



ANÁLISE DE CAMPOS TÉRMICOS GERADOS POR TRANSDUTORES
ULTRASSÔNICOS PARA DIATERMIA FISIOTERÁPICA EM PRESENÇA DE
ESPALHADORES

Guillermo Angel Amador Cortela Tiboni

Tese de Doutorado apresentada ao Programa de Pós-graduação em Engenharia Biomédica, COPPE, da Universidade Federal do Rio de Janeiro, como parte dos requisitos necessários à obtenção do título de Doutor em Engenharia Biomédica.

Orientador: Wagner Coelho de Albuquerque
Pereira

Rio de Janeiro

Abril de 2014

ANÁLISE DE CAMPOS TÉRMICOS GERADOS POR TRANSDUTORES
ULTRASSÔNICOS PARA DIATERMIA FISIOTERÁPICA EM PRESENÇA DE
ESPALHADORES

Guillermo Angel Amador Cortela Tiboni

TESE SUBMETIDA AO CORPO DOCENTE DO INSTITUTO ALBERTO LUIZ
COIMBRA DE PÓS-GRADUAÇÃO E PESQUISA DE ENGENHARIA (COPPE) DA
UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO DE JANEIRO COMO PARTE DOS
REQUISITOS NECESSÁRIOS PARA A OBTENÇÃO DO GRAU DE DOUTOR EM
CIÊNCIAS EM ENGENHARIA BIOMÉDICA.

Examinada por:

Prof. Wagner Coelho de Albuquerque Pereira, D.Sc.

Prof. Marco Antônio von Krüger, Ph.D.

Prof. Roberto Macoto Ichinose, D.Sc.

Prof. Eduardo Tavares Costa, Ph.D.

Prof. Nicolas Benech Gulla, Ph.D.

RIO DE JANEIRO, RJ – BRASIL

ABRIL DE 2014

Tiboni, Guillermo Angel Cortela

Análise de Campos Térmicos gerados por Transdutores Ultrassônicos para Diatermia Fisioterápica em presença de Espalhadores / Guillermo Angel Amador Cortela Tiboni. – Rio de Janeiro: UFRJ/COPPE, 2014.

XXI, 177 p.: il.; 29,7 cm.

Orientador: Wagner Coelho de Albuquerque Pereira

Tese (doutorado) – UFRJ/ COPPE/ Programa de Engenharia Biomédica, 2014.

Referências Bibliográficas: p. 154-177.

1. Irradiação por Ultrassom. 2. Modelagem Matemática. 3. Perfil de Aquecimento. I. Pereira, Wagner Coelho de Albuquerque II. Universidade Federal do Rio de Janeiro, COPPE, Programa de Engenharia Biomédica. III. Título.

A meus pais, que iluminam o caminho.

*A meus amores, Susy, Tin e Lore que
me acompanham incondicionalmente.*

É difícil compreender a importância de reconhecimentos em uma tese de doutorado até que esteja concluída. Nesse ponto, você percebe o quanto tem de agradecer a tantas pessoas que me ajudaram pessoalmente e profissionalmente. Vou tentar resumir a gratidão que sinto por todas as pessoas que estavam presentes durante essa fase, tornando possível hoje que deixe ser uma ilusão para tornar-se realidade.

Em particular, agradecimentos destinam-se a meus orientadores Wagner Coelho e Carlos Negreira, por seus ensinamentos, conselhos, a confiança que depositada em mim, o trato, o tempo investido, enorme paciência, sensatez e pragmatismo com a qual as diferentes fases da investigação foram abordadas. Mas acima de tudo agradecer a amizade, sempre presente nos instantes pessoais mais difíceis que eu vivi nesta etapa. De idêntica forma, desejo agradecer ao Prof. Marco Antonio von Krüger os momentos de discussão, planificação, de ter facilitado sempre os meios para levar a cabo as atividades propostas, e acima de tudo, seu extraordinário humor ao longo de esta Tese.

Wagner, Carlos, Markão, sem vocês não teria alcançado a culminar a tese. Obrigado.

Seria muito extenso mencionar a cada um dos colegas do Laboratório de Ultrassom que, com sua convivência agradável, respeitosa, me fez sentir como em casa. A todos os meus sinceros agradecimentos. Em especial minha gratidão a Luis Eduardo que incondicionalmente estava sempre presente nos momentos difíceis.

A colegas do Uruguai, Alina, Stelio, Alicia, Nicolas, Daniel e Javier, obrigado por sempre “*estar ahí*”, nos momentos cruciais.

Agradeço a todos os professores do Programa de Engenharia Biomédica da COPPE/UFRJ, por sua aceitação no programa e a aqueles que, sem eu saber, me auxiliaram administrativamente desde meu início. Em especial quero agradecer ao Professor Roberto Macoto e ao secretário Alexandre Jacobina.

Finalmente, agradeço a minha família, Susy, Martín e Lorena, com o amor e apoio que me deram, durante minha longa ausência, me permitiu concluir com êxito a tese.

“Hay una fuerza motriz más poderosa que el vapor, la electricidad y la energía atómica: la voluntad”

Albert Einstein.

Resumo da Tese apresentada à COPPE/UFRJ como parte dos requisitos necessários para a obtenção do grau de Doutor em Ciências (D.Sc.)

ANÁLISE DE CAMPOS TÉRMICOS GERADOS POR TRANSDUTORES
ULTRASSÔNICOS PARA DIATERMIA FISIOTERÁPICA EM PRESENÇA DE
ESPALHADORES

Guillermo Angel Amador Cortela Tiboni

Abril/2014

Orientador: Wagner Coelho de Albuquerque Pereira

Programa: Engenharia Biomédica

O ultrassom terapêutico (UST) é amplamente utilizado para o tratamento de lesões dos tecidos moles, com intensidades variando de $0,125$ a $3,0 \text{ Wcm}^{-2}$ e tempo de aplicação de 1 a 10 min (a 1 e 3 MHz). Existe uma relação entre uma elevação acima da temperatura fisiológica normal e o tempo necessário para induzir um efeito deletério em um sistema biológico. O índice para quantificar as exposições térmicas é chamado Dose Térmica (TD). Apesar do alto índice de utilização do UST, existe grande preocupação sobre possíveis riscos provenientes das aplicações. Esforços têm sido feitos em adotar normas que melhorem a eficácia dos tratamentos, redefinindo os índices térmicos. O modelo básico de transferência térmica *BioHeat Transfer Equation* (BHTE) dado por Pennes em 1948, entretanto, sofreu mínimas modificações. O presente trabalho analisa o termo fonte de energia do modelo BHTE, originado na interação ultrassom/tecido, e sua influência no índice TD. A comparação entre os resultados simulados e experimentais (com phantoms e tecido muscular bovino *ex-vivo*) indica a necessidade de reformular a expressão do termo fonte, incluindo os efeitos do espalhamento ultrassônico. Propõe-se a adoção de novo parâmetro: a absorção eficaz - que inclui o incremento da temperatura originado pelo espalhamento. Ao se considerar tal índice, a Dose Térmica estimada é mais bem determinada, o que confirma o aporte do espalhamento ao aquecimento dos tecidos. Tais resultados podem contribuir para o planejamento da terapia por ultrassom.

Abstract of Thesis presented to COPPE/UFRJ as a partial fulfillment of the requirements for the degree of Doctor of Science (D.Sc.)

ANALYSIS OF THERMAL FIELDS GENERATED BY TRANSDUCERS FOR
DIATHERMY ULTRASONIC PHYSIOTHERAPY IN PRESENCE OF
SCATTERERS

Guillermo Angel Amador Cortela Tiboni

April/2014

Advisor: Wagner Coelho de Albuquerque Pereira

Department: Biomedical Engineering

Therapeutical ultrasound is widely applied to treat soft tissues lesions, with intensities between $0.125 \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$ and $3.0 \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$ and application time from 1 to 10 minutes at 1 or 3 MHz. There is a relationship between temperature rise above the physiological level and the time needed to produce tissue damage. The index to quantify the thermal exposure is called Thermal Dose (TD). Although largely used by therapists, there are concerns about the risks ultrasound application can bring. Efforts have been made in the proposal of norms to enhance treatment efficacy, redefining thermal indexes. Nevertheless, the basic model of heat transfer proposed by Pennes in 1948 (BioHeat Transfer Equation - BHTE) remained practically untouched. The present work analyses the heat source term of the BHTE model, from the TD point of view originated from the interaction between ultrasound and biological tissue. Comparison of simulated and experimental (phantoms and bovine muscular tissue *ex-vivo*) results indicates that the source term should be modified to include wave scattering contribution. We propose the adoption of a new concept of energy absorption called Effective Absorption that includes the scattering contribution to heating. The Thermal dose is better determined when this parameter is considered and that can help the planning of therapies with ultrasound.

ÍNDICE DE CONTEÚDO

| | |
|--|-----------|
| ÍNDICE DE FIGURAS | X |
| ÍNDICE DE TABELAS | XVIII |
| LISTA DE SÍMBOLOS..... | XX |
| I CAPÍTULO 1. GENERALIDADES | 1 |
| I.1 INTRODUÇÃO..... | 1 |
| I.2 OBJETIVOS | 3 |
| I.3 ESTADO DA ARTE | 3 |
| I.4 METODOLOGIA | 5 |
| I.5 ORGANIZAÇÃO DA TESE..... | 6 |
| II CAPÍTULO 2. FUNDAMENTO TEÓRICO | 7 |
| II.1 GENERALIDADES..... | 7 |
| II.2 FORMULAÇÕES DOS MODELOS DE TRANSFERÊNCIA BIOTÉRMICA..... | 9 |
| II.2.1 <i>Modelo de Pennes</i> | 9 |
| II.2.2 <i>Modelo de Mitchell e Myers</i> | 10 |
| II.2.3 <i>Modelo de Keller e Seiler</i> | 11 |
| II.2.4 <i>Modelo de Wulff</i> | 12 |
| II.2.5 <i>Modelo de Chen e Holmes</i> | 13 |
| II.2.6 <i>Modelo de Wienbaum, Jiji e Lemons</i> | 13 |
| II.2.6.1 Camada de tecido profundo | 14 |
| II.2.6.2 Camada intermediária | 14 |
| II.2.6.3 Camada Cutânea | 14 |
| II.2.7 <i>Modelo de Weinbaum e Jiji</i> | 14 |
| II.2.8 <i>Modelo de Wienbaum, Xu, Zhu e Ekpen</i> | 15 |
| II.2.9 <i>Modelo poroso</i> | 15 |
| II.2.10 <i>Modelo Biotérmico utilizado: “Modelo de Pennes”</i> | 15 |
| II.3 SOLUÇÃO ANALÍTICA. CASO ESTACIONÁRIO..... | 17 |
| II.3.1 <i>Aplicação da solução analítica do modelo de Pennes</i> | 19 |
| II.3.1.1 Análise da condutividade térmica..... | 20 |
| II.3.1.2 Análise da perfusão sanguínea | 21 |
| II.3.1.3 Análise da fonte de calor metabólico | 22 |
| II.3.1.4 Análise do coeficiente de transferência de calor | 23 |
| II.4 ESPALHAMENTO, LIVRE CAMINHO MÉDIO | 25 |
| II.5 DOSE TÉRMICA..... | 30 |
| II.5.1 <i>Generalidades</i> | 30 |
| II.5.2 <i>Definição de dose térmica</i> | 31 |
| III CAPÍTULO 3. MODELO NUMÉRICO..... | 33 |
| III.1 GENERALIDADES..... | 33 |
| III.2 TERMO FONTE..... | 35 |
| III.3 MODELO UNIDIMENSIONAL | 36 |
| III.4 ANÁLISE TRIDIMENSIONAL COM FONTE TÉRMICA..... | 41 |
| III.5 O ALGORITMO | 45 |
| IV CAPÍTULO 4. CARACTERIZAÇÃO DA INFRAESTRUTURA EXPERIMENTAL..... | 49 |
| IV.1 VERIFICAÇÃO EXPERIMENTAL DO MODELO NUMÉRICO..... | 51 |
| IV.2 CARACTERIZAÇÃO DO CAMPO ACÚSTICO..... | 53 |
| IV.2.1 <i>Caracterização elétrica do transdutor</i> | 53 |
| IV.2.2 <i>Caracterização acústica</i> | 54 |
| IV.2.3 <i>Balança de força de radiação</i> | 58 |
| IV.3 AMOSTRAS..... | 61 |
| IV.3.1 <i>Phantoms</i> | 61 |
| IV.3.1.1 Silicone..... | 61 |
| IV.3.1.2 Agar-Agar | 62 |
| IV.3.2 <i>Tecidos ex-vivo</i> | 63 |

| | | |
|-------------|--|------------|
| IV.4 | SETUP EXPERIMENTAL PARA A MEDIÇÃO DA TEMPERATURA EM PHANTOMS..... | 64 |
| IV.4.1 | <i>Phantoms de silicone</i> | 64 |
| IV.4.2 | <i>Phantoms de agar-agar</i> | 65 |
| IV.5 | PROPRIEDADES..... | 67 |
| IV.5.1 | <i>Propriedades térmicas</i> | 67 |
| IV.5.1.1 | Condutividade térmica..... | 68 |
| IV.5.1.1.1 | Phantoms..... | 69 |
| IV.5.1.1.2 | Músculo bovino..... | 69 |
| IV.5.1.2 | Calor específico..... | 70 |
| IV.5.1.2.1 | Phantoms..... | 71 |
| IV.5.1.2.2 | Músculo bovino..... | 71 |
| IV.5.2 | <i>Propriedades Acústicas</i> | 72 |
| IV.5.2.1 | Velocidade longitudinal..... | 73 |
| IV.5.2.2 | Atenuação ultrassônica..... | 76 |
| IV.6 | SETUP EXPERIMENTAL PARA DETERMINAÇÃO DO LIVRE CAMINHO MÉDIO..... | 80 |
| IV.7 | EXPERIMENTO PARA AVALIAR A EXISTÊNCIA DE ESPALHAMENTO NO TECIDO MUSCULAR..... | 83 |
| V | CAPITULO 5. RESULTADOS..... | 86 |
| V.1 | EVIDÊNCIA DA INFLUÊNCIA DO ESPALHAMENTO..... | 86 |
| V.1.1 | <i>Comprovação numérica do espalhamento</i> | 86 |
| V.1.2 | <i>Comprovação experimental da influência do espalhamento na temperatura</i> | 91 |
| V.1.3 | <i>Impacto do espalhamento na Dose Térmica</i> | 95 |
| V.2 | CURVAS DE TEMPERATURAS EM TECIDOS EX-VIVO..... | 101 |
| V.2.1 | <i>Tecido muscular e balança de força de radiação</i> | 102 |
| V.2.2 | <i>Tecido Muscular ex-vivo</i> | 106 |
| VI | CAPITULO 6. MODELO ALTERNATIVO PROPOSTO..... | 115 |
| VII | CAPITULO 5. DISCUSSÃO..... | 119 |
| VII.1 | SIMULAÇÃO ANALÍTICA E NUMÉRICA..... | 119 |
| VII.2 | FONTE TÉRMICA..... | 120 |
| VII.3 | ANÁLISE DO MODELO..... | 121 |
| VIII | CAPITULO 6. CONCLUSÃO..... | 123 |
| IX | TRABALHOS FUTUROS..... | 124 |
| IX.1 | PUBLICAÇÕES..... | 125 |
| X | ANEXOS..... | 127 |
| X.1 | MÉTODO SCHLIEREN..... | 127 |
| X.2 | RELAÇÃO DE ARRHENUIS E DOSE TÉRMICA DE ISOEFITO..... | 134 |
| X.3 | CONDUTIVIDADE TÉRMICA..... | 135 |
| X.3.1 | <i>Phantoms- Placas quentes</i> | 135 |
| X.3.2 | <i>Carne-Fonte linear de calor</i> | 141 |
| X.4 | CALOR ESPECÍFICO— MÉTODO DE MISTURA..... | 148 |
| X.4.1 | <i>Phantoms</i> | 149 |
| X.4.2 | <i>Carne</i> | 151 |
| | BIBLIOGRAFIA..... | 154 |

ÍNDICE DE FIGURAS

| | |
|--|----|
| Figura II-1. Efeito da condutividade térmica no campo de temperatura (obtido a partir dos valores da Tabela II-1)..... | 20 |
| Figura II-2. Efeito da falta de condutividade térmica sobre o campo de temperatura (obtido a partir dos valores da Tabela II-1). | 21 |
| Figura II-3. Efeito da perfusão sanguínea sobre o campo de temperatura (obtido a partir dos valores dados na Tabela II-1). | 21 |
| Figura II-4. Efeito da falta de perfusão sanguínea no campo de temperatura (obtido a partir dos valores dados na Tabela II-1). | 22 |
| Figura II-5. Efeito da geração de calor metabólico sobre o campo de temperatura (obtido a partir dos valores dados na Tabela II-1)..... | 22 |
| Figura II-6. Efeito da ausência de geração de calor metabólico sobre o campo de temperatura (obtido a partir dos valores dados na Tabela II-1)..... | 23 |
| Figura II-7. Efeito do coeficiente de transferência de calor sobre o campo de temperatura (obtido a partir dos valores dados na Tabela II-1)..... | 23 |
| Figura II-8. Efeitos extremos do coeficiente de transferência de calor sobre o campo de temperatura (obtido a partir dos valores dados na Tabela II-1)..... | 24 |
| Figura II-9. Efeito do ultrassom no campo de temperatura (obtido a partir dos valores dados na Tabela II-1e do fabricante IBRAMED)..... | 25 |
| Figura III-1. Esquema de processo de resolução de uma equação em derivadas parciais. Conversão e resolução das equações do modelo. | 34 |
| Figura III-2. Esquema de FTCS, diferença para frente no tempo e uma diferença de segunda ordem central para o derivado espaço na posição x_i | 37 |
| Figura III-3. Esquema das camadas de tecidos para o modelo analítico para a difusão térmica unidimensional. | 38 |
| Figura III-4. Perda de potência relativa nas diferentes camadas de tecido. É a potência por unidade de volume convertida em calor e normalizada ao máximo valor..... | 41 |
| Figura III-5. Rede de oito nós da diferença finita central FTCS..... | 42 |
| Figura III-6. Dimensão do tecido usada na simulação computacional..... | 44 |
| Figura III-7. Esquema do algoritmo da solução numérica da temperatura e visualização na interface Matlab..... | 47 |
| Figura III-8. Evolução do campo de temperatura (em °C), no plano yz, simulado para 1 (a), 2(b), 3(c) e 4(d) minutos de exposição do ultrassom a partir do modelo FDTD. A barra de cor indica a temperatura em °C. | 48 |

| | |
|---|----|
| Figura III-9 Intensidade rms ($W.m^{-2}$) simulada no plano xz do TUS (1,0 MHz, raio 12,5mm).. | 48 |
| Figura IV-1. Diagrama experimental de medida da temperatura no tecido suíno (gordura-músculo). US (1,0 MHz, $0,7 W/cm^2$, ERA= $3,5cm^2$) aplicado durante 5 minutos. Temperatura coletada em quatro termopares (T) a cada 5 segundos com multiplexador NI-9213 (50samples/s)..... | 52 |
| Figura IV-2. Curvas experimentais de temperatura e ajuste do modelo numérico (linhas contínuas) em função do tempo a três profundidades: 5 mm (\square), 9 mm (\circ) e 14 mm (\triangle). A amostra de tecido suíno (10 mm de gordura e 30 mm de músculo) foi irradiada durante 5 min com ultrassom (1,0 MHz) em modo contínuo empregando uma intensidade de $0,7 W/cm^2$, ERA= $3,5cm^2$ | 52 |
| Figura IV-3. Gráficas características do transdutor de fisioterapia na faixa de frequência (0,9-1,4 MHz). | 53 |
| Figura IV-4. Fase do transdutor de fisioterapia na faixa de frequência (0,9-1,4 MHz). Observe-se a frequência de ressonância a 1,03 MHz..... | 54 |
| Figura IV-5. Esquema do mapeamento do campo ultrassônico. A linha cortada indica os elementos imersos na água. 1-Transdutor de fisioterapia, 2-Hidrofone de agulha, 3-Motor passo-passo linear (x,y,z), 4-Gerador de função, 5-Pré-amplificador, 6-Osciloscópio digitalizador, 7-Computador..... | 54 |
| Figura IV-6. Campo acústico do transdutor ao longo do eixo central perpendicular a face emissora (salvas de 16 ciclos senoidais, 10 V pico-pico a 1,03 MHz)..... | 55 |
| Figura IV-7. Campo acústico do transdutor filtrado ao longo do eixo central perpendicular a face emissora (salvas de 16 ciclos senoidais, 10 V pico-pico a 1,03 MHz). | 56 |
| Figura IV-8. Amplitude normalizada do campo no eixo ($y = 30mm$) paralelo à face emissora do transdutor (salvas de 16 ciclos senoidais, 10 V pico-pico a 1,03 MHz)..... | 56 |
| Figura IV-9. Amplitude normalizada do campo do ultrassom no plano a 10mm do emissor (salvas de 16 ciclos senoidais, 10 V pico-pico a 1,03 MHz)..... | 57 |
| Figura IV-10. Amplitude do campo do ultrassom no plano a 40 mm do emissor. Amplitude normalizada em relação ao plano a 10mm. | 57 |
| Figura IV-11. Amplitude do campo normalizado ao máximo do plano a 10 mm da face do emissor. Campo ultrassônico a 35 mm (esquerda) e 80 mm (direita). | 58 |
| Figura IV-12. Diagrama da balança de radiação. 1 Transdutor ultrassônico a avaliar, 2-Suporte do branco refletivo, 3-cone refletor, 4 recipiente absorvedor e 5- prato da balança (ligado ao suporte do alvo). | 59 |
| Figura IV-13. Potência mecânica média medida em balança de radiação em função da intensidade nominal para o transdutor do equipamento de fisioterapia (IBRAMED 2000) emitindo em modo contínuo a 1,0 MHz (a) e 3,0 MHz (b)..... | 60 |

| | |
|--|----|
| Figura IV-14. Diagrama experimental para medição da temperatura em phantoms de silicone O conjunto é imerso num banho térmico. Uma placa absorvedora (Absor.) evita reflexões do US, é TUS transdutor ultrassônico, MUX, multiplexador, PC computador..... | 65 |
| Figura IV-15. Diagrama experimental para medição da temperatura nos phantoms de agar-agar, corte sagital (esquerda) e vista superior (direita). O conjunto é imerso num banho térmico. 1- Transdutor plano, 2- phantom, 3- t conjunto de termopares, 4- placa absorvedora de ultrassom, 5- equipamento de US fisioterapêutico, 6- conversor análogo-digital e multiplexador e 7- computador. | 66 |
| Figura IV-16. Desenho experimental da técnica transmissão empregada nos phantoms na determinação da velocidade e atenuação ultrassônica. O phantom (PH), transdutores emissor (T_E) e receptor (T_R) e os termopares (água, T_{ag} e phantom T_{ph}) estão imersos na água degaseificada (do banho térmico). O gerador/receptor ultrassônico (US-KEY) e multiplexador (MUX) estão ligados via USB ao computador (PC)..... | 74 |
| Figura IV-17. Desenho experimental da técnica transmissão empregada nos músculos na determinação da velocidade e atenuação ultrassônica. O músculo (Mus.), transdutores emissor (T_E) e receptor (T_R) e os termopares (água, T_{ag} e músculo T_M) estão imersos na solução salina degaseificada (0,9%NaCl). O gerador/receptor ultrassônico (US-KEY) e multiplexador (MUX) estão ligados via USB ao computador (PC). | 74 |
| Figura IV-18. Velocidade em função da temperatura dos phantoms analisados PH0, PH1, PH2, PH3 (a, b, c e d respectivamente). | 75 |
| Figura IV-19. Velocidade em função da temperatura dos músculos analisados músculo 1,2 e 3 (a, b e c respectivamente). Direção da propagação do US (1,0MHz) perpendicular (línea continua) e paralelo (línea a traços) as fibras musculares. | 76 |
| Figura IV-20. Sinal RF's (a) e seus respectivos espectros a -6dB (b) sem (linha continua) e com (linha tracejado) phantom. Método transmissão. Sinal atenuado por phantom homogêneo. | 78 |
| Figura IV-21. Coeficiente de atenuação dos phantoms em função da temperatura (1,0 MHz). PH0, linha continua + círculo; PH1 linha traço + círculo; PH2 linha continua + quadrado e PH3 linha traço + quadrado. | 79 |
| Figura IV-22. Coeficiente de atenuação dos músculos em função da temperatura (1,0 MHz). Alinhamento de fibras musculares paralelas e perpendiculares ao feixe ultrassônico. | 79 |
| Figura IV-23. Coeficiente de absorção dos músculos em função da temperatura (1,0 MHz). Alinhamento de fibras musculares perpendiculares ao feixe ultrassônico. | 80 |
| Figura IV-24. Diagrama experimental para determinar o livre caminho médio de espalhamento. (a) 1 transdutor emissor (raio r), 2-Hidrofone de agulha, 3-phantom com espalhador. O pulso acústico emitido por transdutor, gerado pelo gerador-receptor de ultrassom CORELEC (COR.) é recepcionado por hidrofone depois de atravessar o phantom. (b) | |

| | |
|--|----|
| Visão traseira, denota a área onde os sinais de RF serão adquiridos, sombra geométrica da posição inicial do transdutor emissor, para assegurar que é a mesma distribuição de espalhadores. | 81 |
| Figura IV-25. Logaritmo natural do coeficiente de transmissão coerente em função da profundidade do phantom a base de silicone e pó de grafite para três concentrações: 0,25% (a), 0,5% (b) e 1,0% (c). | 83 |
| Figura IV-26. Diagrama esquemático da: (a) disposição dos termopares e (b) balança de força de radiação (UPM) e amostra. (TUS, <i>therapeutic ultrasound</i>). | 84 |
| Figura V-1. Diagrama da simulação numérica, fibra1. Transdutor emissor (US), receptores antes e depois da amostra (R1 e R2, respectivamente) e meios de propagação do ultrassom: água (M1); gordura, substrato cinza, e fibras musculares, linhas pretas, (M2). O meio apresenta condições de contorno absorventes (CB). | 87 |
| Figura V-2. Foto instantânea da simulação a 7,0 μs (a) e 30 μs (b) do início. A onda do US viaja na água em direção ao meio espalhador, parte é transmitida e outra é refletida. | 87 |
| Figura V-3. Simulação numérica: pulso incidente (0mm) e sinais emergentes a 20, 30 e 50mm de espessura. | 88 |
| Figura V-4. Diagrama da simulação numérica, fibra2. Transdutor emissor (US), receptores antes e logo da amostra (R1 e R2, respectivamente) e meios de propagação do ultrassom: água (M1); gordura, substrato cinza, e fibras musculares, líneas pretas, (M2). O meio apresenta condições de contorno absorventes (CB). | 88 |
| Figura V-5. Foto instantânea da simulação a 7,0 μs (a) e 30 μs (b) do início. A onda do US viaja na água em direção no meio espalhador, incide perpendicularmente, parte é transmitida e outra é refletida. | 89 |
| Figura V-6. Simulação numérica: pulso incidente (a) e sinais emergentes a 30, 50 e 70mm (b, c, d respectivamente) de espessura. A diminuição da amplitude do sinal RF causou mudança da escala nos gráficos. | 89 |
| Figura V-7. Diagrama da simulação numérica, fibras3. Transdutor emissor (US), receptores antes e depois da amostra (R1 e R2, respectivamente) e meios de propagação do ultrassom: água (M1); gordura, substrato cinza claro, e fibras musculares, cinza obscuro, (M2). O meio apresenta condições de contorno absorventes (CB). | 90 |
| Figura V-8. Esquema empregado na disposição, fibra3. As fibras musculares (0,95mm de diâmetro) imersas em tecido conjuntivo; amostra está mergulhada na água (M1). O tamanho dos receptores está sobredimensionado para ser visível. | 90 |
| Figura V-9. Foto instantânea da simulação a 20 μs (esquerda) e 40 μs (direita) do início. A onda do US está viaja na água em direção no meio espalhador, incide perpendicularmente, parte é transmitido e outra é refletido. | 90 |

| | |
|--|-----|
| Figura V-10. Simulação numérica: pulso incidente (a) e sinais emergentes a 10, 20, 30, 40, 50, 60, 70 e 80mm (b, c, d, e, f, g, i, j, respectivamente) de espessura. | 91 |
| Figura V-11. Curvas de incremento temperatura para PH4 (agar puro). Irradiação em modo contínuo a $2 \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$, durante 10 minutos. Iniciada a aquisição, após 30 segundos com o aparelho de ultrassom ligado. | 92 |
| Figura V-12. Curvas de incremento temperatura para PH8 (superior) e PH7 (inferior). Irradiação em modo contínuo a $2 \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$, durante 10 minutos. Iniciada a aquisição, após 30 segundos com o aparelho de ultrassom ligado. | 92 |
| Figura V-13. Curvas de incremento temperatura para PH6 (superior) e PH5 (inferior). Irradiação em modo contínuo a $2 \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$, durante 10 minutos. Iniciada a aquisição, após 30 segundos com o aparelho de ultrassom ligado. | 93 |
| Figura V-14. Curvas de Temperatura no phantom homogêneo nas profundidades indicadas e intensidades US: 0,5 (traço-ponto), 1,0 (traço) e $2,0 \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$ (contínua). Ultrassom aplicado em modo contínuo (1,03 MHz frequência central)..... | 96 |
| Figura V-15. Curvas de Temperatura ($^{\circ}\text{C}$) no phantom PH1 (0,25% grafite) as profundidades indicadas e intensidades US: 0,5 (traço-ponto), 1,0 (traço) e $2,0 \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$ (contínua). Ultrassom aplicado em modo contínuo (1,03 MHz frequência central)..... | 97 |
| Figura V-16. Curvas de Temperatura ($^{\circ}\text{C}$) no phantom PH2 (0,50% grafite) as profundidades indicadas e intensidades US: 0,5 (traço-ponto), 1,0 (traço) e $2,0 \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$ (contínua). Ultrassom aplicado em modo contínuo (1,03 MHz frequência central)..... | 98 |
| Figura V-17. Curvas de Temperatura ($^{\circ}\text{C}$) no phantom PH3 (1,0% grafite) as profundidades indicadas e intensidades US: 0,5 (traço-ponto), 1,0 (traço) e $2,0 \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$ (contínua). Ultrassom aplicado em modo contínuo (1,03 MHz frequência central)..... | 98 |
| Figura V-18. Temperatura no plano $z=10\text{mm}$, média dos 5 termopares e intervalo de confiança, 95% (linha pontilhadas). Temperatura simulada (linha sólida) A simulação considera o coeficiente de absorção. Intensidade de US 0,5(\bullet), 1,0(\square) e $2,0 \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$ (\circ), US aplicado durante 4min..... | 103 |
| Figura V-19. Temperatura no plano $z=40 \text{ mm}$, média dos 4 termopares e intervalo de confiança, 95% (linha pontilhadas). Temperatura simulada (linha sólida). A simulação considera o coeficiente de absorção. Intensidade de US 0,5(\bullet), 1,0(\square) e $2,0 \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$ (\circ), US aplicado durante 4min..... | 104 |
| Figura V-20. Curva de temperatura, plano $z=40 \text{ mm}$. Temperatura média dos 4 termopares (<i>scatterers</i>) e simulação com (linha traços) e sem espalhamento (linha contínua). Intensidade 1,0(\square) e $2,0 \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$ (\circ), US aplicado durante 4min. | 104 |
| Figura V-21. Sinal RF de pulso incidente de 1,0 MHz frequência central e pulso transmitido em uma amostra de tecido muscular bovino de 21 mm de espessura (b), e seus espectros de amplitude (b). Note o efeito da absorção no deslocamento das frequências do pico no | |

| | |
|---|-----|
| espectro (f_P e f_{WP} são as frequências máximas do pico dos espectros com e sem phantom respectivamente)..... | 106 |
| Figura V-22. Determinação do livre caminho médio de espalhamento, $\ell_s=23$ mm em função da profundidade. Amostra do músculo 1, mergulhada no banho térmico a $36,8^\circ\text{C}$ é irradiada a uma frequência de 1,0 MHz. | 107 |
| Figura V-23. (a) Curvas de temperatura a diferentes profundidades do tecido muscular esquelético. Subscrito denota a profundidade em milímetros. US 1,03MHz CW, $2\text{W}\cdot\text{cm}^{-2}$, ERA 3.5 cm^2 , aplicado durante 4 minutos, temperatura do banho térmico $36,8 \pm 0,1\text{ }^\circ\text{C}$. (b) Foto do desenho experimental (esquerda) e infravermelho (câmara FLIR SYSTEMS) do transdutor e músculo (direita)..... | 109 |
| Figura V-24. Curva de temperatura experimental (linha contínua) em tecido muscular esquelético bovino e curvas simuladas numericamente considerando o não a contribuição do espalhamento (linha pontilhada e tracejada respectivamente). Profundidade 35mm. A máxima temperatura alcançada é $44,7^\circ\text{C}$ para a curva experimental e $44,5\text{ }^\circ\text{C}$ e $43,8\text{ }^\circ\text{C}$ para a simulação numérica com e sem espalhamento respectivamente..... | 110 |
| Figura V-25. Curvas de temperatura do mesmo tipo de corte de tecido muscular bovino. US 1,03MHz CW, $2\text{W}\cdot\text{cm}^{-2}$, aplicado durante 4 minutos, temperatura do banho térmico $36,8 \pm 0,1\text{ }^\circ\text{C}$ | 111 |
| Figura V-26. Curva de Temperatura a 35 mm da amostra bovina músculo 1 considerando ou não a contribuição do espalhamento na atenuação (linha tracejada, pontilhada respectivamente). A máxima temperatura atingida é $45,5^\circ\text{C}$ para a medida e $45,7$ e $44,9^\circ\text{C}$ para a simulação numérica com e sem espalhamento, respectivamente..... | 111 |
| Figura V-27. Curva de Temperatura a 35 mm da amostra bovina músculo 2 considerando ou não a contribuição do espalhamento na atenuação (linha tracejada, pontilhada respectivamente). A máxima temperatura atingida é $46,2^\circ\text{C}$ para a medida e $46,4$ e $45,6^\circ\text{C}$ para a simulação numérica com e sem espalhamento, respectivamente..... | 112 |
| Figura V-28. Curva de Temperatura a 35 mm da amostra bovina músculo 3 considerando ou não a contribuição do espalhamento na atenuação (linha tracejada, pontilhada respectivamente). A máxima temperatura atingida é $48,5^\circ\text{C}$ para a medida e $48,8$ e $48,0^\circ\text{C}$ para a simulação numérica com e sem espalhamento, respectivamente..... | 112 |
| Figura V-29. Curvas numéricas de temperatura a 35mm de profundidade. Ultrassom em modo CW, 1,0MHz. Meio de propagação (tecido muscular) sem (línea contínua) e com (línea traço) perfusão ($0,1\text{ s}^{-1}$). Calcula-se para duas atenuações: $0,66\text{ dB}\cdot\text{cm}^{-1}$ (a) e $0,61\text{ dB}\cdot\text{cm}^{-1}$ (b). | 114 |
| Figura VI-1. Curva de Temperatura a 35 mm da amostra bovina músculo 3, experimental (línea contínua) e simuladas considerando ou não a contribuição do espalhamento na atenuação e absorção efetiva (linha tracejada, pontilhada e contínua vermelha respectivamente). | 116 |

| | |
|--|-----|
| Figura VI-2. Curva de Temperatura a 35 mm da amostra bovina músculo 2, experimental (línea continua) e simuladas considerando ou não a contribuição do espalhamento na atenuação e absorção efetiva (linha tracejada, pontilhada e contínua vermelha respectivamente)...... | 117 |
| Figura VI-3. Curva de Temperatura a 35 mm da amostra bovina músculo 3, experimental (línea continua) e simuladas considerando ou não a contribuição do espalhamento na atenuação e absorção efetiva (linha tracejada, pontilhada e contínua vermelha respectivamente)...... | 117 |
| Figura X-1. O transdutor ultrassônico (T) emite um pulso de ondas acústicas (P) no fluido. As ondas de luz planas incidentes (A) tornam-se moduladas em fase à saída do sistema (B). | 128 |
| Figura X-2 Esquema do método Schlieren para obter uma intensidade luminosa no plano imagem que permita ver a variação de fase óptica do campo $E(x,y,t)$ modulado em fase. | 130 |
| Figura X-3 Transdutor de ultrassom emitindo um pulso cuja excitação elétrica é de quatro ciclos senoidais, de frequência central 1,0 MHz. O pulso é capturado 17 μ s depois de sua emissão, o tempo de exposição é de 50ns. Método Schlieren (a) de campo claro, (b) sem <i>background</i> e (c) de campo escuro (a lâmina abrange a ordem zero). | 133 |
| Figura X-4 Diagrama experimental da placa quente empregado para determinar a condutividade térmica. Amostra é colocada entre duas lâminas de metal (LM), uma delas em contato com o resistor. O conjunto é envolvido por poliuretano expandido (PU). | 135 |
| Figura X-5 Diagrama dos pontos de medida da espessura do phantom (X). A zona cinza representa o lugar geométrico onde fica o elemento aquecedor. | 137 |
| Figura X-6. Corte sagital do esquema da célula de medidas da condutividade elétrica. 1- phantom, 2 fonte térmica, 3 lâmina metálica, 4 termopares. | 137 |
| Figura X-7. Setup experimental para o cálculo da condutividade térmica dos phantoms de silicone. | 138 |
| Figura X-8 Curva de temperatura para o phantom homogêneo (PH0) ao se aplicar um fluxo de calor constante. A linha preta representa a temperatura do termopar na placa fonte, a linha vermelha é do central, as azul e verde são dos laterais (a 5mm da central) na face oposta. A frequência de amostragem é 0,5Hz. | 139 |
| Figura X-9 Curva de temperatura para o phantom com 0,25% grafite (PH1) ao se aplicar um fluxo de calor constante. A linha preta representa a temperatura do termopar na placa fonte, a linha vermelha é do central e as azul e verde são dos laterais (a 5mm da central). A frequência de amostragem é 0,5Hz. | 139 |
| Figura X-10 Curva de temperatura para o phantom com 0,5% grafite (PH2) ao se aplicar um fluxo de calor constante. A linha preta representa a temperatura do termopar na placa fonte, a linha vermelha é do central e as azul e verde são dos laterais (a 5mm da central). A frequência de amostragem é 0,5Hz. | 140 |

| | |
|--|-----|
| Figura X-11 Curva de temperatura para o phantom com 1,0% grafite (PH3) ao se aplicar um fluxo de calor constante. A linha preta representa a temperatura do termopar na placa fonte, a linha vermelha é do central e as azul e verde são dos laterais (a 5mm da central). A frequência de amostragem é 0,5Hz..... | 140 |
| Figura X-12 Diagrama do montagem experimental da fonte linear de calor (esquerda) e detalhe da célula contentora..... | 146 |
| Figura X-13 Temperatura da carne (amostra C1) em função do logaritmo do tempo e reta de ajuste. Pulso de calor da fonte linear (potência de 1,8W) aplicado durante 5 (a), 2 (b) e 1 (c) minutos. Termopar é localizado a 6 mm da fonte. Frequência de amostragem da temperatura de 1 Hz, massa da carne 139,2 g e temperatura inicial de 17,0°C..... | 147 |
| Figura X-14 Diagrama experimental para determinar o calor específico: 1–phantoms, 2–água, 3–calorímetro adiabático, 4–caixa adiabática, 5–multiplex (temperatura), 6–Computador. T_w , T_p , T_E termopares no phantom, água e ambiente. | 149 |
| Figura X-15 Temperatura em função do tempo no método da mistura. T_1 é a temperatura fora do calorímetro, T_2 na água e T_3 no phantom (PH1)..... | 150 |
| Figura X-16. Capsula de alumínio, carne, termopar e multiplex empregados para medição do calor especifico da carne. | 151 |
| Figura X-17 Curvas das temperaturas em função do tempo para a determinação da capacidade calorifica da carne (C6) empregando o método da mistura. T_{amb} é a temperatura fora do calorímetro, $T_{água}$ a temperatura na água e T_{carne} é a temperatura na carne no centro (int) e mais perto da capsula (ext). | 152 |
| Figura X-18 Curvas das temperaturas em função do tempo para a determinação da capacidade calorifica da carne (C7) empregando o método da mistura. T_{amb} é a temperatura fora do calorímetro, $T_{água}$ a temperatura na água e T_{carne} é a temperatura na carne no centro (int) e mais perto da capsula (ext). | 152 |
| Figura X-19 Curvas das temperaturas em função do tempo para a determinação da capacidade calorifica da carne (C8) empregando o método da mistura. T_{amb} é a temperatura fora do calorímetro, $T_{água}$ a temperatura na água e T_{carne} é a temperatura na carne no centro (int) e mais perto da capsula (ext). | 153 |

ÍNDICE DE TABELAS

| | |
|--|----|
| Tabela II-1 Parâmetros do tecido muscular (interface pele) e condições de contorno[131] | 19 |
| Tabela III-1 Propriedades térmicas e acústicas dos tecidos [155]..... | 40 |
| Tabela III-2. Propriedades empregadas na simulação FDTD [33]..... | 47 |
| Tabela IV-1 Quadro sintético dos experimentos descritos..... | 50 |
| Tabela IV-2. Código dos phantoms e suas propriedades e parâmetros medidos | 63 |
| Tabela IV-3 Espessura de camadas sem e com espalhadores (% de massa de pó) para os phantoms a base de agar | 66 |
| Tabela IV-4 Propriedades dos pós espalhadores..... | 66 |
| Tabela IV-5. Condutividade térmica informada pelos diferentes autores para o tecidos bovino muscular e gordura [171]..... | 68 |
| Tabela IV-6 Vantagens e Desvantagens dos métodos estacionário e transitório na determinação da condutividade térmica..... | 69 |
| Tabela IV-7 Condutividade térmica média dos phantoms com grafite. Espessura dada em (mm) e condutividade térmica em $(W.(m.K)^{-1})$ | 69 |
| Tabela IV-8 Valores dos parâmetros para determinação da condutividade térmica da carne pela a técnica fonte linear..... | 70 |
| Tabela IV-9 Parâmetros para determinar o valor médio do calor específico dos phantoms empregando o método da misturas em dez eventos. (Valores de um evento)..... | 71 |
| Tabela IV-10. Parâmetros para determinar o valor médio do calor específico da carne empregado o método das misturas em dez eventos..... | 71 |
| Tabela IV-11 Livre caminho médio de espalhamento em função da concentração de espalhadores | 82 |
| Tabela V-1 Incremento de temperatura dos diferentes phantoms ($2,0 Wcm^{-2}$, 10 minutos de aplicação de US)..... | 94 |
| Tabela V-2. Propriedades acústicas e térmicas dos phantoms. Os phantoms são homogêneo (PH0) e com proporções diferentes de pó de grafite | 95 |
| Tabela V-3 Incremento máximo de temperatura (ΔT) do phantom homogêneo a várias profundidades, ultrassom aplicado durante 4 minutos em modo contínuo (1,03 MHz, ERA = $3,5cm^2$) | 97 |
| Tabela V-4 Valores máximos de $\% \Delta T_{PHX}$ a diferentes profundidades. (US aplicado em modo contínuo durante 4 minutos, 1,03 MHz)..... | 99 |

| | |
|--|-----|
| Tabela V-5 Percentagem de variação produzida pelo espalhamento nos phantoms a percentagem com respeito ao phantom homogêneo. Velocidade e atenuação medida a 1,0MHz e 36,8°C | 99 |
| Tabela V-6 Dose térmica de phantoms a diferentes profundidades e intensidades aplicadas de US (4 minutos, 1,03 MHz e modo CW) | 100 |
| Tabela V-7. Potência média medida na UPM na saída do tecido de espessura 10 e 40mm. TUS aplicado durante 20 segundos (1,0MHz, CW, ERA 3,5cm ²) | 103 |
| Tabela V-8 Dose Térmica (minutos–equivalentes) a 10 e 40 mm e 2 e 4 minutos de aplicação do TUS (1,03MHz, CW, ERA 3,5cm ²) | 105 |
| Tabela V-9 Parâmetros acústicos para os diferentes músculos (36,8°C) | 111 |
| Tabela V-10 Dose térmica e percentagem de erro nos músculos analisados..... | 113 |
| Tabela VI-1 Valores dos coeficientes de atenuação global, de absorção, de espalhamento e absorção eficaz das amostras de tecido muscular bovino..... | 116 |
| Tabela VI-2 Correlação das curvas de temperatura numéricas com a medida..... | 118 |
| Tabela VI-3 Dose térmica dos músculos analisados, calculada a partir das curvas simuladas de temperatura considerando os coeficientes de absorção (TD _{αA}), atenuação (TD _{α}) e absorção efetiva (TD _{αA_ef}) e a curva experimental (TD354) | 118 |
| Tabela VI-4 Erro porcentual da Dose Térmica simulada em relação à experimental..... | 118 |
| Tabela X-1. Constante do calorímetro (Γ_{kal})..... | 149 |

LISTA DE SÍMBOLOS.

| | |
|-----------------|--|
| α | Coeficiente de atenuação |
| α_A | Coeficiente de absorção |
| α_S | Coeficiente de espalhamento |
| α_{A-ef} | Coeficiente de absorção efetiva |
| κ | Coeficiente de difusão |
| ρ | Densidade do meio |
| ρ_t | Densidade do tecido |
| σ_T | Secção eficaz total do espalhador |
| ϕ | Fração de volume, densidade de espalhadores |
| ω_b | Taxa de perfusão sanguínea |
| Ψ_i | Amplitude da onda transmitida através da amostra |
| Ψ_0 | Amplitude da onda referência |
| c | Calor específico |
| c_b | Calor específico do sangue |
| c_C | Calor específico da carne |
| c_P | Calor específico do phantom |
| c_i | Calor específico do tecido |
| f_P | Frequência central da RF incidente ao tecido |
| f_{WP} | Frequência central da RF no tecido |
| h | Coeficiente de transferência (convecção e radiação) de calor |
| k | Número de onda |
| k_P | Condutividade térmica da perfusão |
| kt | Condutividade térmica do tecido |
| ℓ_S | Livre caminho médio de espalhamento |
| p_m | Pressão acústica |
| q_{met} | Calor metabólico |
| r | Coordenada radial |
| r^* | Coordenada radial adimensional |
| t | Tempo |
| u_P | Vetor fluxo de volume líquido do sangue entrante a unidade de área |
| v_A | Velocidade do ultrassom na água |
| v_S | Velocidade do ultrassom |
| A' | Área de transferência do calor por unidade de comprimento |
| $\%A_P$ | Porcentagem de variação de A , referido ao phantom homogêneo |
| F | Força de radiação |
| G | Função de Green |
| $H(x)$ | Fonte de calor |
| I | Intensidade média temporal |
| I_C | Intensidade coerente |
| I_0 | Intensidade incidente |
| I_ν | Funções de Bessel modificadas de primeira espécie |
| J_ν | Funções de Bessel de primeira espécie |
| K_ν | Funções de Bessel modificadas de segunda espécie |
| P | Potência do ultrassom ou pressão no interior de um fluido |
| Q | Fonte de calor interação tecido/ultrassom |

| | |
|------------|---|
| T | Temperatura |
| T^* | Coordenada de temperatura adimensional |
| T_C | Coefficiente de transmissão em amplitude |
| T_v | Temperatura da veia |
| T_∞ | Temperatura ambiente |
| TI | Índice térmico |
| U | Condutância térmica |
| U_h | Médio local da velocidade de sangue |
| W^* | Taxa de perfusão |
| W_0 | Potência média emitida da fonte em água |
| W_{deg} | Potência estimada necessária para elevar o tecido alvo em 1°C |
| Y_v | Funções de Bessel de segunda espécie |
| Z | Impedância acústica |
| CW | Onda contínua (Continues Wave) |
| FDTD | Diferença Finita no domínio temporal (<i>Finite-difference time-domain</i>) |
| I_{SATA} | Intensidade temporal média espacial (<i>Spatial-Average Temporal-Average Intensity</i>) |
| IC | Intervalo de confiança |
| UPM | Balança de Força de Radiação (<i>Ultrasound Power Meter</i>). |
| US | Ultrassom (<i>Ultrasound</i>) |
| PH | Phantom |
| RBE | Efeito biológico relativo (<i>Relative Biologic Effect</i>). |
| TD | Dose térmica (<i>Thermal Dose</i>) |
| TI | Índice térmico (<i>Thermal Index</i>). |
| TOF | Tempo de voo (<i>Time-of-Flight</i>) |
| TUS | Ultrassom terapêutico (<i>Therapeutic Ultrasound</i>) |

I CAPÍTULO 1. GENERALIDADES

Neste capítulo será dada uma breve visão geral do trabalho, o contexto em que se insere, assim como os objetivos pretendidos.

I.1 INTRODUÇÃO

As tecnologias ultrassônicas apresentaram um grande desenvolvimento, a partir de 1950, ano em que foi construído o primeiro sistema ultrassônico de uso clínico. Na última década e meia desenvolveram-se, com grande relevância, novas técnicas para usos terapêuticos (diatermia e hipertermia). Este grande crescimento das terapias ultrassônicas, tanto em número como em importância, se deve principalmente ao seu baixo custo e portabilidade [1].

Os estudos iniciais sobre segurança biológica da radiação ultrassônica buscaram basicamente estabelecer limites de intensidade de campo que não causassem danos aos tecidos, quer pela pressão exercida ou pelo aquecimento provocado [2] [3]. As aplicações terapêuticas, em especial no campo da Fisioterapia, são práticas bem estabelecidas, entretanto a literatura ainda indica que as evidências biofísicas são insuficientes para comprovar a eficácia do uso terapêutico. Essa falta de evidências tem múltiplas causas, indo desde a complexidade dos quadros patológicos às limitações metodológicas dos estudos clínicos, incluindo fatores técnicos [4]-[7].

Uma das variáveis importantes para o estudo da eficácia da terapia por ultrassom é a temperatura. Esta deve ser elevada ao ponto de promover benefícios para o paciente, sem, contudo, provocar danos (morte celular) aos tecidos irradiados. Desde o início, este problema se apresenta complexo, pois o feixe de ultrassom não é espacialmente homogêneo, apresentando diferentes níveis de intensidade de campo, que, por sua vez, geram diferentes taxas de aquecimento em cada ponto do

tecido. Assim, o conhecimento da distribuição de temperatura em um tecido biológico gerada pela irradiação ultrassônica é de grande relevância para avaliação da eficácia e segurança da ultrassonoterapia.

A medição da distribuição de temperaturas “*in vivo*” apresenta uma série de dificuldades. Alguns estudos experimentais utilizaram termopares colocados no tecido biológico [7]-[12]. Outros estudos propõem a reconstrução do campo térmico de forma não invasiva [13]-[17]. Em todos os casos as conclusões são muito específicas, sugerindo que não é possível controlar todas as variáveis envolvidas [2], [4], [5], [7], [10], [14].

De uma forma geral, os métodos não invasivos de mapeamentos térmicos em tecidos biológicos estão centrados em ressonância magnética (MRI), radiometria por micro-ondas e tomografia por impedância. Existem também métodos qualitativos de mapeamento de temperatura, sendo, o de cristais líquidos colestéricos, um dos mais recentes.

Uma alternativa importante para a medição de temperaturas “*in-vivo*” ou “*in-vitro*” é a utilização de *phantoms* de tecidos biológicos, que, apesar de terem limitações, como por exemplo, não apresentar perfusão sanguínea, são amplamente utilizados [15], [16], [18]-[30], já que permitem o controle de variáveis importantes.

Existem razões relevantes, tanto básicas quanto clínicas, para estudar a geração de campos térmicos devido à absorção do ultrassom (US) em tecidos biológicos. O desenvolvimento de modelos teóricos assim como métodos para o estudo do campo térmico gerado por transdutores ultrassônicos é um tema atual e de grande utilidade para a validação de terapias. Atualmente todos os modelos biotérmicos assumem que a absorção de energia ultrassônica – que gera incremento da temperatura no tecido – é dada pelo coeficiente clássico de atenuação ($\alpha = \alpha_A + \alpha_S$, onde α_A e α_S são os coeficientes de absorção e espalhamento, respectivamente), considerando que a contribuição do espalhamento é desprezível ($\alpha \approx \alpha_A$). Não se encontrou na literatura nenhum estudo avaliando a validade dessa suposição. É importante conhecer as eventuais limitações desta suposição, pois a mesma tem impacto no termo fonte dos modelos biotérmicos ([31]-[34]) assim como no cálculo da chamada dose térmica.

I.2 OBJETIVOS

O objetivo geral deste trabalho é avaliar o papel exercido pelo espalhamento do ultrassom quando se estuda aquecimento de meios, em especial os biológicos e que impactos teria nos modelos teóricos de aquecimento biotérmico e na dose térmica.

Os objetivos específicos podem ser resumidos em:

- Estudar e implementar modelos de simulação para a geração do campo térmico por transdutores ultrassônicos de Fisioterapia em meios homogêneos sem espalhadores ($\alpha=\alpha_A$) e com espalhadores ($\alpha=\alpha_A+\alpha_S$), a fim de investigar a contribuição do espalhamento, em especial no termo fonte de tais modelos.
- Desenvolver uma metodologia experimental para estimar campos de temperatura em *phantoms* e tecidos biológicos *ex-vivo* a fim de estimar a influência do espalhamento no padrão de aquecimento.
- Calcular a dose térmica a partir dos valores de temperatura simulados e experimentais em meios com e sem espalhadores.
- Propor eventuais modificações/adequações no modelo teórico biotérmico a fim de levar em conta a influência dos espalhadores.

I.3 ESTADO DA ARTE

A literatura relacionada com a presente temática ainda é escassa e são poucos os trabalhos que abordam a modelagem, simulação computacional e a medição do campo térmico em hipertermia/diatermia. Ainda mais reduzido é o número dos trabalhos que analisam modelos não lineares do campo de US na equação biotérmica (*Bioheat*). Não foram encontrados, na literatura, trabalhos que considerem a variação dos coeficientes dos modelos térmicos em função da temperatura.

Há numerosa literatura em análise e simulação de campos ultrassônicos por transdutores de superfície circular, de baixa ou alta potência. Muitas vezes, estes campos são avaliados mediante aproximações do tipo Fresnel ou Fraunhofer. Para aplicações fisioterápicas e biomédicas em geral, o campo próximo e o fenômeno de difração associado ao tamanho do emissor desempenham um importante papel [30] [35]-[54]. São numerosos os autores que determinam e analisam os efeitos não lineares do campo de US em meios biológicos [55]-[72], porém, são poucos os que relacionam este fenômeno com a geração de calor e variação das propriedades dos tecidos [73]-[80].

Com respeito à hipertermia terapêutica, existe uma extensa gama de artigos que vão desde a geração focalizada de calor, provocando campos de temperatura bem definidos, até a hipertermia generalizada em todo o corpo. São várias as técnicas empregadas. Entre as mais destacadas se encontram: micro-ondas, ultrassom, ondas de radiofrequência, cobertores de água ou de ar aquecido e bobinas indutivas [81]-[95]. Todos enfocam a hipertermia para tratamento do câncer e não dão atenção a outras aplicações terapêuticas. É com este mesmo enfoque a técnica de MRI (que é de alto custo) é aplicada para mapear, monitorar e estimar a temperatura.

Há uma abordagem diferente para a estimação de temperatura, mas adequada a aplicações fisioterapêuticas, que também pode ser muito útil à hipertermia. A técnica consiste em estimar a temperatura a partir das mudanças que esta provoca nos coeficientes de expansão térmica dos tecidos, causando variações na velocidade de propagação do ultrassom e nos coeficientes de atenuação e/ou retroespalhamento [31], [96]-[99].

Por outro lado, os trabalhos que tratam de meios multicamadas somente consideram a propagação de ida e não consideram o peso das reflexões na geração de calor, além disso, consideram constantes os coeficientes intervenientes em cada camada. Há pouca literatura relacionada ao mapeamento de campos térmicos em meios com multicamadas, levando em conta as reflexões [100]-[114].

A absorção é reconhecida como o principal fator a considerar no modelo de geração de calor [115], entretanto o espalhamento impõe um aumento no caminho percorrido pelo ultrassom e, portanto, modifica a absorção efetiva. Por esta razão é

necessária uma análise da influência do espalhamento na absorção das ondas de ultrassom nos tecidos.

Alguns pesquisadores começaram a mencionar a necessidade de considerar o espalhamento para a determinação adequada dos índices térmicos [31], [116].

I.4 METODOLOGIA

Na primeira etapa deste trabalho foi feita a modelagem do campo térmico gerado por transdutores ultrassônicos circulares. Foram escolhidas as equações de Rayleigh–Sommerfeld para o campo de ultrassom e a equação biotérmica, para a difusão de calor. Foram modeladas duas camadas homogêneas (com diferentes coeficientes de absorção), evoluindo para a colocação de estruturas espalhadoras (buscando se aproximar do caso real em aplicações de Fisioterapia). Os phantoms foram feitos e utilizados para compreender a física básica da propagação de calor e o efeito dos espalhadores na composição do aquecimento global. Para o desenvolvimento do presente trabalho se consideram os seguintes passos:

- Simulação do campo de radiação de ultrassom gerado por transdutores piezoelétricos de ultrassom em Fisioterapia, quando excitados em modo contínuo e com intensidades adequadas para diatermia.
- Realização do mapeamento do campo de radiação de ultrassom gerado por transdutores piezoelétricos de ultrassom em Fisioterapia, quando excitados em modo contínuo (CW), utilizando distintos métodos, incluindo hidrofone tipo agulha e acústico-ótica. São comparados os resultados experimentais com as simulações numéricas.
- Elaboração de phantoms para simular propriedades dos meios homogêneos utilizados no mapeamento térmico, com ênfase às seguintes propriedades: velocidade de propagação, coeficientes de atenuação e absorção, espalhamento, calor específico, condutividade térmica e densidade do meio.
- Análise do espalhamento de ultrassom gerado por diferentes phantoms e verificação de sua possível influência na geração de pontos quentes.
- Mapeamento do campo térmico gerado por ultrassom a partir de uma matriz linear de termopares. Comparar os resultados experimentais com as simulações numéricas. Os métodos mais usados para a simulação numérica são por

diferenças finitas ou elementos finitos [31], [99], [100], [115], sendo o primeiro o que será usado neste trabalho.

I.5 ORGANIZAÇÃO DA TESE

Esta tese aborda a pesquisa realizada nos laboratórios de ultrassom da Universidade Federal do Rio de Janeiro, LUS (Laboratório de Ultrassom) e da Facultad de Ciencias/Universidad de la República, LAU (Laboratorio de Acústica Ultrasonora).

