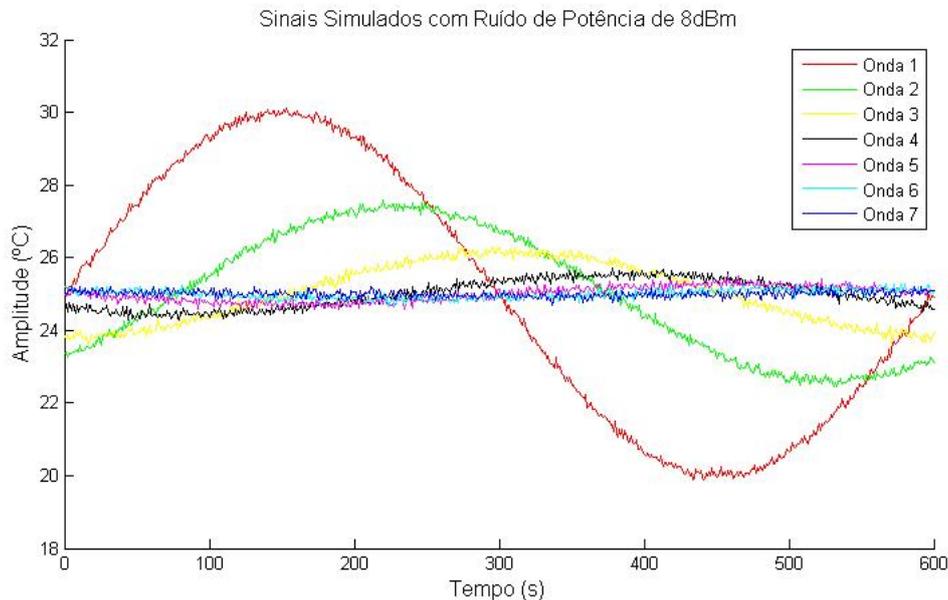


Figura 4.2: Gráfico das ondas simuladas com ruído de 8 dBm de potência.

Os sete sinais simulados eram importados pelo programa em Matlab, no qual os métodos foram implementados, e o tempo de relaxamento térmico e a difusividade térmica eram extraídos destes sinais.

Analisando os resultados obtidos pelo método proposto, foi observado, como era esperado, que quanto maior era a potência do ruído branco, somado ao sinal original, maior era o desvio-padrão dos resultados obtidos. Com relação a média dos resultados obtidos, não foram observadas diferenças significativas, isto é, desvio-padrão menor que $1,0$ para o tempo de relaxamento térmico e $1,0 \cdot 10^{-8}\text{ m}^2/\text{s}$ para a difusividade térmica, enquanto a potência do sinal de ruído era menor do que 8 dBm .

Comparando individualmente os dados obtidos por cada sinal, verificamos que a influência do ruído era maior nos quatro últimos sinais simulados, para os quais a relação sinal-ruído era menor.

Como forma de quantizar o ruído inserido em um sinal e criar um critério para aproveitar os sinais no método de obtenção dos coeficientes térmicos, foi observada a relação entre o ruído inserido com o erro na regressão dos dados. Verificou-se que, após alguns testes, para erros de regressão acima de 5% em pelo menos um dos sinais, o resultado obtido para o coeficiente tempo de relaxamento térmico poderia apresentar erro acima de 10% do valor teórico simulado.

Em experimentos reais, nos quais o ruído não é bem comportado; erros de regressão acima de 3% em pelo menos um dos sinais podem fornecer resultados com diferenças acima de 10% em relação ao valor médio das medidas coletadas com regressão abaixo de 3% . Conseqüentemente,

adotou-se o procedimento de eliminar os sinais cujo erro de regressão fosse acima de 3% para que estes sinais não interferissem significativamente no resultado final.

Outro ponto observado nos testes reais foi que os sinais coletados a partir de 1,5 *cm* de distância do dispositivo peltier apresentavam erro de regressão acima de 3%. Assim, considerando que até 1,5 *cm* do dispositivo peltier não gera grandes erros de regressão e tentando aproveitar a maior quantidade de sinais possível, ficou estabelecido que a distância de um furo ao outro na caixa térmica seria de 0,4 *cm*, utilizando apenas os 4 primeiros termopares nas análises.

Capítulo 5

Resultados Experimentais com Água-Agar

Neste capítulo, serão apresentados os resultados experimentais com amostra de água-agar, validando o experimento, e serão descritas e analisadas outras duas metodologias que foram testadas mas não obtiveram resultados confiáveis.

5.1 Resultados Experimentais

Após analisar o método e o experimento propostos, estabelecemos um protocolo de sessões para realizar o experimento. Neste protocolo, que foi testado e modificado até a sua adequação, uma sessão era composta por 2 horas contínuas de funcionamento do experimento, nas quais a amostra recebia um total de 12 períodos da onda cossenoidal de calor, e repousava por 30 minutos.

Neste protocolo, antes de aplicar os métodos de extração dos parâmetros térmicos, eram retidos da análise os primeiros 30 minutos de experimento, isto é, os primeiros 3 períodos do sinal gravado, pois este era o tempo necessário para estabilizar o sinal cossenoidal na amostra. Assim, para cada sessão do experimento, obtínhamos 9 períodos do sinal cossenoidal em cada um dos termopares. Como forma de diminuir a influência de ruídos nos sinais, era realizada a regressão dos dados dos 9 períodos de cada um dos termopares, excluía-se da análise dos dados aqueles sinais que apresentavam erros de regressão acima de 3% e era aplicado o método de extração dos parâmetros térmicos, proposto no capítulo 2. Desta forma, era possível garantir a qualidade das ondas térmicas para a extração de coeficientes térmicos confiáveis.

Nos primeiros experimentos, foram realizados testes com amostras de água-agar com 2% de concentração, que é uma concentração comumente utilizada nas simulações de tecidos orgânicos.

Com as amostras de água-agar, foram realizadas 13 sessões do experimento, utilizando duas amostras distintas. Os objetivos com estas amostras eram: avaliar o experimento, pois sua difusividade térmica é conhecida, e obter o tempo de relaxamento térmico deste material bastante utilizado para simular tecidos biológicos.

Primeiramente, para verificar a confiabilidade dos dados obtidos por esta metodologia, trabalhou-se na extração da difusividade térmica. Após a aplicação do protocolo, apenas 105 coeficientes de difusividade térmica foram extraídos pelo método. O histograma obtido com tais dados é apresentado na figura 5.1.

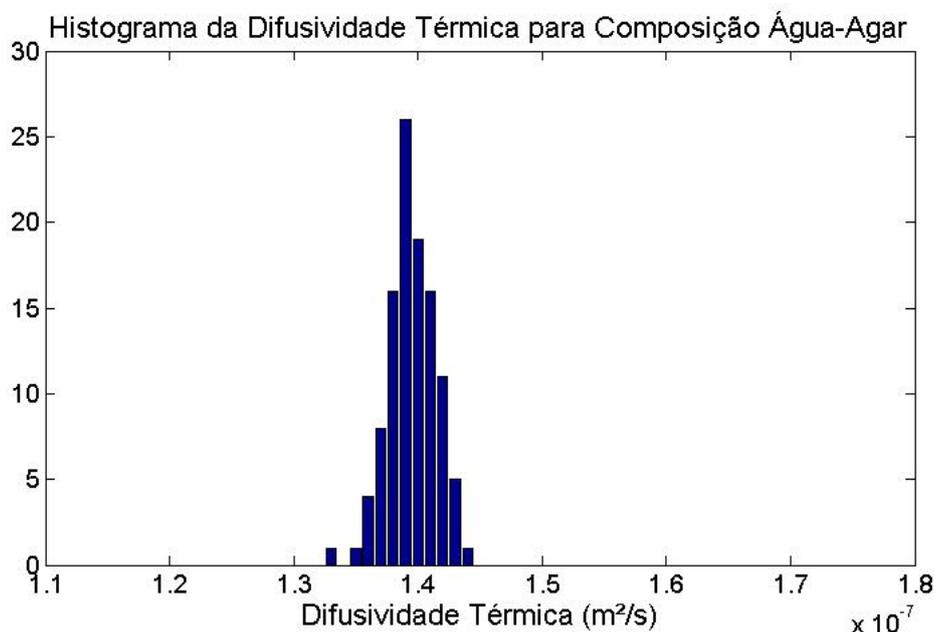


Figura 5.1: Histograma da difusividade térmica da amostra água-agar.

A média dos coeficientes de difusividade térmica obtidos foi $1,395 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$ com desvio padrão de $1,931 \cdot 10^{-9}$.

No histograma apresentado na figura 5.1, foi realizado o Teste Qui-quadrado para distribuição normal com a média de $1,395 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$ e desvio padrão de $1,931 \cdot 10^{-9}$ e este foi aprovado com nível de significância de 5%. Assim, após comprovar a distribuição normal dos dados obtidos, calculou-se o intervalo de confiança com nível de significância de 1% para a difusividade térmica da composição água-agar:

$$CI = \pm 2,58 \frac{\alpha}{\sqrt{n}} = \pm 2,58 \frac{1,931 \cdot 10^{-9}}{\sqrt{105}} = \pm 4,862 \cdot 10^{-10}$$

Desta forma, a difusividade térmica da composição água-agar com 2% de concentração está entre $1,390 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$ e $1,400 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$ com 99% de certeza de acordo com o experimento realizado.

O valor mais aceitável para a difusividade térmica da composição água-agar a 25°C é $1,4 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$. Quando comparado este valor com a média obtida nesta pesquisa, podemos ver que eles estão muito próximos. Além disso, este valor está dentro do intervalo de confiança com 99% de certeza. Esta análise prova que o experimento e a metodologia utilizadas apresentam resultados confiáveis para extração dos coeficientes térmicos, fornecendo suporte para a extração dos coeficientes de tempo de relaxamento térmico.

Desta forma, o mesmo procedimento foi realizado para extrair o valor do tempo de relaxamento térmico da composição água-agar. Com as mesmas ondas térmicas que extraímos os resultados da difusividade térmica, trabalhou-se para obtenção dos coeficientes de tempo de relaxamento térmico, extraindo 105 dados. Com estes dados, foi construído o histograma apresentado na figura 5.2.

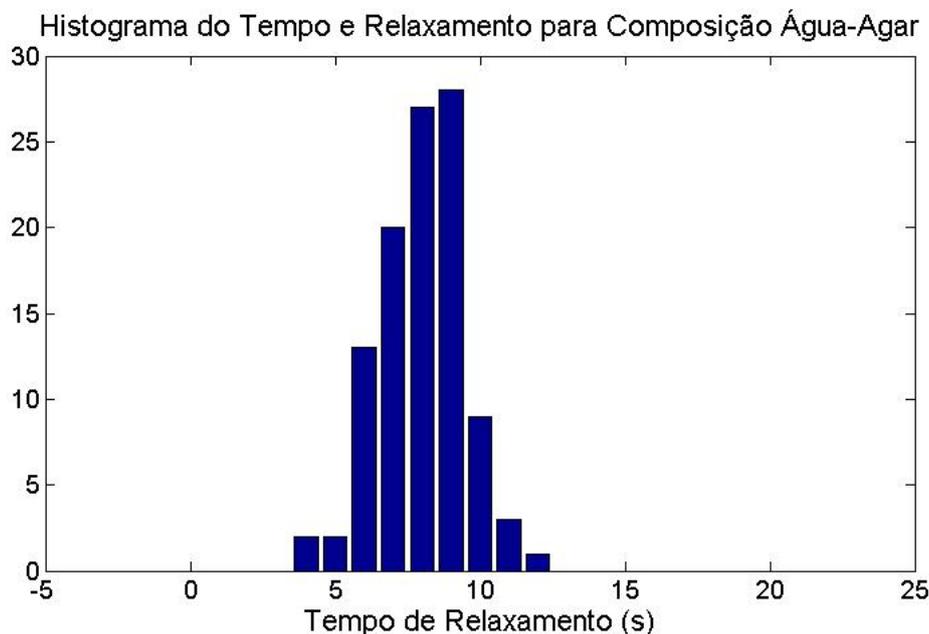


Figura 5.2: Histograma do tempo de relaxamento térmico da amostra água-agar.

A média dos coeficientes de tempo de relaxamento térmico obtidos foi 7,96 s com desvio padrão de 1,46.

O histograma para o tempo de relaxamento térmico também passou no Teste do Qui-quadrado com nível de significância de 5% para uma distribuição normal com a média e desvio padrão calculados. Assim, o cálculo do intervalo de confiança com nível de significância de 1% para o coeficiente tempo de relaxamento térmico foi de:

$$CI = \pm 2,58 \frac{\alpha}{\sqrt{n}} = \pm 2,58 \frac{1,46}{\sqrt{105}} = \pm 0,37$$

De acordo com estes cálculos, o tempo de relaxamento térmico da composição água-agar está entre 7,59 s e 8,33 s com 99% de certeza de acordo com o experimento. Portanto, considerando que a difusividade térmica apresentou resultado esperado, o valor médio do tempo de relaxamento térmico da composição água-agar com 2% de concentração a 25°C deve ser, aproximadamente, de 7,96 s, sendo que este valor está com 99% de certeza entre 7,59 s e 8,33 s.

5.2 Breve Discussão sobre outras Metodologias Aplicadas

Outras duas metodologias para obter o tempo de relaxamento térmico com o mesmo experimento foram avaliadas nesta pesquisa. Em ambas as metodologias, fazia-se necessária a utilização do valor de difusividade térmica da amostra, para a qual utilizamos $1,395 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$.

Na primeira metodologia, foi utilizado o termo de atenuação da equação 2.8, dado por $e^{-x\sqrt{\frac{\omega}{2\alpha}\mu}}$. Desta forma, a amplitude do sinal coletado de cada termopar foi extraída e uma regressão exponencial (e^{-ax}) foi aplicada nestes dados. Assim, comparando o termo de atenuação ($\sqrt{\frac{\omega}{2\alpha}\mu}$) com o coeficiente obtido pela regressão ($-a$), era possível obter o coeficiente de tempo de relaxamento térmico.

Na segunda metodologia, ao invés de utilizarmos a atenuação do sinal, foi utilizado o termo referente à fase da equação 2.8, dada por $x\sqrt{\frac{\omega}{2\alpha}\frac{1}{\mu}}$. Portanto, uma regressão linear (ax) foi aplicada nas fases extraídas e o coeficiente obtido (a) foi comparado com o termo referente a fase $\sqrt{\frac{\omega}{2\alpha}\frac{1}{\mu}}$, extraindo assim o tempo de relaxamento térmico.

Aplicaram-se estes métodos nos dados simulados em elementos finitos com 7 termopares e os resultados foram precisos. Mas, no momento que foi avaliada a influência de ruídos nestes métodos, verificou-se que os dois métodos geram erros consideráveis. Para avaliação destes resultados, foram utilizados estes métodos nos dados experimentais coletados para obter os resultados demonstrados em 5.1 e foi observado que, em ambos os casos, os resultados foram totalmente diferentes do esperado. A primeira metodologia apresentou resultados positivos com ordem de 10^{10} e a segunda metodologia apresentou resultados negativos na ordem de 10^{10} para os mesmos dados coletados.

Observou-se que estas duas metodologias são muito sensíveis ao ruído nos sinais obtidos, principalmente pelos termopares mais distantes do dispositivo peltier, onde a relação sinal-ruído é menor, ocasionando em erros maiores na regressão dos dados. E, ao contrário da metodologia apresentada na sessão 2.2, não se pode retirar da análise todos os sinais que apresentarem altos erros de regressão, pois esta ação diminui a precisão destes métodos, como verificado nas simulações de análise de ruído e nos resultados experimentais.

Além de sensíveis ao ruído nos sinais, estas metodologias são também sensíveis ao valor x , referente à distância entre cada termopar. Um décimo de milímetro de erro na medição da distância tem grande influência nos resultados. Por este motivo, foi utilizado o software ImageJ, o qual mede a distância através de pixels da imagem, como forma de obter tais distâncias. Por outro lado, qualquer introdução de marcadores, tais como tinta, na amostra do experimento altera as propriedades de condução térmica do material, o que dificulta a medição da distância com exatidão.

Capítulo 6

Resultados Experimentais com Amostras Biológicas

Neste capítulo, serão apresentados os resultados experimentais com amostras de tecidos biológicos e, posteriormente, estes resultados são analisados.

6.1 Resultados Experimentais

Após comprovar a confiabilidade da metodologia por meio dos resultados obtidos com a amostra de água-agar, aplicou-se a mesma metodologia em tecidos biológicos. Desta forma, foram adquiridas amostras frescas de órgãos suínos, os quais possuem propriedades térmicas parecidas com órgãos humanos, e cortados em cubos aproximados para inserção destes no espaço destinado à amostra. Foram realizados experimentos com fígado, coração, língua, pulmão e rim.

Ao contrário das amostras de água-agar, as distâncias entre os termopares não são facilmente medidas nos tecidos biológicos, pois não é possível verificar com exatidão os furos dos termopares nas amostras. Assim, optou-se por não realizar o cálculo para obtenção da difusividade térmica destes órgãos.

Com relação ao protocolo adotado nos experimentos com amostras de água-agar, resolveu-se realizar uma modificação. Ao invés de retirar os sinais cuja regressão apresentou erro acima de 3%, passou-se a retirar os sinais cujo erro na regressão apresentou-se acima de 5%. Esta modificação foi realizada para que houvesse dados suficientes para uma análise confiável dos dados. Assim, há naturalmente um espalhamento nos histogramas dos resultados apresentados neste capítulo, mas possibilita uma análise mais confiável da média, do desvio-padrão e do intervalo de confiança.

As amostras de fígado foram retiradas dos lóbulos direito e esquerdo deste, onde se verifica maior homogeneidade. Foram utilizadas 4 amostras distintas do fígado, realizando 17 sessões do experimento. Após a aplicação do protocolo, apenas 66 tempos de relaxamento térmico foram extraídos pelo método. Com estes dados, o histograma, apresentado na figura 6.1, foi construído.