O Capítulo 2 descreve os fundamentos teóricos para apoiar esta investigação. O modelo numérico é dado no Capítulo 3. As metodologias e os resultados experimentais são descritos no Capítulo 4. Em seguida, o Capítulo 5 discute os resultados experimentais obtidos no capítulo anterior. Finalmente, as conclusões e sugestões para futuros trabalhos são apresentadas no Capítulo 6.

II CAPITULO 2. FUNDAMENTO TEÓRICO

Neste capítulo, serão tratados os fundamentos teóricos básicos relacionados à temática do trabalho. Primeiramente, será apresentado o modelo biotérmico dado por Pennes, obtendo sua solução analítica e assim analisar o comportamento de cada um dos parâmetros. A seguir, apresenta-se a solução analítica do modelo biotérmico considerando fonte térmica, dando o esquema do algoritmo empregado. Finalmente, são descritos os fundamentos do livre caminho médio de espalhamento quando uma onda se propaga em um meio espalhador, e o conceito da dose térmica, parâmetro que considera a efetividade do tratamento.

II.1 GENERALIDADES

Uma onda de ultrassom proveniente de um transdutor localizado no exterior do corpo tem que se propagar através de diferentes camadas de tecido (incluindo a pele, a gordura subcutânea, muscular), antes de chegar ao local de tratamento desejado (diatermia) ou dentro do órgão alvo (hipertermia). Em cada interface do tecido, uma parte da energia transportada pela onda sonora é refletida, enquanto que o restante da energia é transmitido. O coeficiente de transmissão depende da diferença da impedância acústica, Z , (definida como o produto da densidade ρ e velocidade do ultrassom, v_s) entre as duas camadas de tecido. Com exceção de gordura e osso, os tecidos do corpo humano têm propriedades acústicas semelhantes às da água. Portanto, o meio aquoso é ótimo para a transmissão de energia ultrassônica dentro do corpo, e as reflexões nas interfaces de tecido são geralmente fracas. Além disso, quando o ultrassom se propaga através de uma camada de tecido, as flutuações de pressão induzem movimento de cisalhamento do tecido em nível microscópico, o que resulta no aquecimento por atrito. Parte da energia mecânica transportada pela onda incidente é convertida em calor por absorção (fundamentalmente a viscosidade e relaxação). Em um meio não homogêneo, com pequenas regiões com diferentes propriedades acústicas, a onda incidente se espalhará em todas as direções, provocando uma perda de intensidade acústica no sentido da propagação original do som. A perda de energia acústica incidente num meio é caracterizada por seu

coeficiente de atenuação, α dado pela soma dos coeficientes de absorção, α_A e de espalhamento, α_S .

A transferência de calor no sistema vivo tem papel importante em muitos processos fisiológicos, pois afeta a temperatura e sua distribuição espacial nos tecidos. Os avanços na investigação da transferência biotérmica colaboraram enormemente no desenvolvimento de diversas áreas, como a hipertermia aplicada à terapia de câncer, termografia, cirurgia criogênica, diatermia aplicada à fisioterapia, etc. [117], [118].

O requisito essencial para a análise quantitativa da transferência biotérmica é compreender efetivamente e modelar o mecanismo de transferência da massa (sanguíneo) e a energia no sistema biológico. Em geral, o transporte de energia térmica nos tecidos vivos é um processo complicado que envolve múltiplos mecanismos, a condução, convecção, radiação, metabolismo interno, evaporação, variação de fase e a intrínseca regulação da temperatura.

Ademais, a substancial diferença entre os tecidos vivos e os materiais não biológicos (*phantoms*) é o efeito da perfusão sanguínea sobre o campo de temperatura, que varia entre os diferentes tecidos e órgãos, com ou sem doenças associadas. Por conseguinte, é muito difícil desenvolver modelos gerais aplicáveis para descrever o processo de transferência de calor de forma exata, e a maioria das equações biotérmicas propostas são altamente complexas.

Em geral, a complexidade das equações de transferência biotérmica dificulta obter suas soluções analíticas. Muitas das equações podem ser resolvidas unicamente por métodos numéricos. Entretanto, as soluções analíticas destas equações, quando possível, são de grande transcendência no estudo da transferência biotérmica porque, além de refletirem a verdadeira característica física das equações, também podem ser empregadas como padrões para verificar os resultados correspondentes à solução numérica.

Várias técnicas foram propostas para se obter as soluções analíticas das equações e durante os últimos 60 anos, investigadores desenvolveram vários modelos com visões diferentes; desde modelos que envolvem esfriamento até aqueles que envolvem aquecimento eletromagnético. Porém, todos estes estão inspirados no

modelo dado por Pennes. Existe uma ampla variedade de trabalhos que vão desde os que apresentam e discutem as soluções para modelos de tecido vivo esfriando a superfície da pele [119] até aqueles que resolvem a equação não linear para tratamentos de hipertermia com micro-ondas [120].

Nesta seção estão apresentados os métodos analítico para se obter a solução da equação de transferência biotérmica. Deduz-se a solução analítica geral em coordenadas cilíndricas (por simplicidade) para o modelo unidimensional em estado estacionário para o tecido vivo, adotando a adequada equação de transferência biotérmica. Em seguida é apresentado o modelo numérico empregado, iniciando com o unidimensional até tridimensional, considerando a fonte de energia ultrassônica.

II.2 FORMULAÇÕES DOS MODELOS DE TRANSFERÊNCIA BIOTÉRMICA

Foram revisados nove modelos térmicos na formulação da transferência de calor em tecidos vivos. São apresentados os conceitos e as fórmulas presentes em alguns deles. Todos estão baseados no modelo original dado por Pennes, e dão atenção especial ao termo associado à perfusão. Em todos eles o termo fonte considerado é o calor metabólico.

II.2.1 MODELO DE PENNES

A primeira relação matemática que descreveu a transferência de calor entre sangue e tecido é apresentada por Pennes, em 1948. O modelo de Pennes [13] para descrever o equilíbrio de energia metabólica de tecido e perfusão sanguínea em um tecido vivo é projetado originalmente para prever campos de temperatura no antebraço humano. Por simplicidade de análise, Pennes fez três suposições: (a) a taxa de produção de calor através de tecido, (b) o fluxo de volume de sangue por unidade de volume do tecido por segundo e (c) o tecido condutividade térmica, são considerados uniformes ao longo do antebraço.

Ainda que o modelo biotérmico de Pennes tenha sido desenvolvido para o antebraço humano, pode ser usado para calcular a taxa de transferência de calor

quantitativamente em qualquer tecido com perfusão. Foi adotado por muitos autores que desenvolveram modelos matemáticos de transferência de calor em tecidos vivos, de forma que passou a ser conhecido como a equação de transferência bio-térmica. A partir da medida da temperatura do antebraço humano, Pennes analisou quantitativamente as temperaturas do sangue arterial braquial e do tecido e avaliou a aplicabilidade de teoria de fluxo de calor ao antebraço em termos de taxa local de produção de calor de tecido e fluxo de volume sanguíneo. A principal contribuição teórica de Pennes é que a taxa de transferência de calor entre sangue e tecido é proporcional ao produto da taxa volumétrica de perfusão e a diferença entre a temperatura do sangue arterial e a temperatura do tecido local. Como não era certo o equilíbrio térmico entre sangue capilar e tecido circundante, supôs as condições físicas da circulação capilar em equilíbrio quase completo. De acordo com a suposição de que a temperatura de sangue arterial é uniforme ao longo do tecido, o balanço de energia térmica para tecido perfundido é expresso na forma seguinte:

$$\rho_t c_t \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla \cdot (k_t \nabla T) + \rho_b \omega_b c_b (T_a - T) + q_{met}, \quad (2.2.1)$$

onde ρ e c a densidade, c o calor específico, k_t a condutividade térmica, os subscritos t e b se referem ao tecido e sangue respectivamente, T é a temperatura, q_{met} o calor metabólico, ω_b a taxa de perfusão sanguínea e T_a a temperatura arterial. Os quatro termos representam armazenamento de energia térmica, difusão de energia térmica, condução de calor (perfusão de energia de sólidos através de líquidos, principalmente através de sangue) e geração de calor metabólico.

II.2.2 MODELO DE MITCHELL E MYERS

Mitchell e Myers [121] descreveram o balanço de energia térmica em uma extremidade de um animal considerando o mecanismo contracorrente de intercâmbio de calor. O padrão de intercâmbio de calor contracorrente pode ser dividido em três componentes individuais de energia, seguindo a lei de conservação de energia: intercâmbio de calor contracorrente entre artéria e veia e a troca de calor da artéria e a veia com seu respectivo tecido circundante. Para tal estudo foram consideradas as seguintes suposições: (a) as temperaturas dos fluxos arteriais e venosos só variam com a distância na direção de fluxo, (b) as condutâncias térmicas entre artéria e veia, artéria e ambiente e veia e ambiente são independentes de distância ao longo

do membro, (c) as taxas de fluxo de massa dos fluxos arteriais e venosos são iguais e constantes com distância, (d) a energia térmica gerada pelo metabolismo é pequena comparada ao termo de transferência de calor, (e) se o membro está em repouso; temperaturas e taxas de fluxo não mudam com o tempo, (f) as propriedades térmicas do sangue e tecido eram constantes.

As equações do modelo estão definidas a seguir:

Equação de energia de fluxo arterial é:

$$\dot{m}c \frac{dT_a}{dx} + (UA')_t (T_a - T_v) + (UA')_a (T_a - T_\infty) = 0. \quad (2.2.2)$$

Equação de energia de fluxo venoso é:

$$\dot{m}c \frac{dT_v}{dx} + (UA')_t (T_v - T_a) + (UA')_v (T_v - T_\infty) = 0. \quad (2.2.3)$$

As condições de contorno na temperatura são:

$$T_a = T_0 \quad em \quad x = 0 \quad (2.2.4)$$

$$T_a = T_v \quad em \quad x = L$$

onde U é a condutância térmica, A' a área de transferência do calor por unidade de comprimento, $T_v - T_a$ a diferença de temperatura que causa o fluxo de calor, T as temperaturas e os sobrescritos a e v se referem a artéria e veia. Mitchell e Myers encontraram que o efeito de contracorrente fica mais significativo quando a taxa do fluxo sanguíneo diminui.

II.2.3 MODELO DE KELLER E SEILER

Keller e Seiler [122] se dedicaram aos fenômenos de transferência de calor da região subcutânea. A região de interesse foi dividida em duas: um centro isotérmico e uma região periférica onde a temperatura só varia na direção normal à superfície da pele. Incorporaram o intercâmbio de calor contracorrente e também uma equação de conservação de energia para o tecido circundante que se acopla com equações da artéria e da veia. Keller e Seiler encontraram que a transferência de calor crescente na região subcutânea era induzida pela taxa de perfusão capilar e o decrescente esfriamento arterial.

II.2.4 MODELO DE WULFF

Wulff examinou o termo de perfusão do modelo de Pennes e mostrou três inconsistências na equação biotérmica de Pennes [123].

Vários pesquisadores têm questionado a validade dos pressupostos fundamentais da equação biotérmica. Wulff (1974) foi um dos primeiros que criticavam diretamente os pressupostos do modelo Pennes. Já que o sangue poderia ter convecção de calor em qualquer direção, Wulff assumiu que a transferência de calor entre o fluxo de sangue e do tecido deve ser modelado como proporcional à diferença de temperatura entre eles, em lugar que entre as duas temperaturas do sangue (temperatura do sangue que entra e saída do tecido). Assim, o fluxo de energia, em qualquer ponto do tecido se expressaria por:

$$q = -k\nabla T + \rho_b h_b v_h,$$

onde v_h é a velocidade média local, e T é a temperatura do tecido. A entalpia específica da h_b sangue é dada por:

$$h_b = \int_{T_0}^{T_b} c_p T_b^* dT_b^* + \frac{P}{\rho_b} + \Delta H_f (1 - \phi),$$

onde P é a pressão do sistema, ΔH_f é a entalpia específica da reação metabólica, e ϕ é a extensão da reação, respectivamente.

O balanço de energia, negligenciando o termo trabalho mecânico P/ρ_b , estabelecendo a divergência de $\rho_b h_b v_b$ para zero, e assumindo propriedades físicas constantes da seguinte forma:

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} = k\nabla^2 T - \rho_b v_h (c_p \nabla T_b - \Delta H_f \nabla \phi).$$

Wulff (1974) assume que T_b é equivalente à temperatura do tecido T , porque o sangue na microcirculação está em equilíbrio térmico com o tecido circundante. Então uma forma definitiva da equação biotérmica derivada por Wulff (1974) é:

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} = k\nabla^2 T - \rho_b v_h c_p \nabla T + q_m. \quad (2.2.5)$$

II.2.5 MODELO DE CHEN E HOLMES

Aplicando o conceito de controle de volume, Chen e Holmes [124] modelaram o volume de tecido com perfusão tratado como uma combinação do subvolume sólido e o subvolume vascular ocupado pelo sangue. Eles acharam que as temperaturas sanguíneas das arteríolas precapilares, vasos capilares e vênula eram essencialmente iguais às temperaturas de tecido sólido. Em outras palavras, o equilíbrio entre sangue e tecido já aconteceu antes do vaso capilar e não somente no vaso capilar, previamente sugerido por Pennes. As equações de energia do sangue e tecido devem ser descritas individualmente por duas equações diferentes. Além disso, sugeriram que o termo perfusão (quantidade contínua) devesse estar baseado nas taxas de fluxo de sangue e nas temperaturas do sangue. Também consideraram a contribuição do fluxo de sangue da microvascularidade como uma velocidade de perfusão de sangue local e a condutividade térmica efetiva. A equação de Chen e Holmes pode ser expressa na forma:

$$\rho_t c_t \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla \cdot (k_t \nabla T) + \rho_b c_b W^* (T_a^* - T) - \rho_b c_b u_p \cdot \nabla T + \nabla \cdot k_p \nabla T + q_{met}, \quad (2.2.6)$$

onde W^* é a taxa de perfusão, u_p representa o vetor fluxo de volume líquido do sangue que penetra a unidade de área da superfície de controle, k_p é a condutividade da perfusão e os subscritos t e b se referem a tecido e sangue, respectivamente.

II.2.6 MODELO DE WIENBAUM, JIJI E LEMONS

O modelo consiste em seccionar o tecido biológico em camadas paralelas à superfície da pele para determinar detalhadamente a variação da geometria vascular em função de profundidade de tecido. A partir de suas observações, propuseram três camadas com modelo de transferência de calor associado às características diferentes de estruturas anatômicas. Partindo da superfície da pele para o tecido profundo, os três modelos conceituais de camada simplificada são a veia cutânea próxima à superfície, a troca de contracorrente e o cilíndrico tecido vascular. Os três camadas são:

II.2.6.1 CAMADA DE TECIDO PROFUNDO

A camada de tecido profundo começa na ramificação inicial dos terminais arteríola-vênulas onde os vasos contracorrente são tipicamente 300µm em diâmetro e têm um espaçamento de cerca de 1 cm entre vizinhos.

II.2.6.2 CAMADA INTERMEDIÁRIA

Na camada intermediária, os vasos pareados separados, formam uma rede aproximadamente periódica de vasos terminais transversais igualmente espaçados. A artéria terminal transversal é representada como uma linha fonte e a veia terminal transversal como uma linha sumidoura de calor.

II.2.6.3 CAMADA CUTÂNEA

É assumido que a distribuição de temperatura nesta camada é unidimensional, variando com a distância normal à pele. Esta camada é subdividida em duas regiões: região interna, que contém o plexo cutâneo, e a região exterior, que só contém vasos menores termicamente insignificantes do plexo arterial e venoso.

Os autores descobriram que a condução na camada de tecido cutâneo é o mecanismo de transferência de calor dominante e a perfusão de sangue faz um papel insignificante, e na camada de tecido profundo o intercâmbio de calor contracorrente é o mecanismo dominante de transferência de calor. Além disso, eles sugeriram que, na equação biotérmica, o termo de perfusão sanguínea tenha que ser substituído por uma descrição simplificada do mecanismo de intercâmbio de contracorrente incompleto.

II.2.7 MODELO DE WEINBAUM E JIJI

Weinbaum e Jiji propuseram que os efeitos produzidos pelo intercâmbio de contracorrente e pelo sangue capilar seriam uma transferência de calor no tecido local e deduziram um termo de condutividade em termos da geometria vascular local e velocidade de fluxo devido a significativa convecção contracorrente.

II.2.8 MODELO DE WIENBAUM, XU, ZHU E EKPENE

Os autores [1] usam a unidade básica de tecido de músculo de esqueleto sugerida por Myrhage e Eriksson [126] para descrever o efeito de perfusão sanguínea na transferência de calor de tecido local. Acreditam que a transferência de calor total no tecido muscular cilíndrico circundante aos vasos secundários é determinada calculando-se a diferença de temperatura entre a artéria e veia contracorrente. Consideraram a perda “liquida” de calor no tecido por intercâmbio de contracorrente incompleto (intercâmbio entre os vasos e tecido circundante), também usaram a descrição simplificada da arquitetura microvascular.

II.2.9 MODELO POROSO

Shih et al. [127] propuseram que a transferência de calor em tecidos vivos, incluindo o fluxo sanguíneo do leito microvascular, poderia ser modelada resolvendo um problema conjugado com o conceito meio poroso. Este modelo contém um subdomínio sólido para o tecido e um subdomínio líquido para o sangue que se acoplam ao longo das condições limites comuns. O modelo empregado em cada subdomínio é o de Pennes. Define-se a porosidade como a razão do volume sanguíneo pelo volume total (tecido sólido + sangue líquido). Certos parâmetros, tais como porosidade, dependerão de fatores como a temperatura corporal e interação com o meio ambiente, mecanismos vasoconstritores e vasodilatadores. Estes parâmetros fisiológicos e outras constantes do modelo devem ser determinados experimentalmente. A escassez de dados experimentais a torna inaplicável, por enquanto, o modelo.

II.2.10 MODELO BIOTÉRMICO UTILIZADO: “MODELO DE PENNES”

Uma vez que se pretende analisar meios sem perfusão todos os modelos convergem para a equação original de Pennes que, portanto, será aqui estudada.

Em 1948, Pennes publicou a obra mais importante que descrevia o acoplamento matemático entre a transferência massiva dada pela perfusão sanguínea e a transferência térmica de calor. Pennes propôs um modelo para descrever os efeitos do metabolismo e perfusão sanguínea [13], descrito na Equação (2.2.1), onde q_{met} é

a geração de calor metabólico que se supõe estar distribuída homoganeamente em todo o tecido de interesse como uma taxa de deposição de energia por unidade de volume. Supõe-se que o efeito de perfusão sanguínea seja homogêneo e isotrópico, e que o equilíbrio térmico ocorra no leito capilar de microcirculação. A maior vantagem desse modelo é que o termo adicional de perfusão sanguínea assume que a transferência do calor de perfusão seja linear com a temperatura, facilitando a solução da equação. O termo da perfusão sanguínea proposto por Pennes é $\rho_b \omega_b c_b (T_a - T)(1 - \kappa)$, onde κ é o termo que considera a transferência térmica incompleta ao sangue perfundido. Para modelar o equilíbrio térmico completo entre o sangue e tecidos, na simulação, κ é assumido como zero (também assumida por Pennes e na maioria dos trabalhos). Até agora, se mostrou que a equação de Pennes é a equação de transferência biotérmica com mais êxito empregada para estas aplicações [128]. Estudos têm mostrado a solução temporal da equação biotérmica do modelo dado por Pennes, sem incluir um termo de fonte externa [129].

Conhecer a evolução da temperatura como função da posição é uma informação essencial para definir a colocação de sensores de temperatura na amostra. Quando um meio tem uma fonte de calor, com a passagem do tempo, a temperatura aumenta para atingir o estado estacionário. Baseados na equação de Pennes, o modelo matemático unidimensional para descrever a transferência de calor de tecidos vivos de geometria cilíndrica (por sua simplicidade e por acompanhar a geometria do feixe ultrassônico), no estado estacionário, é governado pela seguinte equação:

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{dT}{dr} \right) + \frac{\omega_b c_b}{k_t} (T_a - T) + \frac{q_m}{r} = 0 \quad (2.2.7)$$

O modelo apresenta simetria axial, as condições de fronteira são descritas como:

$$\begin{aligned} r = 0, \quad \frac{dT}{dr} &= 0 \\ r = R, \quad -k_t \frac{dT}{dr} &= h_A (T - T_\infty), \end{aligned} \quad (2.2.8)$$

onde, R é o raio do tecido em questão; h_A é o coeficiente de transferência de calor que considera ambos efeitos de convecção e radiação na superfície do tecido; T_∞ a temperatura ambiental.

II.3 SOLUÇÃO ANALÍTICA. CASO ESTACIONÁRIO

Para obter a solução analítica no caso estacionário, efetua-se uma transformação da Equação (2.2.7) e suas condições de contorno para torná-las adimensionais obtendo-se as seguintes expressões [129] [130].

$$r^* = \frac{r}{R}, \quad T^* = \frac{T - T_\infty}{T_a - T_\infty} \quad (2.3.1)$$

Então, substituindo (2.3.1) na Equação (2.2.7) resulta:

$$\frac{1}{r^*} \frac{d}{dr^*} \left(r^* \frac{dT^*}{dr^*} \right) + \frac{\omega_b c_b R^2}{k_t} (1 - T^*) + \frac{q_m R^2}{k(T_a - T_\infty)} = 0 \quad (2.3.2)$$

Aqui, os parâmetros adimensionais e as variáveis são definidos como:

$$\omega_b^* = \frac{\omega_b c_b R^2}{k_t}, \quad q_m^* = \frac{q_m R^2}{k(T_a - T_\infty)}, \quad h_A^* = \frac{h_A R}{k_t} \quad (2.3.3)$$

Portanto, a equação original dimensional (2.2.7) e as condições de fronteira (2.2.8) podem ser reescritas como:

$$\frac{d}{dr^*} \left(r^* \frac{dT^*}{dr^*} \right) + \omega_b^* T^* + (\omega_b^* + q_m^*) = 0 \quad (2.3.4)$$

e

$$\begin{aligned} r^* = 0, \quad \frac{dT^*}{dr^*} &= 0 \\ r^* = 1, \quad \frac{dT^*}{dr^*} &= -h_A^* T^* \end{aligned} \quad (2.3.5)$$

Ademais, para padronizar a equação se assume:

$$A = \omega_b^* + q_m^*, \quad B = \omega_b^*, \quad \Phi = A - BT^*. \quad (2.3.6)$$

Substituindo (2.3.6) na Equação (2.3.4), obtém-se:

$$\frac{d^2 \Phi}{dr^{*2}} + \frac{1}{r^*} \frac{d\Phi}{dr^*} - B\Phi = 0. \quad (2.3.7)$$

A Equação (2.3.7) é a equação diferencial de Bessel modificada de ordem zero, cuja solução geral pode ser expressa como:

$$R(z) = c_1 I_\nu(z) + c_2 K_\nu(z), \quad (2.3.8)$$

onde, I_ν e K_ν são as funções de Bessel modificadas de primeira e segunda espécie respectivamente e c_1, c_2 são constantes arbitrárias a determinar. Para determinar se a solução analítica pode ser expressa por funções de Bessel, a Equação (2.3.7) deve ser comparada com a equação de Bessel generalizada da seguinte maneira:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 R}{dx^2} + \left[\frac{1-2m}{x} - 2\alpha \right] \frac{dR}{dx} + \\ + \left[p^2 a^2 x^{2p-2} + \alpha^2 + \frac{\alpha(2m-1)}{x} + \frac{m^2 - p^2 v^2}{x^2} \right] R = 0. \end{aligned} \quad (2.3.9)$$

A solução correspondente da Equação (2.3.9) é

$$R = x^m e^{\alpha x} \left[c_1 J_\nu(ax^p) + c_2 Y_\nu(ax^p) \right], \quad (2.3.10)$$

onde, J_ν e Y_ν são as funções de Bessel de primeira e segunda espécie respectivamente. As constantes c_1, c_2 são arbitrárias e podem ser obtidas de acordo com as condições de fronteira dadas. O resultado da comparação entre as equações (2.3.11) (2.3.7) e (2.3.9) gera $\alpha=0, m=0, p=1, a^2=-B$

Por conseguinte, a solução da Equação (2.3.7) pode-se expressar como:

$$\Phi = \left[c_1 I_0(\sqrt{B} r^*) + c_2 K_0(\sqrt{B} r^*) \right]. \quad (2.3.12)$$

Substituindo (2.3.12) em (2.3.6), a solução para $T^*(r^*)$, pode ser escrita como:

$$T^* = \frac{\omega_b^* + q_m^*}{\omega_b^*} - \left[\frac{c_1}{\omega_b^*} I_0(\sqrt{\omega_b^*} r^*) + \frac{c_2}{\omega_b^*} K_0(\sqrt{\omega_b^*} r^*) \right]. \quad (2.3.13)$$

O próximo passo é determinar os valores das duas constantes arbitrárias c_1 e c_2 . De acordo com as características da equação de Bessel, quando $z=0, I_1(0)=0$ e $K_1(0) \rightarrow \infty$. Considerando as condições de fronteira (2.3.5) e após operá-las resulta:

$$c_2 \equiv 0, \quad \frac{dT^*}{dr^*} = -\frac{c_1}{\omega_b^*} I_1(\sqrt{\omega_b^*} r^*).$$

Assim tem-se:

$$T^*(r^*) = \left(1 + \frac{q_m^*}{\omega_b^*}\right) \left[1 - \frac{I_o(\sqrt{\omega_b^*} r^*)}{I_o(\sqrt{\omega_b^*}) + \frac{\sqrt{\omega_b^*}}{h_A} I_1(\sqrt{\omega_b^*})} \right]. \quad (2.3.14)$$

A solução analítica para T é dada por:

$$T(r^*) = T_\infty + (T_a - T_\infty) \left(1 + \frac{q_m^*}{\omega_b^*}\right) \left[1 - \frac{I_o(\sqrt{\omega_b^*} r^*)}{I_o(\sqrt{\omega_b^*}) + \frac{\sqrt{\omega_b^*}}{h_A} I_1(\sqrt{\omega_b^*})} \right]. \quad (2.3.15)$$

II.3.1 APLICAÇÃO DA SOLUÇÃO ANALÍTICA DO MODELO DE PENNES

Aplicando a solução analítica obtida acima, Equação (2.3.15), pode-se obter em forma simples e com exatidão a distribuição de temperatura unidimensional do estado estacionário no interior dos tecidos *vivo* (cilíndricos), o que facilita as análises adicionais das características da transferência de calor.

Em particular os efeitos dos principais parâmetros térmicos sobre a distribuição da temperatura são evidenciados. Os valores dos parâmetros escolhidos do tecido muscular (com interface pele) são mostrados na Tabela II-1 [131] [132].

Tabela II-1 Parâmetros do tecido muscular (interface pele) e condições de contorno[131]

| ω_b | c_b | k_t | h_A | q_{met} | T_a | T_∞ |
|------------|---------------------------------|--------------------------------|-------------------------------------|------------|------------|------------|
| s^{-1} | $J.(kg \text{ } ^\circ C)^{-1}$ | $W.(m \text{ } ^\circ C)^{-1}$ | $W.(m^{-2} \text{ } ^\circ C)^{-1}$ | $W.m^{-3}$ | $^\circ C$ | $^\circ C$ |
| 3 | 3850 | 0,48 | 10,023 | 1085 | 37 | 25 |

Os resultados da solução analítica com respeito à influência da condutividade térmica, perfusão sanguínea, geração de calor metabólico e do coeficiente da transferência de calor sobre a distribuição de temperatura são mostrados nas Figura II-1 a Figura II-6 respectivamente.

II.3.1.1 ANÁLISE DA CONDUTIVIDADE TÉRMICA

Na Figura II-1, os resultados mostram que, dentro de certa faixa de distância radial, para uma condutividade térmica maior, a temperatura cai mais bruscamente na direção radial (melhor capacidade de transferir o calor). Entretanto, perto da condição de fronteira (pele), a temperatura, para a menor condutividade, cai mais bruscamente que a temperatura da maior condutividade. Este resultado é causado pelo efeito convectivo na condição de contorno. Em geral, estes efeitos não são muito notáveis já que a condutividade térmica é pequena nos tecidos biológicos.

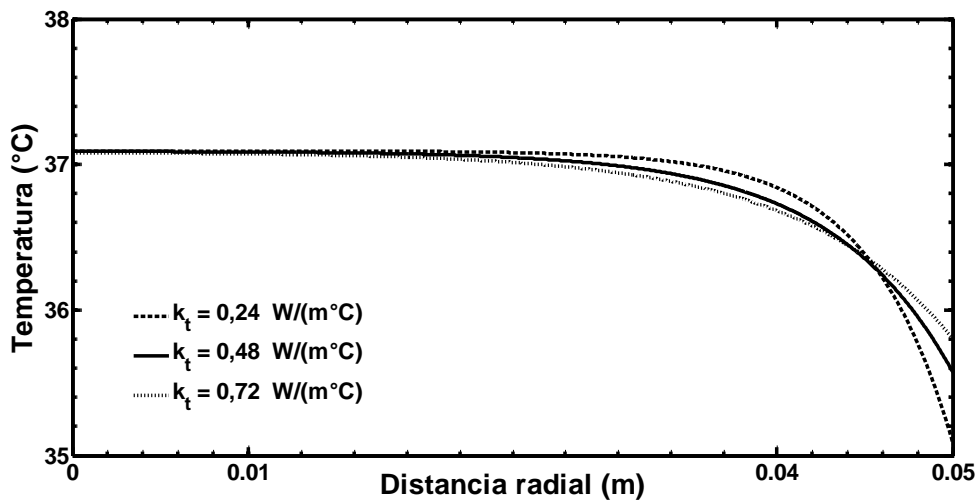


Figura II-1. Efeito da condutividade térmica no campo de temperatura (obtido a partir dos valores da Tabela II-1).

Se a condutividade é desprezível (tende a zero), observa-se que se impõe a temperatura dada pelo sistema sanguíneo (Figura II-2) como era de se esperar. A curva de temperatura para $k \rightarrow 0$ não alcança a condição de contorno ($r=0,0,5\text{m}$) devido à resolução numérica.

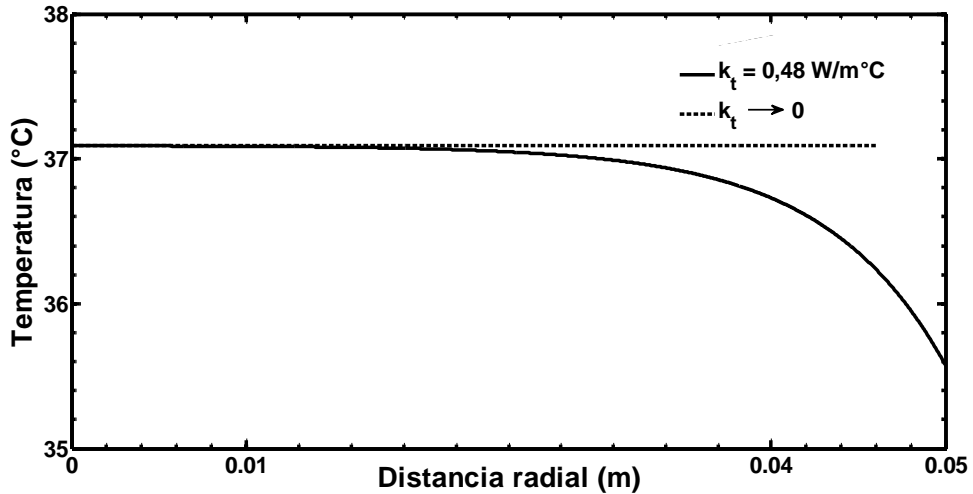


Figura II-2. Efeito da falta de condutividade térmica sobre o campo de temperatura (obtido a partir dos valores da Tabela II-1).

II.3.1.2 ANÁLISE DA PERFUSÃO SANGUÍNEA

O efeito de diferentes taxas de perfusão sanguínea sobre a distribuição de temperatura é ilustrado na Figura II-3. As curvas de temperatura mostram que o gradiente de temperatura na direção radial diminui ao crescer a perfusão sanguínea, resultado da maior taxa de distribuição de calor causado pela perfusão sanguínea. Ademais, as diferenças entre os efeitos de altas taxas de perfusão sobre as distribuições de temperatura se tornam menores.

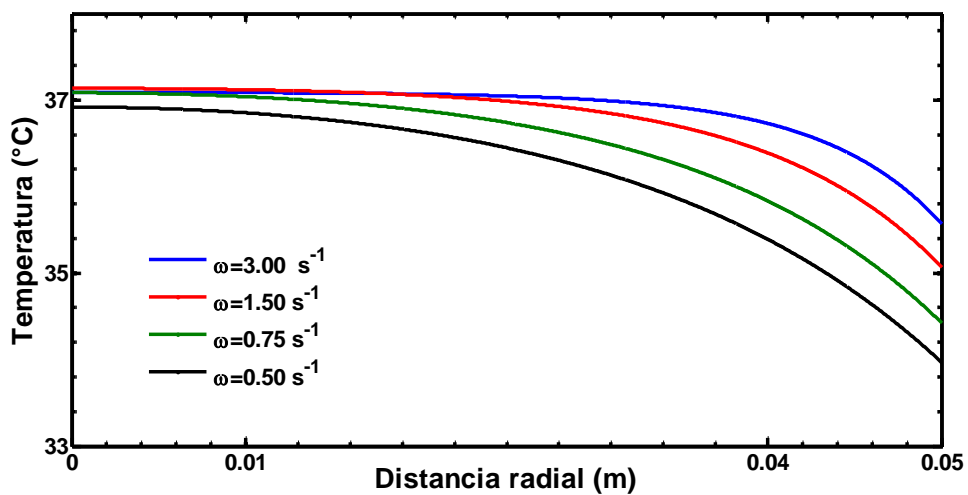


Figura II-3. Efeito da perfusão sanguínea sobre o campo de temperatura (obtido a partir dos valores dados na Tabela II-1).

Em comparação com o caso de não perfusão sanguínea, é óbvio que a existência de perfusão sanguínea afeta fortemente a distribuição de temperatura nos tecidos vivos como evidencia a Figura II-4.

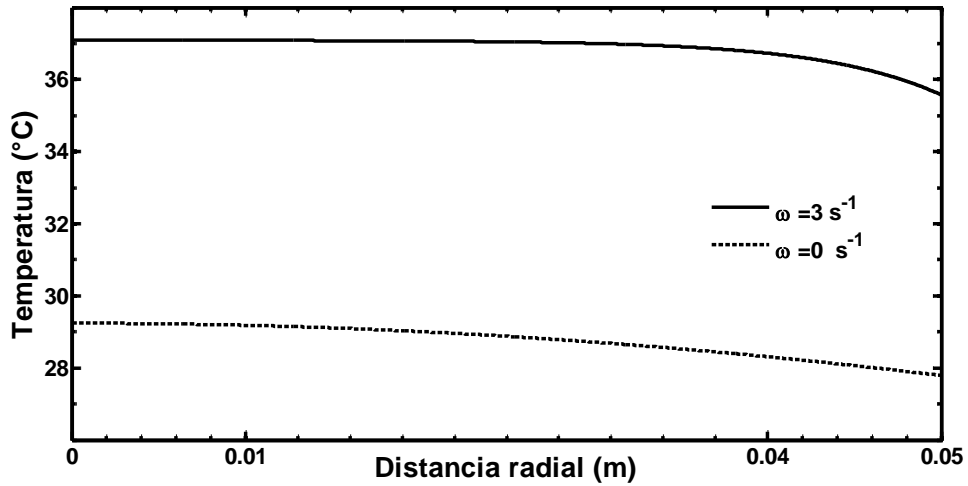


Figura II-4. Efeito da falta de perfusão sanguínea no campo de temperatura (obtido a partir dos valores dados na Tabela II-1).

II.3.1.3 ANÁLISE DA FONTE DE CALOR METABÓLICO

O efeito da geração metabólica de calor está apresentado na Figura II-5. As mudanças nos valores da geração de calor metabólico têm um efeito muito pequeno sobre a distribuição da temperatura.

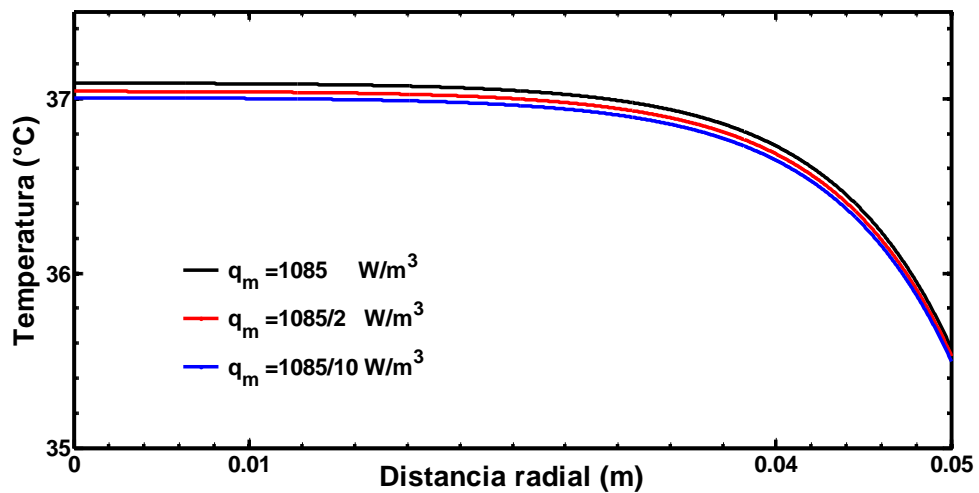


Figura II-5. Efeito da geração de calor metabólico sobre o campo de temperatura (obtido a partir dos valores dados na Tabela II-1).

O efeito é tão pequeno que se não se considera (caso de *phantoms*) a variação de temperatura (Figura II-6).

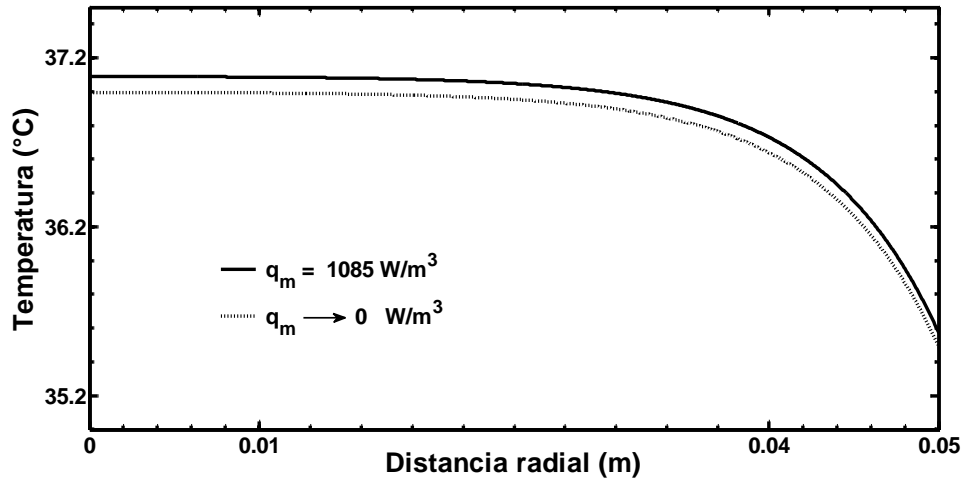


Figura II-6. Efeito da ausência de geração de calor metabólico sobre o campo de temperatura (obtido a partir dos valores dados na Tabela II-1).

II.3.1.4 ANÁLISE DO COEFICIENTE DE TRANSFERÊNCIA DE CALOR

Por último, as análises do coeficiente de transferência de calor (Figura II-7); como era de se esperar, para um maior coeficiente de transferência de calor, a temperatura diminui próximo da condição de contorno do tecido.

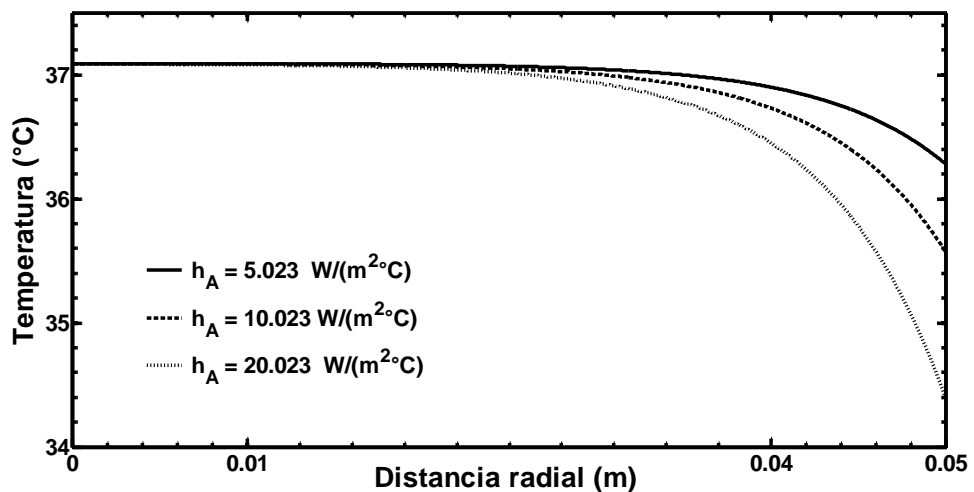


Figura II-7. Efeito do coeficiente de transferência de calor sobre o campo de temperatura (obtido a partir dos valores dados na Tabela II-1).

Se o coeficiente de transferência de calor é desprezível ($h_A \rightarrow 0$), a temperatura tende a manter-se no valor da temperatura arterial, porém, se é muito grande ($h_A \rightarrow \infty$) tende rapidamente ao valor do meio ambiente, como se mostra na Figura II-8.

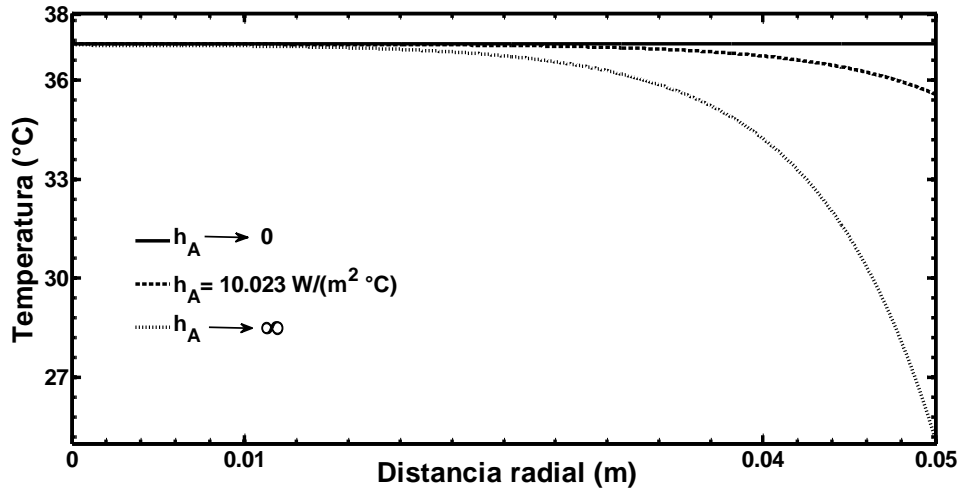


Figura II-8. Efeitos extremos do coeficiente de transferência de calor sobre o campo de temperatura (obtido a partir dos valores dados na Tabela II-1).

Em geral pode-se afirmar que a influência da taxa de perfusão sanguínea é mais importante que os outros parâmetros térmicos para a temperatura na parte central do tecido, enquanto que a mudança no coeficiente de transferência de calor resulta em variações de temperatura diferentes nas proximidades da superfície do tecido vivo e pode omitir-se o efeito da geração de calor metabólico.

Nas aplicações fisioterapêuticas do ultrassom, a taxa de calor originada pela energia absorvida na interação tecido/ultrassom, Q deve ser incorporada, modificando a Equação(2.2.1). Pode-se observar que o fator Q (valor constante independente da variável posição) não modifica a “forma” da solução analítica, só incrementa o valor da Temperatura. Neste caso o termo fonte da Equação(2.2.1) se torna:

$$Q' = Q + q_{\text{met}} \quad (2.3.16)$$

Em geral, nas aplicações terapêuticas $Q \gg q_{\text{met}}$, portanto, pode-se desprezar a taxa de calor metabólico. Seu valor depende da intensidade ultrassônica, densidade do meio e do coeficiente de absorção do meio, no qual se propaga o ultrassom. As intensidades ultrassônicas típicas variam em torno de 1 a $3 \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$, e podem utilizar

transdutores com diferentes ERA (*Effective Radiation Area*). Foi empregada, na simulação, uma ERA=3,5cm² (valor nominal comum aos aparelhos comerciais). A Figura II-9 mostra o resultado da solução analítica do campo de temperatura. Na simulação, além da ERA e intensidade, os outros dados são da Tabela II-1.

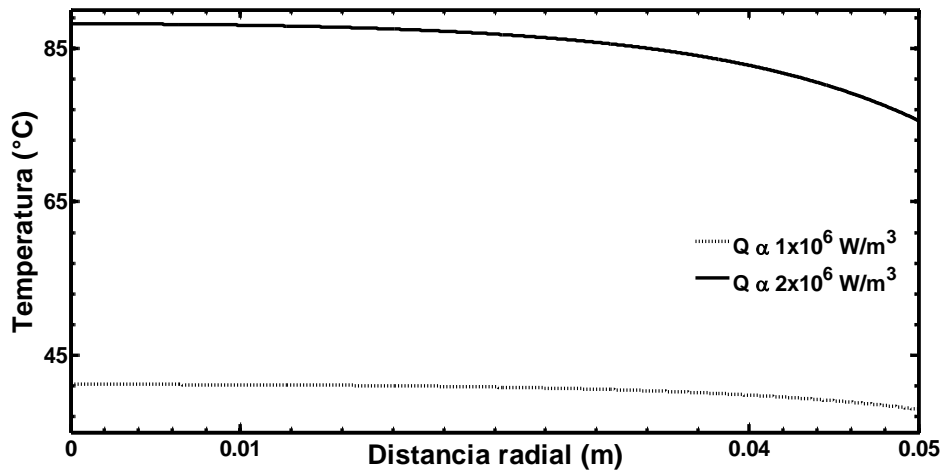


Figura II-9. Efeito do ultrassom no campo de temperatura (obtido a partir dos valores dados na Tabela II-1e do fabricante IBRAMED).

Em resumo, nessa seção foi obtida a solução analítica para a variação de temperatura na direção radial expressada nas funções de Bessel em ausência de fonte externa ou em presença de fonte constante. Os resultados dados pelas análises dos efeitos da condutividade térmica, a perfusão sanguínea, a geração de calor metabólico e o coeficiente da transferência de calor na distribuição de temperatura, indicam que a solução analítica obtida pode prover conhecimentos do comportamento térmico dos tecidos vivos, que são valiosos para a medição dos parâmetros térmicos, a reconstrução do campo de temperatura e para o diagnóstico e tratamento térmico. Em particular, no caso onde é nula a perfusão sanguínea (caso dos tecidos *ex-vivos* e *phantoms*), é conveniente que as medições das temperaturas ocorram dentro de uma distância radial de até 3 cm, pois, após este limite os efeitos da condutividade térmica, e do coeficiente de transferência de calor começam a ser notórios.

II.4 ESPALHAMENTO, LIVRE CAMINHO MÉDIO

A literatura indica que o campo de temperatura é influenciado por vários parâmetros, ao considerar tempos de aquecimento longos, como na terapia US [133],

[134]. Ao incidir uma onda de ultrassom em um meio biológico, esta sofre basicamente fenômenos de reflexão, transmissão, absorção e espalhamento.

Para conhecer a radiação espalhada de uma amostra macroscópica, é necessário considerar o espalhamento combinado a partir de um conjunto de pequenos elementos de volume espalhador que compõem o meio. No caso simples, onde uma amostra de tecido é “dividida” em um grande número de elementos de volume infinitamente pequeno, à medida em que a onda incide sobre os elementos de volume de tecido, será espalhada em diferentes direções. Se os elementos de volume de tecido situam-se aleatoriamente no espaço e separados um dos outros por distâncias grandes, eles irão se comportar como dispersores independentes. Isto é, haverá muito pouca interação entre as ondas espalhadas pelos diversos elementos de volume e a intensidade total da onda espalhada em uma direção dada será a soma das contribuições de cada um dos elementos de volume do sistema. Quando os elementos de volume de espalhamento estão suficientemente próximos uns dos outros, as interações independentes entre eles ainda ocorre (efeito cooperativo), entretanto, uma nova forma de interação passa a acontecer: a energia espalhada a partir de um elemento de volume encontra outro volume de espalhador e, subsequentemente, outros elementos de volume, isto é, haveria espalhamento múltiplo. Isto significa que cada elemento de volume é exposto ao US espalhado por todos os outros elementos de volume. Como consequência, a radiação espalhada por um elemento de volume será influenciada pelas ondas espalhadas da região circundante. Quando uma onda ultrassônica viaja através de um meio espalhador, uma parte dela forma uma onda coerente como resultado do conjunto de todas as possíveis configurações dos espalhadores. Esta onda coerente tem a propriedade de preservar a direção de propagação inicial e apresenta um decaimento exponencial da amplitude em função de profundidade que pode ser descrito pelo livre caminho médio de espalhamento (ℓ_s). A outra parte da onda original contribui à propagação incoerente [135]-[139].

A teoria de espalhamento simples (aproximação Born) não inclui a desordem de um meio [139]. Para analisar meios com certa desordem, deve-se empregar teorias de transporte, o que implica realizar médias na desordem. A primeira descrição possível seria estudar a propagação da onda coerente, ou seja, a parte da solução da equação de Green em um meio heterogêneo que surge ao se fazer uma média sobre

a desordem. Esta onda coerente se propaga com uma intensidade que diminui exponencialmente, com um coeficiente que pode ser utilizado para caracterizar ao meio.

Em um modelo “líquido-líquido”, a heterogeneidade pode ser descrita por uma dependência espacial da compressibilidade $\chi(\vec{r})$ e densidade $\rho(\vec{r})$. A equação de Green pode ser escrita como função de uma onda escalar monocromática (ω) e uma fonte pontual localizada em \vec{r}' [133], [140]:

$$\Delta G(\omega, \vec{r}, \vec{r}') + k^2(\omega, \vec{r})G(\omega, \vec{r}, \vec{r}') = -(\nabla \log \rho(\vec{r}) \cdot \nabla)G(\omega, \vec{r}, \vec{r}') + \delta(\vec{r} - \vec{r}'). \quad (2.3.17)$$

com $k^2(\omega, \vec{r}) = \omega^2/c_s^2(\vec{r})$, sendo $c_s(\vec{r})$ a velocidade com dependência espacial. Assim, as heterogeneidades se manifestam na dependência espacial da velocidade e gera um novo termo de origem. Pode-se definir o operador potencial, $V(\vec{r}) = k^2(\omega, \vec{r}) - k_0^2(\omega) - (\nabla \log \rho(\vec{r}) \cdot \nabla)$, onde $k_0 = \omega/c_0$ é o número de onda para o meio homogêneo, a solução da Equação (2.3.17) torna-se:

$$G(\omega, \vec{r}, \vec{r}') = G_0(\omega, \vec{r} - \vec{r}') + \int G_0(\omega, \vec{r} - \vec{r}_1) \times V(\vec{r}_1) G(\omega, \vec{r}_1, \vec{r}') d\vec{r}'. \quad (2.3.18)$$

$G_0(\omega, \vec{r} - \vec{r}_1)$ é a solução da equação de Green em meio homogêneo, no espaço K é escrita como:

$$G_0(\omega, \mathbf{K}) = \frac{1}{k_0^2(\omega) - k^2} \quad (2.3.19)$$

Equação (2.3.18) simplesmente indica que, dada uma fonte pontual em \vec{r}' , a amplitude do campo na posição \vec{r} é a soma da onda incidente e a onda espalhada. Esta última resulta da soma de todas as ondas espalhadas por heterogeneidades em \vec{r}_1 . A dificuldade reside no fato de que a onda incidente em cada \vec{r}_1 já inclui eventos de dispersão. A solução exata (Equação (2.3.18)) pode ser expandida substituindo a função de Green dentro da integral ($G(\omega, \vec{r}_1, \vec{r}')$) pela expressão a esquerda da equação ($G(\omega, \vec{r}, \vec{r}')$). Para muitas aplicações que envolvem ultrassom, é suficiente

usar a expansão de primeira ordem (“primeira aproximação de Born”), o que significa que a onda incidente em cada espalhador é o próprio campo incidente G_0 . Para meios biológicos, com a frequência ultrassônica de 5 MHz esta aproximação é aplicável [134]. Por outro lado, para meios cujas estruturas típicas tenham o mesmo tamanho que o comprimento de onda (tecido muscular esquelético a 1MHz), o espalhamento múltiplo tem de ser levado em conta [141].

Tomando a média sobre a desordem da Equação (2.3.18), obtém-se a equação de Dyson [139]:

$$\begin{aligned} \langle G(\omega, \vec{r} - \vec{r}') \rangle &= G_0(\omega, \vec{r} - \vec{r}') \\ &+ \int G_0(\omega, \vec{r} - \vec{r}_1) \Sigma(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \times \langle G(\omega, \vec{r}_2 - \vec{r}_0) \rangle d\vec{r}_1 d\vec{r}_2, \end{aligned} \quad (2.3.20)$$

onde Σ , operador auto-energia, é não-local (depende de $|\vec{r}_2 - \vec{r}_1|$ e ω) e incorpora todas as informações sobre o processo de espalhamento múltiplo. No domínio espacial K , a solução é:

$$\langle G(\omega, \mathbf{K}) \rangle = \frac{1}{k_0^2(\omega) - \Sigma(\omega, \mathbf{K}) - k^2} \quad (2.3.21)$$

Se os espalhadores não são muito grandes em comparação com o comprimento de onda e não correlacionados, a auto-energia, a solução pode tornar-se independente de K para uma determinada faixa de frequências. É uma aproximação de espalhamento independente [142]. Esta aproximação de “meio diluído” é diferente de uma única aproximação de espalhamento como a de Born de primeira ordem. Trata-se de um “meio médio” com auto-energia que contém informações sobre espalhamento múltiplo. Quando a aproximação de espalhamento independente é feita, Σ pode ser reintroduzido em um novo número de onda eficaz k_{ef} de tal forma que:

$$k_{ef}^2(\omega) = k_0^2(\omega) - \Sigma(\omega). \quad (2.3.22)$$

Então, a solução de (2.3.21) tem a mesma forma que (2.3.19) em meio homogêneo com $k_0^2(\omega)$ substituído por $k_{ef}^2(\omega)$. Isso introduz o conceito de meio efetivo onde a onda de ultrassom pode ser descrita como uma propagação em meio homogêneo com uma velocidade re-normalizada e uma amplitude que cai exponencialmente. A

parte real de k_{ef} é relacionada com a velocidade de fase e a parte imaginária representa o decaimento dessa onda coerente devido ao espalhamento elástico. Pode-se definir uma distância característica de decaimento, ℓ_s , denominada livre caminho médio elástico dado, na aproximação de espalhamento independente, por [143] [142]:

$$\ell_s = 1/2 \operatorname{Im}\{k_{ef}\} \approx (n\sigma)^{-1} \quad (2.3.23)$$

onde n é a densidade de espalhadores e σ a secção total eficaz de espalhamento (dada pelo teorema ótico [144]).

Pode-se definir um coeficiente de transmissão de amplitude da onda coerente (T_C) conforme a seguir:

$$T_C(z) = \frac{I_C}{I_0},$$

onde I_C e I_0 são as intensidades coerente e incidente respectivamente e z a profundidade. Pode-se demonstrar [142], [145] que varia exponencialmente com o livre caminho médio elástico:

$$T_C = \exp\left(-\frac{z}{2\ell_s}\right), \quad (2.3.24)$$

O decaimento exponencial da intensidade coerente I_C , pode ser expresso como:

$$I_C = I_0 T_C(z) = I_0 e^{-2z/\ell_s}. \quad (2.3.25)$$

Substituindo (2.3.23) em (2.3.25), a intensidade coerente pode ser escrita como:

$$I_C = I_0 e^{-z/\ell_s}. \quad (2.3.26)$$

Então, o livre caminho médio pode ser interpretado como uma medida de extinção da coerência, ou seja, a distância em que uma onda incidente se propaga de forma coerente e, então, se difunde, gerando ondas multiespalhadas.

II.5 DOSE TÉRMICA

II.5.1 GENERALIDADES

Os bioefeitos do ultrassom têm sido classificados em efeitos térmicos ou atérmicos. No entanto, na realidade, esses efeitos são normalmente difíceis de separar. Um grande número de dados foi acumulado ao longo dos anos (em tanques acústicos e estudos em animais) em um esforço para estabelecer quais efeitos biológicos o ultrassom produz.

Foi proposto pelo Instituto Americano de Ultrassom em Medicina (AIUM) um parâmetro que considera a atenuação dos tecidos, o perfil do feixe, e propriedades térmicas do tecido para indicar o efeito térmico do ultrassom de forma mais eficaz e assim poder usar o princípio ALARA (*As Low As Reasonably Achievable*, mais baixo nível de energia que é razoavelmente possível). Os fabricantes voluntariamente exibem este índice nos ecógrafos. Em tecidos moles, o índice térmico (TI) é dado pela razão:

$$TI = \frac{W_0}{W_{deg}}, \quad (2.3.27)$$

onde W_0 e W_{deg} são a potência média emitida da fonte em água, definida pelo perfil do feixe e a potência estimada necessária para elevar o tecido alvo em 1°C , com base no modelo térmico no tecido. O TI não se refere à dose nem à eficácia do tratamento, só trata de níveis de exposição.

Em aplicações médicas de radiações ionizantes, é feita uma distinção clara entre exposição e dose. Exposição neste contexto é a quantidade de ionização produzida no ar pelos raios X ou γ . A unidade de exposição é Roentgen, R, (a quantidade de radiação ionizante que produz um aparelho eletrostático em um centímetro cúbico de ar seco a 0°C e à pressão atmosférica normal). Esta é uma medida da quantidade de radiação que atinge o corpo, mas não descreve a fração da energia incidente que é absorvida no interior desse tecido. A energia absorvida (comumente referida como dose) caracteriza a quantidade de energia depositada por unidade de massa. A dose assim definida não faz distinção entre os diferentes tipos de radiação. Um fator de ponderação (efeito biológico relativo, RBE) é usado em uma tentativa

de comparar os efeitos biológicos de diferentes formas de radiações ionizantes. Isto conduz a um parâmetro “dose equivalente” dado por $DOSE \times RBE$.