A média dos tempos de relaxamento térmico, obtida com as amostras de fígado, foi 8,15 s com

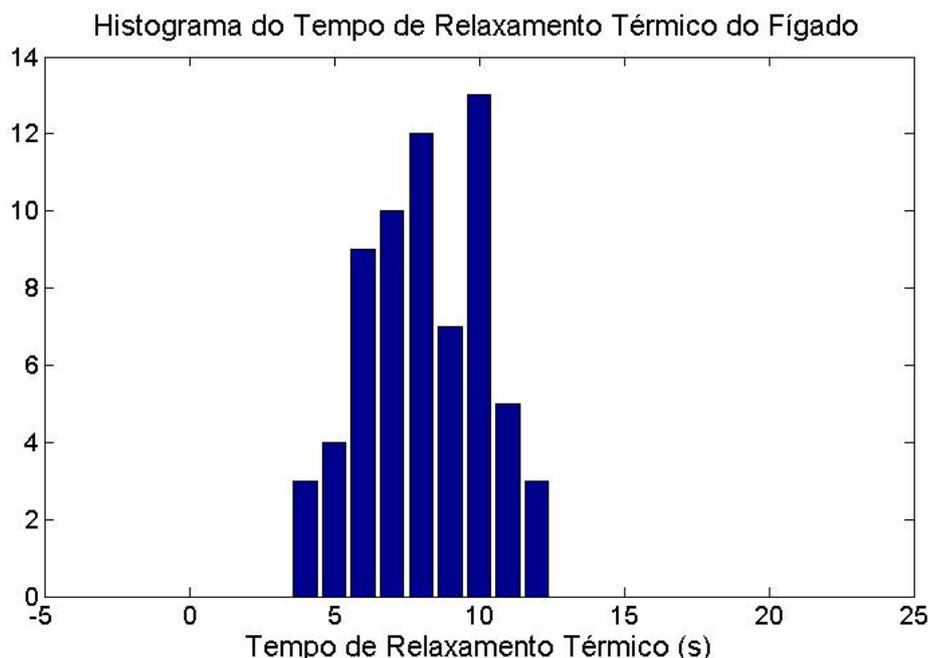


Figura 6.1: Histograma do tempo de relaxamento térmico das amostras de fígado.

desvio padrão de 2,04.

Da mesma forma como foi feito com as amostras de água-agar, foi realizado o Teste Qui-quadrado no histograma, apresentado na figura 6.1, para distribuição normal com a média e desvio padrão calculados e este foi aprovado com nível de significância de 5%. Assim, após comprovar a distribuição normal dos dados obtidos, calculou-se o intervalo de confiança com nível de significância de 1% para tempo de relaxamento térmico do fígado:

$$CI = \pm 2,58 \frac{\alpha}{\sqrt{n}} = \pm 2,58 \frac{2,04}{\sqrt{66}} = \pm 0,65$$

Portanto, o valor do tempo de relaxamento térmico do fígado a 25°C deve ser, aproximadamente, de 8,15 s, sendo que este valor está com 99% de certeza entre 7,50 s e 8,80 s.

Para as amostras do coração, foram utilizadas apenas partes dos ventrículos direito e esquerdo do coração suíno pelo fato do átrio do coração suíno ser muito pequeno para satisfazer as condições de contorno do experimento. Foram utilizadas 3 amostras distintas do coração, realizando 18 sessões do experimento. Após a aplicação do protocolo, apenas 47 tempos de relaxamento térmico foram extraídos pelo método. Com estes dados, foi construído o histograma apresentado na figura 6.2.

A média dos tempos de relaxamento térmico, obtida para o coração, foi 11,61 s e seu desvio padrão foi 2,29.

Seguindo a mesma metodologia, foi aplicado o Teste Qui-quadrado no histograma dos resultados para distribuição normal com a média e desvio padrão calculados e este foi aprovado com nível de

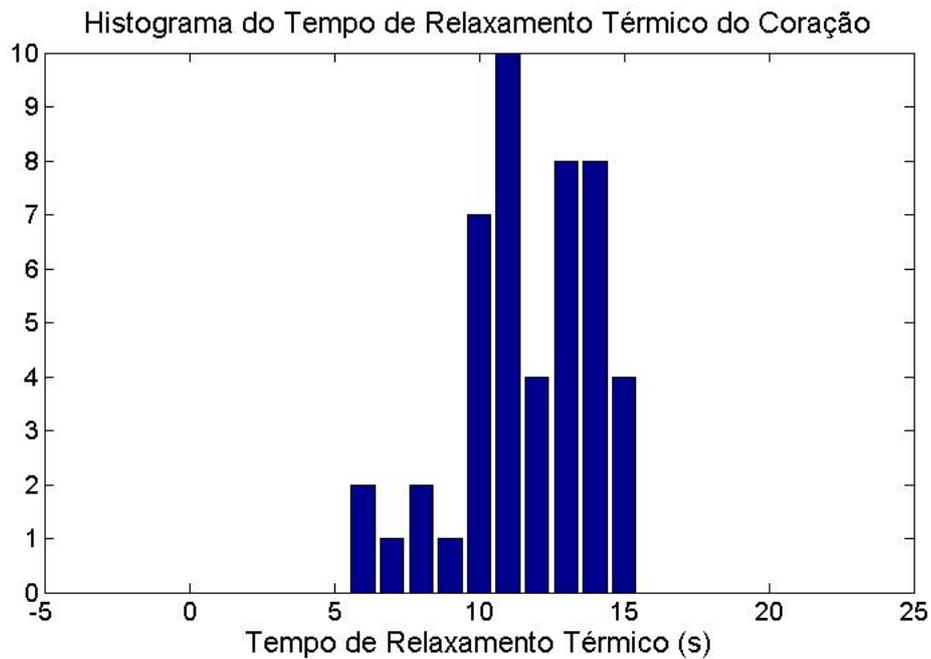


Figura 6.2: Histograma do tempo de relaxamento térmico das amostras de coração.

significância de 5%. Assim, após comprovar a distribuição normal dos dados obtidos, calculou-se o intervalo de confiança com nível de significância de 1% para tempo de relaxamento térmico do coração:

$$CI = \pm 2,58 \frac{\alpha}{\sqrt{n}} = \pm 2,58 \frac{2,29}{\sqrt{47}} = \pm 0,86$$

Portanto, o valor do tempo de relaxamento térmico do coração a 25°C deve ser, aproximadamente, de 11,61 s, sendo que este valor está entre 10,75 s e 12,47 s com 99% de certeza.

Para a obtenção do tempo de relaxamento térmico da língua, foi possível obter a apenas uma amostra e nesta amostra foram realizadas 18 sessões do experimento. Após a aplicação do protocolo, apenas 48 tempos de relaxamento térmico foram extraídos pelo método. Com estes dados, foi construído o histograma apresentado na figura 6.3.

A média dos tempos de relaxamento térmico, obtida para a língua, foi 10,00 s com desvio padrão de 2,62.

Seguindo a mesma metodologia, aplicou-se o Teste Qui-quadrado no histograma dos resultados para distribuição normal com a média e desvio padrão calculados e este foi aprovado com nível de significância de 5%. Assim, após comprovar a distribuição normal dos dados obtidos, calculou-se o intervalo de confiança com nível de significância de 1% para tempo de relaxamento térmico da língua:

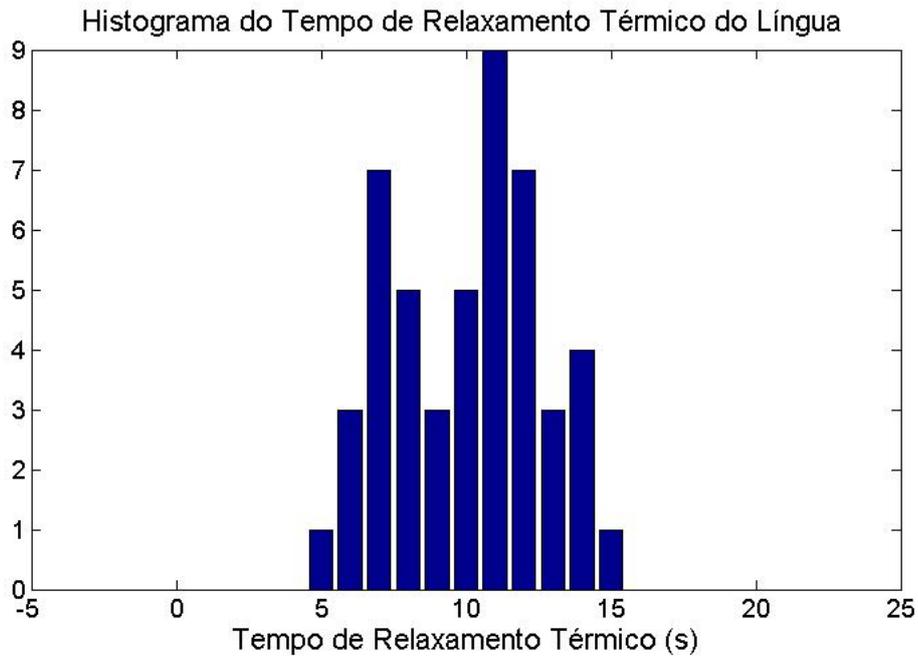


Figura 6.3: Histograma do tempo de relaxamento térmico das amostras de língua.

$$CI = \pm 2,58 \frac{\alpha}{\sqrt{n}} = \pm 2,58 \frac{2,62}{\sqrt{48}} = \pm 0,98$$

Desta forma, o valor do tempo de relaxamento térmico da língua a 25°C deve ser, aproximadamente, de 10,00 s, sendo que este valor está com 99% de certeza entre 9,02 s e 10,98 s.

Para o pulmão, foram utilizadas 2 amostras, realizando 18 sessões do experimento. Após a aplicação do protocolo, apenas 61 tempos de relaxamento térmico foram extraídos pelo método. Com estes dados, foi construído o histograma apresentado na figura 6.4.

A média dos tempos de relaxamento térmico, obtida para o pulmão, foi 21,31 s com desvio padrão de 2,53.

Realizou-se o Teste Qui-quadrado no histograma apresentado na figura 6.4 para distribuição normal com a média e desvio padrão calculados e este foi aprovado com nível de significância de 5%. Assim, após comprovar a distribuição normal dos dados obtidos, calculou-se o intervalo de confiança com nível de significância de 1% para tempo de relaxamento térmico do pulmão:

$$CI = \pm 2,58 \frac{\alpha}{\sqrt{n}} = \pm 2,58 \frac{2,53}{\sqrt{61}} = \pm 0,84$$

Assim, o valor do tempo de relaxamento térmico do pulmão a 25°C deve ser, aproximadamente, de 21,31 s, podendo variar entre 20,47 s e 22,15 s com 99% de certeza.

Por fim, realizamos o experimento com rim. Para tanto, foram utilizadas duas amostras de rim suíno e realizamos 21 sessões do experimento. Aplicou-se o protocolo e foram extraídos 65 tempos

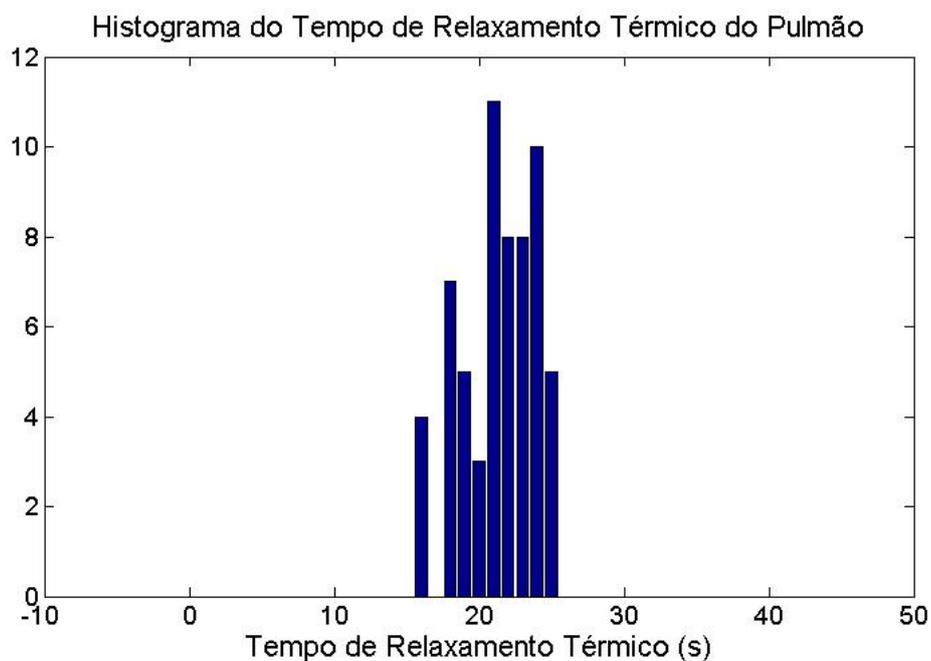


Figura 6.4: Histograma do tempo de relaxamento térmico das amostras de pulmão.

de relaxamento térmico pelo método. Com estes dados, plotou-se o histograma apresentado na figura 6.5.

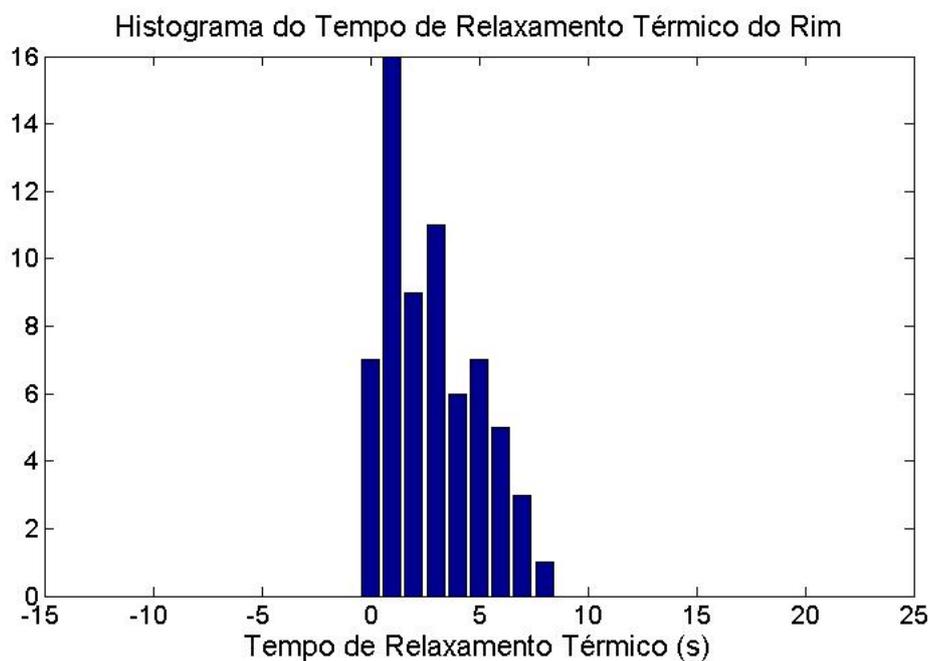


Figura 6.5: Histograma do tempo de relaxamento térmico das amostras de rim.

A média dos tempos de relaxamento térmico, obtida com o rim, foi 2,91 s com desvio padrão de 2,11.

Aplicou-se o Teste Qui-quadrado no histograma para distribuição normal com a média e desvio

padrão calculados e este foi aprovado com nível de significância de 5%. Assim, após comprovar a distribuição normal dos dados obtidos, calculou-se o intervalo de confiança com nível de significância de 1% para tempo de relaxamento térmico do rim:

$$CI = \pm 2,58 \frac{\alpha}{\sqrt{n}} = \pm 2,58 \frac{2,11}{\sqrt{65}} = \pm 0,68$$

Desta forma, o valor do tempo de relaxamento térmico do rim a 25°C deve ser, aproximadamente, de 2,91 s com este valor variando entre 2,23 s e 3,59 s com 99% de certeza.

Para resumir, todos os resultados de tempo de relaxamento térmico, obtidos neste trabalho, foram apresentados na tabela 6.1.

Tabela 6.1: Tabela dos tempos de relaxamento térmico obtidos

Amostra	Média	Desvio-padrão	Intervalo de Confiança de 99%
Água-Agar	7,96s	1,46	7,59s a 8,33s
Fígado	8,15s	2,04	7,50s a 8,80s
Coração	11,61s	2,29	10,75s a 12,47s
Língua	10,00s	2,62	9,02s a 10,98s
Pulmão	21,31s	2,53	20,47s a 22,15s
Rim	2,91s	2,11	2,23s a 3,59s

6.2 Análise dos Resultados

Ao comparar os histogramas apresentados neste capítulo com o histograma apresentado no capítulo 5, é notório o espalhamento maior dos dados nos histogramas dos resultados obtidos com as amostras de tecido biológico. Conseqüentemente, os desvios padrões calculados para os resultados com tecidos biológicos também são maiores. Isso se deve pelo fato destas amostras não possuírem composição homogênea em toda a sua estrutura, causando erros maiores na regressão dos dados. Por isso, para se ter dados suficientes da análise desenvolvida, era necessário realizar a mudança comentada anteriormente no protocolo de teste destas amostras.

Entretanto, esta não-homogeneidade das amostras não impediu que fosse obtidos resultados com um padrão bem definido, como mostram os Testes Qui-quadrado sobre os histogramas. Infelizmente, em outras amostras, como nas amostras de olho, esta não-homogeneidade impossibilitou a obtenção de um histograma próximo a distribuição normal, não garantindo a média nem o desvio-padrão dos dados.

Em cima dos resultados obtidos, foi aplicada a Análise de Variância (ANOVA) em todas as combinações de dados possível ao nível de significância de 5% para avaliar se as diferenças observadas entre as médias das amostras são estatisticamente significantes. Foi verificado que apenas as médias dos tempos de relaxamento térmico da amostra de água-agar e da amostra de fígado não possuem diferenças significativas. Desta forma, como a difusividade térmica do fígado também é

próxima da difusividade térmica das amostras de água-agar [26], pode-se concluir que as amostras de água-agar podem ser utilizadas para simular um fígado quando se tratar de condução de calor neste órgão.

Os resultados de tempo de relaxamento térmico para amostra de pulmão e rim foram bastante distintos dos outros, obtendo os maiores fatores F na ANOVA quando comparado com os resultados obtidos para as outras amostras. Uma explicação para estes resultados seria a quantidade de íons disponíveis para realizar a condução de calor. Nos rins, a quantidade de íons livres é elevada, resultando numa velocidade maior de propagação do calor, o que leva a um tempo de relaxamento térmico baixo. Em oposição, no pulmão não há muitos íons disponíveis para a condução do calor, diminuindo a velocidade de propagação da onda e resultando num tempo de relaxamento térmico mais alto.