Em ultrassom, estas distinções nunca foram feitas. Os termos exposição e dose são usados alternadamente na literatura. Diferentes consequências biológicas podem resultar de diferentes modos de energia ultrassônica. Por exemplo, duas exposições que utilizam a mesma energia acústica total durante o mesmo período, sendo uma em modo contínuo e outra em modo pulsátil com baixa taxa de repetição, podem resultar em efeitos muito diferentes. No primeiro caso, é mais provável que induza efeitos térmicos, enquanto que no segundo pode estimular a atividade de cavitação e os seus característicos danos celulares associados. Ao expressar a exposição ao ultrassom em termo de dose, é necessário conhecer os parâmetros acústicos do caminho de propagação. Os parâmetros acústicos de maior interesse neste contexto são coeficientes de atenuação e absorção, a velocidade do som e o parâmetro da não-linearidade B/A (no caso de hipertermia). Esses parâmetros não estão bem caracterizados, pois há uma falta de conhecimento destes para tecidos humanos normais e malignos e sua dependência com a temperatura. Clinicamente, o parâmetro mais útil é a dose térmica, pois dá uma medida da taxa de destruição de volume do tecido [146].

II.5.2 DEFINIÇÃO DE DOSE TÉRMICA

O calor pode provocar mudanças nas propriedades das proteínas das células (i.e. efeitos citotóxicos). A desnaturação das proteínas ocorre em diferentes seções celulares, as proteínas desnaturadas tendem a vincular-se [147]. Utilizaram-se calorímetros diferenciais para encontrar as transições térmicas responsáveis pela morte celular. Encontrou-se que a 38,7°C se inicia a desnaturação celular (em pulmão de hamster). É por isso que a hipertermia está sendo estudada como uma modalidade de terapia de câncer. O número de células mortas é função da temperatura e duração da exposição do tratamento. Dewey descreveu que o efeito de choque de calor (hipertermia) em células mamíferas era bloquear a proliferação das células malignas [148]. Exposição de células mamíferas para temperaturas acima de 41°C provocavam uma perda gradual da capacidade de reprodução (morte de célula reprodutiva) [149].

O efeito do tratamento de diatermia/hipertermia depende da temperatura e da duração do aquecimento [150]. Se uma temperatura constante pode ser mantida, então, a duração do aquecimento seria uma forma razoável de expressar a dose térmica (TD) em unidades de tempo.

O conceito de dose térmica foi proposto para quantificar a relação entre eficácia do tratamento e a temperatura desejada como uma função de tempo. A equação de TD é baseada em análises termodinâmicas do tipo Arrhenius¹ empiricamente validada por vários parâmetros biológicos. Com base em resultados experimentais foi proposta a seguinte relação de dose térmica, dependente da temperatura $T(r,t)$ e do tempo t do tratamento [150]:

$$TD(\vec{r}, t) = \int_0^t R^{[43-T(\vec{r}, \tau)]} d\tau, \quad (2.3.28)$$

onde r é a posição, R (constante empírica) é a constante térmica de normalização dada por:

$$R = \begin{cases} 0,25 & T < 43 \\ 0,5 & T \geq 43 \end{cases}$$

Esta fórmula empírica surge do conceito de isoefeito (*isoeffect*) que relaciona combinações diferentes de exposição tempo/temperatura para alcançar o mesmo efeito biológico [151], onde o limite é $T = 43^\circ\text{C}$ [31].

¹ Ver anexo X.B.

III CAPÍTULO 3. MODELO NUMÉRICO

Neste capítulo é abordada a solução numérica do modelo biotérmico (equação de Pennes) empregando o método de diferenças finitas. Primeiramente se analisa o modelo unidimensional na presença de uma fonte térmica que decresce exponencialmente com a profundidade. Por último se analisa o modelo tridimensional incluindo a fonte térmica originada na interação tecido/ultrassom.

III.1 GENERALIDADES

Uma aplicação eficiente e segura de diatermia depende dos conhecimentos do respectivo padrão de aquecimento das camadas de tecido quando são submetidas ao tratamento. O objetivo final da diatermia é produzir uma distribuição de temperatura requerida nos tecidos com um aplicador apropriado.

Inicialmente, os métodos para estudar a distribuição de temperatura têm sido principalmente experimentais. Os tecidos são expostos a uma fonte de energia (eletromagnética ou ultrassônica) por um certo tempo e a temperatura é medida em vários pontos do aplicador por sondas térmicas como termistores ou termopares. As distribuições de temperatura nas camadas de tecido obtidas em estudos experimentais prévios (que são referidos frequentemente como os respectivos padrões de aquecimento nos trabalhos primários) explicam unicamente a energia térmica gerada em torno da sonda térmica [152] [153]. O processo de difusão térmica no interior dos tecidos durante a exposição da fonte de energia externa não havia sido considerado nos experimentos. Como os parâmetros do tecido, velocidade e atenuação ultrassônicas, são conhecidos, pode-se obter o respectivo padrão de aquecimento, conhecendo-se a potência de entrada da fonte de energia [154] [155].

No capítulo anterior (item 3) foi obtida e analisada a solução exata do modelo biotérmico em estado estacionário. Neste capítulo se aborda e analisa a evolução

temporal e espacial da temperatura. Para isso é necessário realizar uma solução numérica, já que não existe solução analítica possível que aborde a equação biotérmica quando existe uma fonte térmica originada na interação tecido/ultrassom, sem incluir aproximações. O processo de obtenção da solução computacional consiste em dois passos que se podem esquematizar como mostra a Figura III-1.

No primeiro passo as equações que governam o processo de interesse, assim como as condições de contorno, são convertidas em um sistema discreto de equações algébricas (discretização). E ao se substituir os termos diferenciais individuais da equação (derivadas parciais) por expressões algébricas, que conectam valores em nós de uma rede finita, se introduz um erro de truncamento. O segundo passo requer um método de resolução do sistema de equações algébricas.

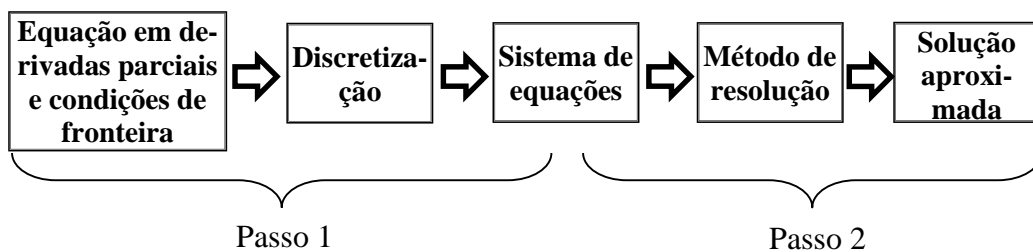


Figura III-1. Esquema de processo de resolução de uma equação em derivadas parciais. Conversão e resolução das equações do modelo.

Neste passo também se introduz um erro (de solução), geralmente desprezível se comparado com o erro de truncamento (a menos que o método seja instável). A solução deve ter consistência (aproximar-se à solução real, conforme se deseja), convergir (tender à solução real), ser estável (pequenas mudanças de valor nos dados iniciais não produzirem grandes mudanças na solução final) e ser eficiente (tempo de execução e uso da memória do microcomputador deve ser razoável).

Para obter o padrão 3D da temperatura, gerada por interação ultrassom/tecido, foi aplicada a técnica numérica FDTD (*Finite-difference time-domain*). Os modelos 3D têm uma forma composta de cubos individuais, com faces frontais planas, regularmente espaçadas, cada um com, possivelmente, diferentes propriedades: densidades, velocidades de som e atenuação. O método de diferenças finitas envolve a substituição de derivadas clássicas por diferenças discretas no tempo e em uma rede espacial 3D. Por exemplo, a derivada da temperatura na direção x em relação a x

torna-se a diferença da temperatura local em x e $x+\Delta x$ dividida por Δx , a resolução da rede FDTD na direção x .

III.2 TERMO FONTE

O termo fonte tem origem na interação tecido/ultrassom. Há deposição de energia em um meio absorvente a partir de uma onda plana, em ausência de cavitação. A taxa em que a energia acústica é depositada localmente por unidade volume no tecido, pela absorção do ultrassom foi abordada durante a década de 80 visando prever o aquecimento [156], [157]. Esta quantidade foi designada como função de dissipação e é igual a $2\alpha_a I$, onde I é a intensidade média temporal e α_a é o coeficiente de absorção de amplitude do meio (em Nepers/cm). A função de dissipação pode incluir contribuições da viscosidade de cisalhamento e da viscosidade volumétrica (*bulk*) [157]. A taxa de absorção de energia é:

$$Q = 2\alpha_a(\vec{r}, T) I, \quad (3.2.1)$$

onde $\alpha_a(\vec{r}, T)$ é o coeficiente de absorção do meio dependente da posição e da temperatura. Para uma onda plana contínua (monofrequência) a taxa de absorção de energia é [32], [33]:

$$Q(\vec{r}, T) = \alpha_a(\vec{r}, T) \frac{|p_m(\vec{r})|^2}{\rho_t v_s}, \quad (3.2.2)$$

sendo $\rho_t v_s$ a impedância acústica do meio, $p_m(\vec{r})$ é a pressão acústica no ponto (x_m, y_m, z_m) , calculada para um transdutor plano e circular pela Integral de Rayleigh-Sommerfeld e o princípio de superposição.

Diversos autores em estudos prévios proporcionaram a relação dos coeficientes de absorção e da velocidade com a temperatura de diferentes tecidos [158]-[160]. Essas relações funcionais com a temperatura serão incorporadas como parâmetros de entrada no sistema de resolução da temperatura.

É importante poder determinar da forma mais exata possível o valor do termo fonte experimentalmente. Para isso se determina a distribuição espacial da pressão

acústica empregando um hidrofone tipo agulha e a potência acústica no plano, com uma balança de força de radiação.

III.3 MODELO UNIDIMENSIONAL

Utilizando um modelo matemático linear dos tecidos e algumas suposições simples sobre as temperaturas de contorno, a distribuição de temperatura nas camadas de vários tecidos é obtida resolvendo a equação de difusão de calor pelo método de diferenças finitas. A onda incidente é tomada como normal à interface, portanto, apenas ondas longitudinais são consideradas.

O modelo analítico para este problema de difusão é dado pela Equação (2.2.1) que, no caso unidimensional mais simples, pode-se considerar aplicado em um único tecido (meio), a fonte térmica externa constante e uniforme, e sem perfusão sanguínea e geração de calor metabólico. Por exemplo, seja uma amostra de tecido de comprimento a mergulhada em um ambiente a temperatura T_∞ . A equação de difusão de calor pode ser escrita como:

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - \frac{1}{\kappa} \frac{\partial T}{\partial t} = -\frac{1}{k_t} Q(x), \quad (3.3.1)$$

onde T é a distribuição de temperatura, k_t é a condutividade térmica, e κ o coeficiente de difusão. A fonte térmica é $Q(x)$ representa a potência de calor/unidade de volume dada pela conversão da energia ultrassônica no tecido. As condições de contorno para as funções de distribuição de temperatura T são:

$$T(0) = T(a) = \text{Temperatura ambiente} = T_\infty. \quad (3.3.2)$$

A função fonte térmica $Q(x)$ em (3.3.1) descreve a quantidade de energia de calor convertido a partir de outros tipos de energia, tais como a absorvida do ultrassom, etc. Tecidos diferentes absorvem energia de diferentes modalidades e de distintos modos. Geralmente, a quantidade de perda de energia por unidade de volume de tecido da onda ultrassônica, quando se propaga através do tecido, varia aproximadamente com a distância a partir da fonte de energia como:

$$Q(x) = Ae^{-\alpha x}, \quad (3.3.3)$$

supõe-se que a energia refletida na interface é nula, α é o coeficiente de atenuação do tecido em estudo e A uma constante que pode ser determinada a partir da fonte térmica. A expressão (3.3.3) é válida para meios atenuantes homogêneos ou fracamente espalhadores ou espessuras muito pequenas (menores ou iguais ao livre caminho médio de espalhamento). Se toda a energia absorvida no tecido é convertida em calor, a integração da Equação (3.3.3) com respeito à x em todo o tecido é o total de energia térmica absorvida por ele.

Neste caso é simples obter uma solução analítica, entretanto para situações mais complexas, uma alternativa válida para se obter o campo de temperatura é empregar um método numérico. O método de diferenças finitas aplicado à Equação (3.3.1) resulta em:

$$T_i^{m+1} = \kappa \frac{\Delta t}{(\Delta x)^2} [T_{i-1}^m - 2T_i^m + T_{i+1}^m] + T_i^m + \Delta t \frac{\kappa}{k_i} Q_i, \quad (3.3.4)$$

onde o subscrito i e sobrescrito m são os índices de incremento para a coordenada espacial x e temporal t , respectivamente (Figura III-2). Δt , Δx são os incrementos temporais e espaciais respectivamente.

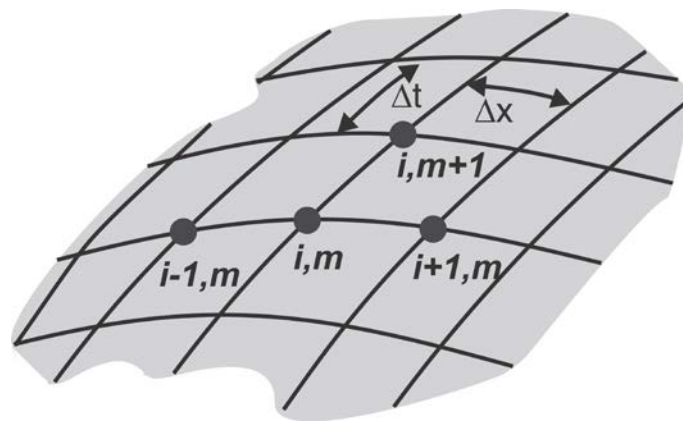


Figura III-2. Esquema de FTCS, diferença para frente no tempo e uma diferença de segunda ordem central para o derivado espaço na posição x_i .

O critério de convergência e estabilidade, condição de Courant-Friedrichs-Lewy [161], da solução da Equação (3.3.4) é:

$$\frac{\kappa \Delta t}{(\Delta x)^2} \leq \frac{1}{2}. \quad (3.3.5)$$

A expressão (3.3.4) pode generalizar-se, mantendo a propagação unidimensional, para o caso de várias camadas e incluindo um termo de resfriamento. Seja um meio que consta de três camadas planas de tecido dispostas como se mostra na Figura III-3. Cada camada contém: 1) uma fonte térmica $Q_i(x)$ que é a Potência de calor/unidade de volume dada pela conversão do ultrassom dentro dos tecidos, 2) como no caso de experimentos *in vivo*, uma função de resfriamento $C_i(x,T)$ que é potência/unidade de volume dada pela circulação sanguínea. A função de resfriamento está relacionada com: a distribuição de vasos sanguíneos nos tecidos, a condução e convecção.

A distribuição de temperatura é obtida da Equação (2.2.1), que em sua forma unidimensional pode-se reescrita como:

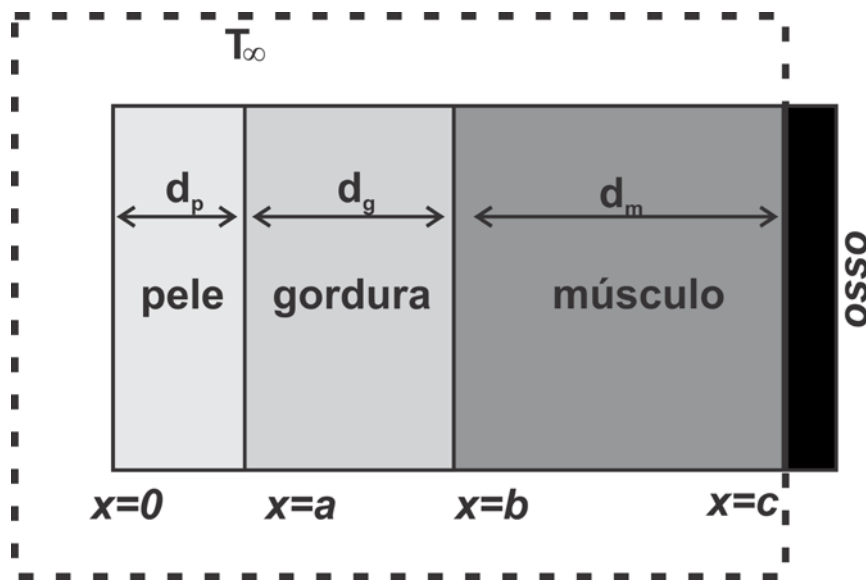


Figura III-3. Esquema das camadas de tecidos para o modelo analítico para a difusão térmica unidimensional.

$$\frac{\partial^2 T_i}{\partial x^2} - \frac{1}{e\kappa} \frac{\partial T_i}{\partial t} = -\frac{1}{e k_i} [Q_i(x) - C_i(x,T)], \quad (3.3.6)$$

onde T_i é a distribuição de temperatura nas camadas de tecidos, o sobrescrito e corresponde a pele, gordura e músculo (abreviados como p , g , e m , respectivamente). $e k_i$ é a condutividade térmica, e $e\kappa$ é a constante de difusão do e -ésimo tecido. As condições de fronteira para as funções de distribuição de temperatura T_i são:

$$T_p(0) = \text{Temperatura ambiente} = T_\infty \quad (3.3.7)$$

$$T_p(a) = T_g(a) \quad (3.3.8)$$

$$T_g(b) = T_m(b) \quad (3.3.9)$$

$$T_m(c) = \text{Temperatura da medula óssea} = T_{om} \quad (3.3.10)$$

sendo a , b , e c as coordenada das interfaces como se mostra na figura e T_∞ a temperatura ambiente mantida constante durante o período do tratamento. A temperatura da interface músculo-osso é assumida como a temperatura da medula óssea T_{om} e também é constante (a medula óssea é um reservatório importante de sangue que faz manter constante a temperatura, não é considerada como uma fronteira). Ademais, é desprezível a energia da fonte externa, a maior parte da energia foi absorvida pelos tecidos moles. Estas suposições são apoiadas por experimentos feitos anteriormente [152]. Condições de fronteira adicionais são requeridas, deve-se especificar que o fluxo de calor deve ser contínuo nas fronteiras. Para as duas fronteiras, as condições são:

$${}^p k_t \left. \frac{\partial T_p}{\partial x} \right|_{x=a} = {}^s k_t \left. \frac{\partial T_s}{\partial x} \right|_{x=a} \quad (3.3.11)$$

$${}^s k_t \left. \frac{\partial T_m}{\partial x} \right|_{x=b} = {}^m k_t \left. \frac{\partial T_o}{\partial x} \right|_{x=b} \quad (3.3.12)$$

O enfoque analítico clássico para resolver a equação de difusão (3.3.6) é empregar a função Green com as condições de contorno apropriadas (neste caso a condição de contorno é do tipo de Dirichlet) [162]. A solução analítica requer a solução de três equações integrais simultaneamente e uma aproximação da distribuição da temperatura inicial. Como no caso anterior, o método numérico é uma alternativa para se obter o campo de temperatura. O método de diferença finita aplicado à Equação (3.3.6) resulta em:

$${}^e T_i^{m+1} = {}^e \kappa \frac{\Delta t}{(\Delta x)^2} [{}^e T_{i-1}^m - 2 {}^e T_i^m + {}^e T_{i+1}^m] + {}^e T_i^m + \Delta t \frac{{}^e \kappa}{{}^e k_t} ({}^e Q_i - {}^e C_i), \quad (3.3.13)$$

onde o sobrescrito e indica a camada do e -ésimo tecido, e os subscrito i e sobrescrito m são os índices de incremento para a coordenada espacial x e temporal t , respectivamente. Δt , Δx são os incrementos temporais e espaciais respectivamente. O critério para convergência e estabilidade, condição de Courant-Friedrichs-Lewy [161], da solução de (3.3.13) deve verificar-se para cada camada o tipo de tecido e é :

$$\frac{e \kappa \Delta t}{(\Delta x)^2} \leq \frac{1}{2} \quad (3.3.14)$$

Na simulação, são considerados os valores da constante de difusão térmica e da condutividade térmica dados na Tabela III-1.

A fonte térmica função $Q_i(x)$, Equação (3.3.6), apresenta amplitude relativa diferente para cada camada.

Tabela III-1 Propriedades térmicas e acústicas dos tecidos [155]

| Tecido | α (1MHz) dB.cm ⁻¹ | ν_s m.s ⁻¹ | ρ kg.m ⁻³ | c J.(g°C) ⁻¹ | k_t W.(m K) ⁻¹ |
|-------------------|--|------------------------------|------------------------------|------------------------------|--------------------------------|
| Pele ² | 0,182 | 1570 | 1130 | 0,525 | 3,4 |
| Gordura | 0,347 | 1476 | 970 | 2,588 | 0,23 |
| Músculo | 1,042 | 1568 | 1070 | 3,125 | 0,5 |

A perda de energia por unidade de volume de tecido varia aproximadamente com a distância a partir da fonte de energia como:

$$Q_i(x) = A_i e^{-\alpha_i x}, \quad i = p, g, m \quad (3.3.15)$$

assumindo a quantidade de energia refletida a partir da interface é desprezível. A_i é a amplitude da função exponencial e α_i é a coeficiente de atenuação do tecido no i -ésimo meio. A energia absorvida nos tecidos, no caso que seja completamente convertida em calor, se obtém por integração da Equação (3.3.15) com respeito à x . Os A_i estão relacionados uns com os outros, através do padrão de aquecimento relativo, cujos valores podem ser calculados por ajuste da potência térmica total gerada nos tecidos, iguais à potência de entrada total. Padrões típicos de aquecimento relativos à máxima perda ocorrida para este problema são apresentados na Figura III-4. Nela se mostra o padrão de perda relativa unidimensional, de um meio tripla camada formado por pele (8mm), gordura (10mm) e músculo (20mm). Evidencia-se que a máxima perda acontece no músculo, como era de esperar dado que sua atenuação é maior.

² A pele é um conjunto de tecidos (epiderme, derme e subcutâneo) com diferentes propriedades térmicas e físicas. A tabela expressa valores médios ponderados em sua espessura.

O conhecimento atual dos mecanismos de refrigeração *in vivo* ainda é insuficiente para determinar a função de resfriamento para cada tipo de tecido. No entanto, é aceito que grande parte do resfriamento é fornecido pela circulação sanguínea.

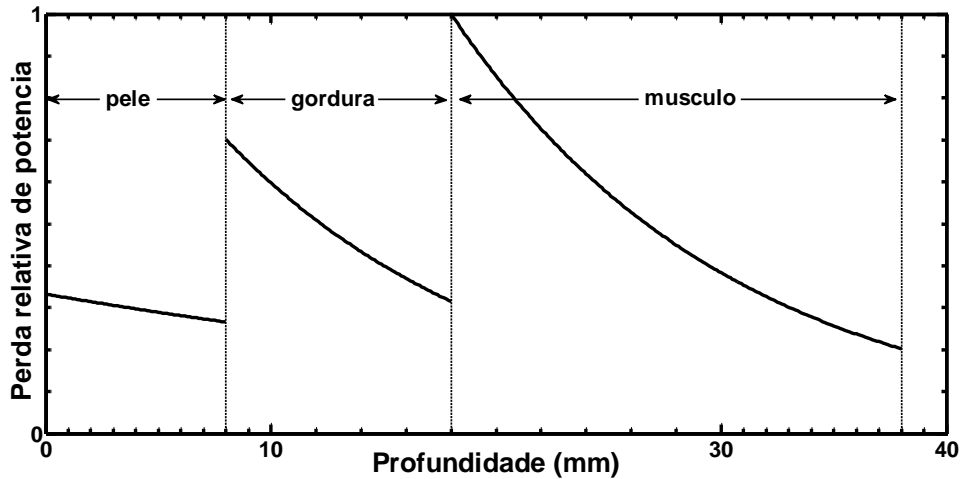


Figura III-4. Perda de potência relativa nas diferentes camadas de tecido. É a potência por unidade de volume convertida em calor e normalizada ao máximo valor.

III.4 ANÁLISE TRIDIMENSIONAL COM FONTE TÉRMICA

A equação a resolver numericamente é a dada pelo modelo biotérmico de Pennes modificada, na qual se incorpora o termo fonte (Q) originado pela interação ultrassom/tecido.

$$\rho_i c_i \frac{\partial T}{\partial t} = k_i \nabla^2 T - \rho_b c_b \omega_b (T - T_a) + Q(x, y, z) \quad (3.4.1)$$

O campo acústico e o de temperatura podem ser computados usando uma grade espacial, tridimensional, (x, y, z) , empregando o método de diferença finita no domínio temporal (FDTD). A Equação (3.4.1) é dependente do tempo e para sua solução pode-se empregar um esquema explícito sobre a base-padrão de oito pontos de discretização na diferença central FTCS (*Forward-Time Central-Space*), como se observa no esquema (Figura III-5) [163] [164].

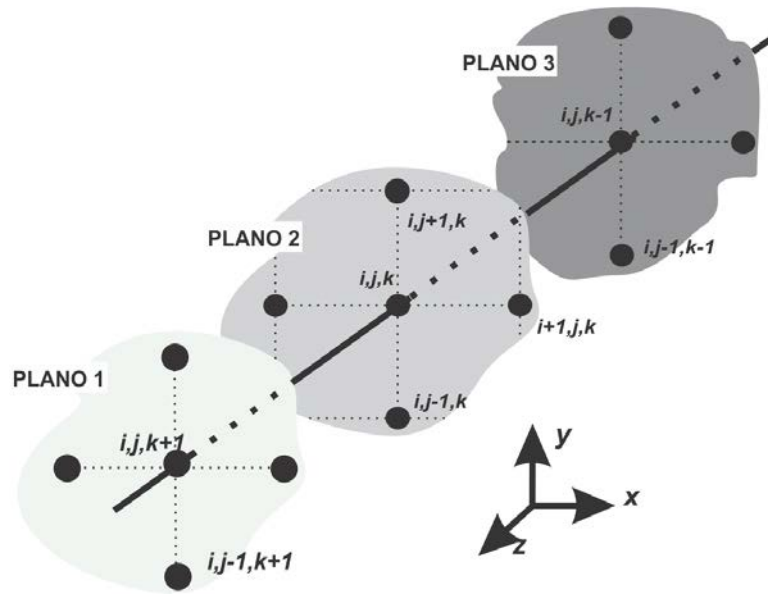


Figura III-5. Rede de oito nós da diferença finita central FTCS.

A grade consta de três dimensões espaciais, uniformemente espaçadas em cada direção Δx , Δy , Δz , empregando os índices (i, j, k) e uma dimensão temporal Δt , uniforme, indexada como m . Condições de fronteira absorventes foram aplicadas no contorno da grade para prevenir as reflexões.

Derivadas temporais foram calculadas com a expansão de primeira ordem, $\mathcal{O}(\Delta t)$, a partir da série de Taylor como segue:

$$u_j^{m+1} = u_j^m + \left(\frac{\partial T}{\partial t} \right)_j \Delta t + \mathcal{O}(\Delta t^2).$$

Pelo que,

$$\left(\frac{\partial T}{\partial t} \right)_j = u_t \approx \frac{u_j^{m+1} - u_j^m}{\Delta t} + \mathcal{O}(\Delta t), \quad (3.4.2)$$

onde o subscrito t em u implica derivada temporal, e i denota a posição, o sobrescrito m indica o tempo m -ésimo. As derivadas espaciais de segunda ordem são:

$$\left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \right)_i = u_{xx} \approx \frac{u_{i-1,j,k}^m - 2u_{i,j,k}^m + u_{i+1,j,k}^m}{\Delta x^2} + \mathcal{O}(\Delta x^2), \quad (3.4.3)$$

aqui o subscrito xx em u implica derivada segunda espacial na direção x . Analogamente se determinam as outras direções

$$\left(\frac{\partial^2 T}{\partial y^2}\right)_j^m = u_{yy} \approx \frac{u_{i,j-1,k}^m - 2u_{i,j,k}^m + u_{i,j+1,k}^m}{\Delta y^2} + \mathcal{O}(\Delta y^2), \quad (3.4.4)$$

$$\left(\frac{\partial^2 T}{\partial z^2}\right)_k^m = u_{zz} \approx \frac{u_{i,j,k-1}^m - 2u_{i,j,k}^m + u_{i,j,k+1}^m}{\Delta z^2} + \mathcal{O}(\Delta z^2). \quad (3.4.5)$$

Essas expressões são originadas assumindo uma diferença central, onde o erro de truncamento $\mathcal{O}(\Delta z^2)$ (erros semelhantes em x e y), de segunda ordem é dado por:

$$\mathcal{O}(\Delta z^2) = \frac{\Delta z^2}{2} \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \Big|_{x,y,\xi}, \quad z_k \leq \xi \leq z_{k+1}, \quad (3.4.6)$$

extensivo analogamente para as demais direções.

Substituindo (3.4.2)–(3.4.5) em (3.4.1), a expressão da temperatura fica:

$$T_{i,j,k}^{m+1} = T_{i,j-1,k}^m c_1 + T_{i,j,k}^m (1 - 2c_1 - c_2 \Delta t) + T_{i,j+1,k}^m c_1 + c_3 \Delta t. \quad (3.4.7)$$

Sendo,

$$c_1 = \frac{k_i}{\rho_t c_t} \frac{\Delta t}{\Delta y^2}, \quad (3.4.8)$$

$$c_2 = \frac{\rho_b c_b \omega}{\rho_t c_t} (\rho_b c_b \omega T_a + Q), \quad (3.4.9)$$

$$c_3 = (\rho_b c_b \omega T_a + Q) \frac{1}{\rho_t c_t}. \quad (3.4.10)$$

A Equação (3.4.7) é a solução discreta da temperatura no ponto i,j,k no tempo $(m+1)\Delta t$.

Considere o domínio computacional mostrado na Figura III-6. Seja um meio de tamanho suficiente para que o efeito nos contornos não tenha influência na temperatura e que não esteja presente o efeito convectivo. A incidência do campo acústico é perpendicular à superfície de aplicação $(0,y,z)$.

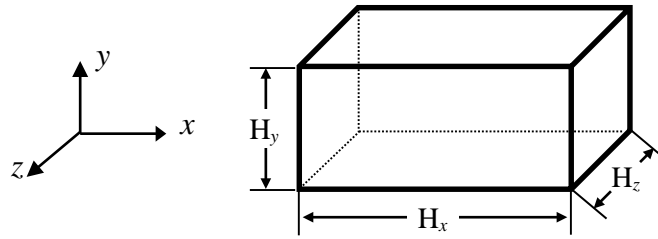


Figura III-6. Dimensão do tecido usada na simulação computacional.

As condições de continuidade da temperatura para os extremos da mostra são:

$$T(x=0) = T_s, \quad (3.4.11)$$

onde T_s é a temperatura ambiente. As condições do fluxo de calor atribuídas para os três eixos são:

$$\begin{aligned} k_t \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=H_x} &= h_f (T - T_f), \\ k_t \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{y=0} &= 0 \quad k_t \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{y=H_y} = 0, \\ k_t \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=0} &= 0 \quad k_t \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=H_z} = 0, \end{aligned} \quad (3.4.12)$$

onde h_f é o coeficiente convectivo e T_f é a temperatura do fluido circundante. A razão para assumir condições adiabáticas nas posições finais da direção z e y é que nas posições longe do centro do feixe de ultrassom (da deposição de calor), o campo de temperatura quase não sofre influência da fonte externa que apresenta uma forte queda nessas direções [165]. O critério de convergência e estabilidade [161] é:

$$\frac{k_t}{\rho_t c_t} \frac{\Delta t}{\min(\Delta x^2, \Delta y^2, \Delta z^2)} \leq \frac{1}{2}. \quad (3.4.13)$$

No caso de se ter mais de uma camada, por exemplo, duas, na interface ($z=a$) deve cumprir-se a continuidade da temperatura, além das condições (3.4.11) e (3.4.12), as seguintes:

$$k_1 \frac{\partial T_1}{\partial z} \Big|_{z=a} = k_2 \frac{\partial T_2}{\partial z} \Big|_{z=a}, \quad (3.4.14)$$

onde os índices 1 e 2 se referem aos meios.

Seja n_x , n_y e n_z o número de pontos (nós) igualmente espaçados nas direções x , y e z respectivamente, e $\{x_{ijk} := (ih_x, jh_y, kh_z)\}$ os pontos da grade (rede) no domínio computacional, onde $h_x = 1/n_x$, $h_y = 1/n_y$ e $h_z = 1/n_z$.

A densidade do meio, ρ_t , deve ser definida em cada iteração do cubo, é calculado como a média da densidade de duas células adjacentes; na direção x (analogamente para as outras direções):

$$\rho_t = \rho_{i,j,k} = \frac{\rho_{i-1,j,k}^m + \rho_{i,j,k}^m}{2}.$$

Cabe ressaltar que não se considerou a contribuição da onda de cisalhamento (que atenuam rapidamente com a distância) para a pressão acústica e, por conseguinte, no modelo biotérmico [140], [166]. Se for considerado, deve-se alterar o termo do balanço de força de Newton (junto com a conservação da massa origina a expressão que relaciona pressão com potencial de velocidade): $\partial \vec{u} / \partial t = (\nabla p / \rho_0) + (\xi / \rho_0) \nabla^2 \vec{u}$ sendo $\xi = \eta + \frac{2}{3} \eta'$, onde η e η' são os coeficientes de viscosidade de cisalhamento e volumétrico respectivamente, \vec{u} a velocidade da partícula, p a pressão e ρ_0 a densidade do material.

III.5 O ALGORITMO

O algoritmo foi implementado em MATLAB (The MathWorks Inc., Natick, MA, USA). A Figura III-7 é um diagrama do algoritmo empregado para obter a solução da temperatura Equação (3.4.7).

A precisão do método FDTD depende da escolha do tamanho dos passos temporal e espacial. Tamanhos menores de passos aproximam melhor as equações diferenciais originais e geometria do tecido, porém resultam em extensos tempos de cálculo. As simulações FDTD foram feitas em um computador com um processador i5 Intel ® Core™ de 2,40 GHz e 12 GB de RAM.

No primeiro passo são introduzidos os parâmetros que permitem calcular o campo acústico (raio e frequência central do transdutor) e as dimensões do meio (altura, largura e profundidade, direção x , y , z) e rede (número de nós e tamanho da

grade); a mínima profundidade tem que ser diferente de zero, para que não ocorra divergência da solução. No caso de um meio dupla camada (nos casos, os meios têm idêntica altura e largura), se coloca a espessura da primeira camada e a profundidade total. Assume-se sempre incidência normal de uma onda plana e que as camadas sejam paralelepípedos regulares e as reflexões a partir das seis paredes laterais do modelo não sejam consideradas (a seção transversal do feixe é pequena comparada com as dimensões do meio). Para evitar o fenômeno de *aliasing*, o maior passo espacial não excede 1/10 do menor comprimento de onda ultrassônica dos meios. Por exemplo, no tecido muscular ($\lambda \sim 1,5\text{mm}$ a $1,0\text{MHz}$), com um passo de $0,1\text{mm}$ e uma geometria de dimensões globais de $6 \times 6 \times 9\text{ cm}$ (no caso da Figura III-7), produz-se um modelo com $600 \times 600 \times 900$ elementos. Em seguida, são introduzidos as constantes do meio (densidade, velocidade do ultrassom, calor específico e condutividade térmica), condições iniciais (temperatura inicial) e o tempo de execução e sonificação. A partir dos coeficientes do meio, no caso de dupla camada, se determinam os coeficientes de reflexão e transmissão. Calcula-se o campo acústico no meio, considerando os coeficientes de reflexão e transmissão no caso de dupla camada (empregando a aproximação da integral Rayleigh-Sommerfeld). A partir da pressão acústica, coeficientes de absorção α_A e a velocidade v_S é calculada a matriz fonte térmica, Q , que será usada na equação biotérmica de Pennes. Calcula-se o campo térmico para o primeiro valor de tempo e recalculam-se os coeficientes de absorção e a velocidade, e se avança no campo térmico. Em cada passo temporal se guarda a matriz do campo térmico. O sistema evolui até atingir o tempo final de execução.

A título de ilustração, a Figura III-8 mostra o campo de temperaturas numérico no plano 2D (yz). O meio de propagação, tecido muscular, é considerado como homogêneo, sem espalhamento; o tempo de exposição de ultrassom é 4 minutos. O ultrassom é gerado pelo TUS (raio $12,5\text{mm}$ e frequência $1,0\text{MHz}$, CW), e a distribuição da intensidade espacial é mostrada na Figura III-9, o primeiro máximo é $250 \times 10^{-4} (\text{W.cm}^{-2})$. As propriedades acústicas da Tabela III-2 foram utilizadas nos cálculos FDTD.

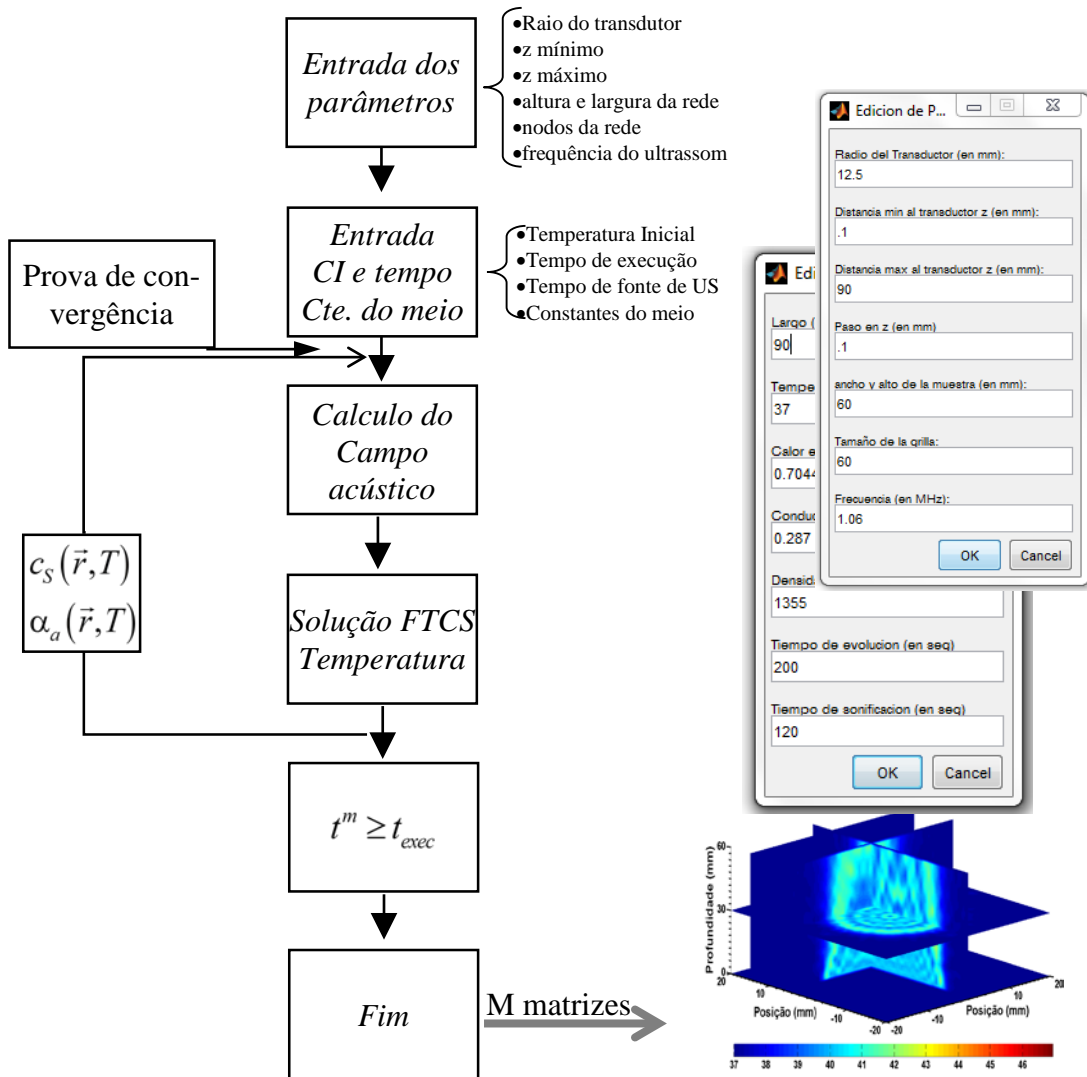


Figura III-7. Esquema do algoritmo da solução numérica da temperatura e visualização na interface Matlab.

Tabela III-2. Propriedades empregadas na simulação FDTD [33]

| | | |
|-------------------------|----------------------------------|-----------------------|
| Densidade | kg.m^{-3} | 1070 |
| Calor específico | $\text{J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$ | 3140 |
| Condutividade térmica | $\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ | 0,5 |
| Perfusão sanguínea | s^{-1} | $6,77 \times 10^{-4}$ |
| Velocidade do ultrassom | m.s^{-1} | 1579 |
| Absorção | Np.m^{-1} | 13,5 |

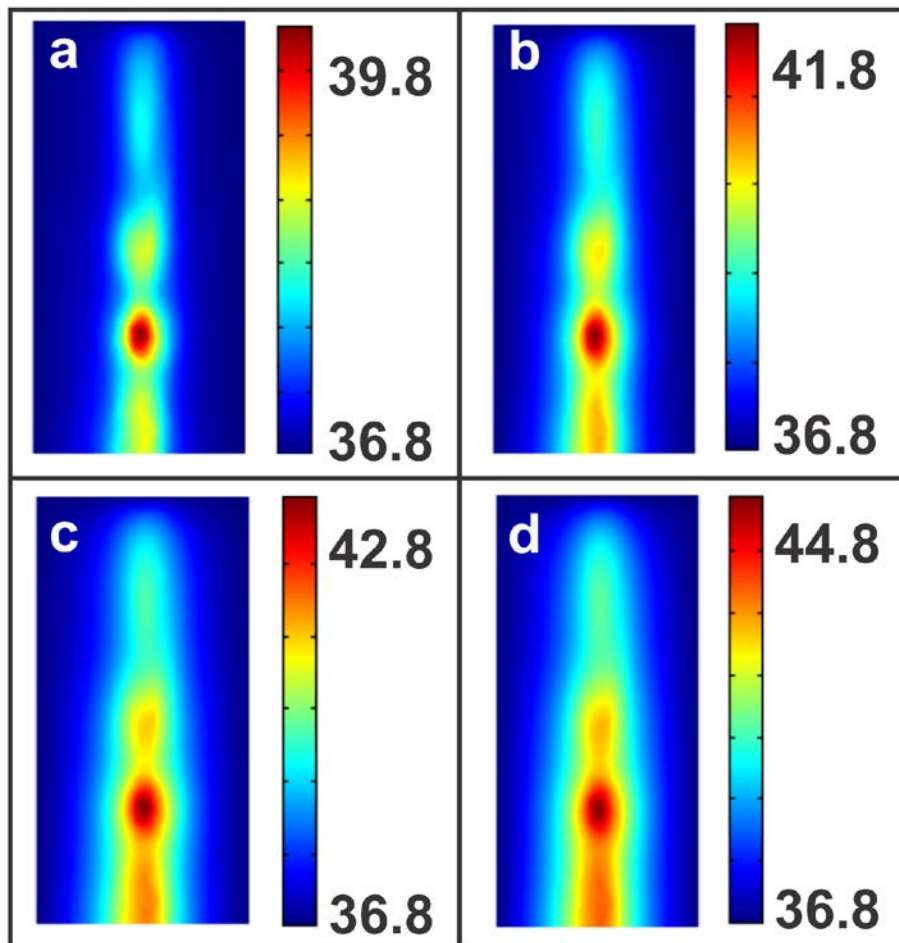


Figura III-8. Evolução do campo de temperatura (em °C), no plano yz, simulado para 1 (a), 2(b), 3(c) e 4(d) minutos de exposição do ultrassom a partir do modelo FDTD. A barra de cor indica a temperatura em °C.

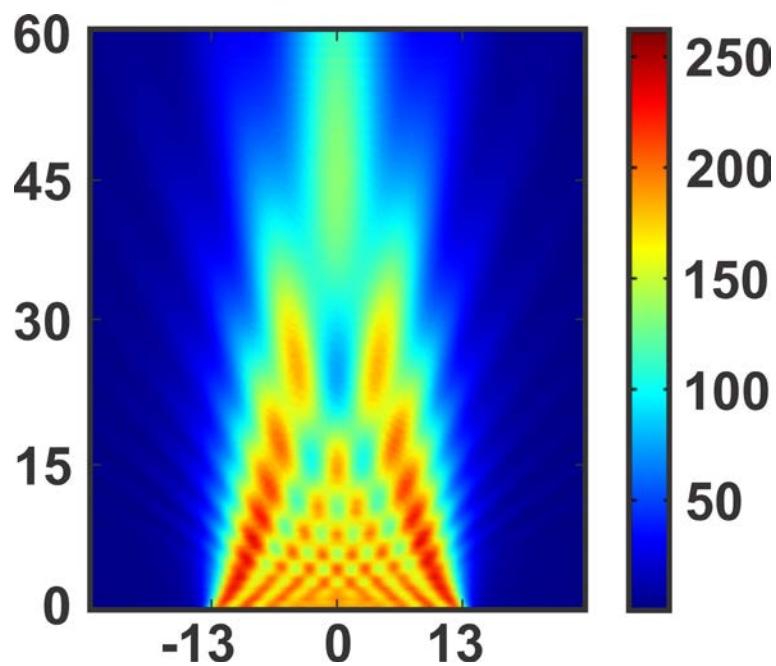


Figura III-9 Intensidade rms (W.m^{-2}) simulada no plano xz do TUS (1,0 MHz, raio 12,5mm).

IV CAPÍTULO 4. CARACTERIZAÇÃO DA INFRAESTRUTURA EXPERIMENTAL

Neste capítulo serão descritos experimentos auxiliares que caracterizam o campo acústico e as propriedades térmicas e acústicas dos phantoms e tecido biológico *ex-vivo*. Destes experimentos surgem os valores que servem como parâmetros de entrada na simulação da equação biotérmica.

Os primeiros experimentos procuram determinar as características do campo ultrassônico, que é um dos parâmetros de entrada no termo fonte de calor. Determinam-se as características da cerâmica piezoelétrica do TUS, mede-se o campo de pressão, observa-se o perfil do campo empregando métodos acústo-óticos e mede-se a potência média nos planos de interesse.

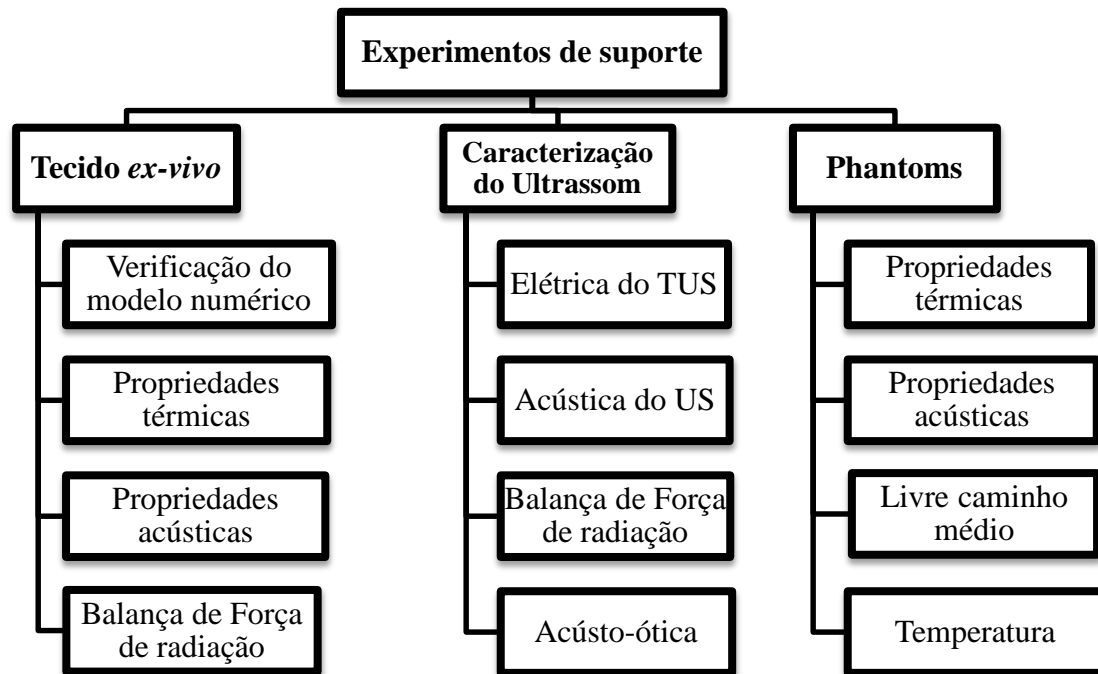
Em seguida se descreve a preparação das amostras (phantoms e tecidos), assim como os arranjos experimentais que serviram para demonstrar a influência do espalhamento no campo térmico e seu impacto na Dose Térmica.

No passo seguinte determinam-se as propriedades térmicas e acústicas dos phantoms e do tecido muscular esquelético bovino. Mais especificamente, pretende-se obter valores representativos do calor específico, condutividade térmica, da velocidade e atenuação ultrassônicas (a literatura apresenta uma grande variedade dos valores).

Por último, se apresenta a técnica para a determinação do livre caminho médio de espalhamento em diferentes phantoms e tecidos *ex-vivo*.

A Tabela IV-1 apresenta um resumo dos experimentos levados a cabo.

Tabela IV-1 Quadro sintético dos experimentos descritos



IV.1 VERIFICAÇÃO EXPERIMENTAL DO MODELO NUMÉRICO

As análises experimentais foram feitas em tecido em ausência da circulação sanguínea, empregando como fonte térmica o ultrassom fisioterapêutico em uma amostra de tecido suíno. A amostra de dupla camada (gordura-músculo) foi adquirida em supermercado, seguindo o protocolo de conservação, e suas dimensões são 50×50×40 mm (espessura da gordura é de 10 mm e do músculo 30 mm). Mede-se a temperatura, com termopares tipo T, em dois pontos da gordura (5 e 9 mm de profundidade) e um no músculo (a 14 mm da superfície). A amostra foi imersa no banho térmico que está inicialmente à temperatura ambiente. Mede-se a temperatura inicial pelos termopares durante o primeiro minuto, seu valor representativo é estimado pelo termo independente do ajuste linear desses valores. Na Figura IV-1 é mostrado o diagrama experimental. Aplicou-se ultrassom durante 5 minutos empregando um equipamento de fisioterapia (SONOPULSE IBRAMED 2000) a uma frequência de 1 MHz, intensidade $0,7 \text{ W.cm}^{-2}$, em modo contínuo. A cada 5 segundos, 50 valores de temperatura foram adquiridos com um multiplexador NI-9213 (*National Instruments*) cujos valores médios \pm desvio-padrão são considerados como representantes da temperatura da amostra.

A Figura IV-2 mostra os valores médios e seus desvios-padrões para cada minuto. As linhas contínuas são o resultado da aplicação do modelo numérico (Equação (3.4.7)) em ausência de função de resfriamento. Ademais, na simulação numérica se introduzem os coeficientes de reflexão e transmissão na interface gordura-músculo, considerando uma onda plana e incidência normal. Como fonte térmica é utilizada a Equação (3.2.2), considerando os valores dados na Tabela III-1.

O modelo implementado apresentou um comportamento aceitáveis, observe-se que para os tecidos em questão quase não ocorre espalhamento, pois uma camada é de gordura (sem espalhadores) e a outra muscular (com espalhadores, porém a temperatura é obtida a 4 mm de espessura).

Na simulação, o termo fonte é obtido a partir da Equação(3.2.1). A intensidade é determinada a partir da medição da I_{SATA} (*Spatial-Average Temporal-Average Intensity*) na água, nas profundidades de trabalho, considerando a atenuação do próprio tecido $I=I_{SATA}e^{-2\alpha_A x}$. O coeficiente de absorção é determinado a partir de medidas feitas no mesmo tecido (gordura e músculo) em uma espessura de 5 mm.

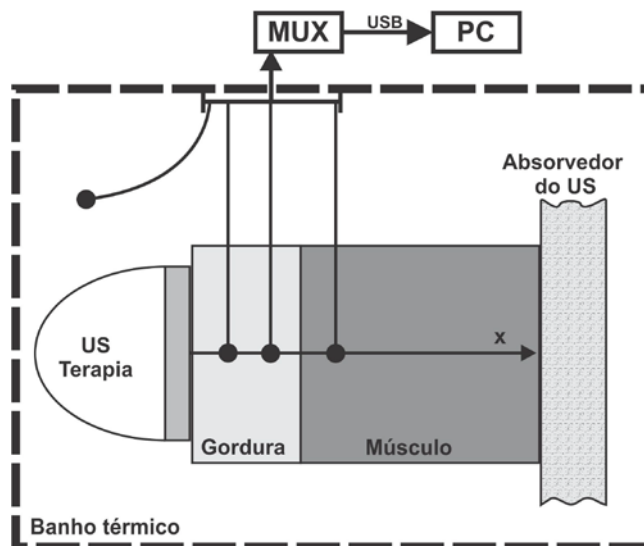


Figura IV-1. Diagrama experimental de medida da temperatura no tecido suíno (gordura-músculo). US (1,0 MHz, 0,7 W/cm², ERA=3,5cm²) aplicado durante 5 minutos. Temperatura coletada em quatro termopares (T) a cada 5 segundos com multiplexador NI-9213 (50samples/s).

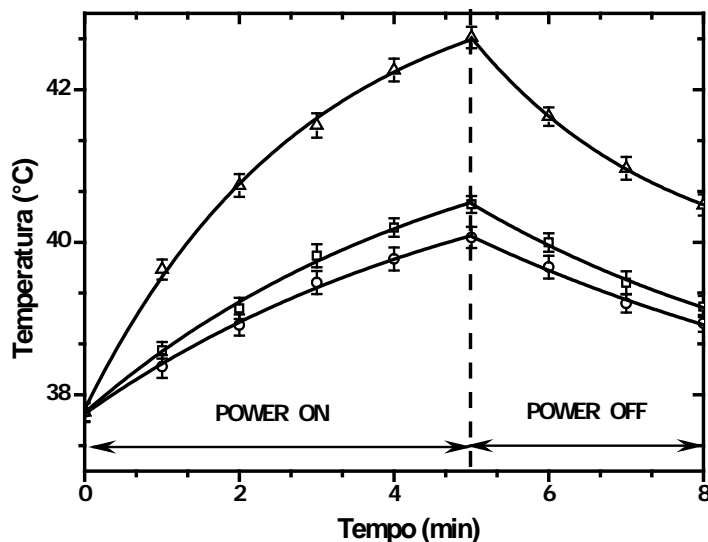


Figura IV-2. Curvas experimentais de temperatura e ajuste do modelo numérico (linhas contínuas) em função do tempo a três profundidades: 5 mm (□), 9 mm (○) e 14 mm (△). A amostra de tecido suíno (10 mm de gordura e 30 mm de músculo) foi irradiada durante 5 min com ultrassom (1,0 MHz) em modo contínuo empregando uma intensidade de 0,7 W/cm², ERA=3,5cm².

IV.2 CARACTERIZAÇÃO DO CAMPO ACÚSTICO

É muito importante conhecer as características do campo acústico gerado pelo transdutor do equipamento de fisioterapia (SONOPULSE IBRAMED 2000), já que é o responsável pelo termo fonte no modelo biotérmico. A caracterização começa pela cerâmica piezoelétrica do transdutor. Foram medidas suas propriedades elétricas com um analisador de impedância; o campo acústico emitido pelo transdutor foi caracterizado medindo a intensidade espacial mediante um hidrofone, a potência com uma balança de força de radiação e é visualizado mediante o método acústico-óptico.

IV.2.1 CARACTERIZAÇÃO ELÉTRICA DO TRANSDUTOR

A caracterização elétrica do transdutor (frequência nominal 1,0MHz) foi feita empregando uma ponte de impedância (*Agilent HP 4291B, Impedance Analyzer*), na faixa de frequência 0,90–1,4 MHz, com passo de 0,01MHz, (Figura IV-3). A frequência central do transdutor de fisioterapia é 1,03 MHz, foi determinada pela fase em função da frequência (Figura IV-4).

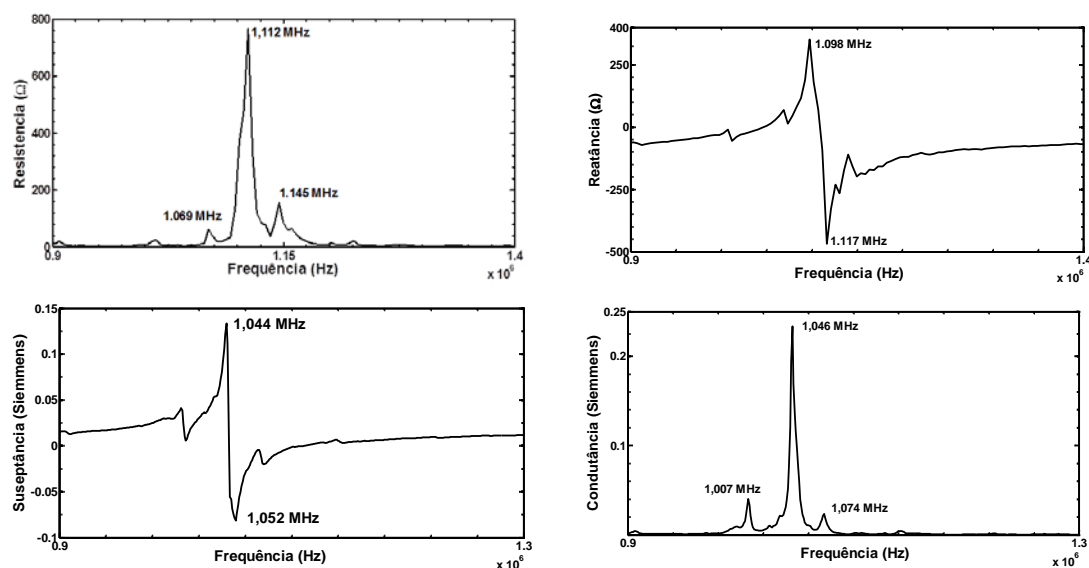


Figura IV-3. Gráficas características do transdutor de fisioterapia na faixa de frequência (0,9-1,4 MHz).