Capítulo 7

Modelagem pela Equação Hiperbólica

Neste capítulo, será apresentada a modelagem da condução térmica pela equação hiperbólica de calor, demonstrando uma aplicação desta modelagem.

7.1 Modelo Matemático

No capítulo 2, foi demonstrado, através da equação 2.2, que a modelagem da condução térmica pela equação hiperbólica do calor resulta na equação de Helmholtz. A equação de Helmholtz é bastante utilizada na Teoria do Eletromagnetismo e, fazendo analogia entre a equação 2.2 e as equações vetoriais de Helmholtz para o Eletromagnetismo, pode-se interpretar que a equação hiperbólica de calor sugere um campo escalar de temperatura.

Para analisar este campo escalar de temperatura, a equação hiperbólica foi resolvida novamente, considerando os três eixos ao invés de apenas um. Desta forma, foram utilizadas as definições abaixo:

$$\nabla^2 T(x, y, z) = \nabla^2 T_x \hat{a}_x + \nabla^2 T_y \hat{a}_y + \nabla^2 T_z \hat{a}_z \quad (7.1)$$

e

$$\nabla^2 T_x = \frac{d^2 T_x}{dx^2} + \frac{d^2 T_x}{dy^2} + \frac{d^2 T_x}{dz^2} \quad (7.2)$$

A partir destas definições, separou-se a equação 2.2 para cada uma das três coordenadas, obtendo assim as seguintes equações:

$$\frac{d^2 T_x}{dx^2} + \frac{d^2 T_x}{dy^2} + \frac{d^2 T_x}{dz^2} + \left(\sqrt{\frac{\tau\omega^2 - j\omega}{\alpha}} \right)^2 T_x = 0 \quad (7.3)$$

$$\frac{d^2 T_y}{dx^2} + \frac{d^2 T_y}{dy^2} + \frac{d^2 T_y}{dz^2} + \left(\sqrt{\frac{\tau\omega^2 - j\omega}{\alpha}} \right)^2 T_y = 0 \quad (7.4)$$

$$\frac{d^2 T_x}{dx^2} + \frac{d^2 T_y}{dy^2} + \frac{d^2 T_z}{dz^2} + \left(\sqrt{\frac{\tau\omega^2 - j\omega}{\alpha}} \right)^2 T_z = 0 \quad (7.5)$$

sendo que T_x , T_y e T_z dependem tanto de x , y e z .

Como o tratamento por ablação é, geralmente, utilizado dentro de um órgão humano e, como a propagação da onda de calor dentro do corpo humano é baixa nestas aplicações, é possível considerar o local de aplicação do tratamento um meio infinito, homogêneo e isotrópico. Isto resulta que o problema pode ser decomposto em três problemas menores e, como as condições de contorno são as mesmas independentemente da direção, tem-se a possibilidade de resolver apenas uma destas equações, pois as soluções são equivalentes.

Desta forma, foi escolhido o sinal térmico cossenoidal de entrada, apresentado no capítulo 2, como sinal de entrada deste sistema e aplicaram-se as condições de contorno, expressas matematicamente pelas equações 7.6, 7.7 e 7.8, que modelam este sinal cossenoidal se propagando em um meio infinito.

$$T_{x(x \rightarrow +\infty, y, z, t)} = 0 \quad (7.6)$$

$$T_{x(x \rightarrow -\infty, y, z, t)} = 0 \quad (7.7)$$

$$T_{x(x=0, y=0, z=0, t)} = T_0 \cos(\omega t) \quad (7.8)$$

onde T_0 é a amplitude do sinal de temperatura ($^{\circ}C$).

Com estas condições e resolvendo apenas para T_x , é possível supor que $T_{x(x,y,z)} = f(x)g(y)h(z)$ e assim tem-se que as soluções para $f(x)$, $g(y)$ e $h(z)$ serão:

$$f(x) = T_0 e^{-|x|\sqrt{\frac{\omega}{2\alpha}\mu}} \cos\left(\omega t + |x| \sqrt{\frac{\omega}{2\alpha}\frac{1}{\mu}}\right)$$

$$g(y) = T_0 e^{-|y|\sqrt{\frac{\omega}{2\alpha}\mu}} \cos\left(\omega t + |y| \sqrt{\frac{\omega}{2\alpha}\frac{1}{\mu}}\right)$$

$$h(z) = T_0 e^{-|z|\sqrt{\frac{\omega}{2\alpha}\mu}} \cos\left(\omega t + |z| \sqrt{\frac{\omega}{2\alpha}\frac{1}{\mu}}\right)$$

onde $\mu = \sqrt{(\tau\omega)^2 + 1} - \tau\omega$.

Desta forma, o campo de temperatura no eixo x (T_x) pode ser calculado por:

$$\begin{aligned}
T_x &= T_0^3 e^{-|x|\sqrt{\frac{\omega}{2\alpha\mu}}} \cos\left(\omega t + |x| \sqrt{\frac{\omega}{2\alpha\mu}}\right) \cdot \\
&e^{-|y|\sqrt{\frac{\omega}{2\alpha\mu}}} \cos\left(\omega t + |y| \sqrt{\frac{\omega}{2\alpha\mu}}\right) \cdot \\
&e^{-|z|\sqrt{\frac{\omega}{2\alpha\mu}}} \cos\left(\omega t + |z| \sqrt{\frac{\omega}{2\alpha\mu}}\right)
\end{aligned} \tag{7.9}$$

Por serem equivalentes a T_x , T_y e T_z podem ser calculados por:

$$\begin{aligned}
T_y &= T_0^3 e^{-|x|\sqrt{\frac{\omega}{2\alpha\mu}}} \cos\left(\omega t + |x| \sqrt{\frac{\omega}{2\alpha\mu}}\right) \cdot \\
&e^{-|y|\sqrt{\frac{\omega}{2\alpha\mu}}} \cos\left(\omega t + |y| \sqrt{\frac{\omega}{2\alpha\mu}}\right) \cdot \\
&e^{-|z|\sqrt{\frac{\omega}{2\alpha\mu}}} \cos\left(\omega t + |z| \sqrt{\frac{\omega}{2\alpha\mu}}\right)
\end{aligned} \tag{7.10}$$

$$\begin{aligned}
T_z &= T_0^3 e^{-|x|\sqrt{\frac{\omega}{2\alpha\mu}}} \cos\left(\omega t + |x| \sqrt{\frac{\omega}{2\alpha\mu}}\right) \cdot \\
&e^{-|y|\sqrt{\frac{\omega}{2\alpha\mu}}} \cos\left(\omega t + |y| \sqrt{\frac{\omega}{2\alpha\mu}}\right) \cdot \\
&e^{-|z|\sqrt{\frac{\omega}{2\alpha\mu}}} \cos\left(\omega t + |z| \sqrt{\frac{\omega}{2\alpha\mu}}\right)
\end{aligned} \tag{7.11}$$

Onde $T(x, y, z) = T_x \hat{a}_x + T_y \hat{a}_y + T_z \hat{a}_z$.

Para avaliar a interação dos campos pela Teoria de Conjuntos de Antenas, duas fontes de calor pontuais foram projetadas e separadas por d metros em um meio infinito, homogêneo e isotrópico. Nesta análise, os campos de temperatura de cada uma das fontes foram produzidos e calculou-se a interação destes dois campos. Vale salientar que nesta análise não foi simulada a ablação térmica por radiofrequência (RF), pois isto envolveria a simulação da antena de RF e a formação do campo elétrico a partir dela. Nesta simulação, limitou-se a interação duas fontes de calor, geradas com fases diferentes.

Matematicamente, calculou-se um campo de temperatura com a variável x substituída por $x - \frac{d}{2}$ para estabelecer o campo formado por uma das fontes e um campo de temperatura com x substituído por $x + \frac{d}{2}$ para modelar a outra fonte. Form somados então estes dois campos e calculado o módulo do resultado desta soma vetorial, dando origem a equação:

$$T(x, y, z) = \sqrt{[T_{x1(x-\frac{d}{2}, y, z)} + T_{x2(x+\frac{d}{2}, y, z)}]^2 + [T_{y1(x-\frac{d}{2}, y, z)} + T_{y2(x+\frac{d}{2}, y, z)}]^2 + [T_{z1(x-\frac{d}{2}, y, z)} + T_{z2(x+\frac{d}{2}, y, z)}]^2} \tag{7.12}$$

7.2 Resultados e Discussões

Para simular esta interação dos campos de calor, foram utilizados os coeficientes térmicos extraídos do experimento com a amostra de água-agar com 2% de concentração. Desta forma, os valores usados para a difusividade térmica e o tempo de relaxamento térmico foram $1,395 \cdot 10^{-7} m^2/s$ e $7,96 s$ respectivamente. Com sinais de amplitude igual a $5^\circ C$ e período de 10 minutos, foram separadas as duas fontes pontuais a distância de $1 cm$ e gerou-se os campos para esta simulação.

Com estes parâmetros determinados e a equação 7.12 apresentada, a fase do sinal de uma das fontes de calor foi alterada e as figuras 7.1, 7.2, 7.3 e 7.4 foram geradas. Nestas figuras, as partes em vermelho significam que o campo nestes locais possui módulo igual a metade da amplitude das fontes ($2,5^\circ C$), enquanto que as partes em azul significam que o campo nestes locais possui módulo igual a amplitude das fontes ($5^\circ C$).