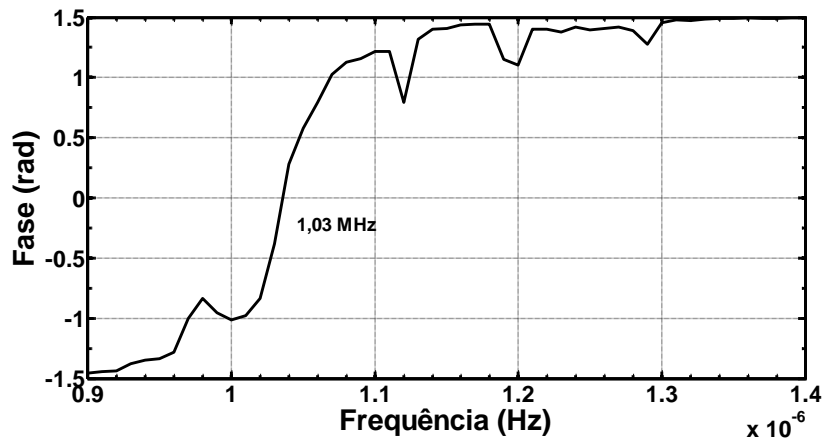


Figura IV-4. Fase do transdutor de fisioterapia na faixa de frequência (0,9-1,4 MHz). Observe-se a frequência de ressonância a 1,03 MHz.

IV.2.2 CARACTERIZAÇÃO ACÚSTICA

Outra caracterização da emissão do transdutor foi feita medindo o próprio campo ultrassônico. Para isso se montou o diagrama da Figura IV-5. O transdutor emissor, ligado ao equipamento de fisioterapia (SONOPULSE IBRAMED geração 2000), imerso em um tanque de água, é montado num posicionador que permite o movimento angular e em altura. A cerâmica é excitada eletricamente com salvas de dezesseis ciclos senoidais, amplitude de 10 V pico-a-pico a uma frequência central de 1,03 MHz, usando um gerador Tektronix modelo AFG 3021B. A onda mecânica propagando-se na água é captada por um hidrofone tipo agulha (*Precision Acoustics LTD.*) de 0,5mm de diâmetro e resposta plana entre 0,5 e 20 MHz.

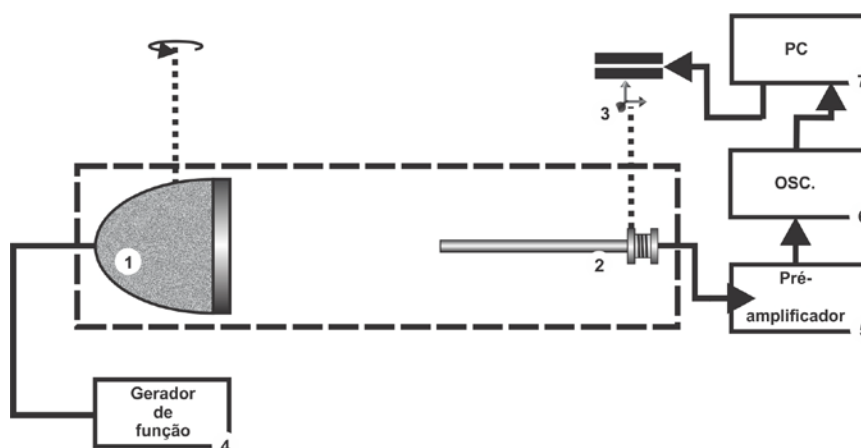


Figura IV-5. Esquema do mapeamento do campo ultrassônico. A linha cortada indica os elementos imersos na água. 1-Transdutor de fisioterapia, 2-Hidrofone de agulha, 3-Motor passo-passo linear (x,y,z), 4-Gerador de função, 5-Pré-amplificador, 6-Osciloscópio digitalizador, 7-Computador.

O hidrofone é montado num sistema de posicionamento que permite movimento sobre os três eixos. O sinal RF é amplificado adquirido pelo osciloscópio Tektronix TDS 3014-B. O passo menor é 0,174 mm. O paralelismo, entre os planos que contém o hidrofone e a cerâmica, é obtido maximizando-se a amplitude do sinal recebido.

Nas figuras seguintes pode-se observar o campo acústico medido nos diferentes eixos ($(0,01 \leq z \leq 300)$ mm, (Figura IV-6) e $(0,-32 \leq y \leq 32,30)$ mm, Figura IV-8) e planos ($z=10$ mm, Figura IV-9 e $z=40$ mm Figura IV-10), sempre perpendicular à face emissora do transdutor.

O hidrofone é montado e movimentado por um braço mecânico ligado ao motor de passo (passo 0,1674mm), o ruído observado na Figura IV-6 é originado na oscilação mecânica do braço. Para removê-lo se utiliza o filtro Savitzky-Golay, não causal a fim de preservar as posições de máximos e mínimos relativos e largura dos picos.

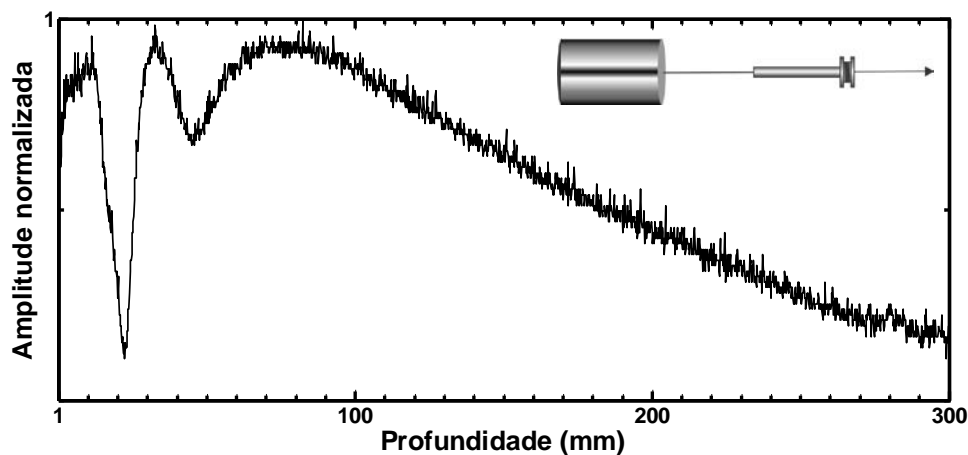


Figura IV-6. Campo acústico do transdutor ao longo do eixo central perpendicular a face emissora (salvas de 16 ciclos senoidais, 10 V pico-pico a 1,03 MHz).

Após filtragem (Figura IV-7), assumindo que o limite entre campo próximo e distante acontece em a^2/λ e o raio da cerâmica³ é $10\text{mm} \leq a \leq 11\text{mm}$, pode-se observar que a transição ocorre em $70\text{mm} \leq z \leq 80\text{mm}$.

³ Não se dispõe de informação do fabricante, se assume esse raio porque um outro transdutor gêmeo foi aberto.

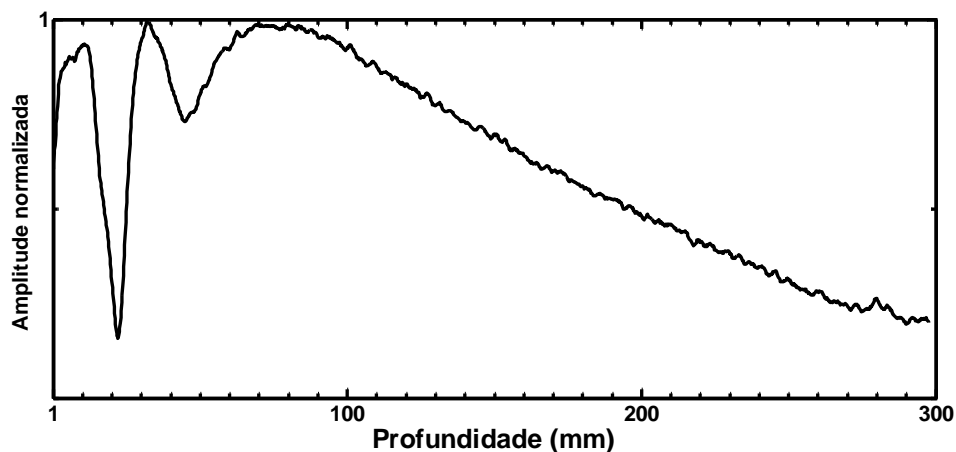


Figura IV-7. Campo acústico do transdutor filtrado ao longo do eixo central perpendicular a face emissora (salvas de 16 ciclos senoidais, 10 V pico-pico a 1,03 MHz).

Na Figura IV.7 se observa a amplitude normalizada do campo no eixo paralelo à face emissora do transdutor ($y = 30\text{mm}$) com e sem filtro; pode-se evidenciar uma simetria espacial.

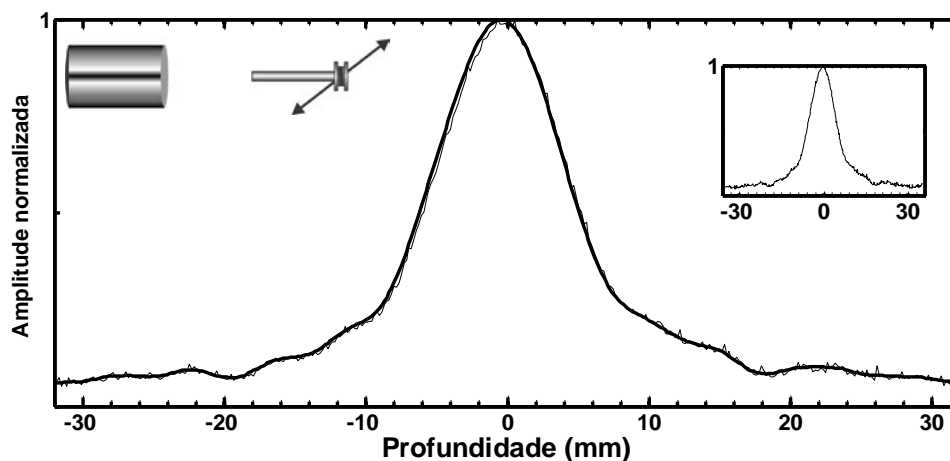


Figura IV-8. Amplitude normalizada do campo no eixo ($y = 30\text{mm}$) paralelo à face emissora do transdutor (salvas de 16 ciclos senoidais, 10 V pico-pico a 1,03 MHz).

A Figura IV-9 mostra a distribuição da amplitude normalizada do campo do ultrassom medido no plano paralelo à face do transdutor a 10 mm.

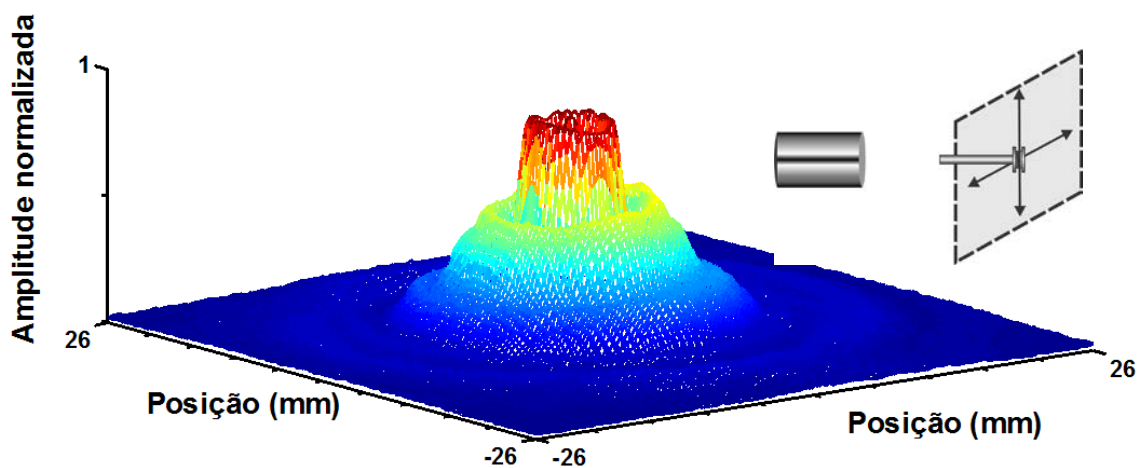


Figura IV-9. Amplitude normalizada do campo do ultrassom no plano a 10mm do emissor (salvas de 16 ciclos senoidais, 10 V pico-pico a 1,03 MHz).

Campo ultrassônico medido no plano paralelo à face do transdutor a 40 mm, amplitude normalizada com relação ao plano a 10 mm (Figura IV-9). Observe-se que se encontra perto de um mínimo (45 mm, Figura IV-7).

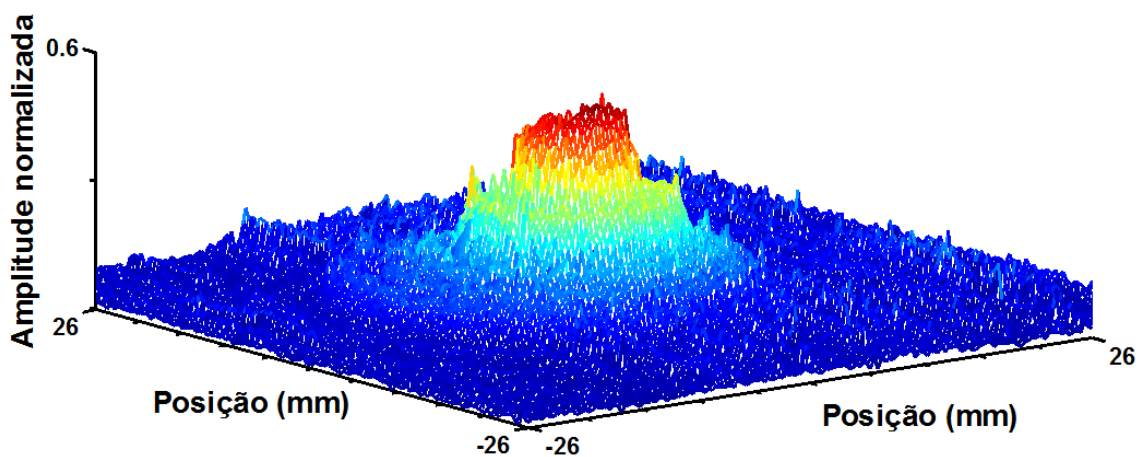


Figura IV-10. Amplitude do campo do ultrassom no plano a 40 mm do emissor. Amplitude normalizada em relação ao plano a 10mm.

Outros planos a diferentes profundidades apresentam similares distribuições espaciais, não se observam assimetrias conforme Figura IV-11.

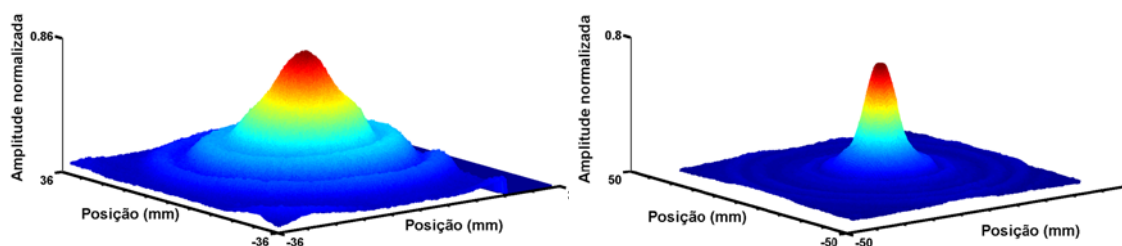


Figura IV-11. Amplitude do campo normalizado ao máximo do plano a 10 mm da face do emissor. Campo ultrassônico a 35 mm (esquerda) e 80 mm (direita).

Estes valores de pressão do campo ultrassônico, em planos diferentes, são essenciais, sendo um parâmetro de entrada, no termo fonte da simulação numérica.

IV.2.3 BALANÇA DE FORÇA DE RADIAÇÃO

A determinação da potência ultrassônica é fundamental no cálculo da temperatura. É por isso que se deve determiná-la de forma precisa e analisar suas fontes de incerteza. A potência ultrassônica se mede utilizando uma balança digital de força de radiação (UPM, *Ultrasound Power Meter*, Ohmico, UPM-DT-1AV). A UPM determina a variação do peso aparente de um alvo imerso em água produzido pelo ultrassom (Figura IV-12). O alvo cônico tem um ângulo de 45°; refletindo a onda incidente a 90°. A medida da força depende de vários aspectos, destacando-se a geometria do campo incidente, forma do alvo, as propriedades do meio [2]. Se o tamanho do alvo abrange completamente a seção eficaz do feixe ultrassônico, a potência ultrassônica de saída, P é dada por:

$$P = v_{Sa} F / [2 \cos^2 (\theta)], \quad (4.2.1)$$

onde v_{Sa} é a velocidade do som na água, F a força de radiação, θ é o ângulo entre a direção do ultrassom incidente e a normal à superfície de reflexão [2].

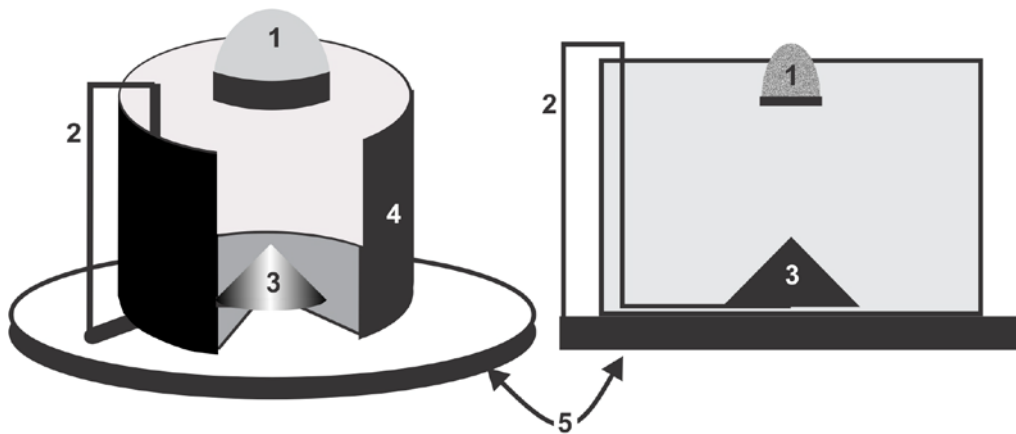


Figura IV-12. Diagrama da balança de radiação. 1 Transdutor ultrassônico a avaliar, 2-Suporte do branco refletivo, 3-cone refletor, 4 recipiente absorvedor e 5-prato da balança (ligado ao suporte do alvo).

O alvo refletor, de diâmetro ($82,30 \pm 0,01$) mm, assegura que reflete 98% do ultrassom e a mínima razão diâmetro refletor-transdutor é de 2,2, dentro da norma [2]. As medições de potência se realizam durante 30 segundos, em intervalos de 5 minutos para evitar convecção térmica que pode originar-se por aquecimento do transdutor (*matching* metálico) e do próprio efeito biotérmico do ultrassom.

Cada medição de potência consiste dos seguintes passos:

- liga-se a balança e o equipamento de fisioterapia;
- centraliza-se o transdutor utilizando o posicionador linear (0,01 mm) e angular ($0,05^\circ$);
- espera-se 2 minutos para que se amortizem as vibrações mecânicas originadas no posicionamento, escolhem-se os parâmetros ultrassônicos: frequência, ERA, modo de excitação e o tempo de ligado do US (30s);
- escolhe-se a Intensidade nominal;
- realiza-se a medição na UPM, desliga-se automaticamente o ultrassom e leva-se a transdutor para a posição original,
- espera-se 5 minutos, inicia-se o ciclo de medição novamente.

Utilizou-se o equipamento comercial ultrassônico IBRAMED-2000, nas frequências de 1,0 e 3,0 MHz, em modo contínuo (CW) e uma faixa de intensidade nominal de 0,1 a 2,0 $W.cm^{-2}$. O valor da velocidade do US, em água, é $1491m.s^{-1}$

(23 °C) [2]. A potência mecânica média (P , medida em Watt) associada a cada intensidade nominal é o resultado de cinco medidas, expressada como valor médio \pm desvio-padrão. Observa-se (Figura IV-13) que a potência apresenta uma relação linear com a intensidade nominal do equipamento analisado.

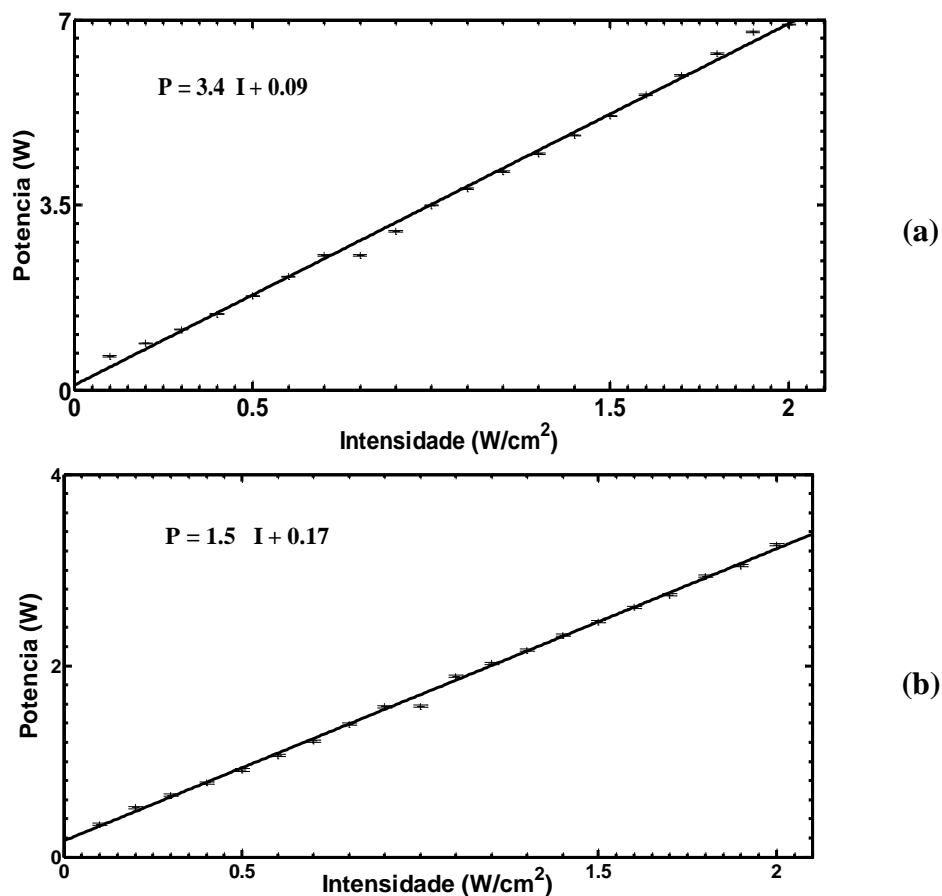


Figura IV-13. Potência mecânica média medida em balança de radiação em função da intensidade nominal para o transdutor do equipamento de fisioterapia (IBRAMED 2000) emitindo em modo contínuo a 1,0 MHz (a) e 3,0 MHz (b).

Para o transdutor a 1,0 MHz, (ERA nominal= $3,5 \text{ cm}^2$) a relação é $P=3,4 I+0,09$. O coeficiente angular representa a área efetiva, muito próxima ao valor da ERA nominal.

Por último, se caracterizou o campo acústico empregando técnicas acústico-ópticas, método Schlieren (ver Anexo X.A). A partir das imagens obtidas pode-se ver o perfil da frente de onda e determinar-se o valor médio do comprimento de

onda. A frequência de emissão é $(1,059 \pm 0,097)$ MHz, observe-se que a frequência obtida na caracterização elétrica, 1,03 MHz, está na faixa.

IV.3 AMOSTRAS

Foram empregadas diversas amostras de diferentes materiais de acordo com o objetivo pretendido. Para evidenciar o fenômeno físico da influência do espalhamento no campo térmico, foram fabricados phantoms com e sem espalhadores. Para avaliação do modelo biotérmico foram utilizadas amostras de tecido *ex-vivo*, muscular esquelético.

IV.3.1 PHANTOMS

Utilizaram-se phantoms para registrar o campo de temperatura e avaliar o efeito do espalhamento do ultrassom no campo térmico. Os phantoms elaborados são compostos, uns à base de silicone e outros, de dupla camada, à base de agar-agar.

IV.3.1.1 SILICONE

Os phantoms de silicone são constituídos por uma mistura de dois componentes viscosos, RTV 615 A e RTV 615 B, (RTV, *Room Temperature Vulcanization*, General Electric®). O objetivo destes phantoms não é mimetizar as propriedades dos tecidos moles, são utilizados para compreender a influência do espalhamento ultrassônico no campo da temperatura.

Quando o silicone é misturado (proporção de 1:10) à temperatura ambiente, inicia-se o processo de cura; já que o RTV B é um catalisador que assegura uma solidificação homogênea. À temperatura ambiente o produto final da mistura apresenta um coeficiente de atenuação $\sim 1 \text{ dB.cm}^{-1}$ a 1 MHz e velocidade de propagação da onda longitudinal $\sim 1.080 \text{ m.s}^{-1}$. O espalhamento é obtido incluindo pó de grafite ($\varnothing \sim 13 \mu\text{m}$) a diferentes proporções (% massa de silicone) obtendo-se três concentrações de espalhadores: 0,25%, 0,5% e 1%. O processo de fabricação consiste em misturar os produtos, silicone para o phantom homogêneo e silicone+grafite no caso dos phantoms com espalhadores, o produto final é levado a uma câmara a vácuo para extração de bolhas de ar. Para minimizar o tempo de cura, o líquido é vertido

em um molde que dá a geometria final, e levado a uma estufa (2 horas a 70°C). Devido à alta viscosidade do RTV, é mínima a sedimentação do grafite (a observação ecográfica revelou homogeneidade na distribuição). Determinam-se experimentalmente as propriedades térmicas (condutividade térmica e capacidade calorífica) e acústicas (velocidade longitudinal e atenuação ultrassônica) dos phantoms. A Tabela IV-2 resume o código dos phantoms, as propriedades e os parâmetros medidos.

Para a determinação da condutividade térmica foram feitos 4 phantoms de silicone, um para cada proporção de grafite: 0% (homogêneo), 0,25%, 0,5 e 1%. São paralelepípedos de faces planas e paralelas, 50mm×45mm×2mm (largura×altura×espessura). Para a determinação do calor específico, se fabricaram 4 phantoms tipo paralelepípedo de dimensões 50mm×50mm×30mm.

Para determinar o livre caminho médio e os parâmetros acústicos, foram feitos 18 phantoms cilíndricos (diâmetro $\varnothing=62\text{mm}$ e altura que varia entre $9 \leq z \leq 71$ mm), 6 para cada proporção de pó de grafite presente. Para determinar a atenuação, originada na absorção ultrassônica, e velocidade da onda foi feito, com o mesmo silicone (sem espalhadores) um phantom homogêneo (molde paralelepípedo de 25mm×29,6mm×47,4mm). A partir destes phantoms (com e sem espalhadores), foi determinado o coeficiente de atenuação global ($\alpha=\alpha_a+\alpha_s$). A contribuição devida ao espalhamento foi obtida pela subtração $\alpha_s = \alpha - \alpha_a$, onde o valor α_a (coeficiente de absorção) foi obtido a partir do phantom de silicone puro. Como as faces são planas e paralelas, assume-se que as perdas originadas na difração são mínimas e predominam os fenômenos de absorção e espalhamento.

A temperatura é medida em 4 phantoms cilíndricos ($\varnothing=62\text{mm}$ e 80mm de altura), um phantom por proporção de pó.

IV.3.1.2 AGAR-AGAR

Os phantoms de agar-agar são géis físicos, constituídos por água degaseificada (Tipo A) e ágar como material gelificante. São empregados para evidenciar o efeito dos espalhadores no campo de temperatura. Se fabricarem 5 phantoms de forma cilíndrica de $\varnothing=60\text{mm}$ e 90mm de altura, um phantom homogêneo única camada (PH4), e outros 4 de dupla camada. A primeira camada (onde se posiciona

o transdutor ultrassônico) é homogênea de agar-agar (composição idêntica ao PH4), a camada mais profunda é uma mistura de agar-agar com espalhadores (pó de grafite ou PVC). A proporção em massa presente do pó são 0,38% e 0,6% do peso do substrato. O processo de fabricação consiste em misturar os produtos, água e ágar e, no caso dos phantoms dupla camada, pó de grafite ($\varnothing \sim 13\mu\text{m}$) ou PVC ($\varnothing \sim 25\mu\text{m}$). A mistura é levada a uma câmara à vácuo para extração de bolhas de ar e logo aquecida acima do ponto de fusão do ágar (78°C) sendo, então, deixada a esfriar à temperatura ambiente, e, antes de atingir a temperatura de gelificação, é vertida no molde cilíndrico.

A Tabela IV-2 resume o código dos phantoms com as respectivas proporções de pó utilizadas, propriedades e parâmetros medidos.

Tabela IV-2. Código dos phantoms e suas propriedades e parâmetros medidos

| Material | Nome | % (em peso) | | Propriedades | | | | Livre caminho médio | Temperatura |
|-----------|------------|-------------|------|--------------|-----|----------|-------|---------------------|-------------|
| | | Grafite | PVC | k_t | c | α | v_s | | |
| Silicone | PH0 | 0 | — | ✓ | ✓ | ✓ | ✓ | ✓ | ✓ |
| | PH1 | 0,25 | — | ✓ | ✓ | ✓ | ✓ | ✓ | ✓ |
| | PH2 | 0,50 | — | ✓ | ✓ | ✓ | ✓ | ✓ | ✓ |
| | PH3 | 1,0 | — | ✓ | ✓ | ✓ | ✓ | ✓ | ✓ |
| Agar-agar | PH4 | — | — | — | — | — | — | — | ✓ |
| | PH5 | — | 0,38 | — | — | — | — | — | ✓ |
| | PH6 | — | 0,6 | — | — | — | — | — | ✓ |
| | PH7 | 0,38 | — | — | — | — | — | — | ✓ |
| | PH8 | 0,6 | — | — | — | — | — | — | ✓ |

k_t condutividade térmica, c calor específico, α atenuação, v_s velocidade longitudinal do ultrassom.

IV.3.2 TECIDOS *EX-VIVO*

Foi utilizado o tecido muscular esquelético para evidenciar, comprovar e verificar o efeito do espalhamento no campo térmico.

Dado que a geometria e estrutura escolhidas do tecido dependem da propriedade a estudar, a descrição da amostra (tamanho, geometria, disposição das fibras musculares, etc.) será feita no momento da exposição do experimento. Apesar disso, sempre as amostras de tecidos moles forem adquiridas em açougue, os cortes são

feitos com um cortador metálico (cilíndrico ou plano), com amostra previamente gelada. Antes de fazer os experimentos, elas são envolvidas e armazenadas durante a noite anterior à experiência em um recipiente fechado na geladeira. A amostra, imersa em um banho salino (0,9NaCl), é aquecida em banho térmico a uma taxa de $1^{\circ}/20$ min até atingir a temperatura inicial de interesse. Evita-se presença da gordura nos tecidos e à possível inclusão da gordura por manipulação. As porções extraídas da carne, no caso das propriedades térmicas e acústicas, são feitas em cortes sequenciais de uma mesma peça de tecido muscular esquelético para minimizar a variabilidade da composição. O tipo de corte da carne utilizada é lagarto.

IV.4 SETUP EXPERIMENTAL PARA A MEDIÇÃO DA TEMPERATURA EM *PHANTOMS*

IV.4.1 PHANTOMS DE SILICONE

O diagrama experimental para as medições da temperatura nos phantoms de silicone (PH0-PH3) é mostrado na Figura IV-14. O conjunto phantom, termopares e o transdutor do TUS (SONOPULSE-IBRAMED-2000) é imerso num banho térmico (NOVA ETHICS 521-20) a $36,9^{\circ}\text{C}$. Quatro termopares tipo T são colocados a 20, 30, 35 e 40 mm de profundidade da face do transdutor. Os phantoms são irradiados em modo contínuo ($1,03$ MHz, $\text{ERA}=3,5\text{cm}^2$) durante 4 minutos para cada intensidade nominal. A frequência de amostragem da temperatura é de 1Hz, empregando um multiplexador (National Instruments NI-9213, 50 amostras por trigger). A aquisição é efetuada empregando um software em ambiente Matlab®.

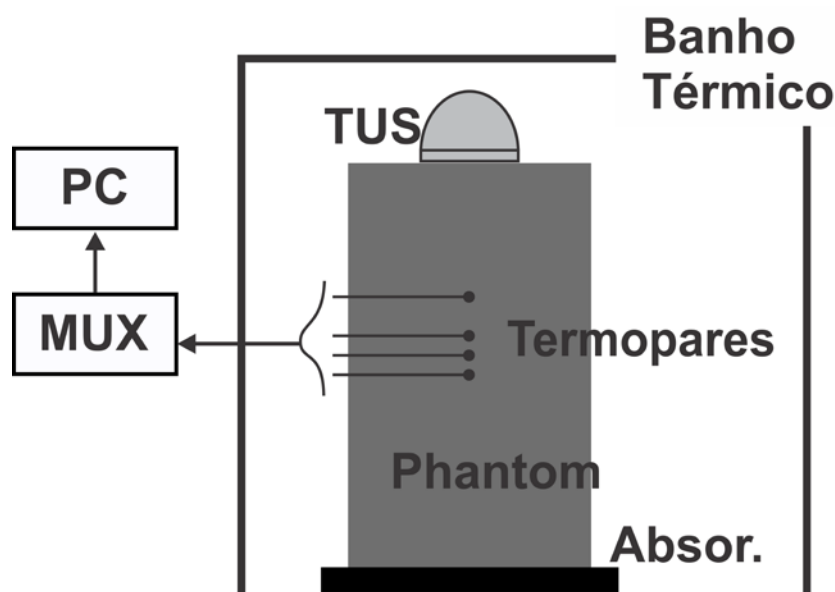


Figura IV-14. Diagrama experimental para medição da temperatura em phantoms de silicone O conjunto é imerso num banho térmico. Uma placa absorvedora (Absor.) evita reflexões do US, é TUS transdutor ultrassônico, MUX, multiplexador, PC computador.

As curvas obtidas de temperatura serão empregadas, mais adiante, para evidenciar o impacto do espalhamento na Dose Térmica (Secção V.1.3)

IV.4.2 PHANTOMS DE AGAR-AGAR

O diagrama experimental das medições da temperatura nos phantoms de agar-agar é mostrado na Figura IV-15. Os phantoms são irradiados com US fisioterapêutico e as temperaturas são adquiridas com termopares calibrados (união de constante Cu55/Ni45-Chromel Ni90/Cr10, raio médio de 0,125mm) localizados no plano paralelo à face do transdutor do TUS (SONOPULSE-IBRAMED-2000).

Sete termopares, colocados a 40, 45, 50, 55, 60, 75 e 80mm da face do transdutor, estão conectados a um multiplexador (USB-9162, NI, Austin, TX, USA) e este a um computador. O transdutor é excitado em modo contínuo e é aplicado durante 4 minutos. As intensidades de trabalho são 0,5, 1,0 e 2,0 $\text{W}\cdot\text{cm}^{-2}$. Essas intensidades permitem validar a hipótese de $Q \gg q_{met}$ (energia da fonte é muito maior que a energia metabólica). Utilizaram-se cinco phantoms à base de ágar-ágar (PH4-PH8, Tabela IV-2).

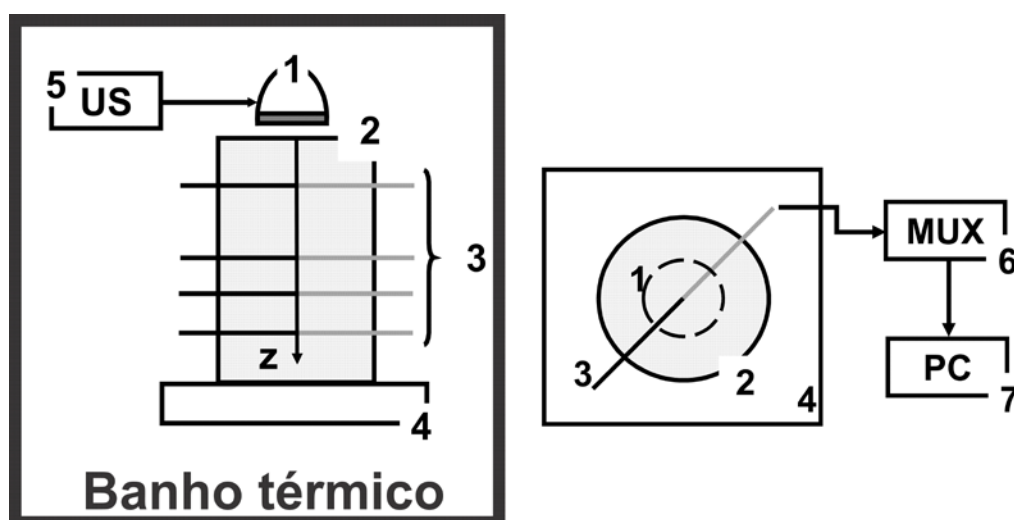


Figura IV-15. Diagrama experimental para medição da temperatura nos phantoms de agar-agar, corte sagital (esquerda) e vista superior (direita). O conjunto é imerso num banho térmico. 1- Transdutor plano, 2- phantom, 3- t conjunto de termopares, 4- placa absorvedora de ultrassom, 5- equipamento de US fisioterapêutico, 6- conversor análogo-digital e multiplexador e 7- computador.

Lembrando que um é homogêneo (ágar puro, PH4), e os demais apresentam duas camadas, a primeira camada é de ágar puro (idêntica ao PH4) e a segunda camada é ágar misturado com pó de grafite ou PVC a diferentes proporções de massa, 0,38% ou 0,6% (PH5 a PH8). Na Tabela IV-3 descrevem-se a disposição e espessuras das camadas dos phantoms, as propriedades dos materiais utilizados estão na Tabela IV-4.

Tabela IV-3 Espessura de camadas sem e com espalhadores (% de massa de pó) para os phantoms a base de ágar

| Material | PH4 | PH5 | PH6 | PH7 | PH8 |
|-----------|-------|----------------|---------------|----------------|---------------|
| Agar-agar | 90 mm | 47 mm | 47 mm | 47 mm | 47 mm |
| PVC | — | 43 mm 0,38% | 43 mm 0,6% | — | — |
| Grafite | — | — | — | 43 mm 0,38% | 43 mm 0,6% |

Tabela IV-4 Propriedades dos pós espalhadores

| | ρ (kg.m ⁻³) | Z (MRayls) | c (J/g°C) | k_t (W/mK) |
|---------|---------------------------------|---------------|--------------|-----------------|
| PVC | 1,38 | 1,38 | 1—1,5 | 0,12—0,25 |
| Grafite | 2,17 | 9,39 | 0,7 | 6 |

ρ densidade, Z impedância acústica, c calor específico, k_t condutividade térmica.

As curvas obtidas de temperatura serão empregadas, mais adiante, para evidenciar a influência do espalhamento na temperatura (Secção V.1.2)

IV.5 PROPRIEDADES

IV.5.1 PROPRIEDADES TÉRMICAS

Nesta seção, os valores das propriedades térmicas dos materiais empregados na simulação numérica (phantoms e carne), obtidas experimentalmente, são detalhados. O conjunto de experimentos realizados para determinar as propriedades térmicas está descrito nos anexos X.C e X.D. As propriedades do objeto de estudo são: condutividade térmica e calor específico. Essas propriedades formam parte dos parâmetros de entrada nas simulações numéricas do campo de temperatura, e na determinação da dose térmica. A escolha de um método experimental é determinada por fatores como a faixa de temperatura de interesse, faixa de valores de condutividade térmica, a natureza física e integridade estrutural do material, as condições de geometria das amostras, a precisão exigida dos dados, a velocidade necessária de medição, etc. Os métodos de medição das propriedades térmicas podem ser classificados em estacionários e não estacionários. Também podem ser categorizados como invasivos ou não-invasivos, com cada grupo, incluindo ambos os métodos de medições estacionário e não estacionário. As técnicas invasivas envolvem penetração da amostra por qualquer fonte de calor e/ou sensor de temperatura ou a excisão de uma amostra. Em qualquer caso, a destruição local de tecido ocorre e pode resultar em mudanças na interface tecido-sonda.

Diversos estudos experimentais foram realizados para determinar as propriedades termofísicas da matéria. Algumas técnicas de medição foram descritas, como o método de placas quentes “*guarded hot plate*” [168] [169], o método da linha quente “*line heat source probe*” [170]. Apesar de que as propriedades termo físicas da carne tenham sido estudadas por diferentes investigadores com diferentes técnicas, a informação disponível é dispersa, fraccionada e tem um alto grau de variação (Tabela IV-5), impossibilitando o uso dos valores publicados e a consolidação da

validade do modelo proposto. A variabilidade dos valores depende de sua composição e estrutura, ademais, algumas delas são altamente dependentes da temperatura. É por isso que se deve determinar os valores da condutividade térmica e calor específico do tipo de carne.

Tabela IV-5. Condutividade térmica informada pelos diferentes autores para o tecido bovino muscular e gordura [171]

| Investigador | Material | Temperatura (°C) | Condutividade térmica (W/(cm K) 10 ⁻¹) |
|--------------|------------------------|------------------|--|
| Breuer | Gordura animal | | 1,32-1,56 |
| Hardy | Gordura bovina | | 2,04 |
| Hatfield | Gordura bovina | | 2,22 |
| Lapshin | Gordura bovina | 20 | 0,94-2,46 |
| Chato | Gordura bovina, fresca | 20 | 2,25-2,28 |
| Hardy | Músculo bovino | | 1,97 |
| Hatfield | Músculo bovino | | 2,80 |
| Hatfield | Músculo bovino | | 5,32 |
| Poppendiek | Músculo bovino | | 5,28 |
| Chato | Músculo bovino | 25 | 3,42-5,10 |

IV.5.1.1 CONDUTIVIDADE TÉRMICA

A condutividade térmica (k_t) é uma das propriedades físicas que determinam o comportamento térmico dos materiais, sendo importante no desenho de qualquer processo térmico e depende da estrutura física da matéria. É uma medida da razão de como o calor é conduzido em um material e fornece uma indicação da taxa à qual a energia é transferida pelo processo de difusão.

Para medir esta propriedade existem métodos em estado transitório e estacionário, cada uma deles apresenta uma grande variedade de técnicas. Os utilizados para realizar as medições da condutividade térmica, é, no caso dos phantoms, o método estacionário (placas quentes) e, no caso da carne, o método transitório (fonte linear de calor). A escolha feita baseada na disponibilidade dos materiais e da sua simplicidade na implementação. Na carne, emprega-se um método transitório para evitar a migração da água que ela contém.

A Tabela IV-6, descreve concisamente as vantagens e desvantagens dos métodos estacionários e transitórios.

Tabela IV-6 Vantagens e Desvantagens dos métodos estacionário e transitório na determinação da condutividade térmica

| Método de estado estacionário | |
|---|--|
| Vantagens | Desvantagens |
| Solução matemática simples. | Não é aplicável às amostras com umidade |
| Adequado para amostras desidratadas. O tamanho da amostra pode ser pequeno. | Requer tempos longos (várias horas) Forma geométrica da amostra é limitada (paralelepípedo, cilindro ou esfera) |
| Método de estado transitório | |
| Adequado para todo tipo de amostras. Requer tempos breves. | Solução matemática complexa. Forma geométrica da amostra é limitada. |

IV.5.1.1.1 PHANTOMS

Os resultados numéricos dos valores medidos das condutividades térmicas dos diferentes phantoms são mostrados na Tabela IV-7 para cinco eventos.

Tabela IV-7 Condutividade térmica média dos phantoms com grafite. Espessura dada em (mm) e condutividade térmica em $(W.(m.K)^{-1})$

| Phantom | Espessura | | Condutividade térmica k_t | | | | |
|------------|----------------------------------|-------|-----------------------------|-------|-------|-------|--------------------------|
| | $\langle e \rangle \pm \sigma_e$ | | Valor de cada evento | | | | |
| PH0 | 3,28±0,13 | 0,270 | 0,268 | 0,273 | 0,271 | 0,260 | 0,270±0,031 |
| PH1 | 3,14±0,21 | 0,278 | 0,277 | 0,280 | 0,279 | 0,276 | 0,278±0,014 |
| PH2 | 3,25±0,10 | 0,281 | 0,280 | 0,282 | 0,282 | 0,280 | 0,281±8×10 ⁻³ |
| PH3 | 3,37±0,07 | 0,287 | 0,285 | 0,289 | 0,286 | 0,289 | 0,287±0,012 |

IV.5.1.1.2 MÚSCULO BOVINO

O método de medida escolhido para a determinação da condutividade térmica, k_t , é o método transitório da fonte linear porque a carne é um meio com um elevado teor de água. O modelo teórico a aplicar é dado pela equação (anexo X.C.2):

$$k_t = \frac{q'}{4\pi} \left/ \left[\frac{(T_2 - T_1)}{\ln(t_2/t_1)} \right] \right. \quad (4.3.1)$$

Onde T_1 , T_2 são as temperaturas os tempos t_1 , t_2 respectivamente e q' a taxa de transferência de calor por unidade de comprimento.

Para a determinação da condutividade térmica foram feitos cinco medições, em diferentes amostras de músculo esquelético (C1–C5), extraídas em cortes sequencias de uma mesma peça de tecido muscular (o tipo de carne é lagarto) para minimizar a variabilidade da composição. Para facilitar o processo de corte de amostras foi congelada a peça de carne. As amostras foram colhidas em paralelo às fibras musculares, cortadas com um cortador cilíndrico aberto, diâmetro $\varnothing=40\text{mm}$ e 120mm de altura. As amostras foram tomadas com cuidado para evitar a inclusão de gordura.

A Tabela IV-8 mostra os valores da k_t , sendo o valor médio $0,347\pm 0,012 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$.

Tabela IV-8 Valores dos parâmetros para determinação da condutividade térmica da carne pela a técnica fonte linear

| Carne | C1 | C2 | C3 | C4 | C5 |
|---|--------|--------|--------|--------|--------|
| Massa (g) | 139,2 | 155,5 | 153,7 | 143,1 | 150,8 |
| Temperatura inicial (°C) | 17,0 | 17,0 | 17,0 | 17,0 | 17,0 |
| k_t (W.(m°C) ⁻¹) | 0,3537 | 0,3411 | 0,3649 | 0,3358 | 0,3412 |
| $\langle k_t \rangle = 0,347 \pm 0,012$ | | | | | |

Para outra peça de músculo esquelético, do mesmo tipo, se determinou que o valor da condutividade térmica muito maior ($0,65\pm 0,13 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$), evidenciando que o valor da condutividade térmica depende de muitos fatores, entre eles, a estrutura do tecido, os dias de post-mortem ou espécimen de gado bovino [172]. O valor representativo da condutividade térmica para as simulações é $0,499\pm 0,053(\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1})$ (média dos valores médios).

É interessante notar que o modelo de fonte linear infinita é capaz de estimar a condutividade térmica do material sem conhecer a difusividade térmica do meio e a escolha do ponto onde se controla a temperatura é arbitrária.

IV.5.1.2 CALOR ESPECÍFICO

O método de medida escolhido para a determinação do calor específico dos phantoms (c_p) e da carne (c_c), é o método de mistura (ver anexo X.D).

IV.5.1.2.1 PHANTOMS

Na Tabela IV-9 apresenta os valores das massas e temperaturas da água, dos phantoms e do alumínio (um evento de dez realizados), os valores médios do calor específico serão utilizados na simulação numérica de BHTE.

Tabela IV-9 Parâmetros para determinar o valor médio do calor específico dos phantoms empregando o método da misturas em dez eventos. (Valores de um evento)

| | | PH0 | PH1 | PH2 | PH3 |
|---|------------|--------|--------|--------|--------|
| Massa (g) | Água | 1000,0 | 1000,0 | 1000,0 | 1000,0 |
| | Phantom | 230,1 | 242,4 | 231,5 | 230,7 |
| | Alumínio | 36,0 | 36,0 | 36,0 | 36,0 |
| Temperatura (°C) | Água | 15,02 | 15,00 | 14,84 | 14,31 |
| | Phantom | 62,12 | 64,24 | 60,57 | 63,73 |
| | Alumínio | 62,12 | 64,24 | 60,57 | 63,73 |
| | Equilíbrio | 16,99 | 16,56 | 16,20 | 15,95 |
| $\langle c_p \rangle$ (J.kg ⁻¹ .K ⁻¹ .) | | 0,7050 | 0,7048 | 0,7047 | 0,7044 |

IV.5.1.2.2 MÚSCULO BOVINO

Dado que o aquecimento altera as propriedades da carne, não se pode reutilizar as amostras já empregadas na determinação da condutividade térmica. Para minimizar a variabilidade, se cortam cinco amostras da mesma peça de carne. O corte das amostras é semelhante às anteriores, se realiza com um cortador metálico cilíndrico, com amostra previamente congelada e tratada, como já foi descrito na seção 3.2 deste capítulo. As amostras foram envoltas e armazenadas durante a noite em um recipiente fechado na geladeira. Evita-se a presença da gordura na carne. A partir da medição de massa e volume (deslocamento do líquido) é determinada a densidade da carne (5 medições), seu valor é (1034±12) kg.m⁻³.

Tabela IV-10. Parâmetros para determinar o valor médio do calor específico da carne empregado o método das misturas em dez eventos

| | | C6 | C7 | C8 | C9 | C10 |
|---|------------|-------|-------|-------|-------|-------|
| Massa (g) | Água | 200,0 | 200,0 | 200,0 | 200,0 | 200,0 |
| | Carne | 84,7 | 113,7 | 132,7 | 118,1 | 98,6 |
| | Capsula | 150,0 | 150,0 | 150,0 | 150,0 | 150,0 |
| Temperatura (°C) | Água | 51,0 | 51,0 | 51,0 | 51,0 | 51,0 |
| | Carne | 21,0 | 21,0 | 21,0 | 21,0 | 21,0 |
| | Capsula | 21,0 | 21,0 | 21,0 | 21,0 | 21,0 |
| | Equilíbrio | 43,2 | 42,0 | 41,3 | 41,8 | 42,6 |
| $\langle c_c \rangle$ (J.kg ⁻¹ .K ⁻¹ .) | | 3089 | 3068 | 3084 | 3062 | 3081 |
| $\langle c_c \rangle = 3076 \pm 11$ | | | | | | |

De modo semelhante ao que foi realizado para a determinação da condutividade térmica da carne, e com o mesma “outra peça de músculo” utilizada (secção IV.5.1.1.2), a capacidade de calor foi determinada. A capacidade calorífica média foi muito diferente, $4470 \pm 16 \text{ J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$. Novamente a dependência das propriedades térmicas de nosso interesse, com os fatores externos é notável. O valor representativo da capacidade calorífica para as simulações é $3773 \pm 13 (\text{J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1})$, (média dos valores médios).

IV.5.2 PROPRIEDADES ACÚSTICAS

Quando o tecido muscular é submetido a um incremento de temperatura as proteínas da carne se desnaturalizam e certos lipídios mudam de estado. Estas alterações nos componentes da carne tem um importante efeito sobre a estrutura da carne e conseqüentemente no ultrassom e no campo térmico. O músculo consiste em feixes paralelos de fibras musculares com tecido conjuntivo entre eles, essa estrutura determina muitas propriedades físico-químicas. O alinhamento das fibras conduz a diferentes propriedades acústicas, quando as ondas se propagam paralelo ou perpendicular às fibras. Quando as fibras do músculo estão alinhadas paralelamente à direção de propagação da onda de ultrassons, as compressões e expansões são ao longo dos eixos das fibras, alinhadas perpendicularmente, as compressões e expansões são transversais em relação aos eixos das fibras musculares.

Medições dos perfis dos parâmetros ultrassônicos (velocidade longitudinal e atenuação) com a temperatura de amostras do músculo com o alinhamento de fibras paralelas e perpendiculares foram utilizadas para evidenciar as alterações na estrutura da carne.

Descreve-se o conjunto de experimentos realizados para determinar os perfis dos parâmetros ultrassônicos, velocidade longitudinal e atenuação, com a temperatura dos materiais empregados na simulação numérica (phantoms e carne). Em particular se determina a velocidade longitudinal e atenuação ultrassônica. Essas propriedades formam parte dos parâmetros de entrada nas simulações numéricas do campo de temperatura, e porem na determinação da dose térmica. Para cada uma das propriedades térmicas se descrevem as técnicas experimentais empregadas e detalham os valores obtidos.

IV.5.2.1 VELOCIDADE LONGITUDINAL

A velocidade longitudinal é determinada empregando a técnica de transmissão. Para os phantoms:

$$v_s = v_{ref} \left(\frac{1}{1 - \frac{t}{d} v_{ref}} \right), \quad (4.3.2)$$

onde d e v_{ref} são a espessura da amostra e a velocidade do US no meio de propagação, respectivamente; t é a diferença do tempo entre os dois sinais (com e sem phantom). Os valores médios da velocidade do US para cada temperatura é obtido em cinco pontos da amostra. É assumida a velocidade do US no meio de propagação (água tipo A degaseificada). O tempo de voo é determinado empregando o módulo da correlação cruzada de dois sinais, referência e emergente da amostra (software Matlab®). O valor máximo deste módulo fornece a diferença temporal entre esses sinais.

No caso dos músculos, onde os transdutores estão em contato com amostra e a uma separação fixa, a velocidade é dada por:

$$v_s = \frac{d}{t}, \quad (4.3.3)$$

onde v_s é a velocidade no músculo, d a espessura do músculo e t é o tempo do início do sinal ultrassônico, tempo quando a amplitude da sinal é maior o igual ao duplo do valor médio da amplitude do nível base do sinal RF.

Se há empregado duas montagens experimentares para medir a velocidade longitudinal ultrassônica e atenuação, um para os phantoms e outro para a carne, já que esta não mantém suas dimensões com a temperatura. A temperatura foi incrementada de 20 a 50°C, a uma taxa de 1/6 de grau por minuto empregado um radiador anexado ao banho térmico. A Figura IV-16 e Figura IV-17 mostra o diagrama experimental das montagens experimentais (para simplificar, o banho térmico não está incluído).

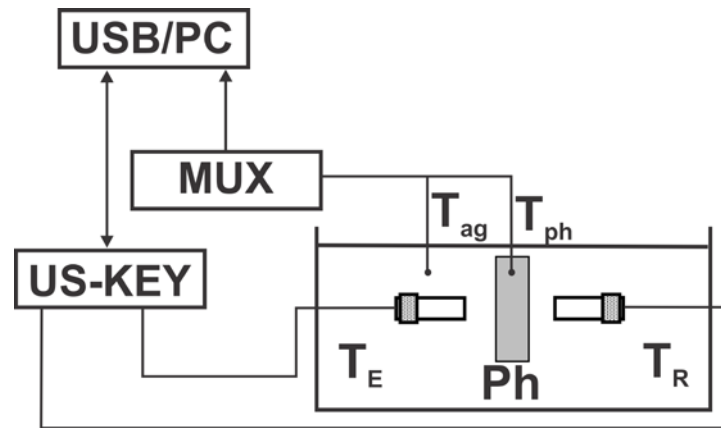


Figura IV-16. Desenho experimental da técnica transmissão empregada nos phantoms na determinação da velocidade e atenuação ultrassônica. O phantom (PH), transdutores emissor (T_E) e receptor (T_R) e os termopares (água, T_{ag} e phantom T_{ph}) estão imersos na água degaseificada (do banho térmico). O gerador/receptor ultrassônico (US-KEY) e multiplexador (MUX) estão ligados via USB ao computador (PC).

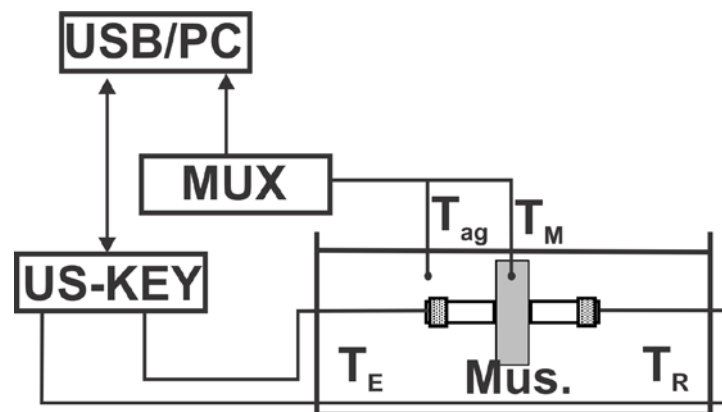


Figura IV-17. Desenho experimental da técnica transmissão empregada nos músculos na determinação da velocidade e atenuação ultrassônica. O músculo (Mus.), transdutores emissor (T_E) e receptor (T_R) e os termopares (água, T_{ag} e músculo T_M) estão imersos na solução salina degaseificada (0,9%NaCl). O gerador/receptor ultrassônico (US-KEY) e multiplexador (MUX) estão ligados via USB ao computador (PC).

Para gerar e detectar o US se empelo dois transdutores de frequência central 1,0 MHz (Harsonic 13-0108-S) conectados ao gerador/receptor US-Key Single Channel Ultrasound Device (Lecoeur electronique, France). Os sinais são adquiridos por um computador (via USB) quando o incremento de temperatura da amostra é $\geq 0,2C$, por um programa desenvolvido em Matlab[®]. Dois termopares tipo T medem a temperatura do banho (T_{ag}) e no interior da amostra (T_{ph} ou T_M, phantom e músculo respectivamente) empregado o multiplexador NI 9213 (National Instruments; Austin, Texas, EUA).

Os phantom analisados são à base de silicone sem e com e sem pó de grafite (PH0 e PH1, PH2, PH3 respectivamente) e paralelepípedo de faces planas e paralelas, 50 mm de largura por 50 mm de altura e 30 mm de espessura. Estão imersos em água Tipo A degaseificada (meio referência); os sinais a correlacionar são obtidas em dois experimentos mantendo a mesma configuração, com e sem phantom.

As curvas de velocidade em função da temperatura para os phantoms (Figura IV-18) evidenciam que apresentam o mesmo comportamento linear com a temperatura. Os ajustes para os diferentes phantoms são: $v_{PH0}=1133,77-3,61 \times T$, $v_{PH1}=1133,64-3,47 \times T$, $v_{PH2}=1129,75-3,33 \times T$, $v_{PH3}=1141,92-3,51 \times T$.

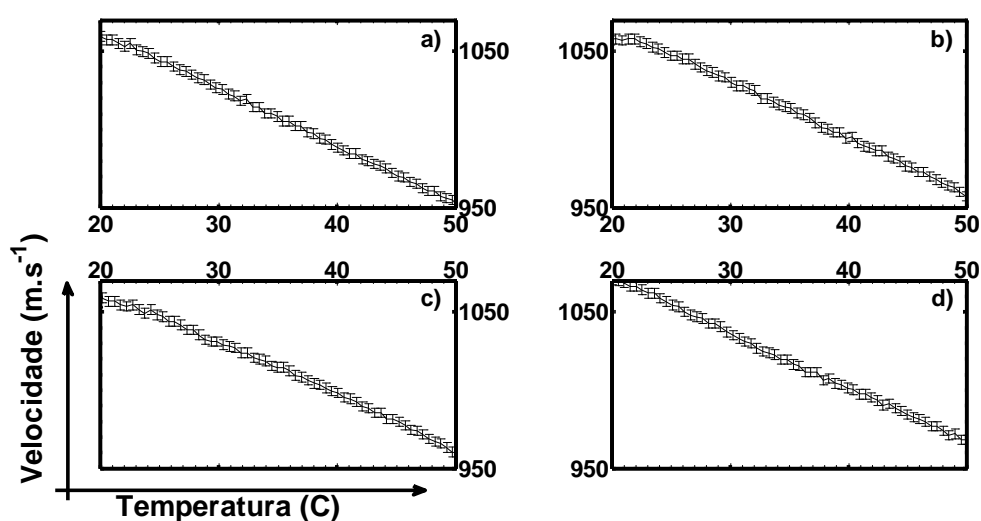


Figura IV-18. Velocidade em função da temperatura dos phantoms analisados PH0, PH1, PH2, PH3 (a, b, c e d respectivamente).