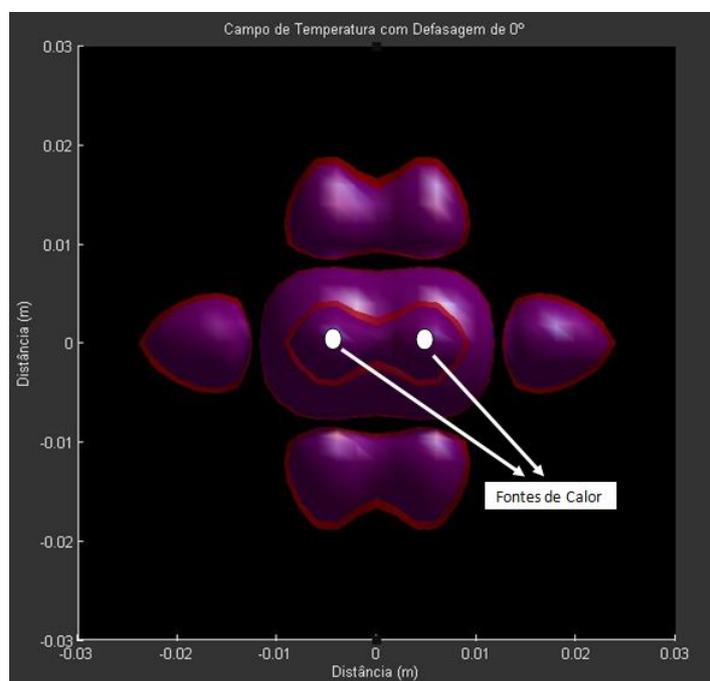


Figura 7.1: Campo térmico do conjunto de duas antena defasadas em 0° . (fonte térmica fora de escala para melhor visualização)

Nestas simulações, verificou-se que realmente há a interação entre os campos térmicos das duas fontes, pois é nítida a variação do campo de temperatura a cada alteração de fase de uma das fontes. Mas nota-se também que esta interação entre as fontes é relativamente pequena, pois os nódulos da vertical são pouco afetados nesta interação.

A causa deste fato é a alta atenuação que o processo térmico possui. Assim, analisando a equação 7.9, quanto maior a frequência do sinal de temperatura, menor será a interação entre as fontes para um fixo valor de amplitude do sinal e uma fixa distância entre as fontes. Entretanto, quanto maior for o tempo de relaxamento térmico do meio em que se realiza tal procedimento,

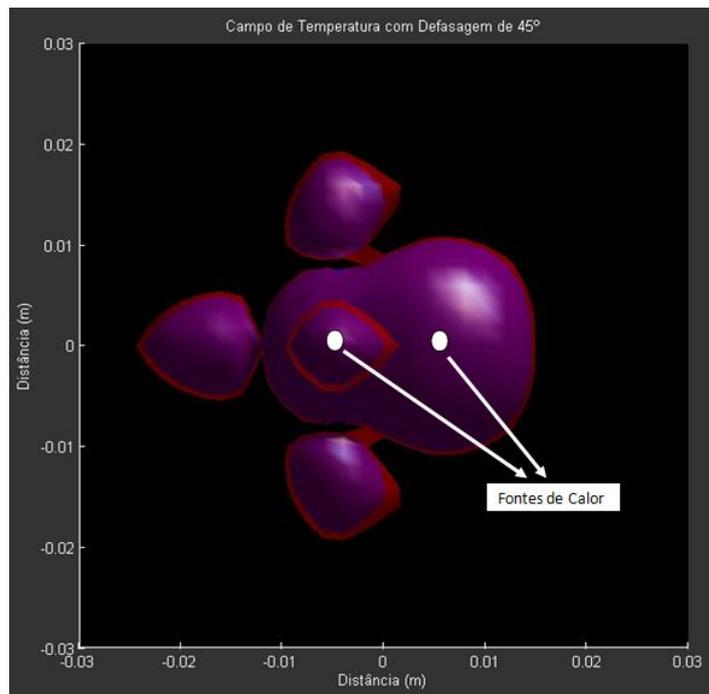


Figura 7.2: Campo térmico do conjunto de duas antena defasadas em 45°. (fonte térmica fora de escala para melhor visualização)

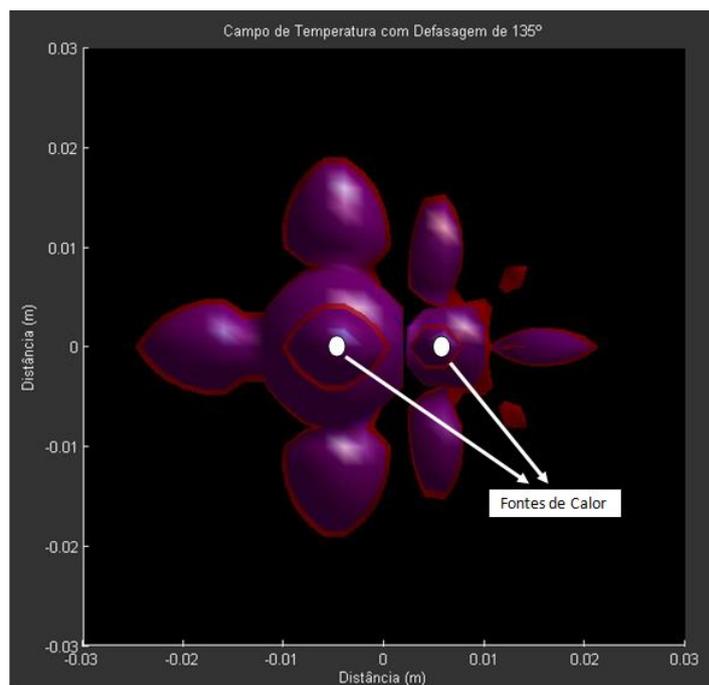


Figura 7.3: Campo térmico do conjunto de duas antena defasadas em 135°. (fonte térmica fora de escala para melhor visualização)

maior será esta interação, isto é, este procedimento teria mais efeito em ablações nos pulmões do que nos rins.

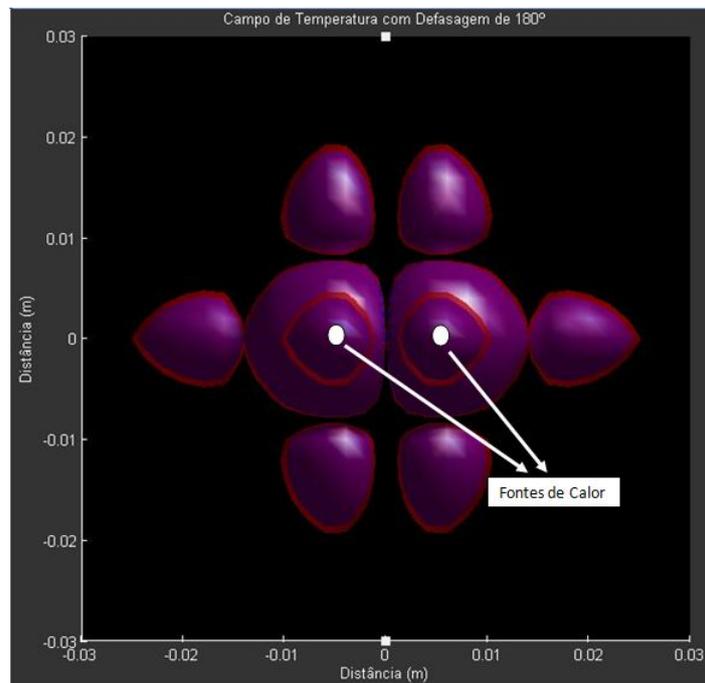


Figura 7.4: Campo térmico do conjunto de duas antena defasadas em 180°. (fonte térmica fora de escala para melhor visualização)

A simulação apresentada limitou-se a apenas duas fontes de calor, mas pode-se combinar várias fontes de calor, alterando fase, amplitude e frequência do sinal, para gerar um campo que solucione um problema específico. Assim, é preciso analisar um procedimento específico para a modelagem do arranjo e das configurações das fontes térmicas.

Capítulo 8

Conclusões

8.1 Considerações Finais

Os resultados obtidos para a difusividade térmica da amostra de água-agar mostraram que a metodologia, apresentada na sessão 2.2, e o experimento, descrito no capítulo 3, são eficientes para obtenção dos parâmetros térmicos. Com esta garantia, medimos o tempo de relaxamento térmico da amostra de água-agar e de tecidos biológicos. É importante ressaltar que medições confiáveis não existiam na literatura.

Na metodologia proposta e apresentada neste trabalho, foi necessário realizar uma análise acurada das condições de contorno do experimento, avaliar a influência dos erros de regressão na extração dos parâmetros térmicos antes de iniciar os testes experimentais. No experimento, a identificação do sistema foi realizada de forma precisa para o controlador PID atuasse eficientemente, evitando erros na geração do sinal térmico. Além disso, foi preciso evitar a saturação na saída do controlador PID e na Placa Amplificadora para que não houvesse distorção no sinal de entrada da caixa térmica.

Este trabalho trouxe ainda uma interpretação diferente dos conceitos abordados na transferência de calor, como o conceito de campo escalar para a temperatura. Além de conceitos novos, aplicou-se a Teoria de Conjunto de Antenas em fontes de calor, obtendo campos de temperatura diferentes apenas com a variação na diferença de fase das fontes de calor.

Com esta pesquisa, espera-se dar à comunidade científica uma metodologia confiável para obter coeficientes de tempo de relaxamento térmico para qualquer substância. Além disso, foram medidos e fornecidos dados que indicam a exatidão e a confiabilidade nas medidas dos coeficientes de tempo de relaxamento térmico, fornecendo novos dados para a discussão sobre a utilização da equação hiperbólica de calor.

Acredita-se que a teoria da equação hiperbólica fornecerá uma precisão maior na modelagem da condução de calor, o que poderá refletir no aumento da precisão e da confiabilidade do tratamento médico conhecido por ablação térmica. É possível também que a aplicação de conjunto de antenas forneça uma ferramenta importante para direcionar o campo de temperatura em tratamentos de

ablação mais críticos.

8.2 Trabalhos Futuros

Os próximos passos desta pesquisa seriam avaliar a variação do tempo de relaxamento térmico em relação a temperatura, pois a queima de células é efetuada a temperaturas acima de 50°C , e coletar dados de tempo de relaxamento térmico de outros materiais biológicos, como amostras de cérebro e estômago.

Em relação aos procedimentos térmicos, utilizados pela medicina, deve ser investigado se a modelagem com a equação hiperbólica traz diferença significativa nos resultados em relação a modelagem com a equação parabólica. Mesmo que muitos trabalhos tenham analisado a influência do tempo de relaxamento térmico em alguns procedimentos [4, 5, 6, 8], até então ninguém podia trabalhar com um valor exato deste coeficiente e agora tal influência pode ser avaliada com mais precisão.

Por fim, é preciso realizar testes experimentais para validar a aplicação da teoria de conjuntos em fontes térmicas e avaliar uma aplicação específica para a utilização desta metodologia.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] SANTOS, I. D. et al. Probabilistic finite element analysis of radiofrequency liver ablation using the unscented transform. *Physics in medicine and biology*, n. 3, p. 627–40, fev. ISSN 0031-9155.
- [2] SANTOS, I. dos et al. In vivo measurements of heat transfer on the endocardial surface. *Physiological measurement*, v. 24, n. 3, p. 793–804, ago. 2003. ISSN 0967-3334. Disponível em: <<http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/14509315>>.
- [3] HAEMMERICH, D. et al. Measurement of temperature-dependent specific heat of biological tissues. *Physiological Measurement*, v. 26, n. 1, p. 59–67, fev. 2005. ISSN 0967-3334. Disponível em: <<http://stacks.iop.org/0967-3334/26/i=1/a=006?key=crossref.a1d6a1c550dd49342ace1a6f108c09a2>>.
- [4] López Molina, J. A. et al. Thermal modeling for pulsed radiofrequency ablation: Analytical study based on hyperbolic heat conduction. *Medical Physics*, v. 36, n. 4, p. 1112, 2009. ISSN 00942405. Disponível em: <<http://link.aip.org/link/MPHYA6/v36/i4/p1112/s1&Agg=doi>>.
- [5] López Molina, J. A. et al. Assessment of hyperbolic heat transfer equation in theoretical modeling for radiofrequency heating techniques. *The open biomedical engineering journal*, v. 2, p. 22–7, jan. 2008. ISSN 1874-1207.
- [6] MOLINA, J. a. L. et al. Effect of the thermal wave in radiofrequency ablation modeling: an analytical study. *Physics in medicine and biology*, v. 53, n. 5, p. 1447–62, mar. 2008. ISSN 0031-9155. Disponível em: <<http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/18296772>>.
- [7] MIRANDA, J. Ordóñez; ALVARADO-GIL, J. Thermal wave oscillations and thermal relaxation time determination in a hyperbolic heat transport model. *International Journal of Thermal Sciences*, v. 48, n. 11, p. 2053–2062, nov. 2009. ISSN 12900729. Disponível em: <<http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S1290072909000787>>.
- [8] TRUJILLO, M. et al. Analytical thermal-optic model for laser heating of biological tissue using the hyperbolic heat transfer equation. *Mathematical medicine and biology : a journal of the IMA*, v. 26, n. 3, p. 187–200, set. 2009. ISSN 1477-8602. Disponível em: <<http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/19234093>>.
- [9] TUNG, M. et al. Modeling the heating of biological tissue based on the hyperbolic heat transfer equation. *Mathematical and Computer Modelling*, Else-

- vier Ltd, v. 50, n. 5-6, p. 665–672, set. 2009. ISSN 08957177. Disponível em: <<http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0895717709001605>>.
- [10] XU, F.; SEFFEN, K.; LU, T. J. Non-Fourier analysis of skin biothermomechanics. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 51, n. 9-10, p. 2237–2259, maio 2008. ISSN 00179310. Disponível em: <<http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0017931007006552>>.
- [11] JOSEPH, D.; PREZIOSI, L. Heat waves. *Reviews of Modern Physics*, v. 61, n. 1, p. 41–73, jan. 1989. ISSN 0034-6861. Disponível em: <<http://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.61.41>>.
- [12] ROETZEL, W. Experiment and analysis for non-Fourier conduction in materials with non-homogeneous inner structure. *International Journal of Thermal Sciences*, v. 42, n. 6, p. 541–552, jun. 2003. ISSN 12900729. Disponível em: <<http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S1290072903000206>>.
- [13] VERNOTTE, P. Les paradoxes de la theorie continue de l'equation de la chaleur. *CR Acad. Sci*, v. 246, n. 22, p. 3154–3155, 1958.
- [14] CATTANEO, C. A form of heat conduction equation which eliminates the paradox of instantaneous propagation. *Compte Rendus*, v. 247, n. 4, p. 431–433, 1958.
- [15] ANTAKI, P. Analysis of hyperbolic heat conduction in a semi-infinite slab with surface convection. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 40, n. 13, p. 3247–3250, set. 1997. ISSN 00179310. Disponível em: <<http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0017931096003511>>.
- [16] AL-KHALID, N. On the solution of parabolic and hyperbolic inverse heat conduction problems. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 41, n. 23, p. 3731–3740, dez. 1998. ISSN 00179310. Disponível em: <<http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0017931098001021>>.
- [17] ABDEL-HAMID, B. Modelling non-Fourier heat conduction with periodic thermal oscillation using the finite integral transform. *Applied Mathematical Modelling*, v. 23, n. 12, p. 899–914, dez. 1999. ISSN 0307904X. Disponível em: <<http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0307904X99000177>>.
- [18] KRONBERG, A. E.; BENNEKER, A. H.; WESTERTERP, K. R. Notes on wave theory in heat conduction: a new boundary condition. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 41, n. 1, p. 127–137, jan. 1998. ISSN 00179310. Disponível em: <<http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0017931097000999>>.
- [19] MAJERNÍK, V.; MAJERNÍKOVÁ, E. The possibility of thermal solitons. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 38, n. 14, p. 2701–2703, set. 1995. ISSN 00179310. Disponível em: <<http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/001793109400356Z>>.
- [20] MONDE, M.; KOSAKA, M.; MITSUTAKE, Y. Simple measurement of thermal diffusivity and thermal conductivity using inverse solution for one-dimensional heat conduction. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Elsevier

- Ltd, v. 53, n. 23-24, p. 5343–5349, nov. 2010. ISSN 00179310. Disponível em: <<http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0017931010003911>>.
- [21] TANG, D. W.; ARAKI, N. Non-Fourier heat conduction in a finite medium under periodic surface thermal disturbance. Another form of solution. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 39, n. 15, p. 3305–3308, out. 1996. ISSN 00179310. Disponível em: <<http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/0017931095004114>>.
- [22] TANG, D. W.; ARAKI, N. Non-fourier heat conduction in a finite medium under periodic surface thermal disturbance. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 39, n. 8, p. 1585–1590, maio 1996. ISSN 00179310. Disponível em: <<http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/0017931095002618>>.
- [23] ANTAKI, P. Solution for non-Fourier dual phase lag heat conduction in a semi-infinite slab with surface heat flux. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 41, n. 14, p. 2253–2258, jul. 1998. ISSN 00179310. Disponível em: <<http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0017931097002834>>.
- [24] BALANIS, C. *Advanced engineering electromagnetics. 1989*. [S.l.]: Wiley, New York.
- [25] HOLMAN, J. *Heat transfer*. McGraw-Hill, 2002. (McGraw-Hill series in mechanical engineering). ISBN 9780072406559. Disponível em: <<http://books.google.com/books?id=GryMQgAACAAJ>>.
- [26] VALVANO, J. W.; COCHRAN, J. R.; DILLER, K. R. Thermal conductivity and diffusivity of biomaterials measured with self-heated thermistors. *International Journal of Thermophysics*, v. 6, n. 3, p. 301–311, maio 1985. ISSN 0195-928X. Disponível em: <<http://www.springerlink.com/index/10.1007/BF00522151>>.

ANEXOS

I. FOTOS DO EXPERIMENTO

Neste anexo, estão apresentadas as fotos dos componentes do experimento.



Figura I.1: Material auxílio da pesquisa.