Amostra de tecido do músculo bovino é de 50 mm de largura por 50 mm de altura e 30 mm de espessura, foi posicionada entre os tradutores (fixos e em contato com o músculo). A analisar os músculos, o efeito da anisotropia na velocidade é notória. As curvas da velocidade em função da temperatura dos três músculos esquelético empregados (Figura IV-19), para as disposição de fibras musculares perpendiculares e paralela a direção de propagação do US, evidenciam diferenças notáveis. Como exemplo a 37 C, a velocidade do músculo com as fibras paralelas foi de cerca de 1% mais elevada que com as fibras perpendiculares à direção do US.

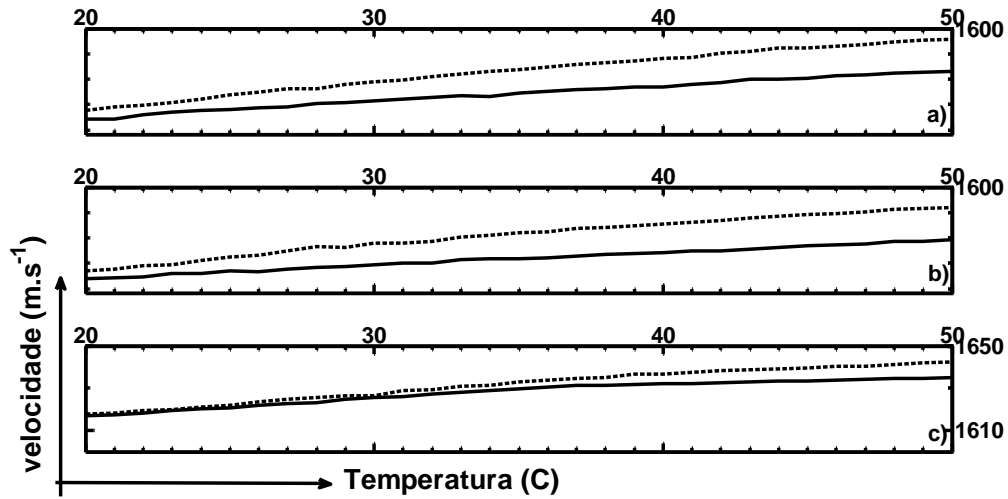


Figura IV-19. Velocidade em função da temperatura dos músculos analisados músculo 1,2 e 3 (a, b e c respectivamente). Direção da propagação do US (1,0MHz) perpendicular (línea contínua) e paralelo (línea a traços) as fibras musculares.

O ajuste (polinômio de grau 2) da velocidade (fibras musculares perpendiculares) para os músculos são: $v_{m1}=1538,741+1,007 \times T-0,004 \times T^2 \text{m.s}^{-1}$, $v_{m2}=1542,977+0,720 \times T-0,002 \times T^2 \text{m.s}^{-1}$, $v_{m3}=1586,182+1,839 \times T-0,017 \times T^2 \text{m.s}^{-1}$ respectivamente.

Em suma, neste tópico foram determinadas as relações da velocidade longitudinal ultrassônica em função da temperatura, para os diferentes phantoms de silicone e músculos esqueléticos bovinos, parâmetro de entrada para a simulação de temperatura.

IV.5.2.2 ATENUAÇÃO ULTRASSÔNICA

A propagação de uma onda mecânica plana através de um meio na direção x é expressa como [134]:

$$p = p_0 e^{-\alpha x}, \tag{4.3.4}$$

onde p_0 é a pressão inicial da onda mecânica na profundidade inicial do meio de propagação, ($x=0$) e α o coeficiente de atenuação acústica (dB.cm^{-1}). Um modelo empregado para a estimativa da atenuação em tecidos moles é:

$$\alpha = \beta f^n, \tag{4.3.5}$$

onde β é o coeficiente de atenuação acústica (em $\text{dB}\cdot\text{cm}^{-1}\cdot\text{MHz}^{-1}$) e n a dependência da atenuação em relação à frequência. Para os tecidos moles na faixa de 1 a 10 MHz, a atenuação pode ser considerada linearmente dependente da frequência [134].

O método empregado para a estimativa da atenuação acústica é o método da diferença espectral que assume que a atenuação incrementa linearmente com a frequência e permite estimar o coeficiente de atenuação dependente da frequência (β). A estimativa deste coeficiente é determinada a partir da diferença espectral entre o meio de interesse e o de referência (água tipo A degaseificada), a curva resultante da diferença logarítmica espectral produz uma curva de atenuação em função da frequência e o ajuste linear da curva permite a estimativa do coeficiente angular (assume-se $n=1$). Portanto, o valor do coeficiente de atenuação β pode ser determinado a partir do valor do coeficiente angular dividido pela distância de propagação da onda no meio.

Como exemplo, a Figura IV-20 mostra os sinais RF's sem e com interposição do phantom homogêneo (PH0) e seus respectivos espectros.

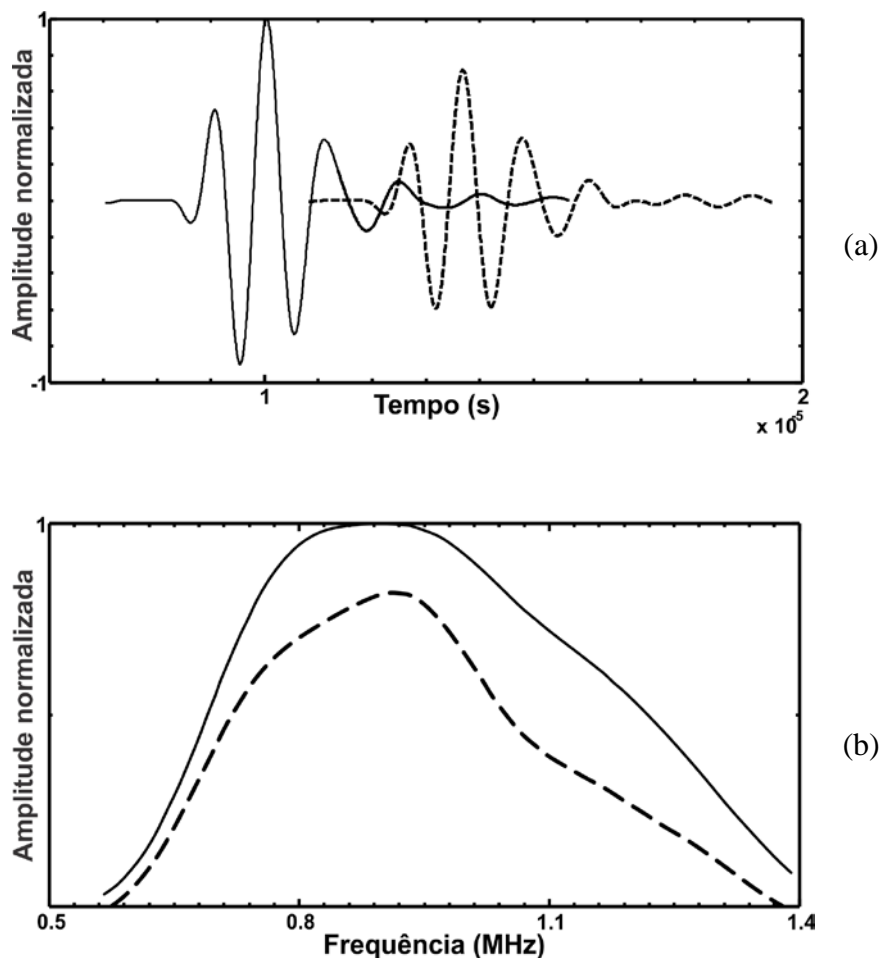


Figura IV-20. Sinal RF's (a) e seus respectivos espectros a -6dB (b) sem (linha contínua) e com (linha tracejado) phantom. Método transmissão. Sinal atenuado por phantom homogêneo.

Todos os coeficientes de atenuação foram obtidos a partir do ajuste linear na faixa espectral -6dB e avaliado a 1MHz. Neste caso, a Equação (4.3.5) fica $\alpha = \beta$. A evolução do coeficiente de atenuação em função da temperatura, no caso dos phantoms (Figura IV-21), mostra um comportamento semelhante, apesar dos valores do PH3 (1% grafite) serem maiores (O ajuste linear é obtido a partir da função *spline* do MATLAB®).

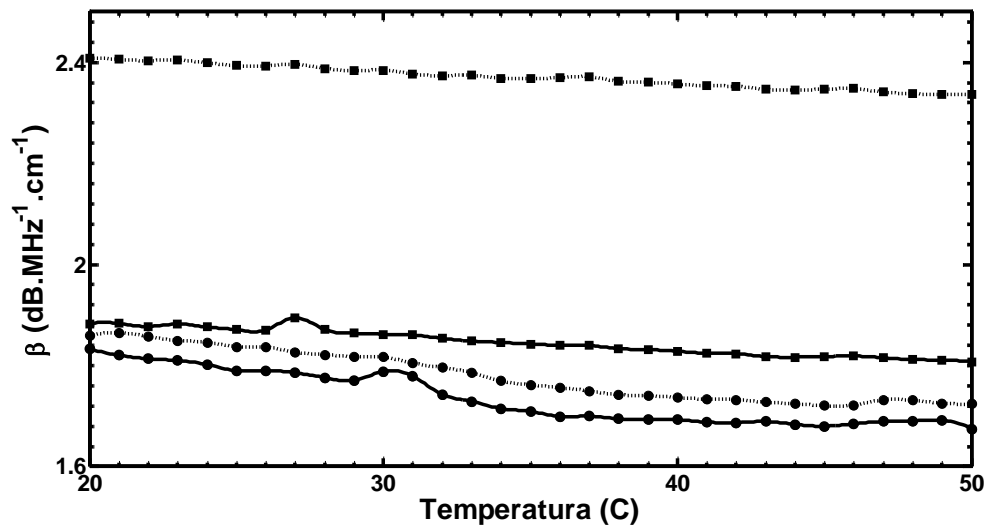


Figura IV-21. Coeficiente de atenuação dos phantoms em função da temperatura (1,0 MHz). PH0, linha contínua + círculo; PH1 linha traço + círculo; PH2 linha contínua + quadrado e PH3 linha traço + quadrado.

No caso dos músculos é muito importante a orientação das fibras musculares no coeficiente de atenuação. O α , a temperaturas menores a 37°C , é várias vezes superior nas amostras com as fibras alinhadas perpendicularmente à direção do US (Figura IV-22). Acima dos $\sim 37^{\circ}\text{C}$ (até 50°C), a tendência é inverter o comportamento (exceto o músculo 3), o α é maior das fibras alinhadas perpendicularmente a direção do US.

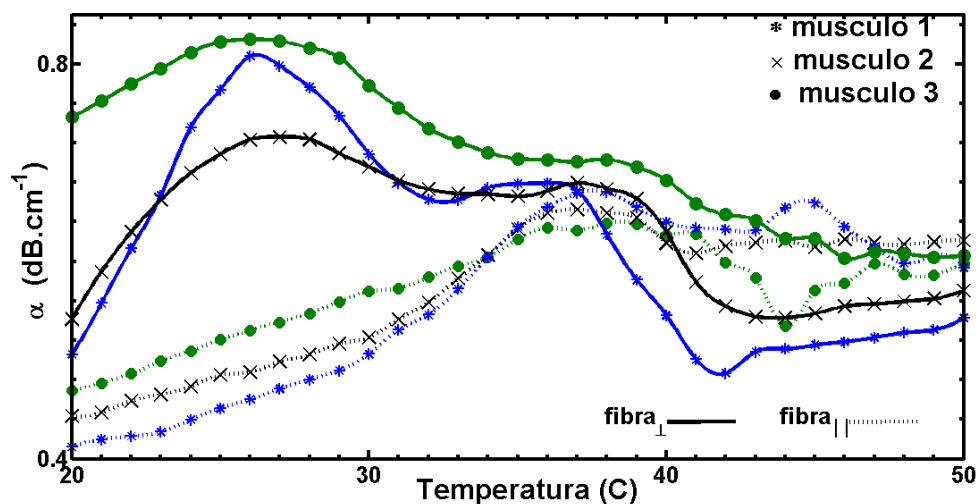


Figura IV-22. Coeficiente de atenuação dos músculos em função da temperatura (1,0 MHz). Alinhamento de fibras musculares paralelas e perpendiculares ao feixe ultrassônico.

A evolução do coeficiente de absorção em função da temperatura é obtido a partir das amostras dos músculos com uma espessura de 5mm e com as fibras perpendiculares à direção do US (Figura IV-23).

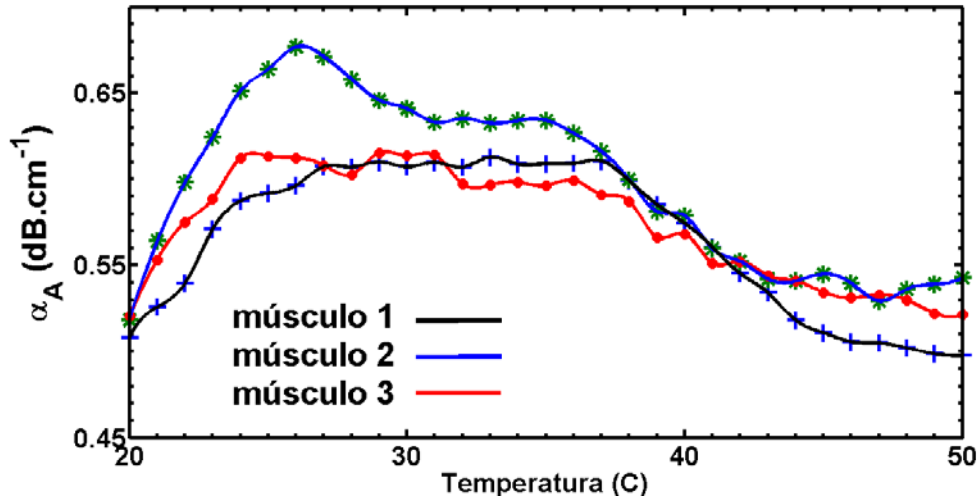


Figura IV-23. Coeficiente de absorção dos músculos em função da temperatura (1,0 MHz). Alinhamento de fibras musculares perpendiculares ao feixe ultrassônico.

Em suma, neste tópico, o efeito da perda da energia da onda ultrassônica, caracterizado pelo coeficiente de atenuação, foi determinado para os diferentes phantoms de silicone e músculos esqueléticos bovinos. Em particular, os coeficientes de atenuação são determinados em função da temperatura. Assume-se, para os phantoms, que o coeficiente de absorção é o coeficiente de atenuação do phantom homogêneo e, no caso dos músculos, corresponde ao coeficiente de atenuação das amostras de pequena espessura. Estes coeficientes são parâmetros de entrada na simulação numérica da temperatura.

IV.6 SETUP EXPERIMENTAL PARA DETERMINAÇÃO DO LIVRE CAMINHO MÉDIO

O parâmetro escolhido para caracterizar o espalhamento de ultrassom é o livre caminho médio de espalhamento (ℓ_s). Este é obtido a partir de medidas do coeficiente de transmissão coerente (T_c), que para uma determinada profundidade, experimentalmente é determinado por:

$$T_c = \frac{\sum \max \langle \Psi_i \rangle}{\max(\Psi_0)}, \quad (4.3.6)$$

onde Ψ_i é a amplitude transmitida através da amostra na posição i -ésima, Ψ_0 é a amplitude referência (sem amostra), $\langle \dots \rangle$ indica média em várias posições da sombra geométrica a uma profundidade determinada.

O hidrofone calibrado, TNU001A, SISTEMAS de NTR, INC. tem um abertura de raio de 0,3 mm e uma largura da banda de 0,5 a 15 MHz, aceitável para receber o sinal transmitido (1,0 MHz frequência central, não focalizada) sem qualquer efeito de filtração.

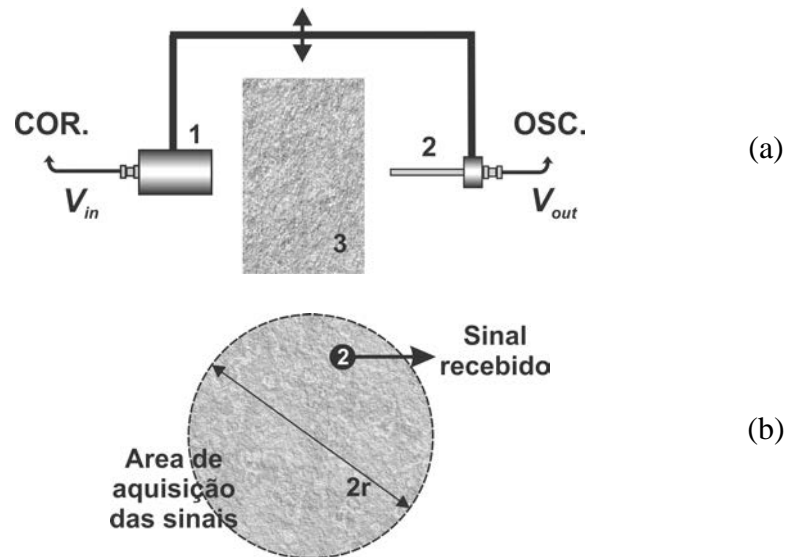


Figura IV-24. Diagrama experimental para determinar o livre caminho médio de espalhamento. (a) 1 transdutor emissor (raio r), 2-Hidrofone de agulha, 3-phantom com espalhador. O pulso acústico emitido por transdutor, gerado pelo gerador-receptor de ultrassom CORELEC (COR.) é recepcionado por hidrofone depois de atravessar o phantom. (b) Visão traseira, denota a área onde os sinais de RF serão adquiridos, sombra geométrica da posição inicial do transdutor emissor, para assegurar que é a mesma distribuição de espalhadores.

O hidrofone está situado na porção central da face traseira da amostra, seguindo o eixo central do transdutor. Ambos, transdutor e hidrofone, movem-se sempre mantendo a mesma posição relativa entre eles (Figura IV-24). Uma vez posicionado o sistema emissor-receptor-phantom, determina-se a sombra geométrica do mesmo, zona na qual se medirão os outros sinais para se obter o coeficiente de

transmissão coerente. Adquirem-se os sinais RF (em média são 120 A-scan) fazendo uma varredura com passo de 0,1 mm. O phantom é retirado e se adquire o Ψ_0 (média de 10 A-scan em diferentes posições da sombra geométrica inicial).

Os phantoms cilíndricos (PH1–PH3) apresentam um diâmetro $\varnothing=62\text{mm}$ e altura que varia entre $9\leq z\leq 71\text{mm}$. O raio da base dos phantoms é três vezes o raio do transdutor emissor (10mm). Essa configuração, junto ao paralelismo entre a superfície emissora do transdutor e as bases do phantom, assegura que as possíveis reflexões do US nas faces laterais não se superponham ao pulso balístico.

Uma vez determinado o T_C , o livre caminho médio de espalhamento pode ser calculado a partir das relações (2.3.24) e (2.3.26) mediante o ajuste linear do logaritmo natural do T_C em função da profundidade ($\ln(T_C)=-z/2\ell_s$), Figura IV-25 . Evidencia-se que à medida que se incrementa a concentração dos espalhadores o ℓ_s diminuiu, como era de se esperar (Equação (2.3.23), Tabela IV-11).

Tabela IV-11 Livre caminho médio de espalhamento em função da concentração de espalhadores

| % espalhadores | ℓ_s (mm) |
|----------------|-----------------|
| 0,25 | $4,35 \pm 0,16$ |
| 0,50 | $3,85 \pm 0,05$ |
| 1,00 | $3,03 \pm 0,01$ |

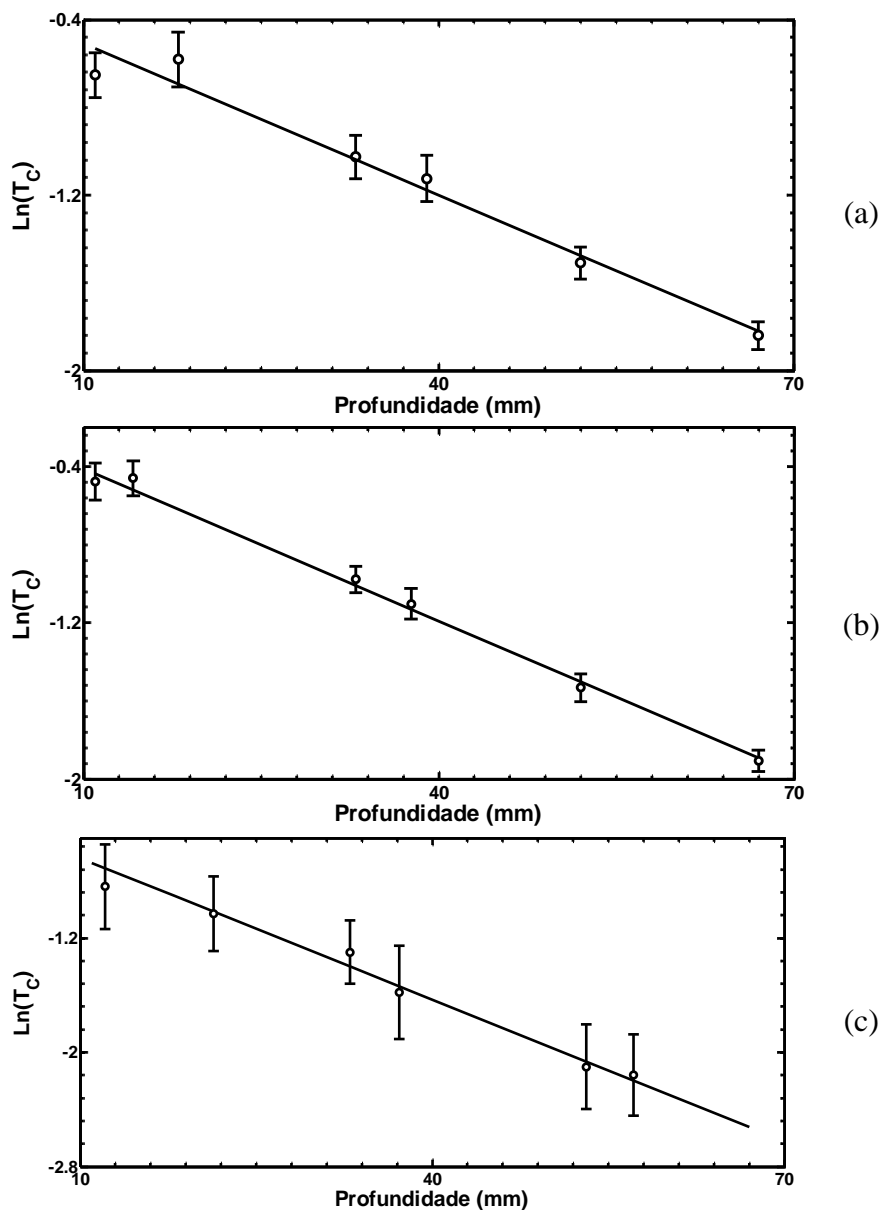


Figura IV-25. Logaritmo natural do coeficiente de transmissão coerente em função da profundidade do phantom a base de silicone e pó de grafite para três concentrações: 0,25% (a), 0,5% (b) e 1,0% (c).

IV.7 EXPERIMENTO PARA AVALIAR A EXISTÊNCIA DE ESPALHAMENTO NO TECIDO MUSCULAR

Para evidenciar o efeito do espalhamento nas curvas de temperatura, em amostras de tecido muscular, foi montado outro experimento; neste caso se determinou a potência a uma profundidade determinada do tecido, empregando a balança de força de radiação (UPM). Sempre trabalhando com TUS (SONOPULSE

IBRAMED 2000) e em três profundidades do tecido, a temperatura e a potência são medida.

As amostras de tecido são quatro cilindros de diâmetro 82 mm e bases paralelas, do um mesmo exemplar; um de 80mm de altura, para medir a temperatura a três profundidades (10, 30 e 40 mm) e três cilindros de 10, 30 e 40mm de altura, para medir a potência. A amostra é fixada em uma armação rígida (fios que ficam fora da sombra geométrica da cerâmica do TUS) e fica interposta entre o transdutor do TUS e cone refletor da balança (Figura IV-26b), com as fibras musculares perpendiculares ao feixe do US.

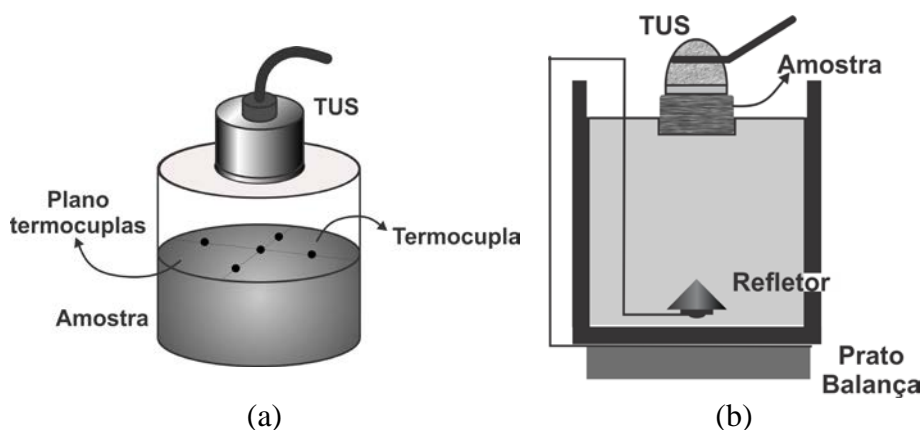


Figura IV-26. Diagrama esquemático da: (a) disposição dos termopares e (b) balança de força de radiação (UPM) e amostra. (TUS, *therapeutic ultrasound*).

Na obtenção da temperatura, se seleciona a profundidade de trabalho (plano paralelo à face do transdutor) e se posicionam cinco termopares (tipo T), distribuídos em cruz separados ~5 mm entre si (Figura IV-26a). A amostra é submersa em banho salino (0,9% NaCl) e levada a um banho térmico a 37°C. Aplica-se US durante 2 ou 4 minutos em modo CW a três intensidades (0,5, 1,0 e 2,0 W.cm⁻²). Adquire-se a temperatura a cada 10s, empregando o multiplexador NI 9213 (National Instruments; Austin, Texas, EUA). A potência ultrassônica é medida em 10 eventos, com amostra interposta, e cada medição se realiza em no máximo 20 segundos de irradiação para que o efeito térmico não tenha influência ou seja insignificante na medida. Entre cada medição transcorre um mínimo de 10 minutos.

Infraestrutura experimental

A partir das curvas de temperaturas é calculada a Dose Térmica com base na Equação (2.3.28). O processo de medição é repetido 4 vezes e sempre se leva amostra (incluindo termopares) para banho térmico, para atingir as mesmas condições iniciais de temperatura.

O objetivo fundamental desta experiência é determinar a intensidade ultrassônica (conhecida a ERA do transdutor) que será um parâmetro de entrada no cálculo da fonte térmica.

V CAPÍTULO 5. RESULTADOS

Em seguida se apresentam os resultados que demonstram a influência do espalhamento no campo de temperatura, mostrando também o parâmetro livre caminho médio de espalhamento em diferentes phantoms e tecidos *ex-vivo*. Para evidenciar a influência do espalhamento no modelo biotérmico (portanto no campo de temperatura) se apresenta a Dose Térmica. Calcula-se a TD a partir das curvas experimentais e se comparam com as TD's obtidas a partir das curvas simuladas com e sem espalhamento.

V.1 EVIDÊNCIA DA INFLUÊNCIA DO ESPALHAMENTO

Neste tópico se apresentam os resultados das simulações e dos experimentos realizados para averiguar a influência do espalhamento na determinação do campo térmico e que potenciais efeitos pode causar na Dose Térmica (TD).

V.1.1 COMPROVAÇÃO NUMÉRICA DO ESPALHAMENTO

Os modelos atuais de propagação de US nos tecidos moles assumem a validade da aproximação de Born, o qual considera desprezível o espalhamento. Para evidenciar a importância de considerar o espalhamento originado no tecido muscular esquelético bovino se realizou uma simulação numérica. Para tal fim se empregou o programa *Wave 2000* (Cyberlogic, Inc.) e duas disposições das fibras musculares: paralelas (fibra1) e perpendicular (fibra2, fibra3) ao feixe do ultrassom.

Foi gerada uma geometria de 80×120 mm considerando três meios de propagação do ultrassom: água, gordura e fibras musculares.-As propriedades dos materiais são obtidas da biblioteca do programa (água, gordura, PZT) e no caso da fibra muscular, foram definidas a partir dos dados obtidos na literatura (densidade e coeficientes de Lamé). A fonte emissora é uma cerâmica PZT (13mm de diâmetro e quarto comprimento de onda de espessura) que gera um pulso gaussiano de $3\mu\text{s}$ de duração, amplitude unitária e frequência central de 1 MHz. O pulso viaja em água e incide paralelamente no meio formado por gordura e fibras. Os sinais de

radiofrequência simulados são captados por dois receptores (“materialmente transparentes”, não geram reflexão do US) situados antes e depois do meio M2 (Figura V-4), de diâmetro 0,3mm. As amostras musculares, nos três casos de estudo (fibra1-3), são cilindros de 0,9 mm de diâmetro, cujas fibras estão dispostas paralelas entre si, separadas 0,1mm e entremeadas de gordura. A Figura V-2 mostra a evolução do pulso a $7\mu\text{s}$ e $30\mu\text{s}$. Após incidir na interface água-tecido, parte do ultrassom é transmitida e outra parte é minimamente refletida. (O tamanho dos receptores está sobredimensionado para poder ver sua localização).

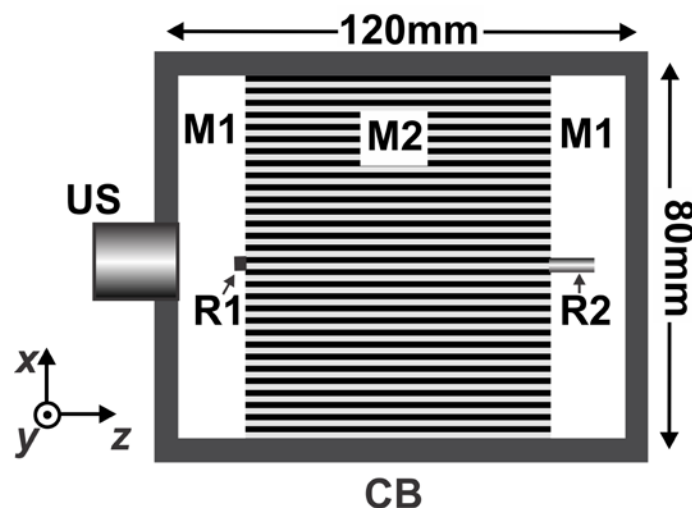


Figura V-1. Diagrama da simulação numérica, fibra1. Transdutor emissor (US), receptores antes e depois da amostra (R1 e R2, respectivamente) e meios de propagação do ultrassom: água (M1); gordura, substrato cinza, e fibras musculares, linhas pretas, (M2). O meio apresenta condições de contorno absorventes (CB).

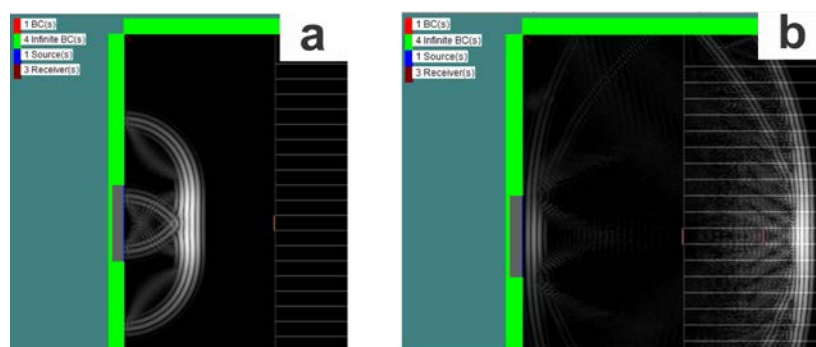


Figura V-2. Foto instantânea da simulação a $7,0\mu\text{s}$ (a) e $30\mu\text{s}$ (b) do início. A onda do US viaja na água em direção ao meio espalhador, parte é transmitida e outra é refletida.

A medida que se considera uma maior profundidade da amostra, o sinal emergente apresenta similar duração temporal e sem perder a forma do pulso incidente (pulso balístico), como se observa na Figura V-3.

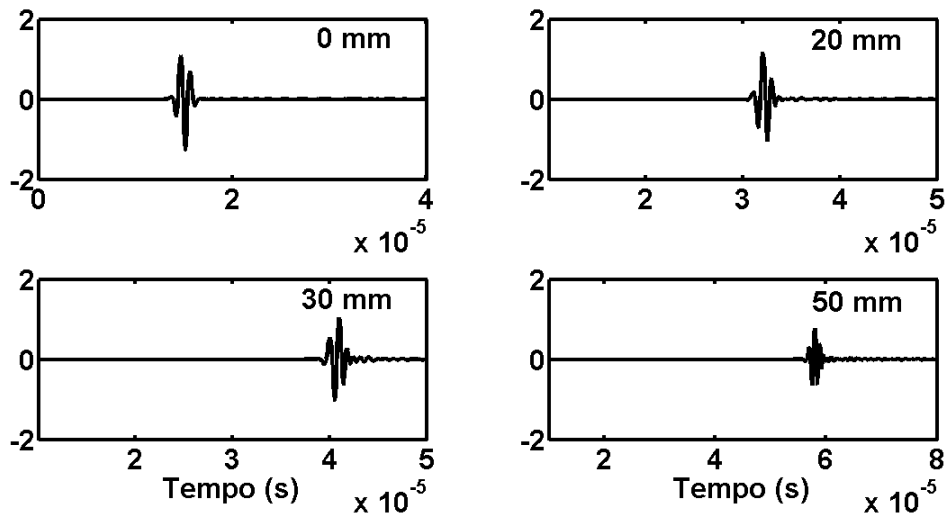


Figura V-3. Simulação numérica: pulso incidente (0mm) e sinais emergentes a 20, 30 e 50mm de espessura.

A outra disposição das fibras musculares, perpendiculares ao eixe do US e contéda no plano da folha, fibra2, Figura V-4.

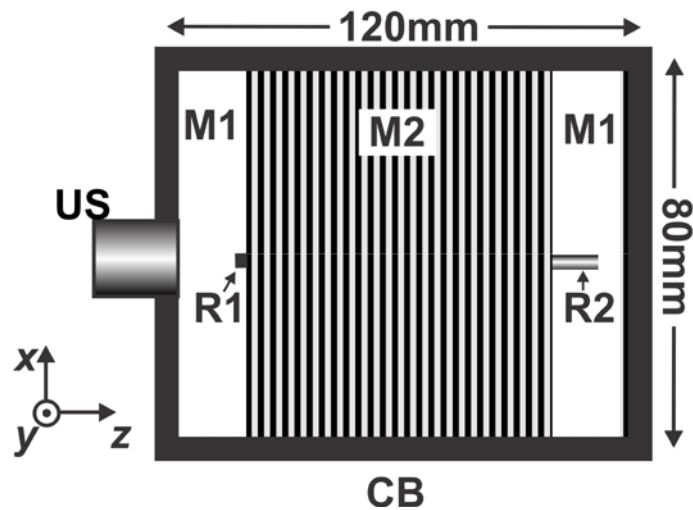


Figura V-4. Diagrama da simulação numérica, fibra2. Transdutor emissor (US), receptores antes e logo da amostra (R1 e R2, respectivamente) e meios de propagação do ultrassom: água (M1); gordura, substrato cinza, e fibras musculares, líneas pretas, (M2). O meio apresenta condições de contorno absorventes (CB).

A Figura V-5 mostra a evolução do pulso a 7 μ s e 30 μ s. Após incidir na interface água-tecido, parte do ultrassom é transmitido e parte é refletido. (O tamanho dos receptores está sobredimensionado para poder ver sua localização).

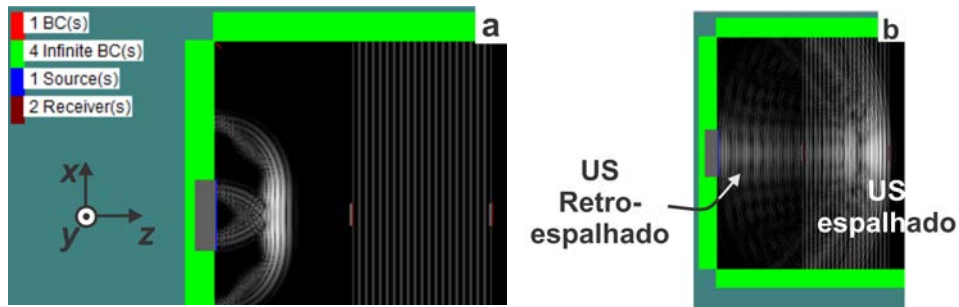


Figura V-5. Foto instantânea da simulação a $7,0 \mu\text{s}$ (a) e $30 \mu\text{s}$ (b) do início. A onda do US viaja na água em direção no meio espalhador, incide perpendicularmente, parte é transmitida e outra é refletida.

A medida que se considera uma maior profundidade da amostra o sinal emergente apresenta uma maior duração temporal e aparecem mais componentes associadas ao espalhamento nas fibras musculares (Figura V-6).

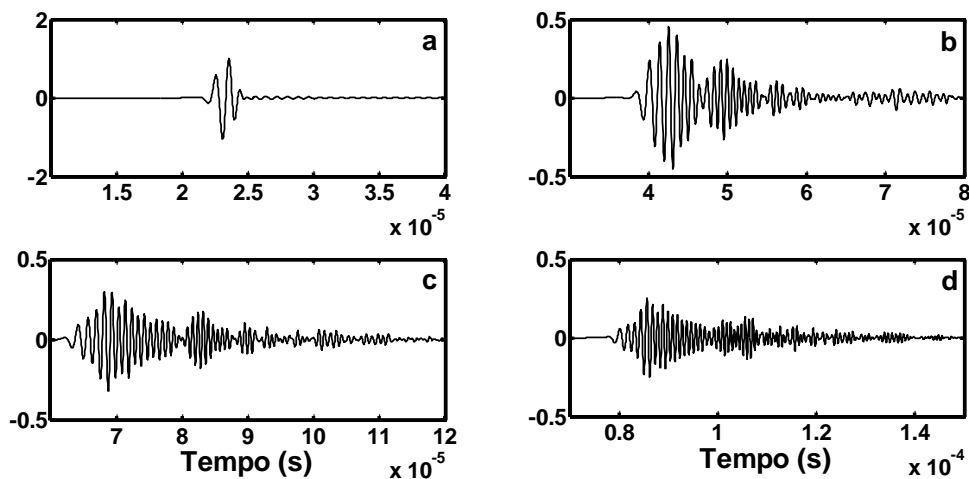


Figura V-6. Simulação numérica: pulso incidente (a) e sinais emergentes a 30, 50 e 70mm (b, c, d respectivamente) de espessura. A diminuição da amplitude do sinal RF causou mudança da escala nos gráficos.

A outra disposição das fibras musculares, perpendiculares a folha, fibra3, é a Figura V-7. O esquema do *Wave-2000* empregado (Figura V-8) evidencia que a separação entre os centros das fibras é variada apesar de exibir uma certa periodicidade.

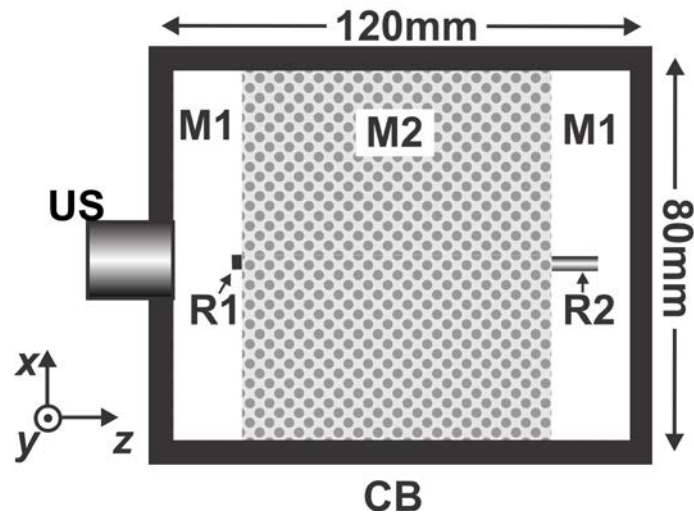


Figura V-7. Diagrama da simulação numérica, fibras3. Transdutor emissor (US), receptores antes e depois da amostra (R1 e R2, respectivamente) e meios de propagação do ultrassom: água (M1); gordura, substrato cinza claro, e fibras musculares, cinza obscuro, (M2). O meio apresenta condições de contorno absorventes (CB).

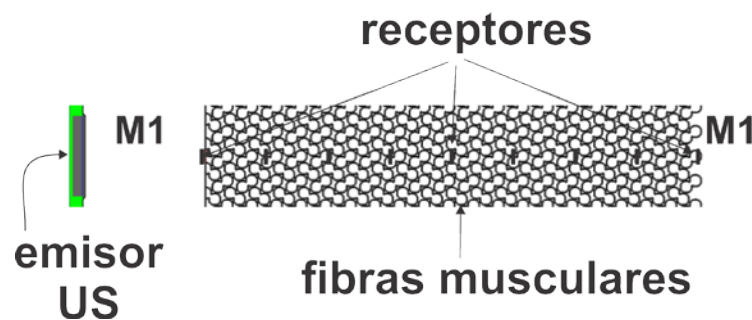


Figura V-8. Esquema empregado na disposição, fibra3. As fibras musculares (0,95mm de diâmetro) imersas em tecido conjuntivo; amostra está mergulhada na água (M1). O tamanho dos receptores está sobredimensionado para ser visível.

A evolução da onda ultrassônica é mostrada na Figura V-9, incide na interface M1-M2 e emerge na interface M2-M1. Apesar de considerar as fibras musculares como cilindros homogêneos, pode-se observar o efeito do espalhamento do ultrassom (reto e de ida) e na propagação própria nas fibras.

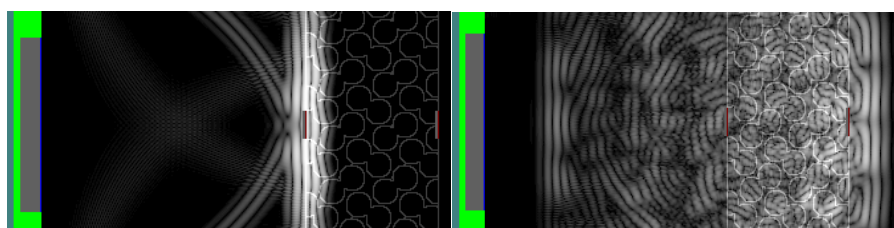


Figura V-9. Foto instantânea da simulação a 20 μ s (esquerda) e 40 μ s (direita) do início. A onda do US está viajando na água em direção ao meio espalhador, incide perpendicularmente, parte é transmitida e outra é refletida.

O efeito do espalhamento se manifesta ao se incrementar a profundidade da amostra (M2). Além da atenuação própria do meio gerada pela absorção da energia, o sinal dura muito mais e evidenciam-se novas componentes no sinal RF (Figura V-10).

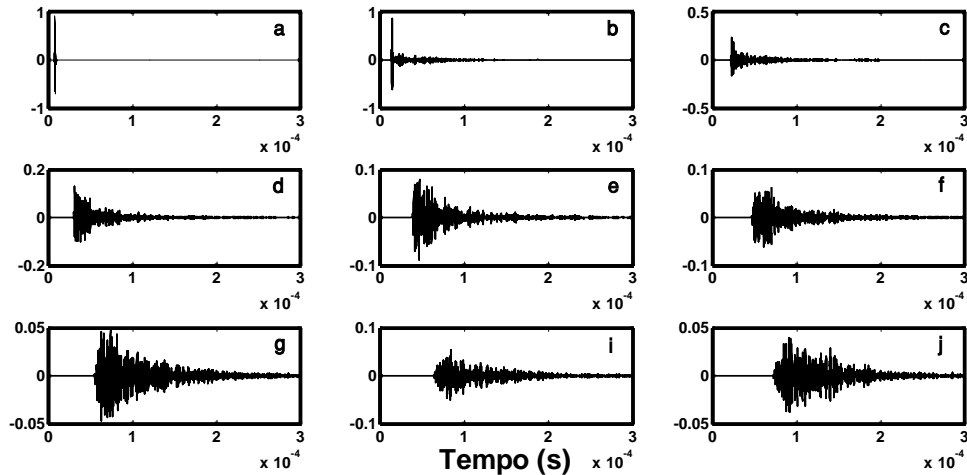


Figura V-10. Simulação numérica: pulso incidente (a) e sinais emergentes a 10, 20, 30, 40, 50, 60, 70 e 80mm (b, c, d, e, f, g, h, i, j, respectivamente) de espessura.

Portanto os resultados da simulação indicam que deve-se levar em conta a disposição geométrica das fibras musculares na propagação do ultrassom, evidenciando-se um maior efeito de espalhamento quando estas estão perpendiculares na direção de propagação, em particular na disposição fibra3.

V.1.2 COMPROVAÇÃO EXPERIMENTAL DA INFLUÊNCIA DO ESPALHAMENTO NA TEMPERATURA

O livre caminho médio de espalhamento ℓ_s , dado pela Equação(2.3.23), só depende do tamanho e da forma do elemento espalhador (PVC ou grafite para os PH5–PH8) e da concentração do mesmo. Isso permite relacionar os valores do ℓ_s dos phantoms com diferentes porcentagens de massas para o mesmo tipo de espalhador. Para as porcentagem mostradas na Tabela IV-3 , a relação é $\ell_s^1 = 1,6 \ell_s^2$ onde o sobrescrito 1 e 2 refere as porcentagem de massa 0,38% e 0,6% respectivamente.

A aquisição da temperatura foi realizada com uma frequência de 1 mostra cada 10 segundos (0,1 Hz) conforme foi descrito anteriormente (secção IV.4.2). As

curvas de incremento de temperatura para os diferentes phantoms estão da Figura V-11 a V-10.

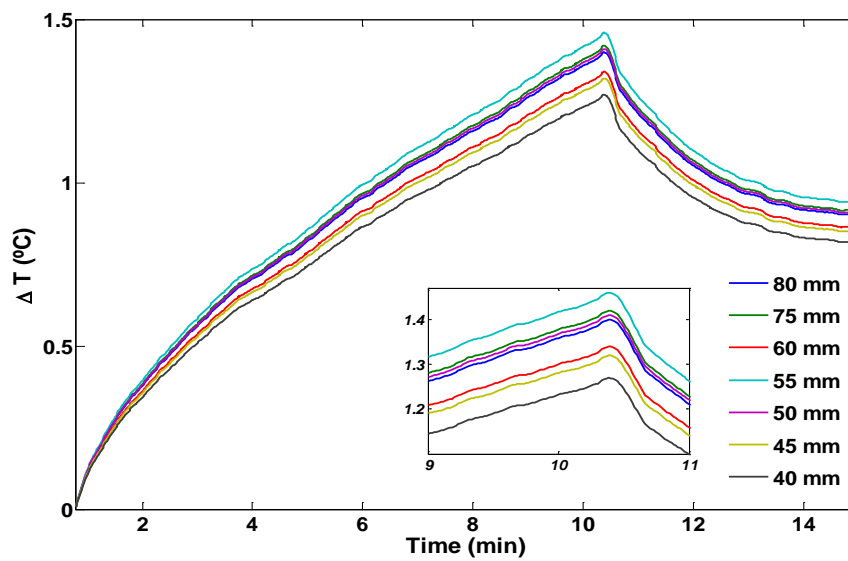


Figura V-11. Curvas de incremento temperatura para PH4 (agar puro). Irradiação em modo contínuo a $2 \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$, durante 10 minutos. Iniciada a aquisição, após 30 segundos com o aparelho de ultrassom ligado.

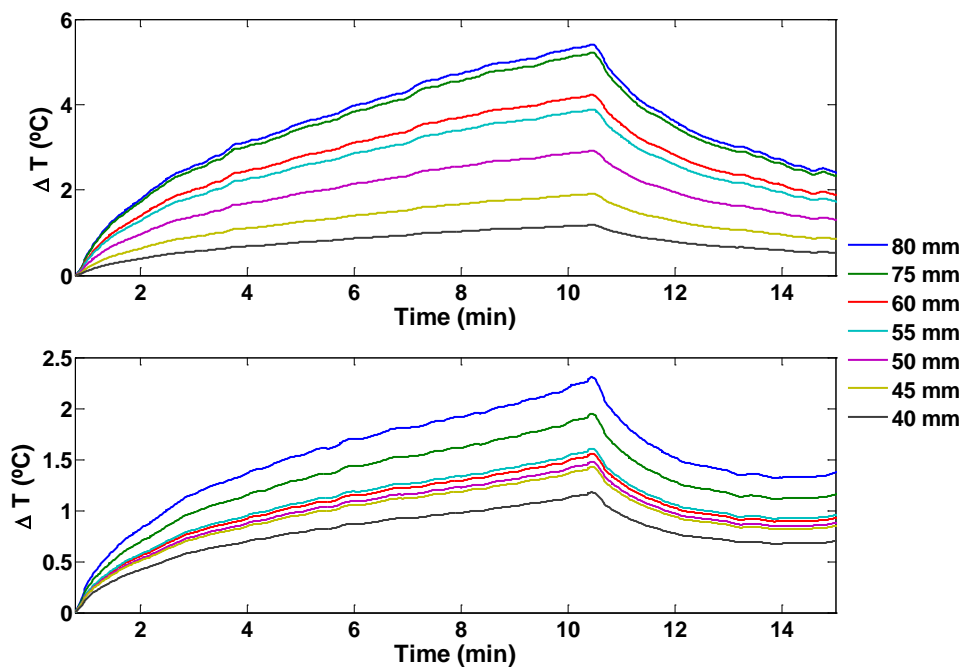


Figura V-12. Curvas de incremento temperatura para PH8 (superior) e PH7 (inferior). Irradiação em modo contínuo a $2 \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$, durante 10 minutos. Iniciada a aquisição, após 30 segundos com o aparelho de ultrassom ligado.

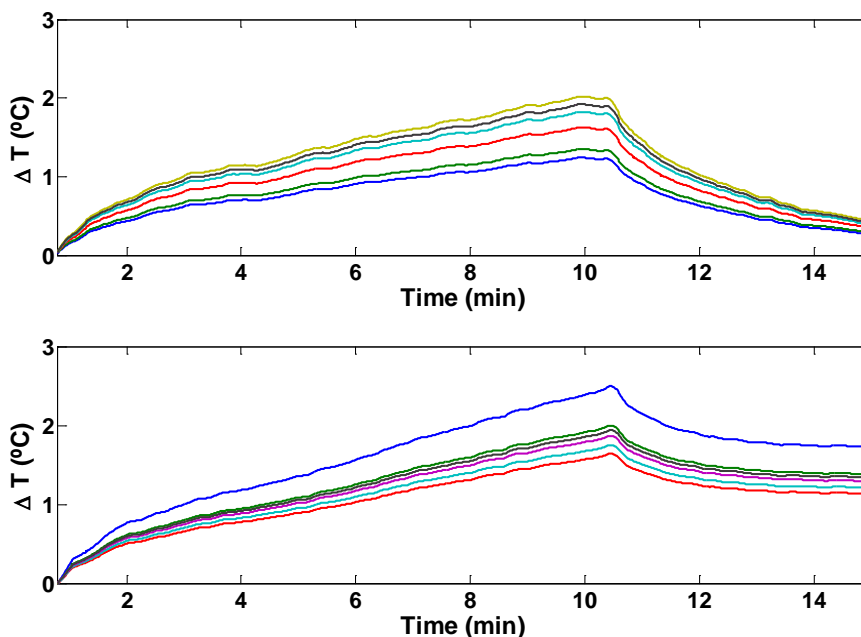


Figura V-13. Curvas de incremento temperatura para PH6 (superior) e PH5 (inferior). Irradiação em modo contínuo a $2 \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$, durante 10 minutos. Iniciada a aquisição, após 30 segundos com o aparelho de ultrassom ligado.

Os máximos valores de incremento de temperaturas (ΔT), após 10 minutos de aplicação de ultrassom a $2,0 \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$ estão na Tabela V-1. Por um lado, pode-se observar os diferentes ΔT para cada profundidade dos diferentes phantoms. Por outro lado, é possível observar o efeito de reflexão nos phantoms PH7 e PH8 de duas camadas (uma camada de grafite). Os ΔT 's para ambos os phantoms a 45 mm de profundidade (quase a mesma profundidade em que a interface de duas camadas é colocada) são notavelmente maiores que os ΔT 's a 40 mm de profundidade. Este efeito não acontece para o phantom PH4 (homogêneo) e para os PH5 e PH6, o pó de PVC provoca um aumento insignificante na impedância acústica.

Os incrementos de temperatura no PH8 (0,6% de grafite) são maiores do que PH7 (0,38% de grafite). A única diferença entre eles é que a quantidade de pó modifica o ℓ_s . Pode-se assumir que esse aumento tenha duas origens: uma devido à mudança da absorção e outro devido a espalhamento o qual provoca um aumento do caminho da onda ultrassônica. Isto sugere que o espalhamento pode ter um papel duplo. Por um lado, contribui para a atenuação global e, por outro lado, gera mais absorção da onda por diminuição do livre caminho médio (aumenta o caminho da onda dentro do phantom).

Tabela V-1 Incremento de temperatura dos diferentes phantoms (2,0 Wcm⁻², 10 minutos de aplicação de US)

| Profundidade (mm) | ΔT (°C) | | | | |
|----------------------|-----------------|------|------|------|------|
| | PH4 | PH5 | PH6 | PH7 | PH8 |
| 40 mm | 1,41 | 1,95 | 1,95 | 1,18 | 1,18 |
| 45 mm | 1,42 | 1,95 | 2,05 | 1,43 | 1,91 |
| 50 mm | 1,34 | 1,88 | 1,95 | 1,48 | 2,92 |
| 55 mm | 1,46 | 1,76 | 1,85 | 1,61 | 3,89 |
| 60 mm | 1,41 | 1,65 | 1,65 | 1,56 | 4,23 |
| 75 mm | 1,32 | 2,01 | 1,37 | 1,95 | 5,22 |
| 80 mm | 1,27 | 2,51 | 1,26 | 2,31 | 5,41 |

Da mesma forma, considerando o phantom como sistema isolado para o tempo de duração das experiências (não há troca de energia com o ambiente), a quantidade de energia (dQ) é proporcional ao aumento da temperatura (dT), pode-se assumir conhecida a relação $dQ=mc dT$ (m e c são a massa e o calor específico, respectivamente). Para a mesma quantidade de massa, o incremento de temperatura depende só do calor específico do meio e da quantidade de energia (aqui supostas iguais)⁴. Então, deve-se esperar que PH8 deva ter mais do dobro de incremento de temperatura que o PH6 já que o calor específico do PVC é maior que grafite (Tabela IV-4). De fato, o aumento de temperatura é sempre mais que o dobro, como mostra a Tabela V-1. Um comportamento semelhante deve espera-se para os phantoms PH7 e PH5, que tem (0,38% em pó), mas, de acordo com a Tabela V-1, eles têm ΔT semelhantes. Assim, acredita-se que isto é um forte indicio de que o espalhamento contribui para esse fenômeno.

Outro aspecto importante a considerar é devido a presença de uma interface nos phantoms de dupla camada, a intensidade do ultrassom transmitida a segunda camada depende da diferença de impedância acústica entre elas. A impedância no grafite está em torno a 6,8 vezes o valor do PVC (Tabela IV-4), porém, se espera que a energia transmitida para a segunda camada do PH8 seja menor, comparada com o PH6. Entretanto, o ΔT na segunda camada no PH8 é sempre maior, de novo o espalhamento pode ser importante para explicar esse comportamento. Por outra parte, a evolução dos incrementos da temperatura em função da profundidade nos

⁴ A quantidade de pó incluído na massa do substrato (agar-agar), gera um mínimo de alteração do coeficiente de absorção de ultrassom. Suposição que deverá ser verificada experimentalmente.

phantoms PH5 e PH6 não apresenta o mesmo comportamento. Isso pode ser devido à construção dos phantoms; primeiramente a camada cilíndrica com pó de PVC é feita, podendo-se gerar uma sedimentação (mínima pela tensão superficial do PVC), logo (em outro recipiente), se verte agar-agar sobre a camada com PVC. Não se controlou qual das bases do cilindro da camada forma à interface dos phantoms.

V.1.3 IMPACTO DO ESPALHAMENTO NA DOSE TÉRMICA

Uma vez obtidas indicações de que o espalhamento está associado com o aumento da temperatura importante é saber como isso se refletiria na Dose Térmica.

O grafite introduz mudanças nas propriedades físicas e térmicas dos phantoms. O aumento de porcentagem de grafite nos phantoms aumenta os valores médios de propriedades acústicas e térmicas (Tabela V-2). Por exemplo, para PH3 (1% grafite) a densidade, calor específico e condutividade térmica médios se modificam 0,4%, 0,08% e 4,4%, respectivamente, relativo aos valores do phantom homogêneo (sem grafite). Tabela V-2 mostra os valores dos parâmetros acústicos (velocidade, atenuação global, atenuação espalhamento e livre caminho médio de espalhamento) para os diferentes phantoms. Estes parâmetros, com exceção de ℓ_s , foram obtidos pela técnica de transmissão (transdutores gêmeos de 1,0 MHz).

Os resultados na Tabela V-2 evidenciam que uma maior proporção de grafite aumenta a impedância acústica (ρv) e, por conseguinte, o termo de fonte, Q , diminui (Equação (3.2.2)).