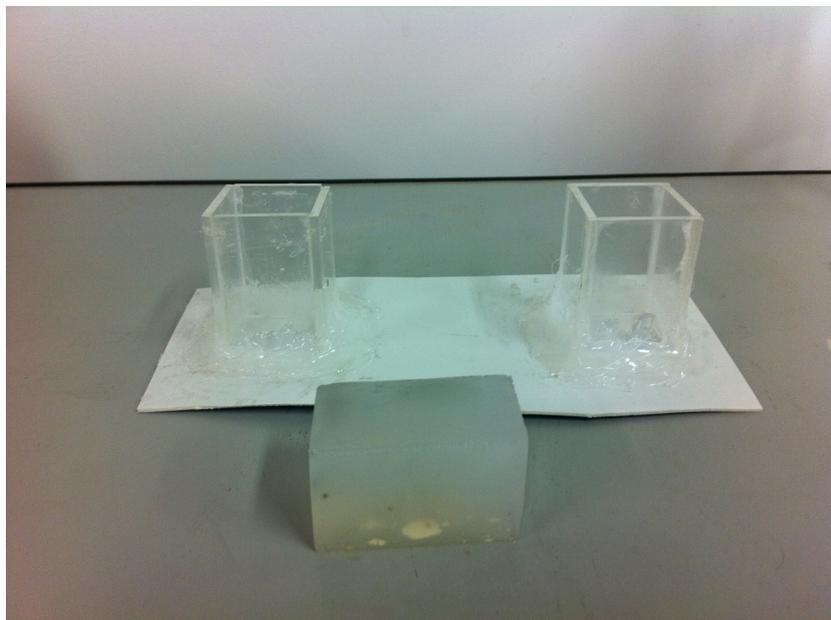


Figura I.2: Molde para produção das amostras de água-agar e uma amostra de água-agar.

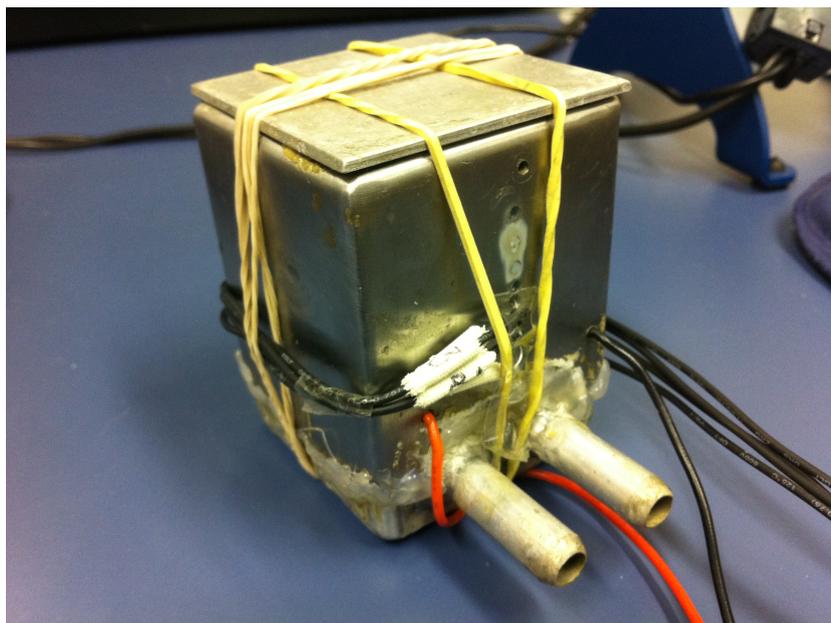


Figura I.3: Caixa térmica.



Figura I.4: Caixa térmica posicionada dentro do banho térmico.



Figura I.5: Banhos térmicos.



Figura I.6: Módulo de aquisição de sinais.

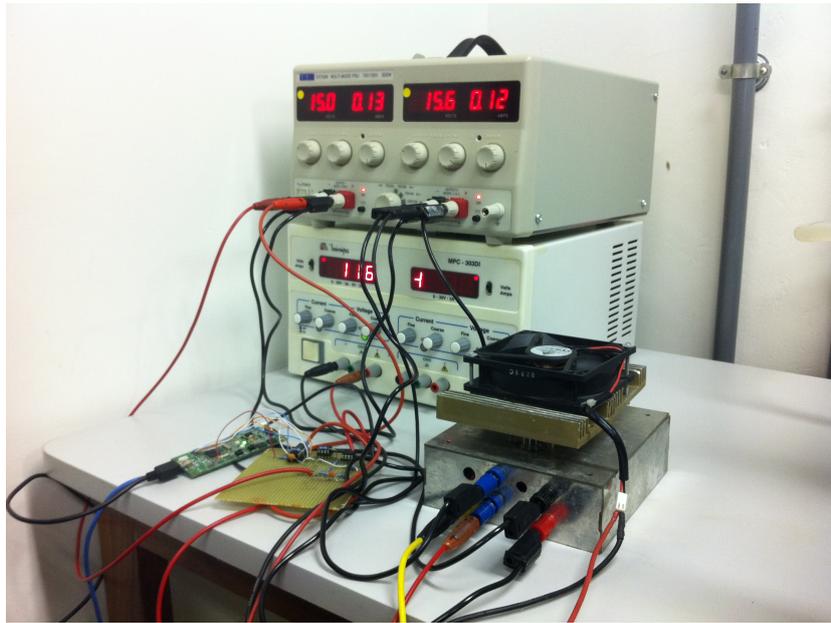


Figura I.7: Placa de Amplificação.

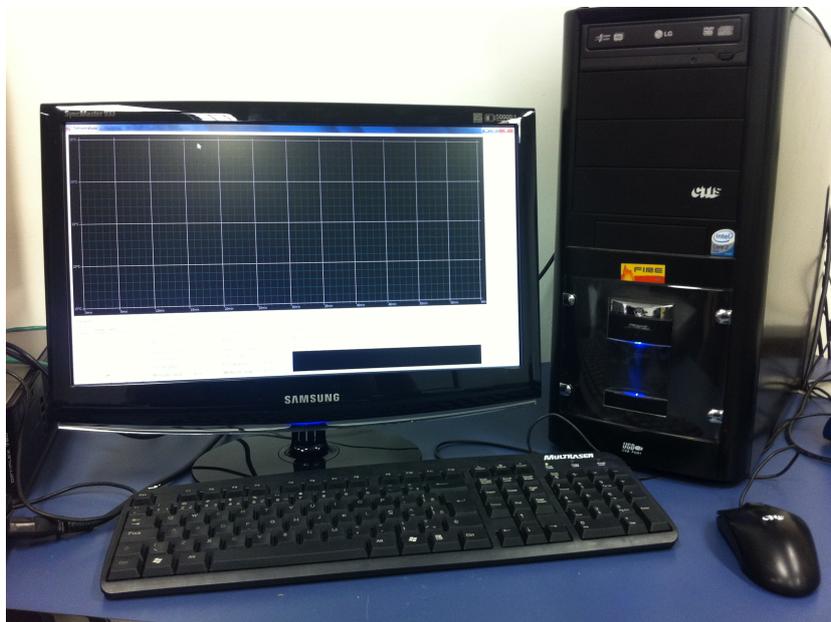


Figura I.8: Computador de aquisição de dados e fornecimento da onda térmica.

II. AMOSTRA ÁGUA-AGAR

Neste anexo, iremos apresentar a forma de preparo das amostras de água-agar com concentração de 2%:

1 - Misturar 50ml de água destilada com 1,02g de agar (2% de agar) em um recipiente (servem 2 paralelepípedos de 2,5cmx2,5cmx4,0cm).

2 - Aqueça o recipiente no microondas com 50% da potência máxima por 20 segundos.

3 - Misture lentamente a amostra para não criar bolhas.

4 - Aqueça novamente o recipiente no microondas com 50% da potência máxima por 20 segundos.

5 - Misture lentamente a amostra para não criar bolhas.

6 - Aqueça novamente o recipiente no microondas com 50% da potência máxima por 20 segundos.

7 - Misture lentamente a amostra para não criar bolhas.

8 - Aqueça novamente o recipiente no microondas com 50% da potência máxima por 10 segundos.

9 - Misture lentamente a amostra para não criar bolhas.

10 - Depois desta etapa, a amostra estará em torno de 90°C, que é a temperatura necessária para a formação da amostra. Assim, basta deixar a amostra se solidificar com um papel toalha em cima do recipiente para que não entre nenhum objeto indesejado.

III. ARTIGOS

Neste anexo, estão listados os assuntos dos artigos a serem produzidos a partir desta pesquisa.

1º - Descrição do experimento com metodologias de cálculo, apresentação das simulações em elementos finitos, análise de ruído no sistema e avaliação do tempo de relaxamento térmico da composição água-agar;

2º - Análise da influência do tempo de relaxamento térmico da composição água-agar nos procedimentos de ablação por radiofrequência e laser;

3º - Publicação dos valores do tempo de relaxamento térmico do fígado, do coração, do rim, do pulmão e da língua suínos com estatística simples e a comparação com os valores obtidos da composição água-agar;

4º - Análise da influência do tempo de relaxamento térmico de cada tecido orgânico nos procedimentos de ablação por radiofrequência e laser;

5º - Relação entre a Teoria do Eletromagnetismo e a equação hiperbólica de calor e a proposta da aplicação da Teoria do Conjunto de Antenas nas fontes de calor;

6º - Análise da influência do tempo de relaxamento térmico de cada um dos tecidos orgânicos e da composição água-agar na metodologia do conjunto de fontes de calor;