Tabela V-2. Propriedades acústicas e térmicas dos phantoms. Os phantoms são homogêneo (PH0) e com proporções diferentes de pó de grafite

| Propriedade | | Phantom | | | |
|-------------|-----------------------|-----------|-------------|-------------|------------|
| | | PH0 (0%) | PH1 (0,25%) | PH2 (0,50%) | PH3 (1,0%) |
| c | J.(g.K) ⁻¹ | 0,7050 | 0,7048 | 0,7047 | 0,7044 |
| k_t | W.(m.K) ⁻¹ | 0,275 | 0,278 | 0,281 | 0,287 |
| ρ | kg.m ⁻³ | 1350,01± | 1351,09± | 1353,11± | 1355,21± |
| | | 0,12 | 0,14 | 0,15 | 0,17 |
| v_s | m.s ⁻¹ | 998±1 | 1001±3 | 1004±5 | 1007±4 |
| α | dB.cm ⁻¹ | 1,70±0,02 | 1,75±0,04 | 1,84±0,03 | 2,37±0,07 |
| α_s | dB.cm ⁻¹ | 0 | 0,05±0,06 | 0,14±0,05 | 0,67±0,09 |
| ℓ_s | mm | -- | 4,35±0,16 | 3,85±0,05 | 3,03±0,01 |

Obs: c=calor específico, k_t =condutividade térmica, ρ =densidade média, v_s =velocidade, α =atenuação global, α_s = atenuação espalhamento, ℓ_s =livre caminho médio.

Pode-se criar um índice indicador da variação porcentual do parâmetro em questão com referência ao valor do mesmo no phantom homogêneo, conforme abaixo

$${}_{\%}A_{PHX} = \frac{|A_{PHX} - A_H|}{A_H} \times 100, \quad X = 1, 2, 3, \quad (5.1.1)$$

onde A é o parâmetro em estudo e subíndices H e PHX referem-se a phantom homogêneo e com espalhador, respectivamente. A variação em porcentagem de impedância acústica é ${}_{\%}Z_{PH1}=0,38$, ${}_{\%}Z_{PH2}=0,83$ e ${}_{\%}Z_{PH3}=1,29$, para a atenuação é ${}_{\%}\alpha_{PH1}=2,9$, ${}_{\%}\alpha_{PH2}=8,2$ e ${}_{\%}\alpha_{PH3}=39,4$. O termo fonte, Q , aumenta com a absorção do meio. Assumindo as condições mais desfavoráveis (a pressão acústica é a mesma do phantom homogêneo e atenuação é igual à absorção), comparando com o termo fonte no phantom homogêneo (Q_H), tem-se: $1,03 Q_H$, $1,07 Q_H$ e $1,37 Q_H$ para phantom PH1, PH2 e PH3 respectivamente.

Todas as curvas de temperatura foram obtidas com o phantom imerso em um banho térmico a $36,9^{\circ}\text{C}$. A Figura V-14 mostra as curvas de temperatura devido à interação ultrassom/phantom, a quatro profundidades do phantom homogêneo, para três intensidades de US diferentes. As profundidades analisadas são 20, 30, 35 e 40 mm, e as intensidades nominais aplicadas, 0,50, 1,0 e 2,0 $\text{W}\cdot\text{cm}^{-2}$.

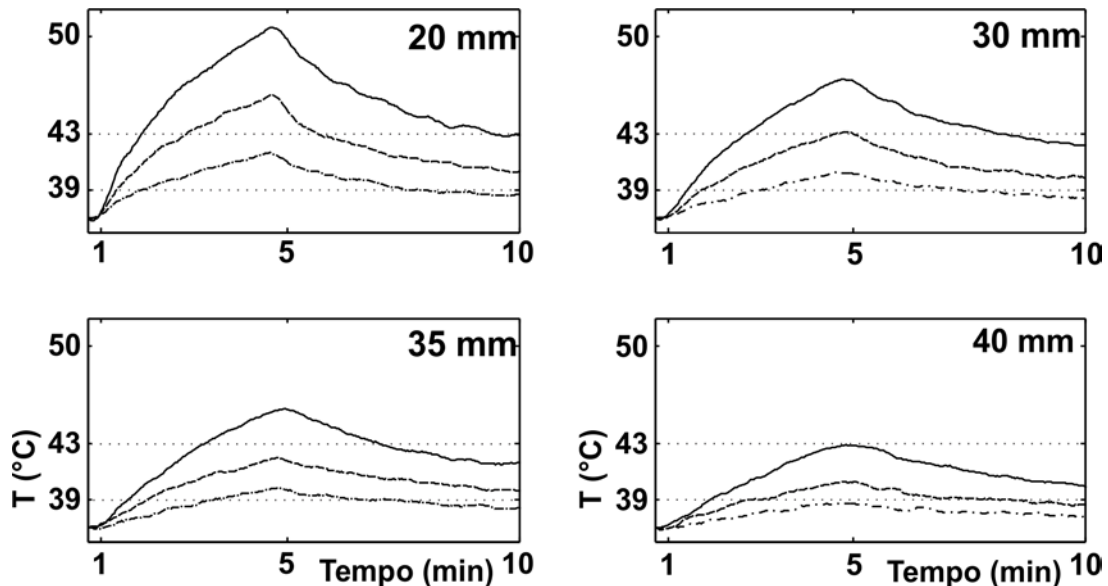


Figura V-14. Curvas de Temperatura no phantom homogêneo nas profundidades indicadas e intensidades US: 0,5 (traço-ponto), 1,0 (traço) e 2,0 $\text{W}\cdot\text{cm}^{-2}$ (contínua). Ultrassom aplicado em modo contínuo (1,03 MHz frequência central).

A Tabela V-3 mostra os incrementos máximo de temperatura, ao se aplicar ultrassom em modo contínuo no phantom homogêneo, durante quatro minutos.

Tabela V-3 Incremento máximo de temperatura (ΔT) do phantom homogêneo a várias profundidades, ultrassom aplicado durante 4 minutos em modo contínuo (1,03 MHz, ERA = 3,5cm²)

| Intensidade (W.cm ⁻²) | ΔT (°C) | | | |
|--------------------------------------|-----------------|---------|--------|--------|
| | 20mm | 30mm | 35mm | 40mm |
| 0,5 | 4,98°C | 3,48°C | 2,90°C | 1,90°C |
| 1,0 | 9,04°C | 6,20°C | 5,16°C | 3,39°C |
| 2,0 | 13,78°C | 10,65°C | 8,67°C | 6,10°C |

Sob as mesmas condições de trabalho os outros phantoms (PH1–PH3), com espalhadores, alcançam incrementos de temperaturas muito maiores, cerca de uma ordem de grandeza superior (Figura V-15Figura V-16Figura V-17).

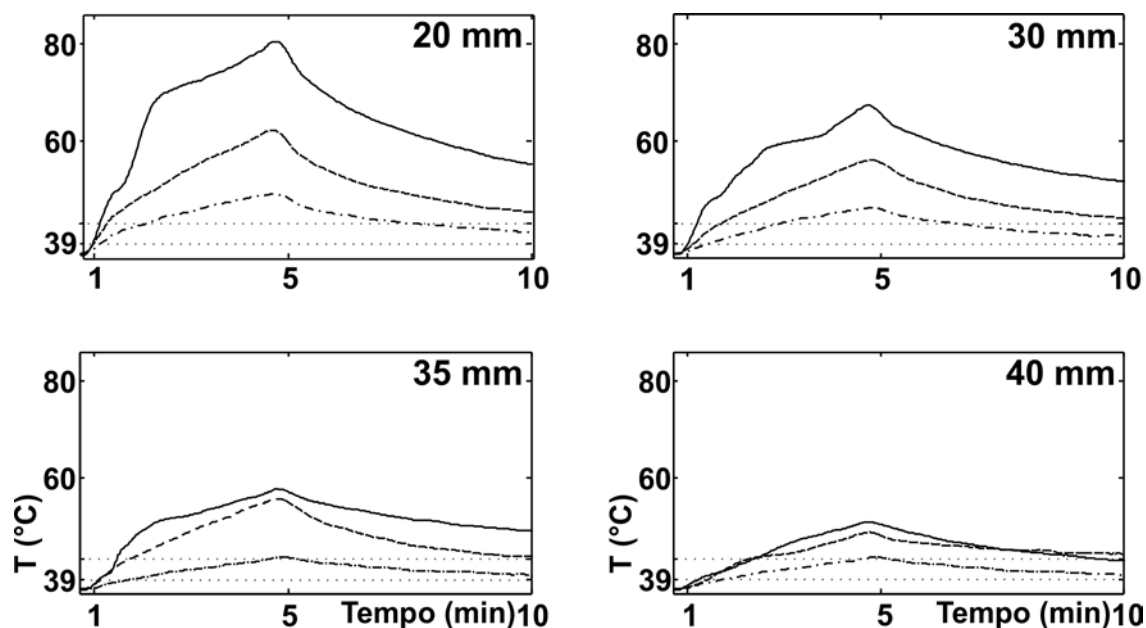


Figura V-15. Curvas de Temperatura (°C) no phantom PH1 (0,25% grafite) as profundidades indicadas e intensidades US: 0,5 (traço-ponto), 1,0 (traço) e 2,0 W.cm⁻² (contínua). Ultrassom aplicado em modo contínuo (1,03 MHz frequência central).

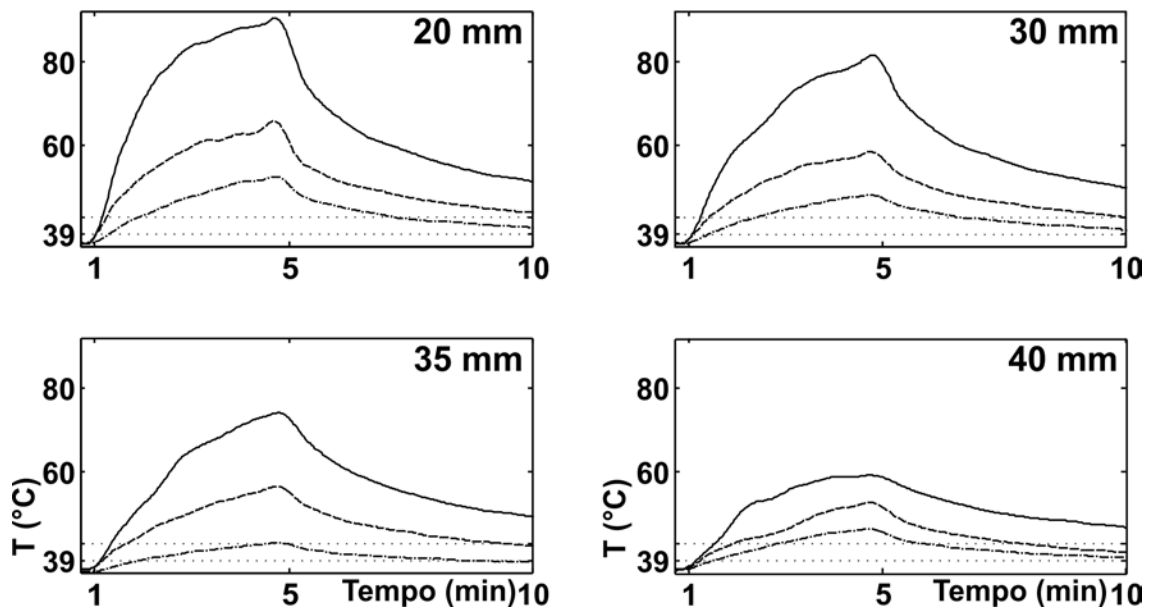


Figura V-16. Curvas de Temperatura ($^{\circ}\text{C}$) no phantom PH2 (0,50% grafite) as profundidades indicadas e intensidades US: 0,5 (traço-ponto), 1,0 (traço) e 2,0 $\text{W}\cdot\text{cm}^{-2}$ (continua). Ultrassom aplicado em modo contínuo (1,03 MHz frequência central).

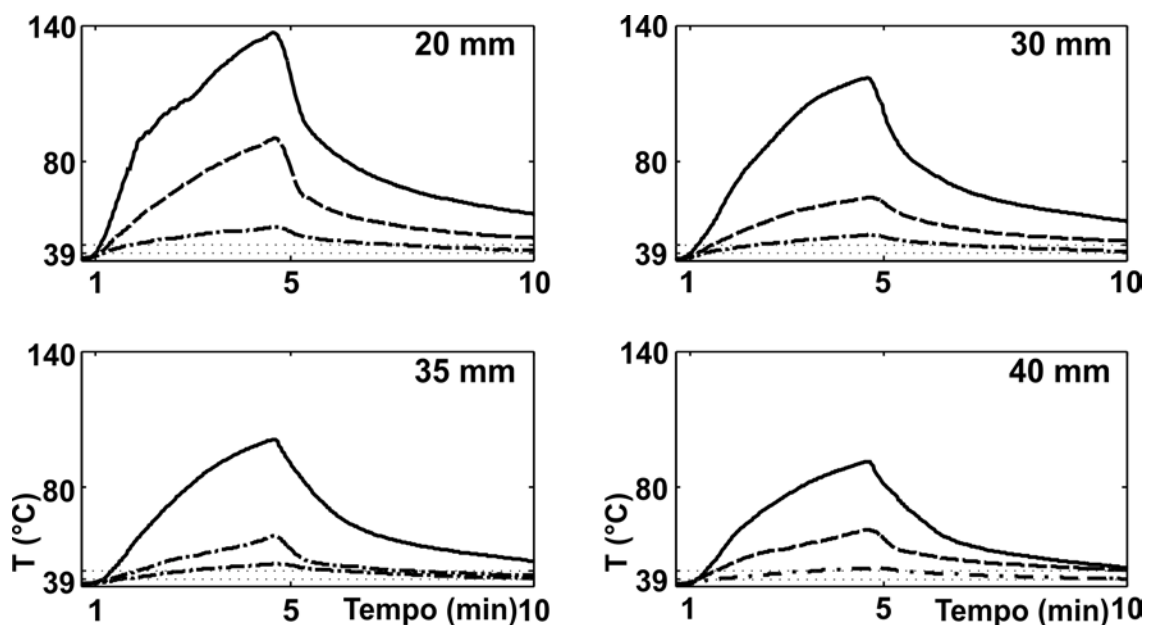


Figura V-17. Curvas de Temperatura ($^{\circ}\text{C}$) no phantom PH3 (1,0% grafite) as profundidades indicadas e intensidades US: 0,5 (traço-ponto), 1,0 (traço) e 2,0 $\text{W}\cdot\text{cm}^{-2}$ (continua). Ultrassom aplicado em modo contínuo (1,03 MHz frequência central).

Pode-se usar o índice definido em Equação (5.1.1) para avaliar o incremento de temperatura ($\% \Delta T_{PHX}$), após 4 minutos de aplicações de US a várias profundidades e intensidades (Tabela V-4). Observa-se que incremento de temperatura é maior

ao se aumentar a porcentagem de pó de grafite no phantom para todas as profundidades analisadas. Por exemplo, para o PH3 (1% de grafite), ΔT_{PH3} atinge valores de 9,15 °C, 21,64 °C e 72,57 °C para intensidades de 0,5, 1,0 e 2,0 W.cm⁻², respectivamente. Repetindo a mesma aplicação para o phantom homogêneo se geram incrementos de temperatura ΔT_{PH0} de 2,90°C, 5,16°C e 8,67 °C, resultando em $\% \Delta T_{PH3}$ de 216%, 320% e 737% para as três curvas de temperatura.

Tabela V-4 Valores máximos de $\% \Delta T_{PHX}$ a diferentes profundidades. (US aplicado em modo contínuo durante 4 minutos, 1,03 MHz)

| Phantom | Profundidade (mm) | | | | Intensidade (Wcm ⁻²) |
|---------|-------------------|-----|-----|-----|----------------------------------|
| | 20 | 30 | 35 | 40 | |
| PH1 | 159 | 174 | 148 | 261 | 0,5 |
| PH 2 | 136 | 231 | 149 | 413 | |
| PH 3 | 194 | 104 | 216 | 396 | |
| PH 1 | 186 | 215 | 264 | 254 | 1,0 |
| PH 2 | 227 | 253 | 292 | 389 | |
| PH 3 | 514 | 355 | 320 | 614 | |
| PH 1 | 219 | 186 | 150 | 136 | 2,0 |
| PH 2 | 286 | 322 | 338 | 270 | |
| PH 3 | 630 | 663 | 737 | 816 | |

A porcentagem de variação acumulativa das propriedades acústicas e térmicas, não supera 4,3%, 11% e 44,4% para os phantoms PH1, PH2 e PH3 respectivamente (Tabela V-5), muito menores que os percentuais $\% \Delta T_{PHX}$ (Tabela V-4).

Tabela V-5 Percentagem de variação produzida pelo espalhamento nos phantoms a percentagem com respeito ao phantom homogêneo. Velocidade e atenuação medida a 1,0MHz e 36,8°C

| Propriedade | | % de variação em | | |
|------------------------|---------------------------------------|--------------------|--------------------|--------------------|
| | | PH1 | PH 2 | PH 3 |
| $\% \rho$ | (kg.m ⁻³) | 0,07 | 0,2 | 0,4 |
| $\% v_s$ | (m.s ⁻¹) | 0,3 | 0,6 | 0,9 |
| $\% \alpha$ | (dB.cm ⁻¹) | 2,9 | 8,2 | 39 |
| $\% c$ | (J.g ⁻¹ .K ⁻¹) | 3×10^{-2} | 4×10^{-2} | 8×10^{-2} |
| $\% k_t$ | (W.m ⁻¹ .K ⁻¹) | 1 | 2 | 4 |
| % acumulado em: | | | | |
| propriedades acústicas | | 3,3 | 9,0 | 40,3 |
| propriedades térmicas | | 1,0 | 2,0 | 4,1 |

A Dose Térmica (TD) é calculada a partir das curvas de temperatura (Figura V-14 a Figura V-17). Valores de TD são aproximadamente 240 minutos-equivalentes para aplicações de 10 segundos de US em tratamentos de hipertermia [173],

[174]. Note-se que, na maioria tecidos moles, a dose térmica que causa necrose está entre 50 e 240 minutos-equivalentes a 43°C [175], [176].

O cálculo de TD dado pela Equação (2.3.28) para os diferentes phantoms Tabela V-6) mostra que TD aumenta ao diminuir o ℓ_s (mais espalhadores). Isto é relacionado ao fato que a absorção de energia ultrassônica aumenta com a distância que a onda viaja em uma determinada espessura.

Pode-se ver que os valores de TD, para a mesma fração de espalhadores (Tabela V-6) diminuem com a profundidade como é esperado já que a temperatura diminui (Figura 40 -43). Por outro lado, o valor de TD calculado durante 4 minutos de aplicação de US a PH3 (1% grafite) é maior para 40 mm que para 35 mm. Isto pode ocorrer devido a duas razões: a máxima temperatura para 40 mm é 2,5 °C mais alta que para 35 mm, e o mais importante é que a curva de temperatura para 40 mm alcança 43°C cerca de 1/3 de minuto antes que a curva para 35 mm. A evolução de TD para a mesma profundidade mostra uma variação importante que depende da fração de espalhadores (Tabela V-6). Esses valores de TD, compara dos aos obtidos para o phantom homogêneo, parecem não ser explicados só pelas

Tabela V-6 Dose térmica de phantoms a diferentes profundidades e intensidades aplicadas de US (4 minutos, 1,03 MHz e modo CW)

| Scatterers % | TD (minutos equivalentes) | | | | |
|-----------------|---------------------------|-------|-------|-------|-----------------------|
| | 20 mm | 30 mm | 35 mm | 40 mm | |
| PH0 | <6 s | <2 s | <1 s | -- | 0,5 Wcm ⁻² |
| PH1 | 42,3 | 7,2 | 0,5 | 0,4 | |
| PH2 | 22,5 | 17,8 | 1,1 | 0,7 | |
| PH3 | 59,0 | 58,3 | 7,4 | 5,2 | |
| PH0 | 5,9 | <30s | < 6s | <1s | 1,0 Wcm ⁻² |
| PH1 | 3516 | 322 | 259 | 18,9 | |
| PH2 | ∞ | 826 | 432 | 118 | |
| PH3 | ∞ | 7438 | 714 | 1818 | |
| PH0 | 45,6 | 11,3 | 4,5 | < 2s | 2,0 Wcm ⁻² |
| PH1 | ∞ | 322 | 259 | 45,2 | |
| PH2 | ∞ | ∞ | ∞ | 993 | |
| PH3 | ∞ | ∞ | ∞ | ∞ | |

∞ corresponde a tempos da ordem de 10⁴ minutos-equivalentes

mudanças cumulativas das propriedades (impedância acústica, densidade, capacidade de calor específica e condutividade térmica) dos phantoms com espalhadores. Para o caso mais extremo de fração de grafite, o valor cumulativo está acima de

12% (Tabela V-5). Isto sugere que as mudanças que acontecem em TD são principalmente devidas ao papel dos espalhadores como amplificadores do caminho da onda de US e conseqüentemente da absorção de energia.

Em suma, a presença de grafite gera mudanças nas propriedades físicas e as mudanças percentuais acumuladas nestas propriedades não explicam a variação percentual do aumento da temperatura. Mesmo se considerar-se a variação percentual da fonte de calor no lugar do coeficiente de atenuação (parâmetro com o maior porcentual de câmbio). A mudança na fonte térmica, Q , por exemplo, a 20mm ($\alpha_A I_0 e^{-\alpha_A 20}$) gera uma variação de 62%, 93% e 100% para os phantoms PH1, PH2 e PH3, respectivamente; não explica os porcentuais da temperatura à mesma profundidade e para qualquer intensidade ultrassônica empregada (Tabela V-4).

V.2 CURVAS DE TEMPERATURAS EM TECIDOS *EX-VIVO*

Na composição proteica dos músculos podem diferenciar-se três tipos de proteínas [177]. Primeiro, as proteínas miofibrilares representam 50 a 55% do teor proteico dos músculos. Estas proteínas incluem miosina (estrutura alfa-helicoidal) e actina. As proteínas sarcoplasmáticas (proteínas globulares principalmente) representam 30 a 35% do teor de proteínas. Finalmente, os tecidos conjuntivos colágenos localizados representam de 10 a 15% do teor de proteína. Todas estas proteínas são modificadas por meio de aquecimento. Acima de $\sim 30^\circ\text{C}$ começam a desnaturização da miosina e colágeno; as proteínas sarcoplasmáticas entre ~ 40 e 60°C , conduzem à destruição das membranas celulares e, conseqüentemente, a miosina de agregação. Após a miosina de agregação, a miosina gelificação começa a $\sim 45^\circ\text{C}$. Acima de $\sim 53^\circ\text{C}$, as pontes de hidrogeno do colágeno são quebradas e, conseqüentemente, o colágeno é modificado a partir do estado de 3D-helicoidal para uma estrutura semelhante a aleatória. Finalmente, acima de $\sim 60^\circ\text{C}$ são observadas proteínas sarcoplasmáticas de gelificação e contração longitudinal das fibras de colágeno. Todas as proteínas, a exceção da actina, são desnaturadas acima dos $\sim 60^\circ\text{C}$.

Essas mudanças geram mudanças no tecido muscular, tanto em nível celular como estrutural (rigidez). O comportamento mecânico do tecido humano é caracte-

rizado pelo módulo volumétrico K (inversa da compressibilidade $\kappa = K^{-1}$) e o módulo de cisalhamento μ . K é quase uniforme em todos os tecidos moles e não muda significativamente com a doença ou mudanças de temperatura (é definido pela composição molecular do tecido e a interação molecular de curto alcance). Como a maioria dos tecidos moles são aproximadamente 80% água, não difere do módulo volumétrico da água. μ , com valores típicos de alguns kPa, varia consideravelmente de um órgão a outro. Ambos os módulos estão diretamente vinculados à rigidez do meio, caracterizado pelo módulo de Young, E :

$$E = \frac{9K\mu}{3K + \mu} \quad (5.1.2)$$

Dado que, nos tecidos moles, $K \gg \mu$, o módulo de Young apresenta um comportamento semelhante a μ , que é definido em nível celular e por níveis mais altos de estruturas do tecido. Em consequência é afetado por mudanças da estrutura do tecido. A desnaturação do colágeno, dado pelo incremento da temperatura, é responsável das mudanças irreversíveis de rigidez; as fibras de colágeno ganham energia suficiente para sofrer uma transformação irreversível [177].

Em resumo, as mudanças de rigidez do tecido durante o aquecimento refletem mudanças estruturais do tecido a níveis celular e macro.

V.2.1 TECIDO MUSCULAR E BALANÇA DE FORÇA DE RADIAÇÃO

Para evidenciar o efeito do espalhamento nas curvas de temperatura, em amostras de tecido muscular, foi montado o experimento conforme descrito na seção IV.7.

A aplicação do modelo numérico requer conhecer os parâmetros velocidade e o coeficiente da absorção da amostra e o termo fonte. A velocidade e o coeficiente da atenuação foi medida (como explicado na seção IV.5.2) num tecido muscular de geometria cilíndrica de 40mm de altura. O coeficiente da absorção foi medido com um cilindro de 3mm de altura, onde a atenuação ultrassônica pode ser atribuída apenas à absorção. O termo fonte, Equação (3.2.1), é obtido a partir da medição da potência mecânica na UPM e da relação de calibração $P=3,4I+0,09$ (seção IV.2.3).

Para as intensidades nominais do TUS (0,5, 1,0 e 2,0 W.cm⁻² a 1,0 MHz, modo CW) foi medida a potência ultrassônica (Tabela V-7, valor médio ± desvio-padrão).

Tabela V-7. Potência média medida na UPM na saída do tecido de espessura 10 e 40mm. TUS aplicado durante 20 segundos (1,0MHz, CW, ERA 3,5cm²)

| Plano (mm) | Intensidade do TUS (W.cm ⁻²) | Potência (W) |
|------------|--|--------------|
| 10 | 0,5 | 1,55±0,54 |
| | 1,0 | 3,01±0,22 |
| | 2,0 | 6,95±0,17 |
| 40 | 0,5 | 1,13±0,74 |
| | 1,0 | 2,08±0,46 |
| | 2,0 | 4,21±0,29 |

A Figura V-18 mostra a evolução temporal da temperatura média dos termopares (pontos) e seu intervalo de confiança (IC) a 95% (linhas pontilhadas) a uma profundidade de 10mm, ao se aplicar US por 4 minutos. Dado o pequeno número de mos-tras, 16 temperaturas, para o cálculo do IC, assume-se uma distribuição t de Student.

A linha contínua da Figura V-18 representa a temperatura simulada, Equação (3.4.7) considerando o coeficiente de absorção. A Figura V-19 representa os mesmos parâmetros a uma profundidade de 40mm. Observa-se que as curvas simuladas para $z=10$ mm estão dentro do IC da curva de temperatura medida, Figura V-18, porém a profundidade de $z=40$ mm (Figura V-19) as curvas simuladas não estão contidas no IC para as intensidades 1,0 e 2,0 W.cm⁻².

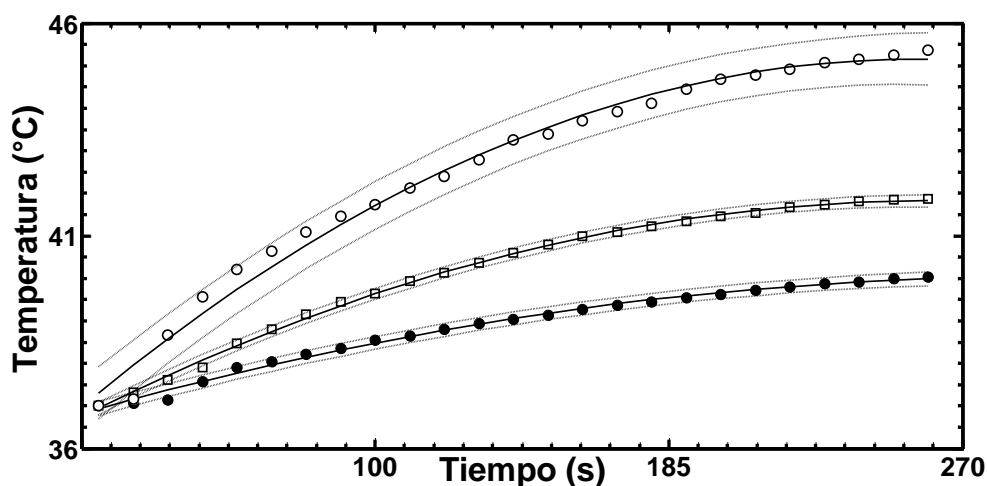


Figura V-18. Temperatura no plano $z=10$ mm, média dos 5 termopares e intervalo de confiança, 95% (linha pontilhadas). Temperatura simulada (linha sólida) A simulação considera o coeficiente de absorção. Intensidade de US 0,5(●), 1,0(□) e 2,0 W.cm⁻² (○), US aplicado durante 4min.

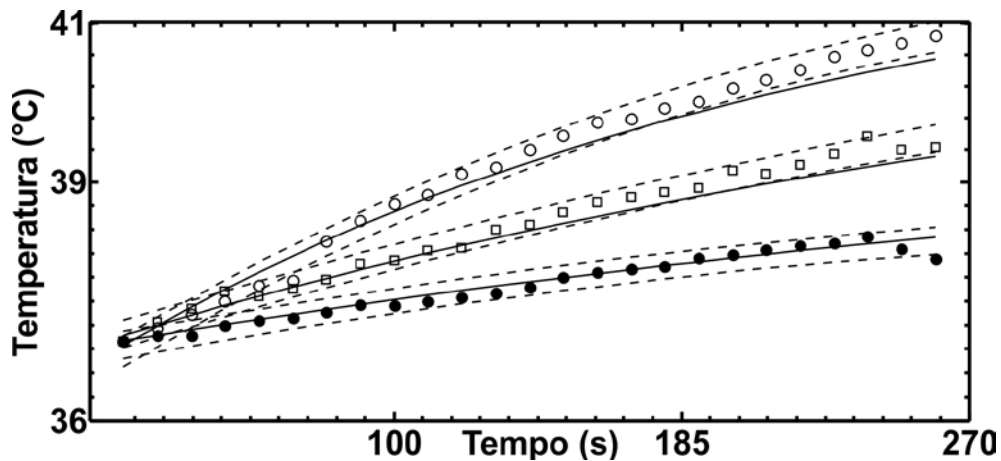


Figura V-19. Temperatura no plano $z=40$ mm, média dos 4 termopares e intervalo de confiança, 95% (linha pontilhadas). Temperatura simulada (linha sólida). A simulação considera o coeficiente de absorção. Intensidade de US 0,5(●), 1,0(□) e 2,0W.cm⁻²(○), US aplicado durante 4min.

Ao considerar a atenuação global no termo fonte (em vez de apenas a absorção), as curvas de temperaturas simuladas, para cada intensidade, passam a ficar inteiramente dentro do correspondente IC. Apesar de não apresentar um correto ajuste aos pontos experimentais, a discrepância é qualitativamente menor (Figura V-20).

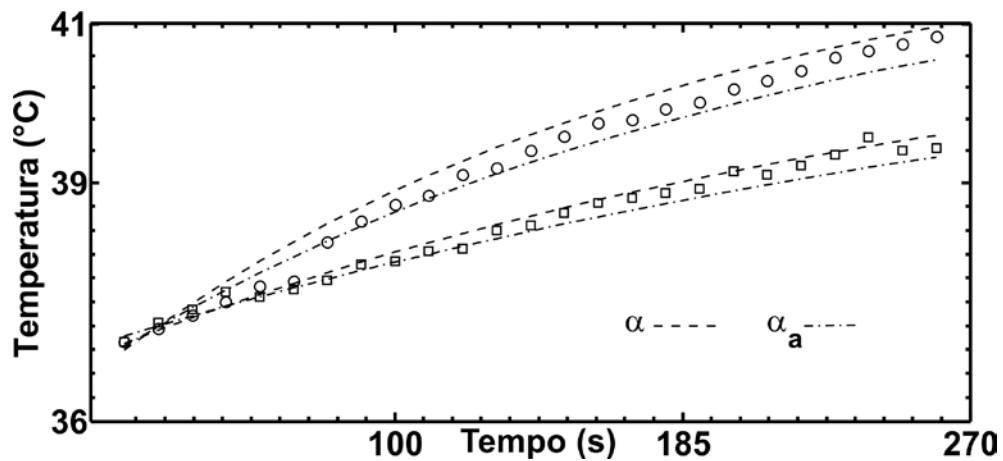


Figura V-20. Curva de temperatura, plano $z=40$ mm. Temperatura média dos 4 termopares (*scatterers*) e simulação com (linha traços) e sem espalhamento (linha contínua). Intensidade 1,0(□) e 2,0 W.cm⁻²(○), US aplicado durante 4min.

Este cenário sugere novamente, que se deve considerar o espalhamento como efeito “amplificador” da absorção da energia ultrassônica pelo tecido. Da mesma forma que para os casos dos phantoms foi verificado o impacto desse resultado na Dose Térmica.

A TD (Tabela V-8) medida (TD_M), no plano de 40mm (4 minutos de US a $2,0W.cm^{-2}$) é 4,13 minutos-equivalentes; a calculada a partir das curvas de temperatura simuladas com (TD_S) e sem (TD_A) espalhamento, são 4,42 e 3,85 minutos-equivalente respectivamente. O desvio percentual da TD_S e TD_A com respeito à TD_M é 7% e 6%, respectivamente. Porém, comparando TD_S com TD_A , o desvio é 15% que não pode ser explicado pelos desvios percentuais das magnitudes envolvidos.

No cálculo da TD, a partir da temperatura simulada, além dos erros computacionais devem considerar-se os originados nos parâmetros de entrada. Os computacionais são negligenciável em comparação com outros erros. O termo fonte (Equação (3.2.2)) é o termo que proporciona maior incerteza, contém os aportes da absor-

Tabela V-8 Dose Térmica (minutos-equivalentes) a 10 e 40 mm e 2 e 4 minutos de aplicação do TUS (1,03MHz, CW, ERA $3,5cm^2$)

| Plano (mm) | Intensidade ($W.cm^{-2}$) | Tempo US (min) | TD_M (eq. min) |
|------------|-----------------------------|----------------|------------------|
| 10 | 0,5 | 2 | 0,0096 |
| | | 4 | 0,030 |
| | 1,0 | 2 | 0,12 |
| | | 4 | 0,28 |
| | 2,0 | 2 | 2,2 |
| | | 4 | 6,8 |
| 40 | 0,5 | 2 | 0,28 |
| | | 4 | 0,37 |
| | 1,0 | 2 | 0,62 |
| | | 4 | 1,0 |
| | 2,0 | 2 | 2,8 |
| | | 4 | 4,1 |

ção, velocidade e intensidade. Os dois primeiros parâmetros se determinam empregando à técnica de transmissão como já foi explicado na secção 4.3.2. Como a temperatura vai manter-se constante ($37^\circ C$), são adquiridas 70 RF's após atravessarem uma amostra de 40mm, A partir delas, determinaram-se a velocidade e atenuação (valor médio \pm desvio-padrão). Os desvios percentuais são de 1,2 %, 1,6% e 2,4% para a velocidade, atenuação e absorção respectivamente originando uma incerteza no termo fonte de 2,8% e 3,6%.

V.2.2 TECIDO MUSCULAR *EX-VIVO*

Neste t3pico ser3o apresentados os resultados que evidenciam que o espalhamento do ultrassom no tecido muscular tem influ3ncia no campo t3rmico e impacto que na Dose T3rmica. Determina-se o regime de propaga3o presente no meio empregando o livre caminho m3dio.

Na Figura V-21 se observa o incremento da dura3o temporal do sinal RF ap3s atravessar uma espessura de 21mm de tecido de muscular; a dura3o do RF 3

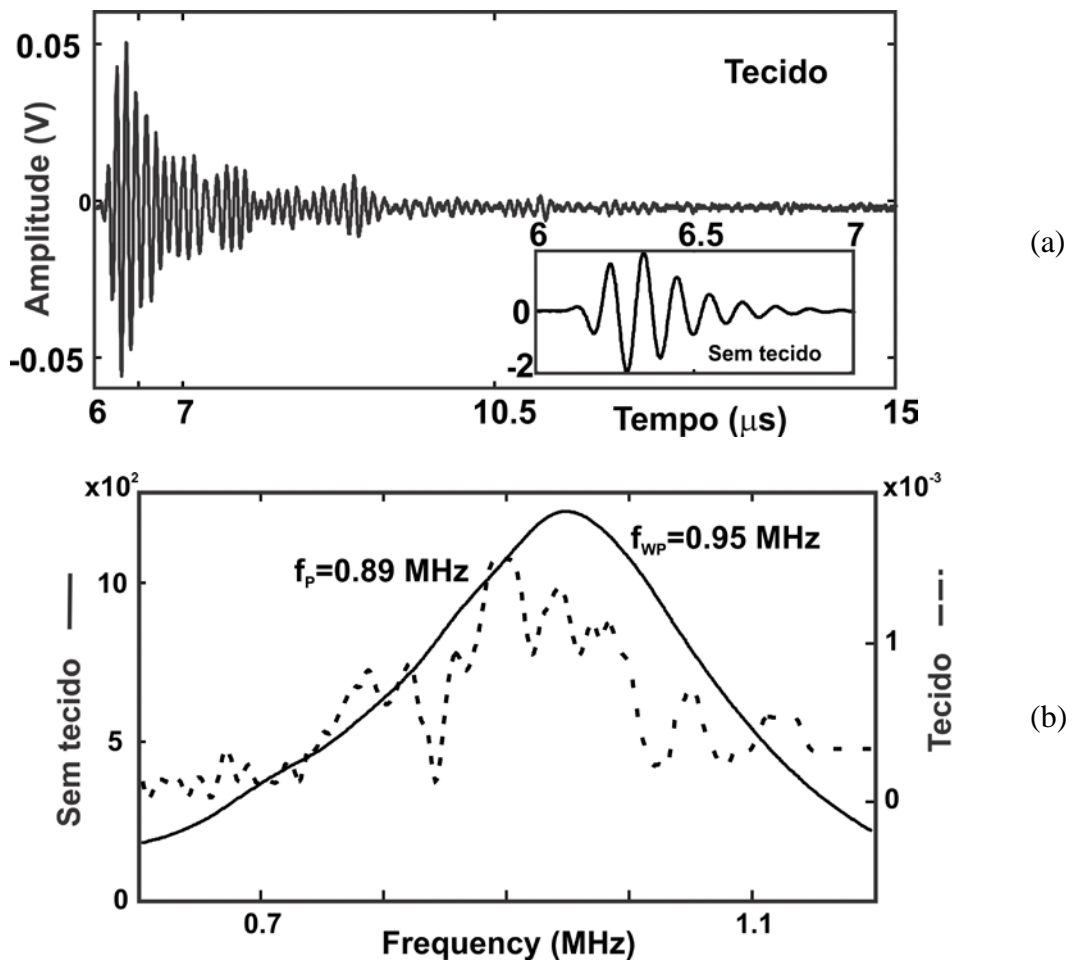


Figura V-21. Sinal RF de pulso incidente de 1,0 MHz freq3ncia central e pulso transmitido em uma amostra de tecido muscular bovino de 21 mm de espessura (a), e seus espectros de amplitude (b). Note o efeito da absor3o no deslocamento das freq3ncias do pico no espectro (f_p e f_{wp} s3o as freq3ncias m3ximas do pico dos espectros com e sem phantom respectivamente).

oito vezes maior que o pulso incidente (1 μs). A freq3ncia central do espectro do sinal RF emergente do m3sculo ($f_p = 0,89 \text{ MHz}$) apresenta transla3o em dire3o 3s freq3ncias mais baixas comparadas ao espectro do sinal incidente

($f_{WP}=0,95$ MHz). Semelhante comportamento foi evidenciado na simulação (secção V.1.1)

Para caracterizar o regime de espalhamento da onda de US é determinado o livre caminho médio, ℓ_s , a partir do ajuste linear do logaritmo do coeficiente de transmissão em amplitude versus profundidade da amostra. Pelo ajuste linear conforme a Figura V-22, obtém-se $\ell_s=23$ mm, que pode ser considerado como um regime de espalhamento simples.

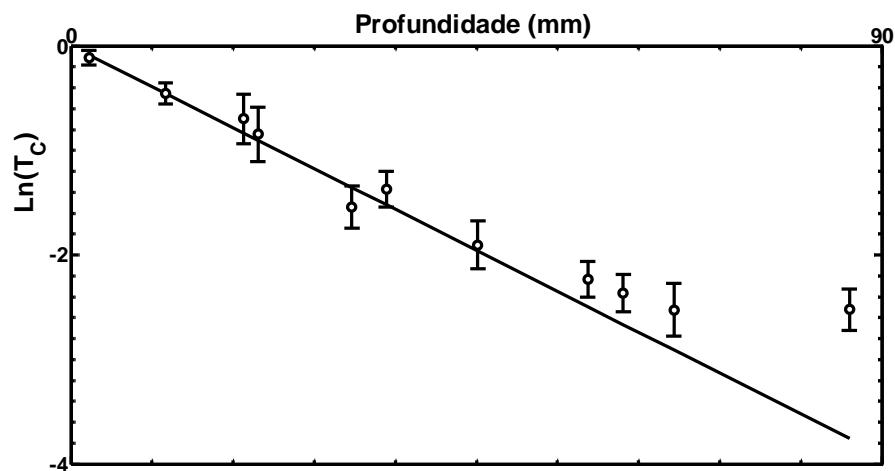


Figura V-22. Determinação do livre caminho médio de espalhamento, $\ell_s=23$ mm em função da profundidade. Amostra do músculo 1, mergulhada no banho térmico a $36,8^\circ\text{C}$ é irradiada a uma frequência de 1,0 MHz.

Para as medições de temperatura no tecido muscular não podem reempregar-se amostras que já foram aquecidas (as proteínas se há desnaturizado). Novas amostras de tecido, da mesma peça de carne foram empregadas na determinação das propriedades acústicas (secções IV.5.2.1-2). É necessário verificar os parâmetros coeficiente de atenuação e velocidade longitudinal. Na verificação foi usada uma amostra de 50 mm de largura por 50 mm de altura e 10 mm de espessura, pode-se considerar que a atenuação é principalmente devido à absorção do US [33]. A espessura da amostra de tecido muscular bovino (exemplo músculo 1) foi medida em quatro pontos diferentes, considerando seu valor médio para a determinação de v_s e α . Foram considerados 30 eventos, no mesmo ponto, medidos a $36,9^\circ\text{C}$, sendo $v_s=1570,95\pm 0,12$ m.s⁻¹ e $\alpha=\alpha_A=0,6098\pm 0,0008$ dB.cm⁻¹. Quando a espessura da amostra aumenta, o componente de espalhamento (α_s) começa a influenciar na atenuação. Numa amostra de 35mm de espessura, a atenuação

é $\alpha=0,6718\pm0,0009$ dB.cm⁻¹. Os resultados v_S e α coincidem com os obtidos anteriormente (Figura IV-19 e Figura IV-22). A partir da relação $\alpha=\alpha_A+\alpha_S$ pode-se obter o coeficiente de espalhamento ($\alpha_S=\alpha-\alpha_A$) que representa 9,2% do valor da atenuação total e de 10% da absorção, ambos a 35mm. Por conseguinte, a fonte de calor Q (Equação (3.2.2)) iria aumentar em 9,2% e gerar um aumento na TD, mantendo os outros parâmetros constantes (pressão e da impedância acústica). A literatura afirma que a percentagem de espalhamento na atenuação é de 4% para determinados tecidos biológicos (fígado) [178].

As medições de temperatura no músculo esquelético foram feitas a diferentes profundidades (20, 30, 35 e 40 mm) no eixo central do feixe de ultrassom. A Figura V-23(a) mostra as curvas de temperatura. Como gerador de US foi o equipamento de fisioterapia e seu transdutor tem uma camada de metal como acoplante, uma foto infravermelha foi (Figura V-23b) tomada depois de 4 minutos de aplicação de US e mostra que a temperatura atingida pelo acoplamento não excede 38°C (só um grau mais elevado do que o banho térmico), de modo que o aquecimento é provocado essencialmente pela interação US-tecido. A partir das quatro curvas de temperatura na Figura V-23a são calculadas doses térmicas em minutos-equivalente. Como resultado tem-se $TD_{20}^2=2,10$, $TD_{20}^4=8,45$, $TD_{30}^2<0,3$, $TD_{30}^4=3,59$, $TD_{35}^2<0,12$, $TD_{35}^4=3,07$, $TD_{40}^2<0,02$, $TD_{40}^4<0,0001$ minutos-equivalente, onde o subscrito indica a profundidade em milímetros e o sobrescrito, o tempo de aplicação de US em minutos.

Considera-se a curva de temperatura, a 35 mm de profundidade para analisar o aporte de espalhamento. Pode ser observado (Figura V-24) que a curva simulada, da contribuição de espalhamento (linha pontilhada) proporciona um ajuste melhor do que se só apenas a atenuação por absorção fosse considerada. A temperatura foi estimada a partir da Equação (3.4.7), pelo método das diferenças finitas, *Forward Space Time Centered* (FSTC), sem considerar perfusão sanguínea. Os valores utilizados na simulação são: $\rho=998$ kg.m⁻³, $v_S=1542,977+0,720\times T-0.002\times T^2$ m.s⁻¹, $k_t=0,499\pm0,053$ (W.m⁻¹.K⁻¹), $c=3773\pm13$ J.(kg.K)⁻¹, e $\alpha_A=0,6098$ dB.cm⁻¹ ou $\alpha=0,6718$ dB.cm⁻¹, conforme seja apropriado.

As curvas da Figura V-24 evidenciam que a TD é diferente para cada uma das curvas. Aplicando ultrassom por dois minutos, a TD (em minutos-equivalentes) calculada a partir da curva medida de temperatura é $TD_{35}^2 < 0,12$ e $TD_{\alpha_A + \alpha_S}^2 < 0,116$, $TD_{\alpha_A}^2 < 0,08$, para as curvas simuladas considerando ou não o componente de espalhamento na atenuação.

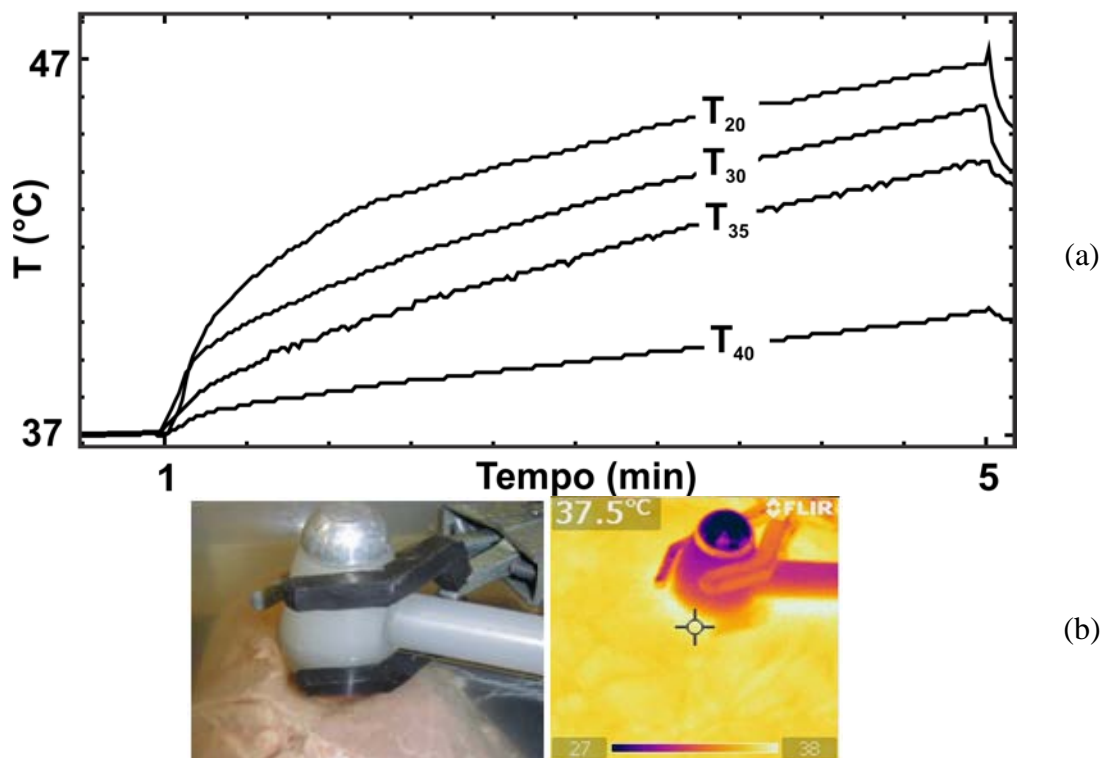


Figura V-23. (a) Curvas de temperatura a diferentes profundidades do tecido muscular esquelético. Subscrito denota a profundidade em milímetros. US 1,03MHz CW, $2W.cm^{-2}$, ERA $3.5 cm^2$, aplicado durante 4 minutos, temperatura do banho térmico $36,8 \pm 0,1 ^\circ C$. (b) Foto do desenho experimental (esquerda) e infravermelho (câmara FLIR SYSTEMS) do transdutor e músculo (direita).

Quando é irradiado por quatro minutos, $TD_{35}^4 < 3,10$ e para as curvas simuladas $TD_{\alpha_A + \alpha_S}^4 = 2,99$ e $TD_{\alpha_A}^4 = 1,58$. A percentagem de erro na dose térmica,

$$\frac{|TD_{\alpha_A + \alpha_S}^4 - TD_{35}^4|}{TD_{35}^4} \times 100, \quad (5.1.3)$$

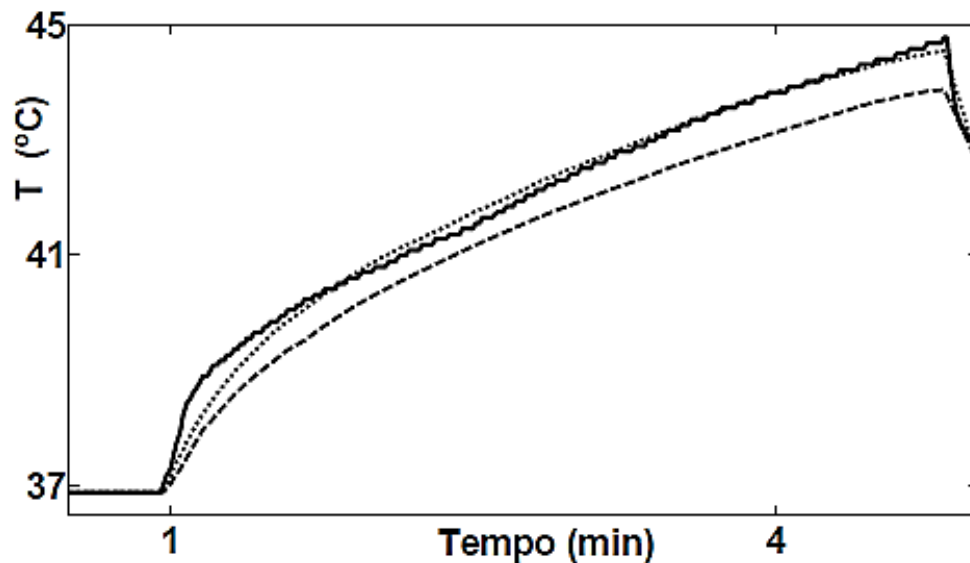


Figura V-24. Curva de temperatura experimental (linha contínua) em tecido muscular esquelético bovino e curvas simuladas numericamente considerando o não a contribuição do espalhamento (linha pontilhada e tracejada respectivamente). Profundidade 35mm. A máxima temperatura alcançada é 44,7°C para a curva experimental e 44,5 °C e 43,8 °C para a simulação numérica com e sem espalhamento respectivamente.

calculada para um período de 4 minutos é de 2,9%, no caso da atenuação global. Se a dose térmica é obtida a partir da curva da temperatura que considera atenuação somente por absorção, o erro percentual é de 57%.

Análise idêntica foi feita para três músculos bovinos, mantendo o mesmo corte da carne e disposição das fibras musculares (perpendiculares ao feixe do ultrassom). A Figura V-25 mostra as curvas de temperatura obtidas a 35mm de profundidade para os diferentes músculos, aplicado US (1,03MHz, CW) durante 4 minutos a 2 W.cm^{-2} . Enquanto, o músculo 3 apresenta um comportamento um pouco diferente dos outros, a temperatura alcançada é maior. A partir dos parâmetros de absorção e de velocidade dos músculos já obtidos (secções IV.5.2.1 e IV.5.2.2, a Tabela V-9 mostra o resultados a 36,8°C), o termo fonte, calculado a partir da Equação (3.2.2), associado ao músculo 3 deveria ser menor, porque a absorção é menor e a velocidade é maior, a curva da temperatura também deveria ser menor. Uma possível explicação é que a componente de atenuação por espalhamento é importante, e o ℓ_s é muito menor (o caminho percorrido por US é maior).

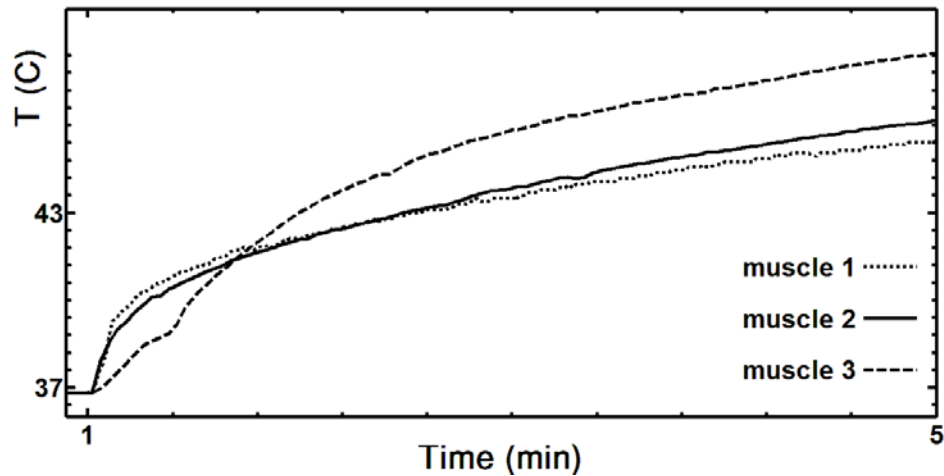


Figura V-25. Curvas de temperatura do mesmo tipo de corte de tecido muscular bovino. US 1,03MHz CW, $2\text{W}\cdot\text{cm}^{-2}$, aplicado durante 4 minutos, temperatura do banho térmico $36,8 \pm 0,1$ °C).

Tabela V-9 Parâmetros acústicos para os diferentes músculos ($36,8^\circ\text{C}$)

| Músculo | v_s ($\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$) | Atenuação ($\text{dB}\cdot\text{cm}^{-1}$) | | | l_s (mm) |
|---------|---|--|------------|------------|------------|
| | | α | α_A | α_S | |
| 1 | 1570,95 | 0,6718 | 0,6098 | 0,0620 | 23,0 |
| 2 | 1567,15 | 0,6795 | 0,6170 | 0,0625 | 27,1 |
| 3 | 1630,47 | 0,6989 | 0,5913 | 0,1076 | 17,9 |

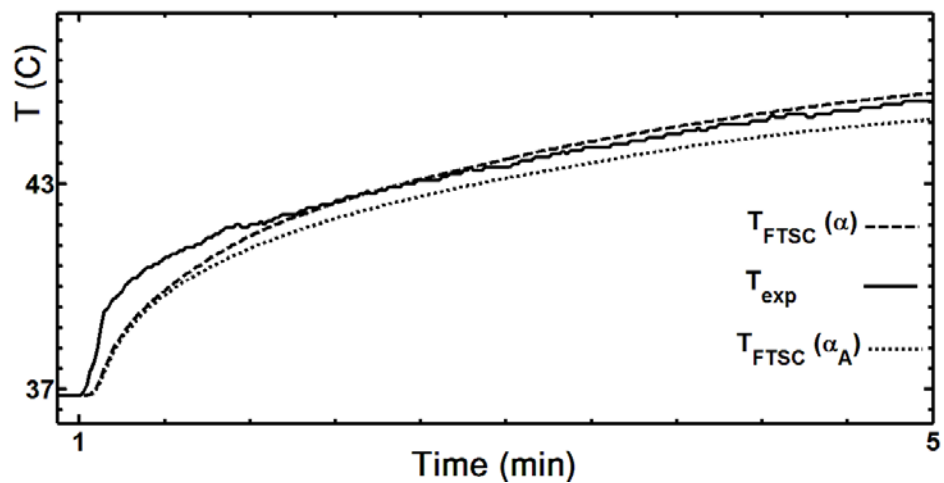


Figura V-26. Curva de Temperatura a 35 mm da amostra bovina músculo 1 considerando ou não a contribuição do espalhamento na atenuação (linha tracejada, pontilhada respectivamente). A máxima temperatura atingida é $45,5^\circ\text{C}$ para a medida e $45,7$ e $44,9^\circ\text{C}$ para a simulação numérica com e sem espalhamento, respectivamente.

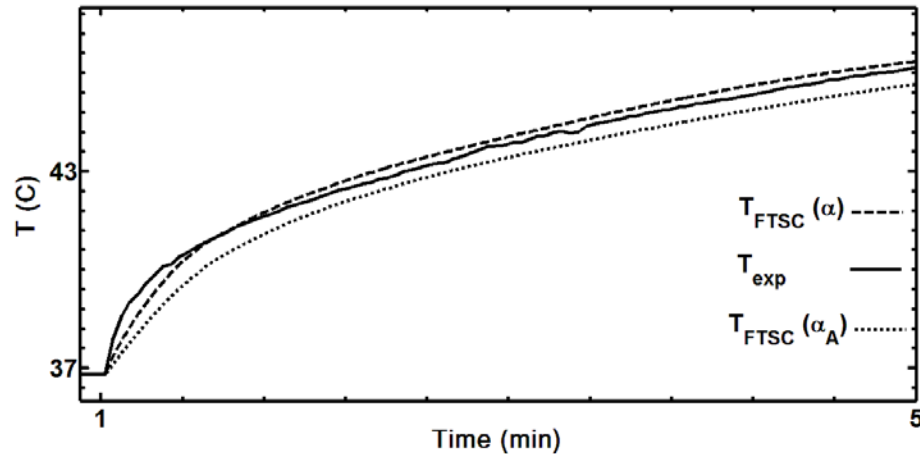


Figura V-27. Curva de Temperatura a 35 mm da amostra bovina músculo 2 considerando ou não a contribuição do espalhamento na atenuação (linha tracejada, pontilhada respectivamente). A máxima temperatura atingida é 46,2°C para a medida e 46,4 e 45,6°C para a simulação numérica com e sem espalhamento, respectivamente.

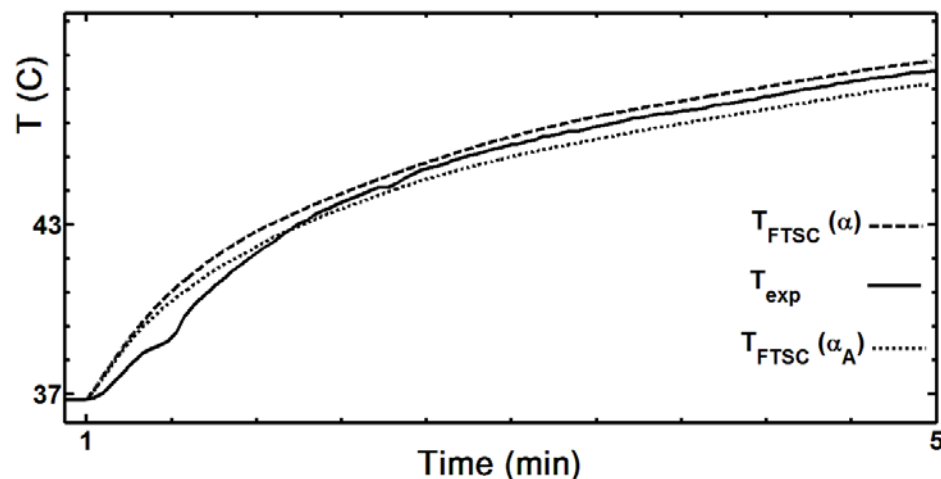


Figura V-28. Curva de Temperatura a 35 mm da amostra bovina músculo 3 considerando ou não a contribuição do espalhamento na atenuação (linha tracejada, pontilhada respectivamente). A máxima temperatura atingida é 48,5°C para a medida e 48,8 e 48,0° para a simulação numérica com e sem espalhamento, respectivamente.

A partir das curvas de temperaturas das Figura V-26- V-28 se calcula a dose térmica. Para o músculo 1, a TD (minutos-equivalentes) ao considerar os dois primeiros minutos, é $TD_{35}^2=0,8$, e para as curvas simuladas, $TD_{\alpha_A+\alpha_S}^2=1,1$ e $TD_{\alpha_A}^2<0,5$, com $(\alpha_A + \alpha_S)$ e $\text{sem}(\alpha_A)$ a contribuição do espalhamento na atenuação. Considerando 4 minutos de aplicação do US, $TD_{35}^4=4,69$, $TD_{\alpha_A+\alpha_S}^4=5,02$ e $TD_{\alpha_A}^4<3,21$ (Tabela V-10), a porcentagem de erro na dose térmica, Equação(5.1.3), é 7,0% e 31,6% considerando espalhamento o só absorção na atenuação. Os valores da TD para as outras amostras (músculos 2 y 3) estão na Tabela V-10, e apresentam similar

comportamento. Observe-se que na coluna (%erro TD, Equação(5.1.3)) pode-se identificar valores sobrestimados (valor positivo) e subestimados (valor negativo) da dose térmica, tomando como referência a curva de temperatura experimental.

Tabela V-10 Dose térmica e porcentagem de erro nos músculos analisados

| Músculo | TD ₃₅ ⁴ | TD _{α_A} ⁴ | TD _{α_A+α_S} ⁴ | %erro TD: | |
|---------|-------------------------------|--|--|--|------------------------------|
| | | | | %TD _{α_A+α_S} | %TD _{α_A} |
| 1 | 4,69 | 3,21 | 5,02 | 7,0 | -31,6 |
| 2 | 6,11 | 4,83 | 6,93 | 13,4 | -20,9 |
| 3 | 17,52 | 13,93 | 19,03 | 8,6 | -20,5 |

$$\%TD_{\alpha_A+\alpha_S} = \left[\frac{(TD_{\alpha_A+\alpha_S}^4 - TD_{35}^4)}{TD_{35}^4} \right] \cdot 100, \quad \%TD_{\alpha_A} = \left[\frac{(TD_{\alpha_A}^4 - TD_{35}^4)}{TD_{35}^4} \right] \cdot 100$$

Este fenômeno de sobre ou subestimação permite pensar em que deve-se incluir a variação no caminho da onda US devida ao espalhamento, quando profundidades analisadas são superiores a ℓ_s , pois ocorre uma mudança na absorção da onda. Por conseguinte, e com base nestes resultados, a fonte de calor, Equação (3.2.2), deveria ser modificada para considerar os efeitos de espalhamento sobre o aumento da atenuação.

O efeito da perfusão não mascara o conceito anterior. Se houvesse perfusão, todas as curvas (simuladas e experimentais) de temperatura diminuiriam. A curva de temperatura medida (músculo 3) sem perfusão sanguínea ficaria entre as curvas numéricas considerando a atenuação global (linha pontilhada) e absorção (linha contínua) da Figura V-29, como se há mostrado anteriormente (Figura VI-3). Á considerar no modelo numérico a perfusão ($\omega=0,1s^{-1}$) as correspondentes curvas de temperatura simuladas diminuem (Figura V-29), com atenuação global (linha tracejada) e absorção (traço-ponto). No caso de um experimento onde ocorresse a perfusão sanguínea é esperável que a curva de temperatura medida ficará entre as curvas numéricas simuladas, dado que o efeito do termo da perfusão na equação biotérmica é linear com a temperatura e independente da fonte térmica.

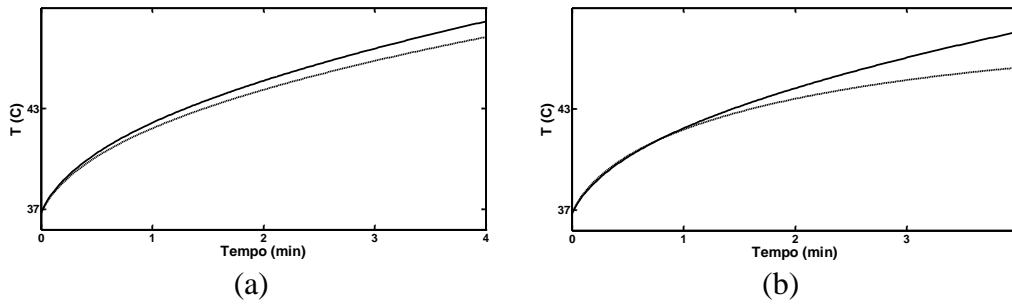


Figura V-29. Curvas numéricas de temperatura a 35mm de profundidade. Ultrassom em modo CW, 1,0MHz. Meio de propagação (tecido muscular) sem (línea continua) e com (línea traço) perfusão ($0,1 \text{ s}^{-1}$). Calcula-se para duas atenuações: $0,66 \text{ dB}\cdot\text{cm}^{-1}$ (a) e $0,61 \text{ dB}\cdot\text{cm}^{-1}$ (b).

VI CAPÍTULO 6. MODELO ALTERNATIVO PROPOSTO

Absorção dos US é associada com o fornecimento de energia para o meio, enquanto a espalhamento é exibido como uma mudança de direção no vetor de onda, provocando um aumento do caminho efetivo da onda no meio. Uma das evidências de espalhamento é o aumento do tempo do sinal de RF de ultrassom, enquanto que a perda de energia por absorção é evidente pela translação para frequências mais baixas do espectro do sinal. Embora não é fácil de discriminar experimentalmente a contribuição desses dois fenômenos de atenuação, os experimentos descritos acima nos dá uma ideia aproximada do mesmo.

Em vez do coeficiente de atenuação global ou absorção, os resultados deste trabalho inspiram a proposição de um fator de correção aplicado ao termo fonte do modelo biotérmico para se obter um melhor ajuste da curva de temperatura e portanto melhor estimativa da Dose Térmica.

Para meios com espessuras maiores, pode-se pensar a propagação do ultrassom segundo a teoria do meio eficaz, onde, além do espalhamento no livre caminho médio, se inclui a absorção como a seguir:

$$\frac{1}{\ell} = \frac{1}{\ell_A} + \frac{1}{\ell_S}, \quad (6.1.1)$$

ℓ_A representa a comprimento da absorção (análogo ao livre caminho médio do fóton entre dois eventos consecutivos de absorção ótica). A expressão anterior sugere incluir o espalhamento no coeficiente de absorção. É possível propor uma “absorção eficaz”.

Uma forma de incluir o aumento de atenuação devido ao incremento da absorção da onda é incluir uma contribuição ponderada da componente de atenuação de espalhamento (α_S) na atenuação global (α) como se fora um aporte de absorção. O seja se define um coeficiente de absorção eficaz, $\alpha_{A_{ef}}$, dado por:

$$\alpha_{A_ef} = \alpha_A + \frac{\alpha_S}{\alpha} \alpha_A = \alpha_A \left(1 + \frac{\alpha_S}{\alpha} \right) \quad (6.1.2)$$

Os valores das componentes da atenuação, absorção e espalhamento, e a absorção eficaz dos músculos anteriormente analisados são mostrados na Tabela VI-1.

Tabela VI-1 Valores dos coeficientes de atenuação global, de absorção, de espalhamento e absorção eficaz das amostras de tecido muscular bovino

| Músculo | Atenuação (dB · cm ⁻¹) | | | $\frac{\alpha_S}{\alpha}$ | α_{A_ef} |
|---------|------------------------------------|------------|------------|---------------------------|------------------|
| | α | α_A | α_S | | |
| 1 | 0,6718 | 0,6098 | 0,0620 | 0,0922 | 0,6661 |
| 2 | 0,6795 | 0,6170 | 0,0625 | 0,0919 | 0,6738 |
| 3 | 0,6989 | 0,5913 | 0,1076 | 0,1539 | 0,6823 |

As curvas geradas pelo modelo biotérmico, incluindo o coeficiente de absorção eficaz no termo fonte, estão apresentadas nas seguintes figuras (Figura VI-1-VI.3).

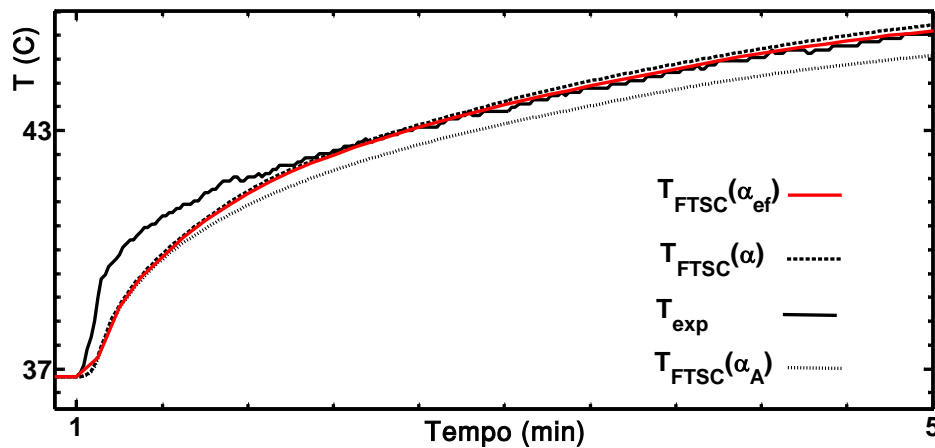


Figura VI-1. Curva de Temperatura a 35 mm da amostra bovina músculo 3, experimental (línea contínua) e simuladas considerando ou não a contribuição do espalhamento na atenuação e absorção efetiva (linha tracejada, pontilhada e contínua vermelha respectivamente).

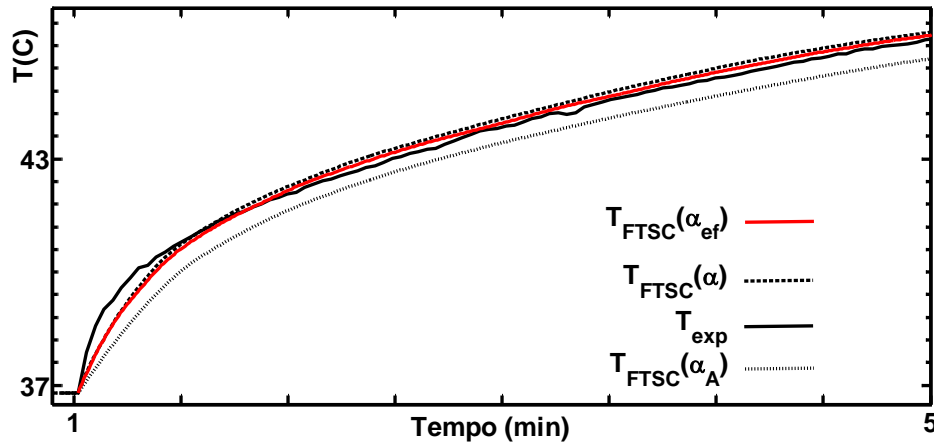


Figura VI-2. Curva de Temperatura a 35 mm da amostra bovina músculo 2, experimental (línea continua) e simuladas considerando ou não a contribuição do espalhamento na atenuação e absorção efetiva (linha tracejada, pontilhada e contínua vermelha respectivamente).

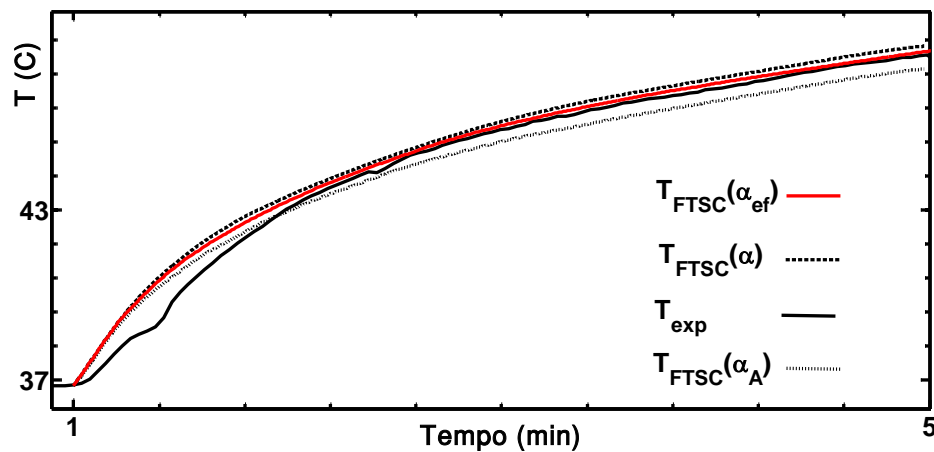


Figura VI-3. Curva de Temperatura a 35 mm da amostra bovina músculo 3, experimental (línea continua) e simuladas considerando ou não a contribuição do espalhamento na atenuação e absorção efetiva (linha tracejada, pontilhada e contínua vermelha respectivamente).

Pôde-se observar (Figura VI-1- VI.3), para todas as amostras de músculos que a curva numérica obtida ao considerar a atenuação efetiva, como parâmetro na fonte térmica, apresenta uma melhor ajuste como evidencia o coeficiente de correlação entre cada uma delas e as respectivas curvas experimentais (Tabela VI-2).

Tabela VI-2 Correlação das curvas de temperatura numéricas com a medida

| Músculo | Correlação curva medida com | | |
|---------|-----------------------------|--------|--------|
| | absorção | global | eficaz |
| 1 | 0,9837 | 0,9764 | 0,9881 |
| 2 | 0,9968 | 0,9625 | 0,9983 |
| 3 | 0,9941 | 0,9839 | 0,9944 |

O passo seguinte é avaliar o impacto da correção na dose térmica calculada a partir das curvas simuladas de temperatura obtidas ao considerar o coeficiente de atenuação eficaz na fonte térmica do modelo BHTE. A Tabela VI-3 apresenta os resultados obtidos das simulações ao considerar os diferentes coeficientes de atenuação e a partir da curva experimental.

Tabela VI-3 Dose térmica dos músculos analisados, calculada a partir das curvas simuladas de temperatura considerando os coeficientes de absorção (TD_{α_A}), atenuação (TD_{α}) e absorção efetiva ($TD_{\alpha_{A,ef}}$) e a curva experimental (TD_{35}^4)

| Músculo | Dose Térmica | | | |
|---------|-----------------|---------------|----------------------|-------------|
| | TD_{α_A} | TD_{α} | $TD_{\alpha_{A,ef}}$ | TD_{35}^4 |
| 1 | 3,21 | 5,02 | 4,99 | 4,69 |
| 2 | 4,83 | 6,93 | 6,01 | 6,11 |
| 3 | 13,93 | 19,03 | 18,12 | 17,52 |

O erro percentual da Dose Térmica TD_{α_A} em relação à experimental é calculado mediante $\%TD_{\alpha_A} = [|TD_{\alpha_A}^4 - TD_{35}^4| / TD_{35}^4] \times 100$. Pode-se observar na Tabela VI-4 que a Dose Térmica calculada a partir da simulação ao considerar o modelo proposto apresenta um melhor desempenho para todos os músculos analisados.

Tabela VI-4 Erro percentual da Dose Térmica simulada em relação à experimental

| Músculo | Erro % em relação ao TD_{35}^4 | | |
|---------|----------------------------------|-----------------|------------------------|
| | $\%TD_{\alpha_A}$ | $\%TD_{\alpha}$ | $\%TD_{\alpha_{A,ef}}$ |
| 1 | 32 | 7,0 | 6,3 |
| 2 | 21,9 | 14,4 | 1,6 |
| 3 | 20,5 | 8,6 | 3,4 |

Não obstante, enquanto o regime de Born é amplamente aceito na literatura onde a expressão clássica do coeficiente de atenuação global é amplamente aceita, para profundidades importantes, a análise dos efeitos de absorção ultrassônica no tecido (aquecimento) sugere que este regime de propagação deveria ser revisado.

VII CAPÍTULO 5. DISCUSSÃO

Neste capítulo, as discussões serão expostas, primeiramente para os resultados obtidos da solução analítica e com as simulações numéricas da equação biotérmica aplicada aos tecidos. Serão abordadas as diferenças entre atenuação e absorção no termo fonte do modelo e finalmente os resultados com os experimentos em tecidos *ex-vivo*.

VII.1 SIMULAÇÃO ANALÍTICA E NUMÉRICA

Primeiramente, foram analisados os modelos de transferência biotérmica, onde se destacam o modelo biotérmico de Pennes e seus variantes, cujas modificações residem fundamentalmente no termo da perfusão e o modelo poroso. Este modelo poroso é interessante já que sua discretização e implementação num esquema de simulação numérica no domínio temporal é muito simples e eficiente, porém o modelo só é válido no caso em que o subdomínio do material poroso seja rígido e não vibre, portanto, é inadequado no caso de tecidos moles [179].

No modelo biotérmico aplicado, os parâmetros na simulação da onda ultrassônica foram escolhidos para que a irradiação seja em modo contínuo a intensidades tais que possa considerar-se propagação linear.

A solução analítica (unidimensional e estado estacionário) do modelo de Pennes, Equação (2.3.15) sem termo fonte, permitiu observar o comportamento da temperatura em função dos parâmetros. Evidencia-se que, ainda que todos os parâmetros tenham influência no comportamento da temperatura, o mais importante são a perfusão sanguínea e o coeficiente de transferência de calor. A perfusão sanguínea é importante em tecidos vivos, porém análises são basicamente realizadas em phantoms e tecidos *ex-vivo*, isto é, na ausência total de perfusão. O coeficiente de transferência térmica deve ser considerado no caso de se ter uma amostra de dimensões muito pequenas (≤ 10 mm de espessura), ou avaliar a temperatura perto da fronteira

ou interface. Outro fator que *a priori* seria de esperar ter um grande impacto é o calor metabólico, pois é uma fonte intrínseca de calor. No entanto, a Figura II-5 mostra que o perfil do campo térmico não se altera de forma significativa ao se variar o calor metabólico (até para o caso em que seja zero, Figura II-6). Ao se comparar o calor metabólico gerado pelo tecido com o calor proveniente da interação tecido/ultrassom, é evidente que se pode desprezar a contribuição do metabolismo. Por exemplo, no caso do tecido muscular e ultrassom aplicado a uma intensidade de $1,0\text{W}\cdot\text{cm}^{-2}$, $Q > 10^3 q_{met}$. A análise da incidência do calor metabólico e da perfusão sanguínea em estudos *in-vivo* são propostas para trabalhos futuros.

Ao se testar a solução numérica unidimensional, Equação (3.3.13) no caso de uma amostra de dupla camada (gordura/músculo), verificou-se, a partir da evolução temporal da temperatura, um ajuste de boa qualidade entre medidas e curvas simuladas (Figura IV-2). Neste caso se utiliza um tecido sem espalhadores (gordura) e a avaliação no tecido muscular é realizada a uma profundidade pequena (4mm), o que permite assumir que é desprezível espalhamento do ultrassom (comprimentos típicos de livre caminho médio de espalhamento são de uns poucos centímetros). O coeficiente de correlação entre as curvas medidas e simuladas são para a tecido adiposo 0,998 e 0,999 (profundidade do tecido é 5 e 9 mm respectivamente) e de 0,998 para o tecido muscular (4mm de músculo). Isso permite validar o modelo numérico implementado.

VII.2 FONTE TÉRMICA

Um dos parâmetros a ter especial consideração é a fonte térmica do modelo biotérmico, Equações (3.2.1) e (3.2.2), termo que reflete a interação ultrassom/tecido. A intensidade, I_{SATA} , e pressão acústica, p_m , do TUS, trabalhando em modo contínuo foram bem determinadas na cuba e na balança de radiação respectivamente. Os valores da pressão usados no termo fonte são os medidos com hidrofone em água, multiplicados pelo decaimento referente à atenuação, a uma profundidade dada. Os Ajustes das curvas de temperatura (Figura IV-2) simuladas em função do tempo corroboram esse procedimento. Além disso, a potência média (medida com UPM) em um plano paralelo à face emissora do TUS permite obter a intensidade (quando se considera a ERA), que vai compor o termo fonte de calor. A Figura

V-18 mostra que, ao se considerar amostras de tecido de pequenas espessuras, $\sim 4\lambda$, (a onda de ultrassom não é espalhada de forma significativa), há uma boa concordância entre as medições de temperatura e curvas numericamente simuladas.

VII.3 ANÁLISE DO MODELO

No modelo biotérmico de Pennes a única fonte térmica é originada no metabolismo do tecido em questão. Os modelos atualmente utilizados de diatermia e/ou hipertermia incluem como fonte térmica a interação tecido/ultrassom e consideram unicamente o coeficiente de absorção do US no tecido (Equação (3.2.2)), obtido a partir de pequenas espessuras de tecidos [180]-[187]. Os resultados experimentais do incremento de temperatura em phantoms a base de agar-agar (Tabela V-1) forneceram uma indicação de que o espalhamento pode desempenhar um papel importante na absorção de energia ultrassônica. Para evidenciar o efeito de espalhamento, foram estudadas as diferenças percentuais de temperatura em phantoms feitos à base de silicone com e sem pó de grafite; os phantoms não mimetizam propriedades do tecido, só evidenciam o efeito dos espalhadores. O aumento da temperatura (Tabela V-4), para cada intensidade e profundidade não pôde ser explicado unicamente pelo aumento das propriedades térmicas e acústicas dos phantoms analisados (Tabela V-5).

Similar análise foi feita em tecido *ex-vivo*, em profundidade, para o tecido muscular esquelético bovino. As propriedades acústicas foram caracterizadas por medição da velocidade de propagação, o coeficiente de atenuação global, o coeficiente de absorção e o livre caminho médio de espalhamento. A análise das propriedades acústicas do tecido muscular ocorre com as fibras perpendiculares à direção de propagação do US, uma vez que a disposição das fibras influencia na velocidade (Figura IV-19) e atenuação (Figura IV-22) ultrassônicas. São obtidas as curvas de temperatura e comparadas às por simulação numérica, considerando ou não espalhamento nos tecidos muscular (Figura V-24, Figura V-26, Figura V-27, Figura V-28). As figuras mostram que, se apenas o coeficiente de absorção for considerado no termo fonte, a temperatura é subestimada e considerando o coeficiente de atenuação se sobre-estima a temperatura, influenciando diretamente sobre o cálculo da dose térmica (Tabela V-10). No estudo com a balança de radiação, foi analisada

outra amostra de tecido muscular (10 mm de espessura), as curvas de temperatura simuladas (ao considerar o coeficiente de absorção) e medidas apresentam um ajuste de boa qualidade (Figura V-18). Com uma espessura de 40 mm de músculo, onde o espalhamento começa a se manifestar, observa-se uma discrepância entre os valores e curvas simuladas (Figura V-19).

Em todas as curvas de temperaturas experimentais e simuladas com espalhamento da onda ultrassônica é exibido o mesmo efeito, ou seja, uma sobrestimação da temperatura, quando se considera o coeficiente de atenuação global e subestimação da temperatura quando somente o coeficiente de absorção é tomado em conta.

A partir deste estudo descritivo e associativo surge a ideia de que o conceito de fonte no modelo BHTE poderia ser reformulado para incluir o efeito de espalhamento. O modelo proposto nesta tese que inclui a contribuição do espalhamento para a absorção, Equação (6.1.2), melhora o ajuste da curva de temperatura na simulação. Embora a correção seja pequena (Tabela VI-2), seu impacto na Dose Térmica é não desprezível (Tabela VI-3). Os resultados experimentais com tecido muscular (Figura VI-1, Figura VI-2 e Figura VI-3), as correlações das curvas dos músculos (Tabela VI-2) permitem propor um “coeficiente de absorção eficaz” no termo fonte térmica (Equação (3.2.2)) que contempla o efeito incrementador do espalhamento.

Devem ser efetuados experimentos com outros tipos de tecidos para avaliar a contribuição de espalhamento em função da espessura do tecido e assim ver da conveniência de proceder a correção no cálculo da dose térmica para os mesmos.

Por último, vale a pena mencionar que iniciou-se o estudo da mudança da periodicidade do tecido muscular por variação da temperatura mediante métodos espectrais. Observou-se que a pseudo-periodicidade do tecido muscular se alterava com a temperatura [188]-[190]. Estudos complementares são necessários para que se possa distinguir os aportes da velocidade e do coeficiente de expansão térmica na periodicidade.

VIIICAPITULO 6. CONCLUSÃO

O presente trabalho pretendeu investigar o papel exercido pelo espalhamento no aquecimento de tecidos biológicos, tomando como exemplo o tecido muscular.

Observou-se a influência da presença de espalhadores como incrementadores do caminho da onda de ultrassom, promovendo a absorção da energia ultrassônica, e gerando um aquecimento significativo tanto para phantoms como tecido. Tal influencia teve impacto no cálculo da Dose Térmica.

A partir da comparação das curvas de aquecimento experimentais e simuladas ficou evidente que as aproximações atualmente utilizadas para expressar a atenuação no termo fonte não são adequadas. Foi proposto então um coeficiente de absorção efetivo a ser colocado no termo fonte que pôde fornecer uma estimativa mais realista da distribuição de temperatura e corrigir a Dose Térmica de forma adequada.

A questão teórica mais relevante levantada pelos resultados aponta para uma possível revisão da aproximação de Born na propagação de ultrassom em tecidos biológicos, pelo menos para estudos de aquecimento. Tal aproximação é válida para pequenas espessuras mais parece ter validade limitada quando os meios de propagação são mais espessos, pelo menos para os casos analisados.

Por fim, em termos práticos, o presente trabalho contribuiu para melhorar a estimativa da relação tempo de aplicação *versus* aquecimento gerado nos tecidos por irradiação ultrassônica.

IX TRABALHOS FUTUROS

Entre os trabalhos que podem desenvolver-se para melhorar a compressão da interação campo ultrassônico/térmico/tecidos biológicos são:

- Analisar o campo térmico em função da orientação das fibras musculares. Aqui deve-se estudar e modelar numericamente entre outras coisas a
 - evolução das propriedades térmicas em função da temperatura,
 - determinação das propriedades acústicas de interesse em função da temperatura,
 - determinação da potência nos diferentes planos ou profundidades de análises.
- Analisar o campo térmico em função
 - do ângulo de incidência do ultrassom. Quando a incidência do US não é perpendicular deve-se considerar além dos coeficientes de reflexão e transmissão, a possibilidade de originasse outros modos de propagação do ultrassom,
 - do campo refletivo nos tecidos com outros graus de impedância acústica (mole/osso),
 - dos dias post-mortem, e determinar a correlação dose térmica–com o livre recorrido meio–rigidez–periodicidade.
- Analisar a relação da perfusão com o livre recorrido médio. Ao incrementar a perfusão sanguínea no tecido causa mudanças na distribuição espacial do mesmo, porém no livre recorrido da onda. Modelar a perfusão sanguínea no modelo biotérmico e analisar o campo térmico.
- Analisar a mudança do livre recorrido meio em função da temperatura evidenciando e quantificando os da velocidade e do coeficiente de expansão térmica na periodicidade.

IX.1 PUBLICAÇÕES

Cortela, G.A.; von Krüger, M. A.; Negreira, C.; Pereira, W.C.A. Experimental analysis of the influence of scattering in the calculation of the thermal dose in ex vivo bovine muscular tissues. Journal of Physics D: Applied Physics. [http://iop science.iop.org/0022-3727/](http://iopscience.iop.org/0022-3727/) (Submetido 11/12/2013). JCR 2.528

C. A. Teixeira, A.V. Alvarenga, G. Cortela, M. A. von Kruger, W. C. A. Pereira. Feasibility of non-invasive temperature estimation by the assessment of the average gray-level content of B-Mode images, Ultrasonics, 2014 (ISSN:0041-624X).DOI: <http://dx.doi.org/10.1016/j.ultras.2014.02.021> (Publicação associada). JCR 2.028

Cortela, G.A.; Maggi, L. E.; von Krüger, M. A.; Negreira, C.; Pereira, W.C.A. Ultrasonic attenuation and speed in phantoms made of polyvinyl chloride-plastisol (PVCP) and graphite powder. Proceedings of 21st International Congress on Acoustics. International Congress on Acoustics, Montreal , 2013 ISSN 1939-800X, <http://dx.doi.org/10.1121/1.4800365>

Maggi, L. E.; Cortela, G.A.; von Krüger, M. A.; Negreira, C.; Pereira, W.C.A. Ultrasonic Attenuation and Speed in Phantoms Made of PVCP and Evaluation of Acoustic and Thermal Properties of Ultrasonic Phantoms Made of polyvinyl chloride-plastisol (PVCP). Proceedings International Work-Conference on Bioinformatics and Biomedical Engineering. Internacional. International Work-Conference on Bioinformatics and Biomedical Engineering, Granada , 2013 p. 233-241. ISBN:9788415814139.

Cortela, G.A.; N. Benech; Pereira, W.C.A.; Negreira, C. Temperature-induced changes in soft tissues analyzed by spectral methods and transient elastography: a comparative study. AIP Conference Proceedings, International Congress on Ultrasonics, Gdansk , 2011, p. 228-232. DOI:<http://dx.doi.org/10.1063/1.3703177>

Cortela, G.A.; A.V. Alvarenga; N. Benech; Negreira, C.; Pereira, W.C.A. Analysis of Ultrasonic Absorption in The Bio-Thermal Model. Anais do XXIII

Congresso Brasileiro de Engenharia Biomédica. XXIII Congresso Brasileiro de Engenharia Biomédica, Porto Galinhas, 2012, p. 2463-2467

Cortela, G.A.; von Krüger, M. A.; Machado, C. B.; Negreira, C.; Pereira, W.C.A. Influence of Temperature on Mean Scattering Spacing Estimation of in vitro Bovine Muscle. Proceedings Pan American Health Care Exchanges–Pahce. Conference, Workshops, And Exhibits. 2011, p. 415-420. ISSN/ISBN: 12048066. DOI: 10.1109/PAHCE.2011.5871942

Teixeira, C. A.; Cortela, G.A.; Alvarenga, A.V.; von Krüger, M. A.; Pereira, W.C.A. On the reproducibility of the average gray-level for noninvasive temperature estimation in the hyperthermia range. Proceedings Pan American Health Care Exchanges–Pahce. Conference, Workshops, And Exhibits. 2011, p. 34-38. ISSN/ISBN: 12048066. DOI: 10.1109/PAHCE.2011.5871942

Maggi, L. E.; Cortela, G.A.; J. F. S. Costa Júnior; Pereira, W.C.A.; Von Krüger, M. A. Analysis of Different Techniques for Measuring the Attenuation Coefficient in Ultrasonic Phantom. Proceedings Pan American Health Care Exchanges–Pahce. Conference, Workshops, And Exhibits. 2011, p. 421-425. ISSN/ISBN: 12048066. DOI: 10.1109/PAHCE.2011.5871942

G. Cortela, W. C. A. Pereira, C. Negreira. Influence of the mean scattering free path on the temperature field. Physics Procedia, vol. 3, n. 1, pp 719-725, 2010, International Congress on Ultrasonics -ICU 2009, Santiago, Chile, January 11 - 17, 2009. ISSN 1875-3892. DOI: 10.1016/j.phpro.2010.01.091

X ANEXOS

X.1 MÉTODO SCHLIEREN.

Devido à dependência da densidade dos materiais com a pressão, o índice de refração óptico está vinculado com a pressão no interior de todos os materiais isotrópicos [191]. Esta dependência se conhece como o efeito acusto-óptico ou piezo-óptico.

Seja $n(P)$ a função que vincula o índice de refração com a pressão no interior de um fluido transparente. Para pequenas variações δP de pressão que tem lugar com ondas acústicas de baixa ou moderada intensidade, a variação δn no índice de refração do meio pode ser escrita como:

$$\delta n = \left(\frac{\partial n}{\partial P} \right)_S \delta P. \quad (10.1.1)$$

A expressão $v = (\partial n / \partial P)_S$ é conhecido como coeficiente piezo-óptico e é calculado para o valor de equilíbrio P_0 da pressão e a entropia S constante. Assume-se que, nos processos acústicos, a frequência de vibração não permite a dissipação de calor [192].

Como a variação da pressão $\delta P = P - P_0$ é igual à pressão acústica p , a expressão (10.1.1) resulta em:

$$\delta n(x, y, z, t) = p(x, y, z, t), \quad (10.1.2)$$

onde se fez explícita a dependência da pressão acústica com a posição e o tempo.

Suponha-se que um feixe luminoso plano e monocromático, de número de onda k no vácuo, atravessa um fluido de índice de refração n viajando na direção do feixe z . A dependência espacial do campo óptico E pode-se escrever como

$$E = E_0 \exp(iknz + i\phi_0), \quad (10.1.3)$$

onde ϕ_0 é uma fase constante e arbitrária de referência.

Se o índice de refração é variável no interior do fluido, a diferença de fase ϕ da luz à saída com respeito à fase de ondas planas será [191]:

$$\phi(x, y, t) = k \int_0^L (n - n_0) dz = k \int_0^L \delta n(x, y, z, t) dz, \quad (10.1.4)$$

onde n_0 é o índice de refração do fluido em equilíbrio, e L é o comprimento de onda total do caminho da luz no fluido.

Utilizando a expressão (10.1.2) em (10.1.3), obtém-se a variação da fase óptica como função da pressão acústica no interior do fluido transparente,

$$\phi(x, y, t) = kv \int_0^L p(x, y, z, t) dz. \quad (10.1.5)$$

Se o campo acústico se propaga colimado na direção x , os valores da pressão variam pouco na direção de integração de (10.1.5), pelo que se pode aproximar esta última como:

$$\phi(x, y, t) \approx kvL p(x, y, t). \quad (10.1.6)$$

A Figura X-1 mostra um esquema da situação, onde se representam as frentes de onda luminosa plana entrando no sistema (A) e saindo moduladas em fase (B).

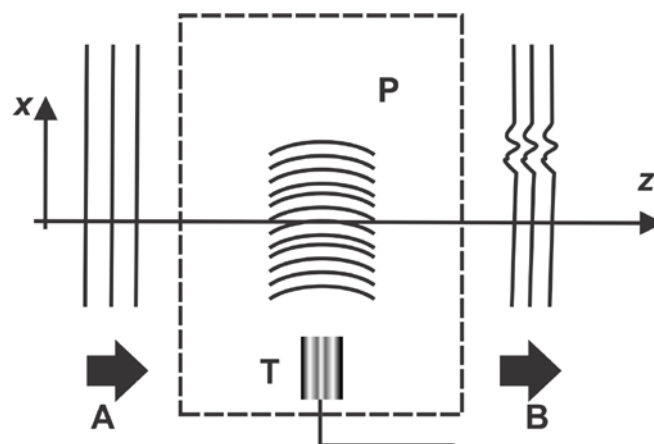


Figura X-1. O transdutor ultrassônico (T) emite um pulso de ondas acústicas (P) no fluido. As ondas de luz planas incidentes (A) tornam-se moduladas em fase à saída do sistema (B).

A variação de fase luminosa não pode obter-se da observação direta da imagem formada pelo campo óptico modulado em fase. É sabido que o observável por todos os sensores ópticos (incluído o olho) é a intensidade I da luz, sendo ela proporcional ao quadrado do módulo do campo ótico,

$$I \propto |E|^2. \quad (10.1.7)$$

Independentemente dos valores da função $\phi(x, y, t)$, ao considerar o quadrado do módulo do campo $E = E_0 \exp(i\phi)$, resulta que

$$I \propto |E_0 \exp(i\phi)|^2 = |E_0|^2 = \text{const.} \quad (10.1.8)$$

Então a modulação da fase não é observável. Uma das técnicas possíveis para tornar observável a variação de fase luminosa é o método conhecido como Schlieren [193], [194].

O método requer duas lentes convergentes (Figura X-2), a lente L_1 se conhece como lente de Fourier, e sua função é fazer a transformada espacial bidimensional de Fourier [195] do campo óptico $E(x, y, t)$ situado, por exemplo, em $z = 0$. Este é o campo de saída em B da Figura X-1 e se encontra modulado em fase:

$$E(x, y, t) = E_0 \exp[i\phi(x, y, t)]. \quad (10.1.9)$$

No plano focal da lente L_1 se encontra uma lâmina aguda que bloqueia parte da luz. A lente L_2 é a lente que forma a imagem do plano de entrada em $z = 0$. A lâmina abrange a região $x < a$, onde $a < 0$ se a lâmina não abrange a ordem zero de difração que se encontra sobre o feixe (campo claro). Do contrário será $a > 0$ se a lâmina bloqueia a ordem zero (campo escuro).

De forma que a lâmina correspondente se representa pela função de transmissão

$$m(x) = \begin{cases} 0 & x < a \\ 1 & x > a \end{cases}. \quad (10.1.10)$$

Suponhamos sem perda de generalidade, que as duas lentes L_1 e L_2 têm a mesma distância focal f , e que os planos do campo objeto, da lâmina e do campo

imagem coincidem com os planos focais do sistema. A teoria da ótica de Fourier estabelece que o campo ótico $E_i(x, y, t)$ no plano imagem é dado por [196]:

$$E_i(x, y, t) = C \mathfrak{F} \{ m(x) \mathfrak{F} [E(x, y, t)] \}, \quad (10.1.11)$$

representando \mathfrak{F} a transformada bidimensional de Fourier, e C é uma constante complexa de módulo unitário que depende do sistema óptico.

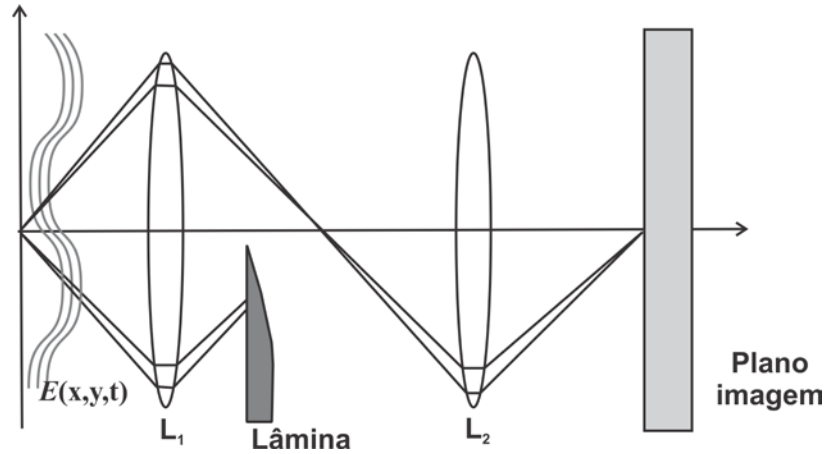


Figura X-2 Esquema do método Schlieren para obter uma intensidade luminosa no plano imagem que permita ver a variação de fase óptica do campo $E(x, y, t)$ modulado em fase.

Ao se substituir (10.1.9) e (10.1.10) em (10.1.11) obtém-se, depois de alguns cálculos [196]:

$$E_i = CE_0 \left\{ \exp [i\phi(x, y, t)] + \frac{i}{\pi} \int \frac{\exp [i\phi(x - \xi, y, t)]}{\xi} \exp \left(\frac{i2\pi a \xi}{\lambda f} \right) d\xi \right\}. \quad (10.1.12)$$

Em (10.1.12) foi omitido o fato de que a imagem aparece invertida, o qual não é relevante para nossos propósitos.

Considerando que as variações da fase são suficientemente pequenas pode-se aproximar:

$$\exp(i\phi) \approx 1 + i\phi, \quad (10.1.13)$$

o resultado (10.1.12) fica:

$$E_i = CE \left\{ m(0) - \frac{1}{2\pi} \int \frac{\exp(i2\pi a \xi / \lambda f)}{\xi} [\phi(x - \xi, y, t) - \phi(x, y, t)] d\xi \right\}. \quad (10.1.14)$$

Se as variações das fases são suaves, pode-se aproximar sua expansão até a primeira ordem ao redor do ponto x , com o que a expressão (10.1.14) torna-se:

$$E_i(x, y, t) = CE(x, y, t) \left[m(0) + \frac{R}{\pi} \frac{\partial \phi}{\partial x} \right], \quad (10.1.15)$$

onde R é o raio das lentes L_1 e L_2 , supostas iguais.

Por último, o detector de imagens só registra intensidade luminosa, assim que tomando o quadrado do módulo em (10.1.15), obtém-se a intensidade luminosa sobre o plano imagem,

$$I(x, y, t) = I_0 \left[m_0 + 2m_0 \frac{R}{\pi} \frac{\partial \phi}{\partial x} + \frac{R^2}{\pi^2} \left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right)^2 \right], \quad (10.1.16)$$

utilizou-se o fato de que $m_0 = m(0) = 0$ ou 1 conforme a lâmina que abrange a ordem zero ou não na Figura X-2. A intensidade $I_0 \propto |E_0|^2$ é a intensidade da luz incidente correspondente às ondas planas.

No método Schlieren tradicional de campo escuro, a lâmina de abrange a ordem zero de difração sobre o feixe z (Figura X-2). Por conseguinte, é $m_0 = 0$ (10.1.16), o que resulta em:

$$I(x, y, t) = I_0 \frac{R^2}{\pi^2} \left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right)^2. \quad (10.1.17)$$

Esta expressão gera como resultado uma fraca sensibilidade devido à diminuta derivada da fase. Tampouco permite extrair o valor de ϕ a partir da medida da intensidade, já que se perde o sinal desta derivada por estar elevada ao quadrado.

Não obstante, no método do campo claro, a ordem zero fica descoberta e $m_0 = 1$ em (10.1.16). Desprezando o quadrado da derivada (comparado com a unidade), obtém-se:

$$I(x, y, t) \approx I_0 \left[1 + \frac{2R}{\pi} \frac{\partial \phi(x, y, t)}{\partial x} \right]. \quad (10.1.18)$$

O método do campo claro é mais sensível que o de campo escuro, é linear na derivada da fase.

Utilizando o resultado (10.1.6) que relaciona a variação de fase com a pressão acústica p , as expressões (10.1.17) para o campo escuro e (10.1.18) para o campo claro podem expressar-se como:

$$I(x, y, t) = I_0 \frac{4R^2 v^2}{\lambda^2} \left(\frac{\partial p}{\partial x} \right)^2, \quad (10.1.19)$$

e

$$I(x, y, t) \approx I_0 \left[1 + \frac{4Rv}{\lambda} \frac{\partial p(x, y, t)}{\partial x} \right], \quad (10.1.20)$$

respectivamente, sendo λ o comprimento de onda da luz no vácuo.

Para observar pulsos ultrassônicos é necessário um estroboscópio ou uma câmara rápida sincronizada com a emissão do pulso acústico. A velocidade do som na água é da ordem de 1491 m/s, e para as frequências nominais do ultrassom de 1 e 3 MHz, os comprimentos de onda são em torno de 1,5 mm a 0,5 mm respectivamente. Foi utilizado um estroboscópio modulando o laser com um modulador acusto-ótico, sincronizado com a emissão do pulso e com um atraso controlável entre a emissão e a iluminação. Os tempos de exposição são da ordem de 50 nanossegundos. As imagens obtidas para o transdutor de fisioterapia estão na Figura X-3 e são de um pulso de ultrassom com o método do campo claro. Subtraindo o *background* se consegue eliminar o ruído estacionário, por exemplo, defeitos nos vidros e lentes (Figura X-3b). Na Figura X-3c o mesmo pulso, mas a imagem corresponde ao campo escuro, cuja intensidade luminosa é dada por Equação (10.1.20). É evidente a menor sensibilidade deste método comparado com o campo claro. Por exemplo, não se distinguem as curvaturas das frentes de onda de difração do pulso acústico à medida que se propaga.

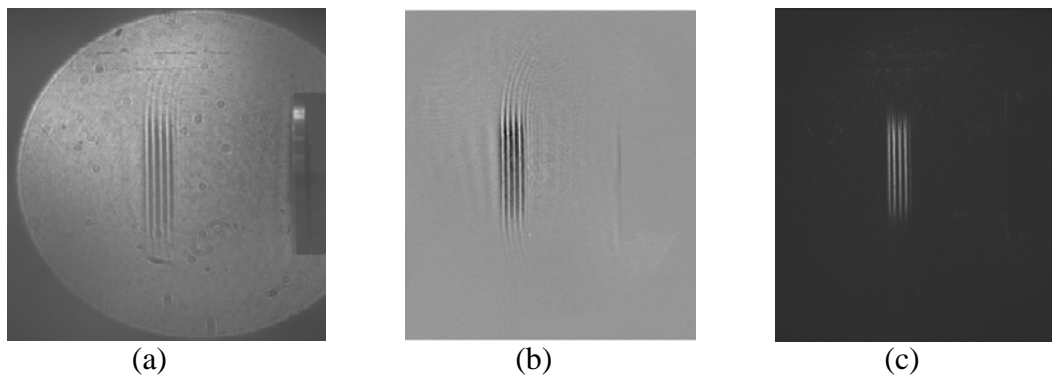


Figura X-3 Transdutor de ultrassom emitindo um pulso cuja excitação elétrica é de quatro ciclos senoidais, de frequência central 1,0 MHz. O pulso é capturado 17 μ s depois de sua emissão, o tempo de exposição é de 50ns. Método Schlieren (a) de campo claro, (b) sem *background* e (c) de campo escuro (a lâmina abrange a ordem zero).

X.2 RELAÇÃO DE ARRHENIUS E DOSE TÉRMICA DE ISOEFEITO

Quantitativamente, a relação entre a taxa de reações químicas e sua temperatura absoluta é determinada pela equação de Arrhenius. A temperatura mais alta, a probabilidade de duas moléculas colidirem é mais alta. Esta taxa de colisão mais alta resulta em uma energia cinética mais alta que tem um efeito na energia de ativação da reação [135]. Pode ser descrita a termodinâmica de inativação de calor como segue:

$$\frac{1}{D_0} = A \exp\left(-\frac{\Delta H}{2T}\right), \quad (\text{X.B.1})$$

onde A é uma constante; e T é a temperatura absoluta, e D_0 é o decaimento em 1/e da taxa de reações químicas. Aplicando \ln ,

$$\ln\left(\frac{1}{D_0}\right) = \ln A - \left(\frac{\Delta H}{2}\right)\left(\frac{1}{T}\right), \quad (\text{X.B.2})$$

dá o gráfico de Arrhenius quando é plotado $\log(1/D_0)$ na ordenada e $1/T$ na abscissa. Equação (X.B.1) mostra como D_0 muda com a temperatura; então, a diminuição relativa R em D_0 para um aumento de um grau de temperatura é:

$$R = \frac{D_0|_{\text{para } T+1}}{D_0|_{\text{para } T}} = \exp\left(-\frac{\Delta H}{2T(T+1)}\right). \quad (\text{X.B.3})$$

Por exemplo, para células CHO (*Chinese Hamster Ovary*), $\Delta H=141 \text{ kcal.mol}^{-1}$ e de 43°C a 46°C , a diminuição relativa é:

$$R = \exp(-0,690) = 0,50.$$

A inclinação do diagrama de Arrhenius para essa experiência dá a energia de ativação de $148 \text{ kcal.mol}^{-1}$ e uma razão de 0,48 para a diminuição relativa em D_0 para uma elevação de temperatura de 1° acima da faixa de temperatura $43\text{-}46,5^\circ\text{C}$. Se a temperatura diminui 1°C , o tempo de tratamento para um isoefeito deve ser aumentado por um fator de dois.

X.3 CONDUTIVIDADE TÉRMICA

X.3.1 PHANTOMS- PLACAS QUENTES

É o método mais empregado para a medição da condutividade térmica de materiais que apresentam baixa condutividade térmica e é adequado para amostras homogêneas, sem migração de água (baixa umidade) e com forma de camada (slab). O fluxo de calor é estacionário e unidimensional; a descrição do método é dada pela Norma ASTM 1955 (ASTM, *American Society for Testing Materials*) [197] e sua posterior atualização ASTM C 177-85 1985 [198]. Basicamente, um dissipador uniformiza e conduz o calor gerado pela fonte de calor (geralmente elétrica) para a amostra. Envolve-se ao sistema com poliuretano expandido para minimizar as perdas de calor na superfície de contato da fonte, ou da amostra (Figura X-4). Supõe-se que o calor de entrada medido é transferido para a amostra.

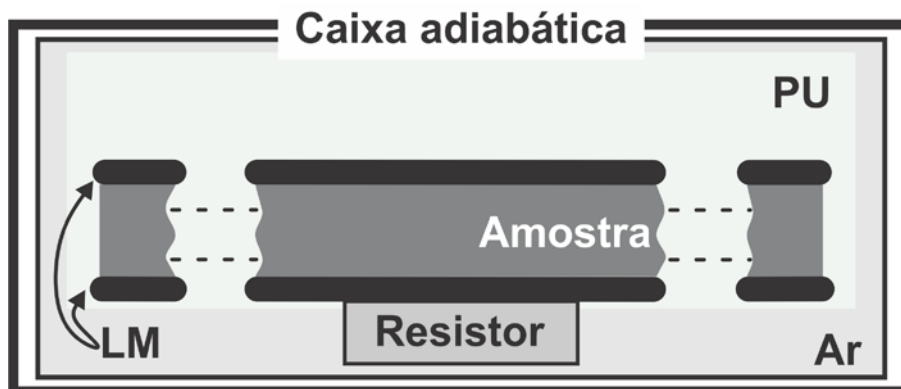


Figura X-4 Diagrama experimental da placa quente empregado para determinar a condutividade térmica. Amostra é colocada entre duas lâminas de metal (LM), uma delas em contato com o resistor. O conjunto é envolvido por poliuretano expandido (PU).

A taxa de transferência de calor (dQ/dt), em estado estacionário, ao longo da direção do gradiente de temperatura é dT/dx (no caso unidimensional e coordenadas cartesianas ou suas formas modificadas), é regulada pela lei de Fourier (Equação (X.C.1)) [199]:

$$\frac{dQ}{dt} = -k_t \cdot A \frac{dT}{dx} \quad (\text{X.C.1})$$

Neste caso, a equação é escrita como

$$\frac{\Delta Q}{\Delta t} = -k_t A \frac{\Delta T}{\Delta x} \quad (\text{X.C.2})$$

onde A é a área do dissipador (se supõe igual ao da amostra), Δx a espessura da amostra e ΔT o gradiente de temperatura entre as faces da amostra. A Equação (X.C.2) é aplicável para alcançar o estado estacionário, que se manifesta como a estabilidade das temperaturas das placas metálicas. Conhecida a espessura da amostra, a taxa de calor entrante ao sistema, as temperaturas das lâminas, a espessura do material e a área de transferência pode-se calcular a condutividade térmica.

Em geral, pode demorar várias horas para alcançar o estado estacionário, por isso este método não é adequado para utilização em materiais em que pode ocorrer migração de água (como é a carne). O método foi utilizado para a medição da condutividade térmica dos phantoms. Uma limitação do método é a espessura da amostra. Em amostras muito finas, o método apresenta uma variação, deve-se considerar um material de referência (condutividade térmica conhecida) e determinar o valor da condutividade térmica da amostra por meio de comparação [199]).

O conjunto experimental é uma célula de medição de acrílico, em forma de paralelepípedo de base exterior $60,0 \times 50,0$ mm e de altura regulável (a tampa superior é móvel 0–35mm). Consta de duas placas metálicas planas, amostra, quatro termopares, e um aquecedor elétrico.

A espessura do phantom (paralelepípedo de base $50,0 \times 45,0$ mm) é determinada com um paquímetro (1/100mm) a partir da média de 11 valores; a Figura X-5 mostra os pontos onde são feitas as medições.

As lâminas metálicas (alumínio), de espessuras desprezíveis ($<0,01$ mm) tem a função de uniformizar as temperaturas. O phantom, posicionado entre as lâminas e através delas, entra em contato, por um lado, com a fonte de calor e pelo outro com o meio ambiente (a temperatura constante). A fonte térmica é uma resistência elétrica plana de cerâmica, de potência constante (máxima potência é 10W). A temperatura é medida com quatro termopares (tipo T), três são colocados na face mais distante da fonte e a outra registra a temperatura da fonte (Figura X-6). Outro termopar, fora da célula de medição, registra a temperatura do meio ambiente. Se a

temperatura for aumentada em 1°C da temperatura ambiente inicial interrompe-se a medição.

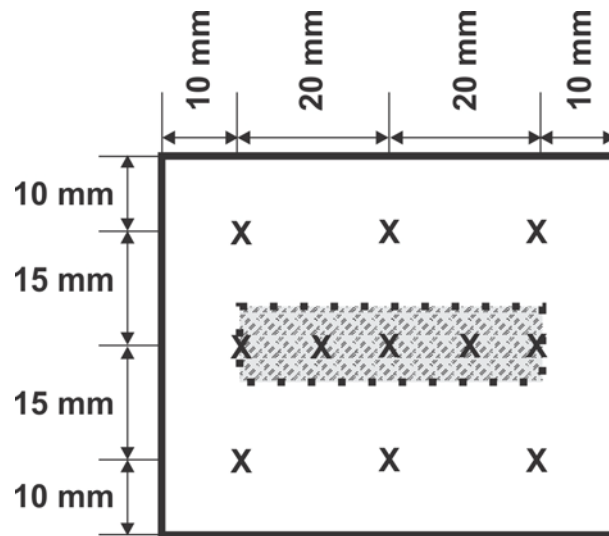


Figura X-5 Diagrama dos pontos de medida da espessura do phantom (X). A zona cinza representa o lugar geométrico onde fica o elemento aquecedor.

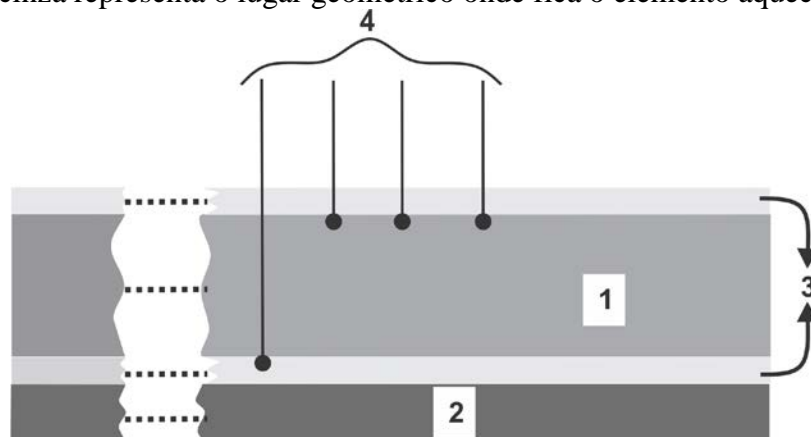


Figura X-6. Corte sagital do esquema da célula de medidas da condutividade elétrica. 1- phantom, 2 fonte térmica, 3 lâmina metálica, 4 termopares.

A Figura X-7 mostra o equipamento usado: termopares, fonte de corrente, caixa isolante, multiplex e célula. O resistor é conectado em série com uma fonte regulável em corrente e tensão modelo UNI-COMM UC-F303 (0-30 V, 0-3 A)

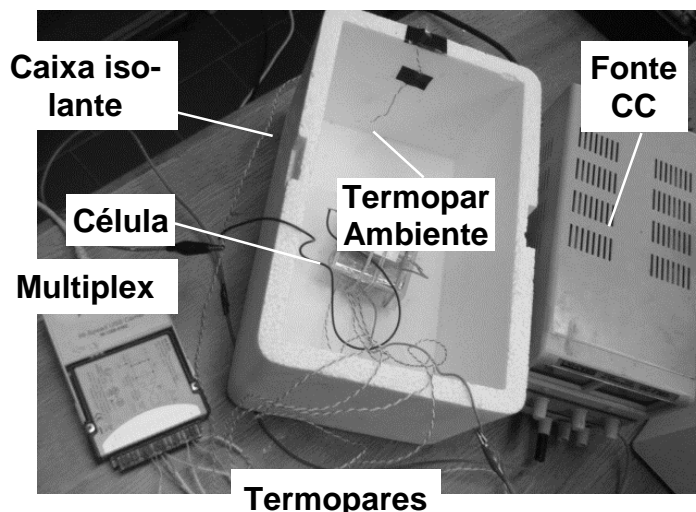


Figura X-7. Setup experimental para o cálculo da condutividade térmica dos phantoms de silicone.

É fundamental determinar o tempo de aquisição onde é considerado o regime estacionário, t_e , já que a partir dele é calculada a condutividade térmica. Após o início da transferência de calor, para cada termopar da célula, calculam-se a temperatura média e desvio padrão cada 30 segundos (15 valores). Considera-se o estado estacionário atingido (critério heurístico) quando a diferença entre dois valores médios consecutivos de temperatura é inferior ou igual a três vezes o menor dos desvios padrões correspondentes.

As Figura X-8–Figura X-10 representam as curvas de temperaturas para os diferentes phantoms PH0-PH3. Aplica-se uma potência elétrica de aproximadamente 10W e a frequência de amostragem da temperatura é de 0,5 Hz. Os termopares estão situados como mostra a Figura X-6. Considera-se um regime estacionário a partir do tempo, t_e , no caso do phantom homogêneo (PH0) $t_e=105,8$ minutos (Figura X-8), a partir dele determina-se a condutividade térmica (para cada valor de tempo) e para cada curva de temperatura da face oposta (cada termopar).

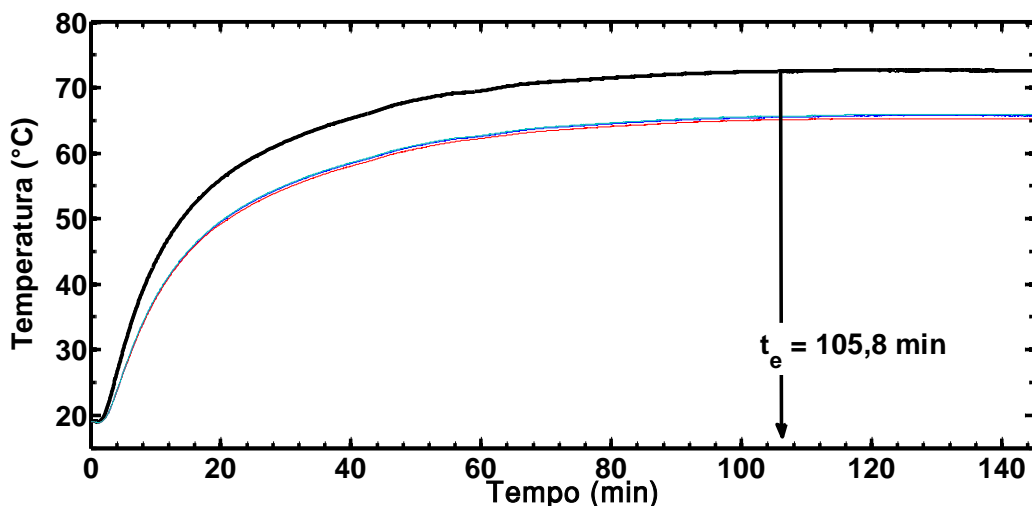


Figura X-8 Curva de temperatura para o phantom homogêneo (PH0) ao se aplicar um fluxo de calor constante. A linha preta representa a temperatura do termopar na placa fonte, a linha vermelha é do central, as azul e verde são dos laterais (a 5mm da central) na face oposta. A frequência de amostragem é 0,5Hz.

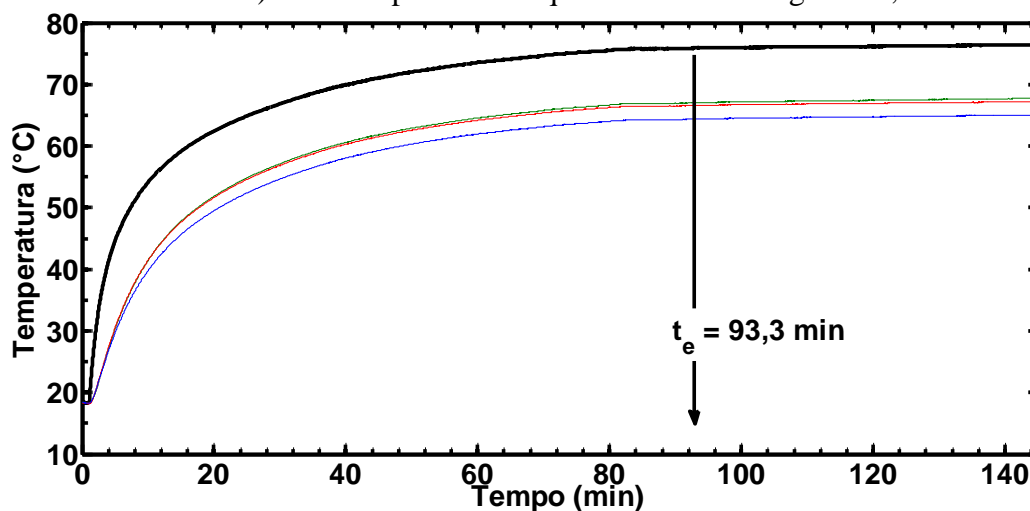


Figura X-9 Curva de temperatura para o phantom com 0,25% grafite (PH1) ao se aplicar um fluxo de calor constante. A linha preta representa a temperatura do termopar na placa fonte, a linha vermelha é do central e as azul e verde são dos laterais (a 5mm da central). A frequência de amostragem é 0,5Hz.

Ao se aumentar a percentagem de grafite presente no phantom, seria esperado um aumento da condutividade térmica e atingir o estado estacionário mais rapidamente.

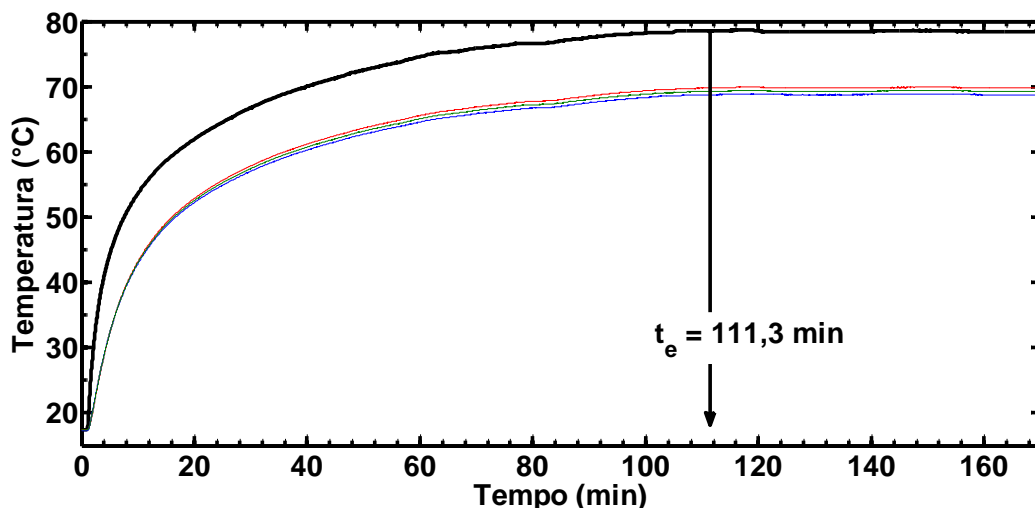


Figura X-10 Curva de temperatura para o phantom com 0,5% grafite (PH2) ao se aplicar um fluxo de calor constante. A linha preta representa a temperatura do termopar na placa fonte, a linha vermelha é do central e as azul e verde são dos laterais (a 5mm da central). A frequência de amostragem é 0,5Hz.

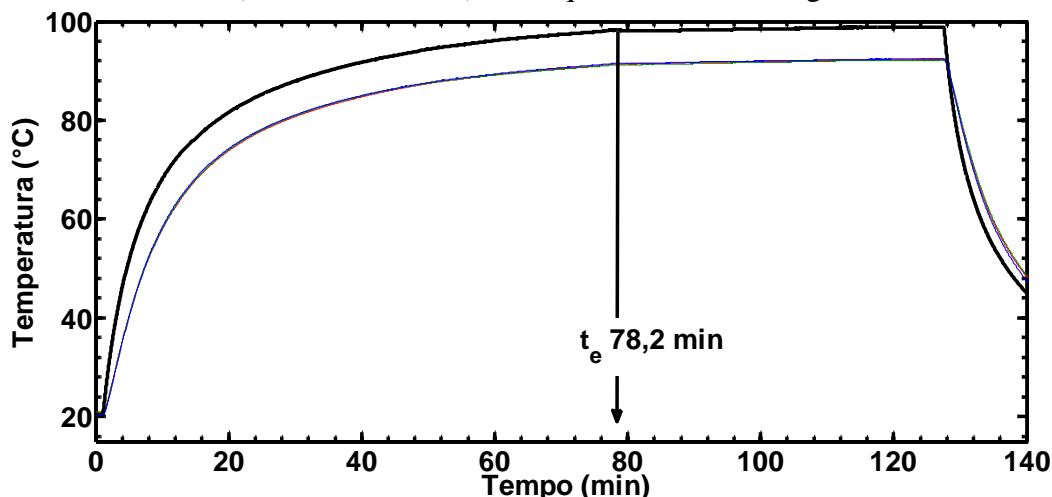


Figura X-11 Curva de temperatura para o phantom com 1,0% grafite (PH3) ao se aplicar um fluxo de calor constante. A linha preta representa a temperatura do termopar na placa fonte, a linha vermelha é do central e as azul e verde são dos laterais (a 5mm da central). A frequência de amostragem é 0,5Hz.

Ao aumentar-se a proporção de grafite, o t_e deverá diminuir; isto não acontece para PH2 (Figura X-10) devido a que o ruído nas curvas de temperatura atrasa o início do regime estacionário. Observe-se na Figura X-11 próximo a oitenta minutos de aquisição, uma mudança nas curvas de temperatura associada a uma pequena variação na tensão da fonte (originada na variação da carga elétrica). Ocorre uma mudança no tempo para atingir o estado estacionário.

A partir da Equação (X.C.2) obtém-se a condutividade térmica, k_t , para cada temperatura e cada termopar, conhecido a secção transversal de transferência, espessura da amostra e potência fornecida pela resistência elétrica. A incerteza associada a cada valor de k_t é obtida pela Equação (X.C.3) e seu resultado final se expressa como valor médio \pm desvio-padrão de cinco eventos.

$$\frac{\delta(k_t)}{k} = \sqrt{\left| \frac{\partial k_t}{\partial P} \right|^2 (\delta P)^2 + \left| \frac{\partial k_t}{\partial A} \right|^2 (\delta A)^2 + \left| \frac{\partial k_t}{\partial \Delta x} \right|^2 (\delta \Delta x)^2 + \left| \frac{\partial k_t}{\partial \Delta T} \right|^2 (\delta \Delta T)^2}, \quad (\text{X.C.3})$$

onde k é o fator de abrangência ($=2$), e δX é a incerteza da magnitude X (potência, área, espessura ou temperatura).

A incerteza associada às medições de corrente e tensão elétrica é expressada como \pm (% medição + % rango), as porcentagem são dadas pelo fabricante.

X.3.2 CARNE-FONTE LINEAR DE CALOR

Um caso específico do método da sonda térmica é a fonte linear de calor, onde a fonte de calor está localizada no centro da amostra e o diâmetro da fonte é muito pequeno comparado com o diâmetro da amostra. O modelo mais simples é uma fonte de calor de comprimento infinito embebida em um meio homogêneo e isotrópico de extensão infinita. A fonte linear de calor proporciona um fluxo de calor constante e unicamente na direção radial. A equação de condução é

$$\nabla^2 T = \frac{1}{\tilde{\alpha}} \frac{\partial T}{\partial t}, \quad (\text{X.C.4})$$

sendo, $\tilde{\alpha}$, a difusividade térmica, relacionasse com a condutividade térmica, densidade e o calor específico mediante

$$\tilde{\alpha} = \frac{k_t}{\rho c}.$$

Em coordenada radial se reduz a

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) = \frac{1}{\tilde{\alpha}} \frac{\partial T}{\partial t}, \quad (\text{X.C.5})$$

onde $T = T(t, r)$. As condições iniciais e de contorno são

$$\begin{aligned} T(t=0, r) &= T_0, \\ T(t, r \rightarrow \infty) &= T_0, \\ \lim_{r \rightarrow 0} 2\pi k_t \frac{r \partial T(t, r)}{\partial r} &= -q', \end{aligned} \quad (\text{X.C.6})$$

com T_0 a temperatura inicial da amostra, k_t é a condutividade térmica da amostra, q' é a taxa de transferência de calor por unidade de comprimento. São necessários os seguintes pressupostos, a fonte de calor e as propriedades térmicas são constantes, a massa térmica do aquecedor é negligenciável e a condução de calor é na direção radial.

Carslaw e Jaeger [200] mostraram que a solução da Equação (X.C.5) sujeita às condições (X.C.6) é:

$$\Delta T = \frac{q'}{4\pi k_t} \int_x^\infty \frac{e^{-x}}{x} dx, \quad (\text{X.C.7})$$

ou

$$T - T_0 = \begin{cases} \frac{q'}{4\pi k_t} \left[-E_i \left(-\frac{r^2}{4\tilde{\alpha}t} \right) \right] & 0 < t \leq t_0 \\ \frac{q'}{4\pi k_t} \left[E_i \left(-\frac{r^2}{4\tilde{\alpha}(t-t_0)} \right) - E_i \left(-\frac{r^2}{4\tilde{\alpha}t} \right) \right] & t > t_0 \end{cases}, \quad (\text{X.C.8})$$

onde t_0 é a duração do pulso de calor e E_i a integral exponencial, se define como.

A Equação (X.C.7) expressa o perfil do aumento de temperatura dependente do tempo depois que a fonte de energia constante é ligada

$$-E_i(-x) = \int_x^\infty \frac{e^{-u}}{u} du \quad (\text{X.C.9})$$

Para $0 < x < 1$, a integral exponencial pode-se expandir em série de potências

$$-Ei(-x) = -\gamma - \ln x + \frac{x}{(1)1!} - \frac{x^2}{(2)2!} + \frac{x^3}{(3)3!} - \dots, \quad (\text{X.C.10})$$

com $\gamma = 0,5772157$ a constante de Euler. Para valores muito pequenos do argumento x , a série é reduzida mediante o truncamento dos termos de ordem superior,

$$-Ei(-x) = -\gamma - \ln x. \quad (\text{X.C.11})$$

O parâmetro x matematicamente está relacionado com a duração do teste (t), a difusividade térmica da amostra ($\tilde{\alpha}$) e a distância do sensor de temperatura à fonte térmica.

$$x = \frac{r^2}{4\tilde{\alpha}t}, \quad (\text{X.C.12})$$

e substituindo (X.C.12) e (X.C.11) em (X.C.8), a temperatura é

$$T - T_0 = \frac{q'}{4\pi k_t} \left[-\gamma - \ln \left(\frac{r^2}{4\tilde{\alpha}t} \right) \right], \quad (\text{X.C.13})$$

só é válida quando:

$$\frac{r^2}{4\tilde{\alpha}t} \ll 1. \quad (\text{X.C.14})$$

A restrição dada pela Equação (X.C.14) implica que a solução da Equação (X.C.13) é aplicável seja para um tempo “grande” ou um pequeno raio e sua solução é chamada solução da sonda para tempos longos.

Considere o caso de que se mede a temperatura de um meio homogêneo no ponto, $r=r_0$. Para dois tempos (t_1 e t_2) mede-se a temperatura (T_1 e T_2). As condições de fronteira e as condições iniciais são dadas pelas Equações (X.C.6), as temperaturas expressadas a partir da Equação (X.C.13), são:

$$T_1 - T_0 = \frac{q'}{4\pi k_t} \left[-\gamma - \ln \left(\frac{r_0^2}{4\alpha t_1} \right) \right], \quad (\text{X.C.15})$$

$$T_2 - T_0 = \frac{q'}{4\pi k_t} \left[-\gamma - \ln \left(\frac{r_0^2}{4\alpha t_2} \right) \right]. \quad (\text{X.C.16})$$

Subtraindo as equações anteriores

$$T_2 - T_1 = \frac{q'}{4\pi k_t} \left[\ln \left(\frac{t_2}{t_1} \right) \right], \quad (\text{X.C.17})$$

onde

$$k_t = \frac{q'}{4\pi} \left/ \left[\frac{(T_2 - T_1)}{\ln(t_2/t_1)} \right] \right. \quad (\text{X.C.18})$$

A Equação (X.C.18) indica que se se representa graficamente a temperatura em r_0 , como uma função do logaritmo de tempo, se obtém uma resposta linear e é simples obter a condutividade térmica do meio em torno da fonte de calor, empregado a inclinação:

$$k_t = \frac{q'}{4\pi} \left/ [declive] \right. \quad (\text{X.C.19})$$

É interessante notar que o modelo de fonte linear infinita é capaz de estimar a condutividade térmica do material sem conhecer a difusividade térmica do meio. Ademais, a localização do ponto onde se controla a temperatura, r_0 , é arbitrária.

Embora a maioria dos investigadores tentem usar equipamento para medições de linha fonte de calor, que harmoniza as condições teóricas descritas, vários potenciais erros associados devem ser considerados e deve calibrar-se o sistema.

A expressão teórica dada por Carslaw & Jeager [200] é derivada do aumento de temperatura de uma sonda infinitamente longa com raio finito (r), massa térmica, e resistência de contato (R). Para qualquer valor de x , o aumento de temperatura pode expressar-se como um desenvolvimento em série. O primeiro erro do modelo teórico é o truncamento, avaliado como

$$E_{tr} = \frac{\Delta T_{tr} - \Delta T_{nao_tr}}{\Delta T_{tr}}. \quad (\text{X.C.20})$$

Diversos autores aceitam um erro de truncamento $<0,59\%$ em meios com alto conteúdo de água (em caso contrario é $<0,2\%$). Ao minimizar o tamanho da sonda

diminuem o erro. Outro erro é a razão entre a massa térmica (ρc) da amostra e a massa térmica da sonda; se a razão é ~ 1 , o efeito da massa térmica é eliminado; no experimento é 1,04.

Para calibrar o sistema foi utilizada a glicerina. A calibração foi feita duas vezes, antes e depois dos experimentos. Os resultados diferem 1,25% e 0,70% do valor da literatura.

As suposições para poder aplicar esse modelo são:

- O meio circundante à sonda é homogêneo e isotrópico e tem temperatura inicial uniforme.
- A sonda é feita de um material de condutividade térmica infinito.
- Só existe fluxo de calor radial.

A fonte linear empregada é um fio de constantan ($\varnothing=0,45$ mm, $223\Omega.m^{-1}$) dentro de um tubo de aço ($\varnothing=0,6$ mm) embebido em resina epóxi de alta condutividade térmica para assegurar completo contato entre os metais. O conjunto é inserido na carne fazendo um furo com uma agulha ao longo do eixo longitudinal da amostra, e deve ter um bom contato para não gerar uma possível resistência térmica e assim evitar ou minimizar um erro nas medições. Esse fenômeno é evitado ou minimizado por efeito da pressão da carne sobre a fonte, o cilindro de carne cortado ($\varnothing=40$ mm) é colocado em outro cilindro de PVC de menor diâmetro ($\varnothing=39$ mm). O conjunto, amostra e fonte linear e tubo de PVC foram envoltos e armazenados durante a noite em um recipiente tubular fechado (Figura X-12, direita) em geladeira comercial. Imediatamente antes da medição, o recipiente foi submerso num banho térmico durante 60 minutos a $17^{\circ}C$, amostra foi removida do banho e foi iniciada a medição.

Para aquecer o meio é aplicada à linha fonte uma tensão elétrica constante. A Figura X-12 (esquerda) mostra o diagrama da montagem experimental. O termopar é inserido através de um pequeno orifício na parede lateral, a metade da altura (60 mm), com uma agulha. Outra possível fonte de erro na medição é a colocação do termopar perto de uma região não homogênea com diferente propriedade térmica. Se o meio apresenta muitos elementos não homogêneos o fluxo de calor pode ter componente azimutal em torno do perímetro da sonda.

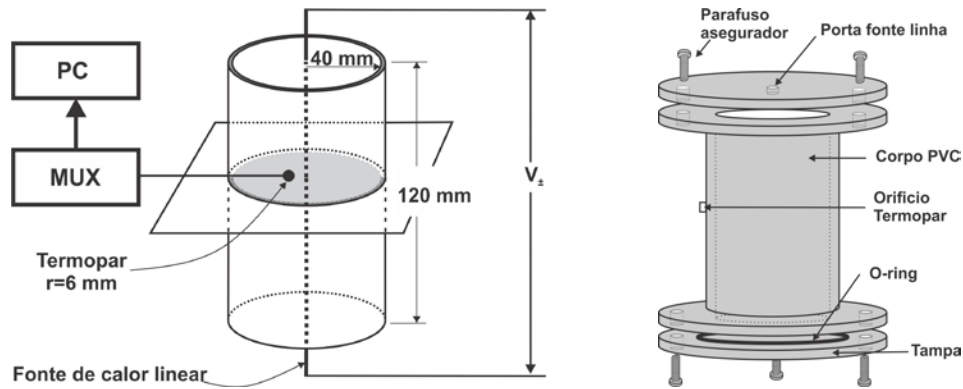
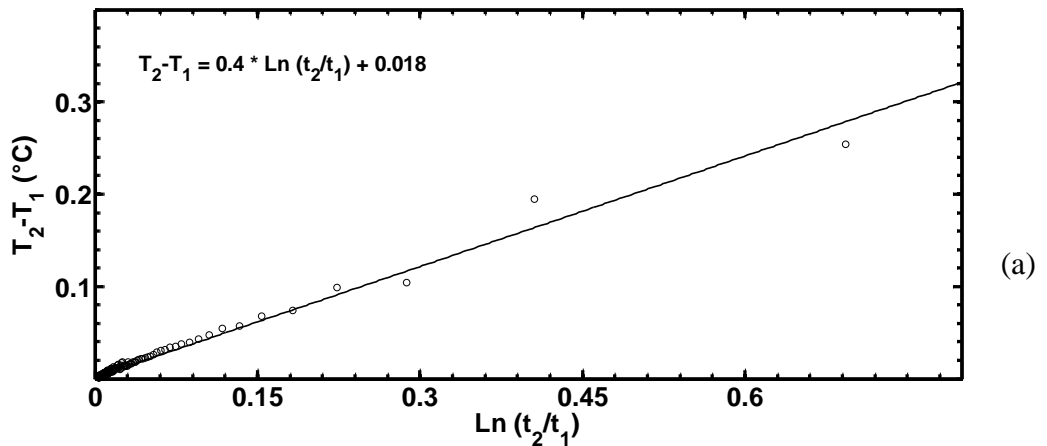
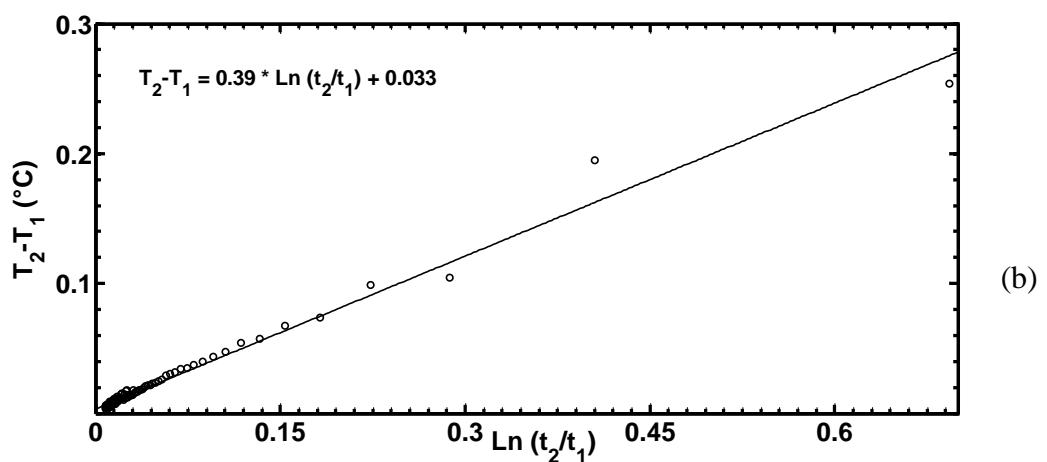


Figura X-12 Diagrama do montagem experimental da fonte linear de calor (esquerda) e detalhe da célula contentora.

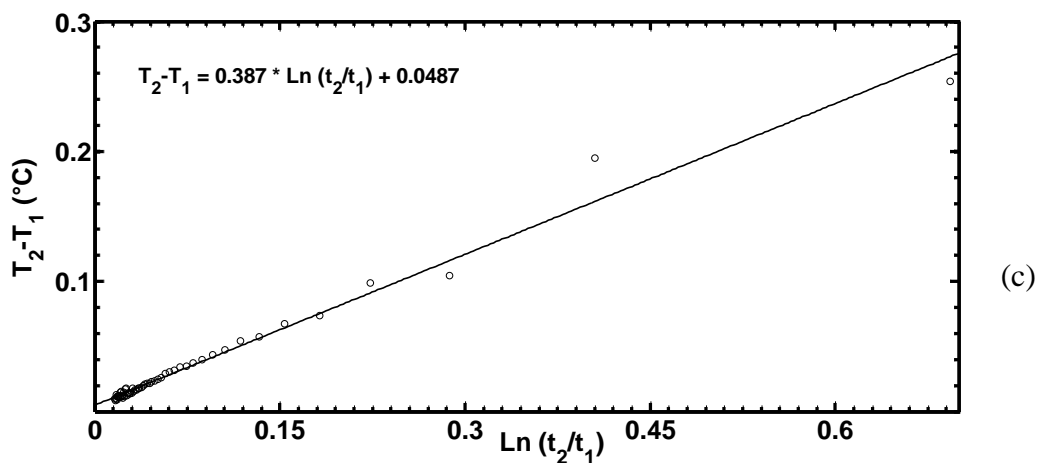
Dado o tamanho finito da amostra (39 mm de diâmetro e 120 mm de altura), a partir de certo tempo, pode aparecer uma falta de linearidade no gráfico temperatura em função do logaritmo de tempo. Este fenômeno é evidenciado pela diminuição do coeficiente de correlação do ajuste linear da temperatura. A Figura X-13 mostra a temperatura para diferentes tempos de aplicação de calor (potência de 1,8 watts durante 5 minutos) na carne. Note-se que R^2 diminui com o aumento do tempo de aplicação de calor. Para a potência aplicada, a perda de linearidade, não é observada, embora seja uma indicação para que a condutividade térmica da carne seja determinada, nesse caso, com um minuto de aplicação de calor. A perda de linearidade seria evidente, se há um aumento da corrente elétrica aplicada, e isto causa uma alteração das propriedades do meio.



$$y_{5\min} = ax + b, \quad a = 0,40 \pm 0,03, \quad b = 0,02 \pm 0,01, \quad R^2 = 0,96$$



$$y_{2\min} = ax + b, \quad a = 0,39 \pm 0,05, \quad b = 0,03 \pm 0,01, \quad R^2 = 0,98$$



$$y_{1\min} = ax + b, \quad a = 0,38 \pm 0,07, \quad b = 0,05 \pm 0,01, \quad R^2 = 0,99$$

Figura X-13 Temperatura da carne (amostra C1) em função do logaritmo do tempo e reta de ajuste. Pulso de calor da fonte linear (potência de 1,8W) aplicado durante 5 (a), 2 (b) e 1 (c) minutos. Termopar é localizado a 6 mm da fonte. Frequência de amostragem da temperatura de 1 Hz, massa da carne 139,2 g e temperatura inicial de 17,0°C.

X.4 CALOR ESPECÍFICO— MÉTODO DE MISTURA

O método de mistura consiste em colocar a amostra a uma temperatura T_1 num calorímetro (de constante do calorímetro Γ_{kal}) que contém uma massa de água (m_w); ambos, calorímetro e água, a uma temperatura inicial T_2 . O equilíbrio térmico da mistura é estabelecido a uma temperatura T_M . A quantidade de calor liberada pela amostra $\Delta Q_1(m_s, c_s, T_1, T_M)$ é igual à quantidade de calor absorvido pela água e o calorímetro $\Delta Q_1(\Gamma_{kal}, m_w, c_w, T_2, T_M)$, c_w é o calor específico da água ($4.187 \times 10^3 \text{ J.kg}^{-1}\text{K}^{-1}$). O calor específico da amostra $c_s(m_s, \Gamma_{kal}, m_w, c_w, T_1, T_2, T_M)$, é calculado a partir de:

$$c_s = \frac{(m_w c_w + \Gamma_{kal})(T_M - T_2)}{m_s (T_M - T_1)} \quad (\text{X.D.1})$$

Para evitar à perda de calor originada por convecção e evaporação (importantes acima de 50°Celsius), trabalhou-se com temperaturas de água mais baixa do que 50°C (temperatura limite superior para a aplicação segura de calorimetria). As diferentes massas são determinadas por uma balança com a precisão de décimo de grama.

A capacidade térmica do calorímetro não é insignificante, de modo que foi determinado experimentalmente através da mistura de duas massas iguais (500,0g) de água a diferentes temperaturas. Baseado no mesmo princípio de conservação, obtém-se a constante do calorímetro Γ_{kal} :

$$\Gamma_{kal} = \frac{mc_w (T_2 - T_e) - mc_w (T_e - T_1)}{T_e - T_1} \quad (\text{X.D.2})$$

E a incerteza é dada por:

$$\frac{\delta(\Gamma_{kal})}{k} = \sqrt{\left| \frac{\partial \Gamma_{kal}}{\partial m} \right|^2 (\delta m)^2 + \left| \frac{\partial \Gamma_{kal}}{\partial c_w} \right|^2 (\delta c_w)^2 + \left| \frac{\partial \Gamma_{kal}}{\partial T_e} \right|^2 (\delta T_e)^2 + \left| \frac{\partial \Gamma_{kal}}{\partial T_1} \right|^2 (\delta T_1)^2 + \left| \frac{\partial \Gamma_{kal}}{\partial T_2} \right|^2 (\delta T_2)^2}, \quad (\text{X.D.3})$$

onde k é o fator de abrangência (=2) e δX a incerteza do mensurando X . Considerando uma incerteza relativa de 0,1% na capacidade calorífica da água (abrange a mudança de valores causados pela variação de temperatura), as

incertezas da massa são 0,1 g, e das temperaturas são os respectivos desvios padrões. O valor médio da constante do calorímetro, $290,5 \pm 6,2 \text{ J } ^\circ\text{C}^{-1}$, calculado a partir das Equações (X.D.2) e (X.D.3) (Tabela X-1) será empregado para os cálculos da capacidade calorífica dos phantoms e do tecido muscular.

Tabela X-1. Constante do calorímetro (Γ_{kal}).

| Γ_{kal} ($\text{J}\cdot\text{C}^{-1}$) | | | | |
|--|--------|--------|--------|--------|
| 290±12 | 291±11 | 298±15 | 286±13 | 292±16 |
| 277±20 | 295±11 | 287±22 | 291±17 | 298±17 |
| $290,5 \pm 6,2 \text{ J } ^\circ\text{C}^{-1}$. | | | | |

X.4.1 PHANTOMS

O diagrama experimental para a determinação do calor específico dos phantoms é mostrado na Figura X-14. As temperaturas do phantom, água e meio ambiente são medidas a cada dois segundo por termopares (tipo T) conectados ao multiplexador (National Instruments NI-9213, 50 amostras por *trigger*). A aquisição é efetuada empregado um software em Matlab®.

O equilíbrio térmico é logrado quando

$$\frac{|T_w - T_p|}{2} \leq \sigma_{T_w/P} \quad (\text{X.D.4})$$

onde T_w , T_p são as temperaturas da água e phantom respectivamente, $\sigma_{T_w/P}$ é o menor valor dos respetivos desvio padrão da temperatura, $\sigma_{T_w}, \sigma_{T_p}$.

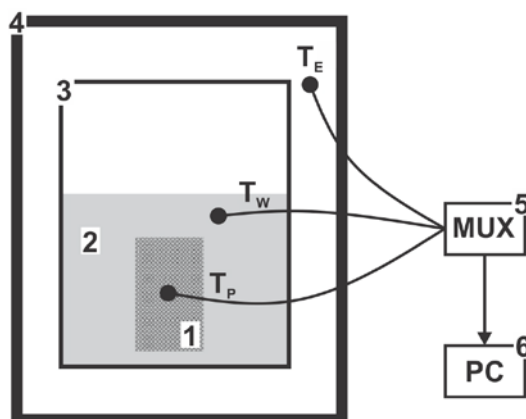


Figura X-14 Diagrama experimental para determinar o calor específico: 1–phantoms, 2–água, 3–calorímetro adiabático, 4–caixa adiabática, 5–multiplex (temperatura), 6–Computador. T_w , T_p , T_E termopares no phantom, água e ambiente.

O intercâmbio de calor entre o calorímetro e meio ambiente deve ser depreciable ou minimizado, por conseguinte, considera-se o seguinte critério heurístico: a perda de calor não é mais do que 35 calorias (corresponde a um incremento da temperatura $\sim 0,5^\circ\text{C}$). Uma termopar, na caixa adiabática, registra a temperatura, T_e ; no caso em que a diferença entre a temperaturas medida e inicial seja maior que meio grau ${}^i T_e - {}^0 T_e > 0,5$ se interrompe a aquisição, (${}^i T_e, {}^0 T_e$ são as temperaturas da i -ésima medida e a inicial, respectivamente). A temperatura ${}^i T_e$ é o valor médio de 15 amostras, 30 segundos de medição.

Para evitar a flutuação do phantom na água, o mesmo é fixado a uma estrutura alumínio (levando a uma correção na Equação (X.D.1)). Ambos, phantom e alumínio, são mantidos num banho térmico a uma temperatura inicial, T_i durante duas horas, logo é imerso rapidamente no calorímetro que contém a água a uma temperatura menor e inicialmente em equilíbrio térmico. Começam os registros de temperatura (Figura X-15) do phantom, água e ambiente. O equilíbrio é logrado quando as inclinações do ajuste linear das curvas de temperatura do phantom e da água não diferem em mais de 0,1% entre elas. O ajuste linear é feito sobre 15 valores da temperatura (30 segundos).

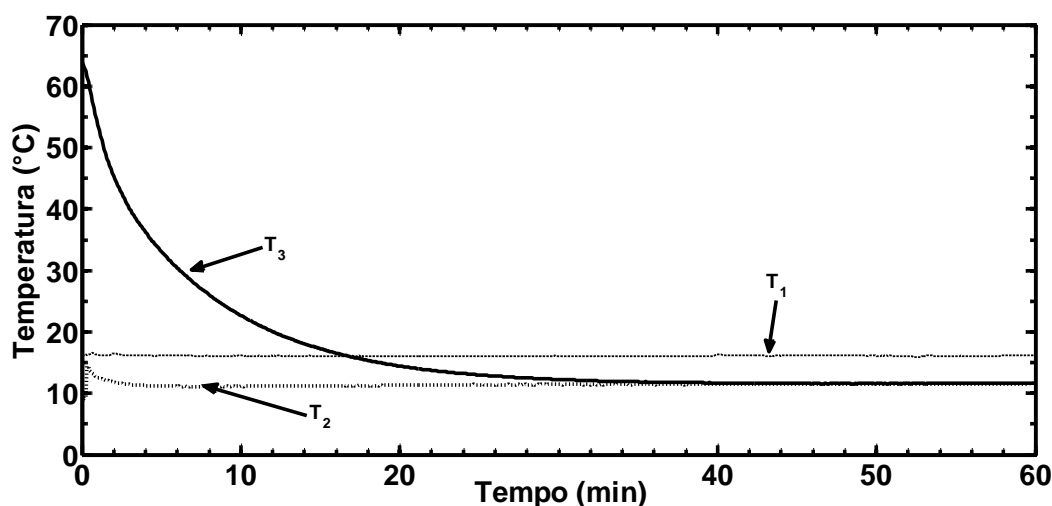


Figura X-15 Temperatura em função do tempo no método da mistura. T_1 é a temperatura fora do calorímetro, T_2 na água e T_3 no phantom (PH1).

X.4.2 CARNE

Como a carne é um tecido biológico com alto conteúdo de água, deve modificar-se o recipiente para evitar o contato da carne com a água. A carne é encapsulada em um recipiente cilíndrico de alumínio (diâmetro 7,5cm e altura 2,0cm), ocupando a totalidade do volume, ficando em contato com as paredes (Figura X-16). Dois termopares (tipo T) são inseridos na carne, um no centro e outro perto da parede da cápsula (a 5mm), ambos a 1 cm de profundidade. A capsula cilíndrica com a carne é aquecida em um banho térmico (21°C), minimizando o tempo no banho para não alterar as propriedades da carne. Depois é colocada no calorímetro com água a uma temperatura maior e se deixa evoluir até atingir a temperatura de equilíbrio do sistema.

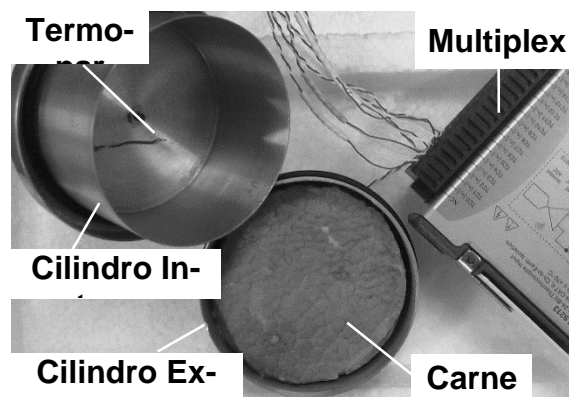


Figura X-16. Capsula de alumínio, carne, termopar e multiplex empregados para medição do calor específico da carne.

O equilíbrio térmico é logrado controlando quatro temperaturas, localizadas na caixa adiabática, na água do calorímetro e na carne. As condições de equilíbrio térmico são similares às do phantom (Equação (X.D.4)). As temperaturas a comparar são da água e central da carne com seus desvios padrões, e aceita-se como ponto equilíbrio quando a temperatura central da carne não difere em mais de 1,0°C da outra temperatura da carne. As curvas das temperaturas da carne (C6, C7, C8) são mostradas nas Figuras X-17–X-19.

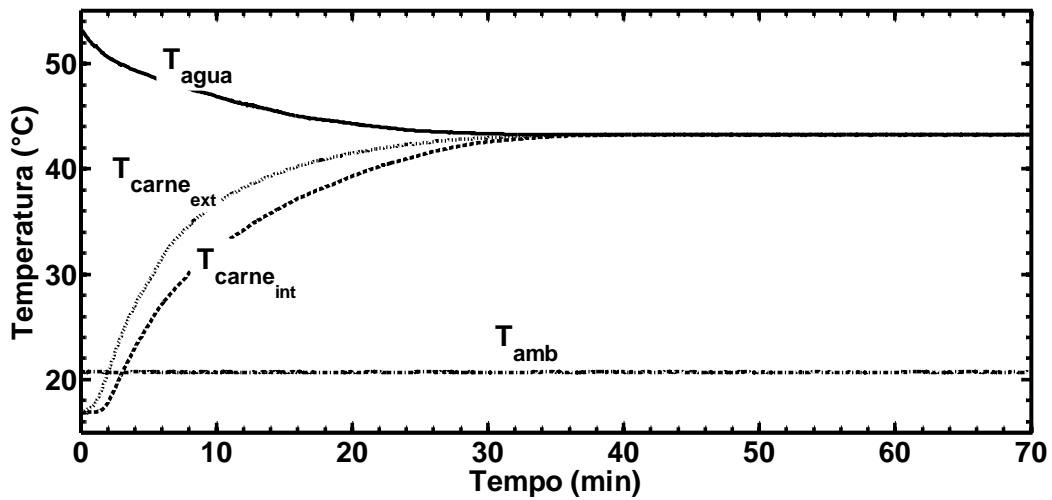


Figura X-17 Curvas das temperaturas em função do tempo para a determinação da capacidade calorífica da carne (C6) empregando o método da mistura. T_{amb} é a temperatura fora do calorímetro, $T_{\text{água}}$ a temperatura na água e T_{carne} é a temperatura na carne no centro (int) e mais perto da capsula (ext).

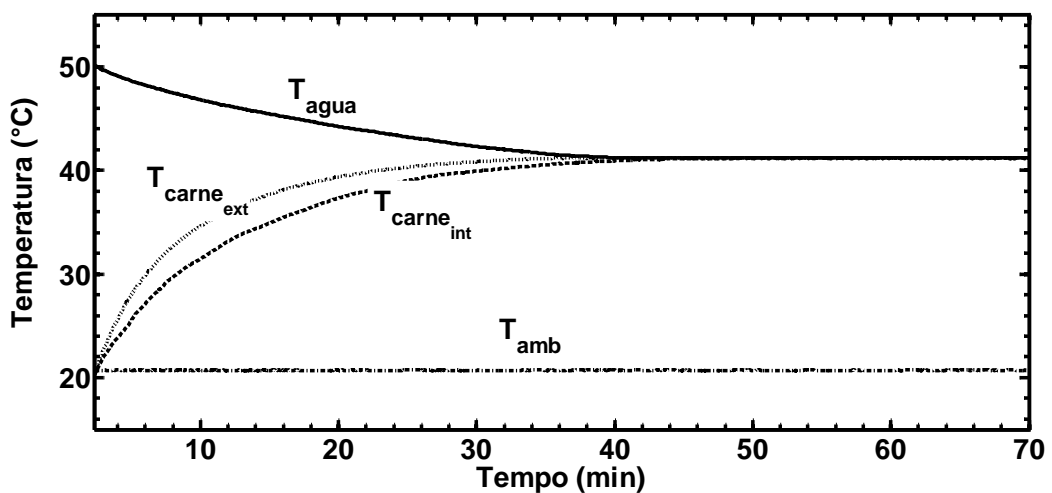


Figura X-18 Curvas das temperaturas em função do tempo para a determinação da capacidade calorífica da carne (C7) empregando o método da mistura. T_{amb} é a temperatura fora do calorímetro, $T_{\text{água}}$ a temperatura na água e T_{carne} é a temperatura na carne no centro (int) e mais perto da capsula (ext).

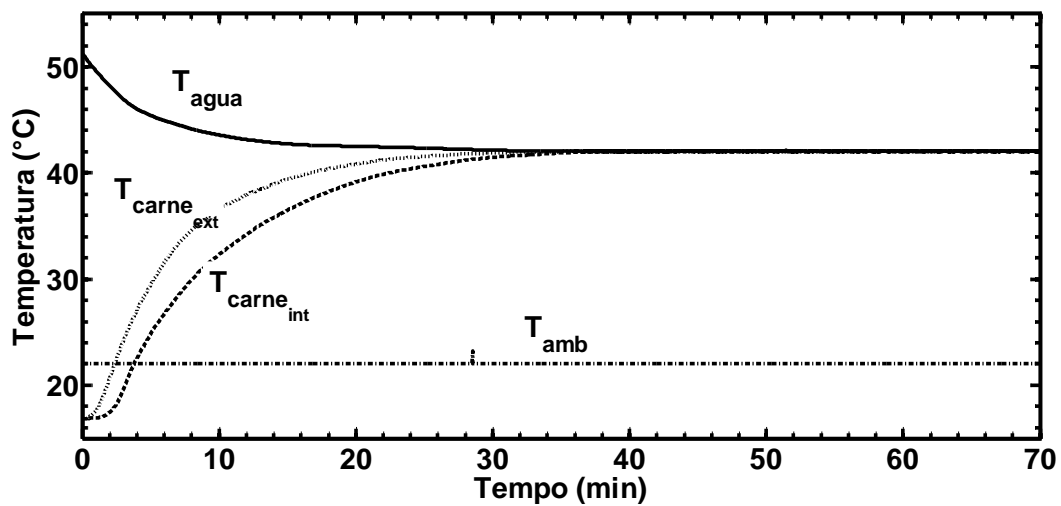


Figura X-19 Curvas das temperaturas em função do tempo para a determinação da capacidade calorífica da carne (C8) empregando o método da mistura. T_{amb} é a temperatura fora do calorímetro, $T_{\text{água}}$ a temperatura na água e T_{carne} é a temperatura na carne no centro (int) e mais perto da capsula (ext).

BIBLIOGRAFIA

1. WEINBAUM, S. et al. A new fundamental bioheat equation for muscle tissue Part I—blood perfusion term. **ASME Trans.: J.Biomech. Eng.** , v. 119, p. 278-288, 1997.
2. IEC-61161. **Ultrasonic power measurement in liquids in the frequency range 0,5 MHz to 25 MHz.** IEC. [S.l.]. 1998. (1161-92.).
3. EBBINI, E. Introduction. **IEEE Trans. Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control.**, v. 43, p. 989-990, 1996.
4. KITCHEN, S.; PARTRIDGE, C. A review of therapeutic ultrasound. **Physiotherapy**, v. 76, p. 593-600 , 1990.
5. NYBORG, W. L. Biological effects of ultrasound: development of safety guidelines. Part II: general review. **Ultrasound in Medicine & Biology**, v. 27, n. 3, p. 301-333, 2001.
6. LOW, J.; REED, A. **Eletroterapia explicada - Ultra-som terapêutico.** 3ed. ed. São Paulo: Manole, 2001.
7. LEHMANN; DELATEUR. **Therapeutic Heat and Cold.** 4th ed. ed. Baltimore: Williams & Wilkins, 1990.
8. BAKER, K. G.; ROBERTSON, V. J.; DUCK, F. A. A review of therapeutic ultrasound: Biophysical effect. **Physical Therapy**, v. 81, n. 7, p. 1251-1358, 2001.
9. YOUNG, S.; DYSON, M. Effect of therapeutic ultrasound on the healing of full-thickness excised skin lesions. **Ultrasonics** , v. 28, p. 175-180, 1990.

10. MERRICK, M. A. et al. A comparison of intramuscular temperatures during ultrasound treatment with coupling gel or gel pads. **The Journal of Orthopedics Sports Physical Therapy**, v. 32, p. 316-322, 2002.
11. HOLCOMB, W. R.; JOYCE C.J. A comparison of temperature increases produced by two commonly used ultrasound units. **The Journal of Athletic Training**, v. 38, n. 1, p. 24-27, 2003.
12. PENNES, H. Analysis of tissue and arterial blood temperatures in the resting human forearm. **Journal of Applied Physiology**, v. 1, p. 93-122, 1948.
13. BENKESERR, P. et al. A perused tissue phantom for ultrasound hyperthermia. **IEEE Trans. Biomed. Eng.**, v. 37, p. 425-428 , 1990.
14. SIMON, C.; VANBAREN, P.; EBBINI, E. S. Two-dimensional temperature estimation using diagnostic ultrasound. **IEEE Tans. UFFC**, v. 42, n. 4, p. 1088-1099, 1998.
15. WOJCIK, J.; FILIPCZYNSKI, L.; KUJAWSKA, T. Temperature elevations computed for three-layer and four-layer obstetrical tissue models in nonlinear and linear ultrasonic propagation cases. **Ultrasound in Medicine & Biology**, v. 25, n. 2, p. 259-267, 1999.
16. PASSECHNIK, V. I. et al. Experimental reconstruction of temperature distribution at a depth through thermal acoustic radiation. **Ultrasonics**, v. 37, p. 63-66, 1999.
17. BENKESERR, P. et al. A perused tissue phantom for ultrasound hyperthermia. **IEEE Trans. Biomed. Eng.**, v. 37, p. 425-428 , 1990.
18. ROWND, J. et al. Phantoms and automated system for testing the resolution of ultrasound scanners. **Ultrasound Med.Bio.**, v. 23, p. 245-260 , 1997.

19. ERKAMP, R. et al. Measuring the Nonlinear Elastic Properties of Tissue-Like Phantoms. **IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelec., and Freq. Contr.**, v. 51, p. 410-419 , 2004.
20. BENKESER, P. et al. A perfused tissue phantom for ultrasound hyperthermia. **IEEE Transactions on Biomedical Engineering**, v. 37, p. 425-428 , 1990.
21. ASTRAHAN, M. Concerning hyperthermia phantom. **Medical Physics**, v. 6, p. 235 , 1979.
22. MADSEN, E. et al. Tissue mimicking materials for ultrasound phantoms. **Med. Phys**, v. 5, p. 391-394, 1978.
23. GOLDSTEIN, A.; GANDHI, D.; O'BRIEN, W. Diffraction effects in hydrophone measurements. **IEEE Trans. on Ultrasonics, Ferroelec. and Freq Contr.**, v. 45, p. 972-979 , 1998.
24. HARRIS, G. Review of transient field theory for a baffled planar piston. **J. Acoust. Soc. Am.**, v. 51, p. 1333-1357 , 1981.
25. STEPANISHEN, P. Transient radiation from piston in an infinite planar baffle. **J. Acoust. Soc. Am.** , v. 49, p. 1629-1638 , 1971.
26. SAN EMETERIO, J. L.; GÓMEZ, L. Diffraction impulse response of rectangular transducers. **J. Acoust. Soc. Am.**, v. 39, p. 262-267 , 1992.
27. XUE, T.; UDPA, S. . Numerical analysis of the radiated fields of circular pistons and time-delay spherically focused arrays. **IEEE Trans. On Ferroelec. and Freq. Contr.** , v. 43, p. 78-86 , 1996.
28. DJELOUAH, H.; BARBOUX, J.; PERDRIX, M. Theoretical and experimental study of the field radiated by ultrasonic focused transducers. **Ultrasonics** , v. 29, p. 188-200, 1991.

29. CLEMENT, G.; HYNYNEN, K. Forward planar projection through layered media. **IEEE Trans. on Ultrasonics, Ferroelec. And Freq Contr.**, v. 50, p. 1689-1698 , 2003.
30. HE, P. Simulation of ultrasound pulse propagation in lossy media obeying a frequency power law. **IEEE Trans. on Ultrasonics, Ferroelec. And Freq Contr.**, v. 45, p. 114-125 , 1998.
31. LIU, D.; WAAG, R. Propagation and backpropagation for ultrasonic wave front design. **IEEE-Trans. on Ultrasonics, Ferroelec. and Freq. Contr.**, v. 44, p. 1-13, 1997.
32. OH, J.; PARK, S. Acoustic field analysis in lossy no homogeneous medium by the beam propagation method. **IEEE Trans. on Ultrasonics, Ferroelec. and Freq. Contr.**, v. 42, p. 144-145, 1995.
33. LEEMAN, S.; HEALEY, A.; WEIGHT, J. A new approach for calculating wideband fields. **Acoustical Imaging**, v. 24, p. 49-56, 2000.
34. HEALEY, A.; BETTS, M.; LEEMAN, S. **Field prediction in lossy media.** IEEE Ultrasonic Symposium. [S.l.]: [s.n.]. 1994. p. 1769-1772.
35. ADROV, V.; CHEMOMORDIK, V. Mathematical simulation of pressure pulse propagation in biological tissue. **Ultrasonic Imaging**, v. 15, p. 59-71, 1993.
36. BERKHOFF, A.; THIJSEN, J.; HOMAN, R. Simulation of ultrasonic imaging with linear arrays in causal absorptive media. **Ultrasound in Med. & Biol.**, v. 22, p. 245-259, 1996.
37. LI, Y.; ZAGZEBSKI, J. A frequency-domain model for generating B-mode images with array transducers. **IEEE Trans. on Ultrasonics, Ferroelec. and Freq. Contr.**, v. 46, n. 3, p. 690-699, 1999.

38. PIWAKOWSKI, B.; SBAI, K. A new approach to calculate the field radiated from arbitrarily structured transducer arrays. **IEEE Trans. on Ultrasonics, Ferroelec. and Freq. Contr.**, v. 46, p. 422-440, 1999.
39. WU, P.; STEPINSKI, T. Spatial impulse-response method for predicting pulse-echo fields from a linear-array with cylindrically concave surface. **IEEE Trans, on Ultrasonics, Ferroelec. and Freq. Contr.**, v. 46, n. 5, p. 1283-1297, 1999.
40. CINCOTTI, G. et al. Efficient transmit beamforming in pulse-echo ultrasonic imaging. **IEEE Trans. on Ultrasonics, Ferroelec. and Freq. Contr.**, v. 46, n. 6, p. 1450-1458, 1999.
41. GÓMEZ, L.; SAN EMETERIO, J. L. A new algorithm to calculate the transient near-field of ultrasonic phased arrays. **IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelec. and Freq. Contr.**, v. 39, p. 745-753, 1992.
42. ZHANG, D.; CHEN, X.; GONGA, X. Acoustic nonlinearity parameter tomography for biological tissues via parametric array from a circular piston source-Theoretical analysis and computer simulations. **J. Acoust. Soc. Am.**, v. 109, 2001.
43. KUJAWSKA, T. et al. **A new method for determination of the acoustic nonlinearity parameter B/A in multilayer biological media.** WCU. Paris: [s.n.]. 2003. p. 81-84.
44. CAHILL, M.; HUMPHREY, V. A theoretical investigation of the effect of nonlinear propagation on measurements of mechanical index. **Ultrasound in Med. & Biol.**, v. 26, p. 33-44, 2000.
45. LEE, C.; WANG, T. Acoustic radiation pressure. **J. Acoust. Soc. Am.**, v. 94, p. 1099-1109, 1994.

46. CALLE, S. et al. "Application of nonlinear phenomena induced by focused ultrasound to bone imaging. **Ultrasound in Med. & Biol.**, v. 29, p. 465-472, 2003.
47. VARSLOT, T. et al. **Computer simulation of forward wave propagation in non-linear heterogeneous, absorbing tissue.** IEEE Ultrasonics Symposium. [S.l.]: [s.n.]. 2001. p. 1193-1196.
48. ZHANG, D.; GONG, X.; CHEN, X. Experimental imaging of the acoustic nonlinearity parameter B/A for biological tissues via a parametric array. **Ultrasound in Med. & Biol.**, v. 27, p. 1359-1365, 2001.
49. HAIDER, B.; CHIAO, R. **Higher Order Nonlinear Ultrasonic Imaging.** IEEE Ultrasonics Symposium. [S.l.]: [s.n.]. 1999. p. 1527-1531.
50. BIGELOW, T.; O'BRIEN, W. **Experimental evaluation of some possible nonlinearity indicators.** IEEE Ultrasonics Symposium. [S.l.]: [s.n.]. 2002. p. 1391-1394.
51. ZEMP, R.; TAVAKKOLI, J.; COBBOLD, R. Modeling of nonlinear ultrasound propagation in tissue from array transducers. **J. Acoust. Soc. Am.**, v. 113, p. 139-152, 2003.
52. DUCK, F. Nonlinear acoustics in diagnostic ultrasound. **Ultrasound in Med. & Biol.**, v. 28, p. 1-18, 2002.
53. GANDHI, D.; W., O. **Nonlinear acoustic wave propagation in tissue medium.** IEEE Ultrasonics Symposium. [S.l.]: [s.n.]. 1993. p. 939-942.
54. FILIPCZYNSKI, L. . K. T.; TYMKIEWICZ, R.; WOJCIK, J. Nonlinear and linear propagation of diagnostic ultrasound pulses. **Ultrasound in Med. & Biol.**, v. 25, p. 285-299, 1999.

55. FATEMI, M.; GREENLEAF, J. Real-time assessment of the parameter of nonlinearity in tissue using nonlinear shadowing. **Ultrasound in Med. & Biol.**, v. 22, p. 1215- 1228, 1996.
56. THOMENIUS, K. **Impact of nonlinear propagation on temperature distributions caused by diagnostic ultrasound.** IEEE Ultrasonics Symposium. [S.l.]: [s.n.]. 1998. p. 1409-1413.
57. SEIP, R.; EBBINI, E. Noninvasive estimation of tissue temperature response to heating field using diagnostic ultrasound. **IEEE Transactions on Biomedical Engineering**, v. 42, p. 828-839, 1995.
58. SEIP, R. et al. Noninvasive Real-Time Multipoint Temperature Control for Ultrasound Phased Array Treatments. **IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control**, v. 43, p. 1063-1073, 1996.
59. DIEDERICH, C. et al. Transurethral ultrasound applicators with directional heating patterns for prostate thermal therapy: In vivo evaluation using magnetic resonance thermometry. **Medical Physics**, v. 31, p. 405-413, 2004.
60. KONOFAGOU, E. et al. **Temporal and spatial monitoring of temperature-related tissue changes using focused ultrasound phased arrays.** IEEE ultrasonics symposium. [S.l.]: [s.n.]. 2002. p. 1361-1364.
61. JENN, J. et al. **Temperature mapping for high energy US- therapy.** IEEE Ultrasonics Symposium. [S.l.]: [s.n.]. 1994. p. 1875-1882.
62. SIGNORELLI, S.; KOHL, T. Regional ground surface temperature mapping from meteorological data. **Global and Planetary Change**, v. 40, p. 267-284, 2004.

63. SMITH, N. et al. **Non invasive in vivo temperature mapping heating using magnetic resonance techniques**. IEEE Ultrasonics Symposium. [S.l.]: [s.n.]. 1994. p. 1829-1832.
64. SHAPIRO, E.; BORTHAKUR, A.; REDDY, R. MR imaging of RF heating using a paramagnetic doped agarose phantom. **Magnetic Resonance Materials in Physics, Biology and Medicine**, v. 10, p. 114-121, 2000.
65. GERMAIN, D. et al. MR monitoring of tumour thermal therapy. **Magnetic Resonance Materials in Physics, Biology and Medicine**, v. 13, p. 47-59, 2001.
66. WANG, H. et al. **Method and experiment of noninvasive temperature estimation by ultrasound echo pulses**. IEEE Engineering in Medicine and Biology Society. [S.l.]: [s.n.]. 1998. p. 1513-1516.
67. KONOFAGOU, E. et al. **Mapping of temperature elevation using focused ultrasound phased arrays**. The Second Joint EMBS/BMES Conference. [S.l.]: [s.n.]. 2002. p. 23-26.
68. YAO, H.; PHUKPATTARANONT, P.; EBBINI, E. **Detection and mapping of thermal lesions using dual-mode Ultrasound phased arrays**. IEEE Ultrasonics Symposium. [S.l.]: [s.n.]. 2002. p. 1435-1438.
69. LELE, P. **Hyperthermia by ultrasound**. in Proceeding International Symposium on Cancer Therapy by Hyperthermia and Ablation. [S.l.]: [s.n.]. 1975. p. 168-176.
70. WORTHINGTON, A.; SHERAR, M. Changes in ultrasound properties of porcine kidney tissue during heating. **Ultrasound in Med. & Biol.**, v. 27, n. 5, p. 673–682, 2001.
71. O'BRIEN, W.; YANG, Y.; SIMPSON, D. Evaluation of unscanned-mode soft-tissue thermal index for rectangular sources and proposed new indices. **Ultrasound in Med. & Biol.**, v. 30, p. 965-972, 2004.

72. KONOFAGOU, E.; THIERMAN, J.; HYNYNEN, K. The use of ultrasound-stimulated acoustic emission in the monitoring of modulus changes with temperature. **Ultrasonics** , v. 41, p. 337-345, 2003.
73. BARNETT, S. et al. The sensitivity of biological tissue to ultrasound. **Ultrasound in Med. & Biol.**, v. 23, p. 805-812, 1997.
74. ELLIS, D.; O'BRIEN, W. **Evaluation of the soft tissue thermal index and the maximum temperature increase for homogeneous and layered tissues.** Ultrasonics Symposium. [S.l.]: [s.n.]. 1992. p. 1271-1275.
75. O'BRIEN, W.; ELLIS, D. Evaluation of the unscanned soft-tissue thermal index. **IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelec. and Freq. Contr.**, v. 46, p. 1459-1476 , 1999.
76. TER HAAR, G. Acoustic Surgery. **Physics Today**, p. 29-34 , December 2001.
77. FAN, X.; HYNYNEN, K. The effect of wave reflection and refraction at soft tissue interfaces during ultrasound hyperthermia treatments. **J. Acoust. Soc. Am.** , v. 91, p. 1727-1736, 1992.
78. WU, J.; DU, G. Temperature elevation generated by a focused Gaussian ultrasonic beam at a tissue-bone interface. **J. Acoust. Soc. Am.**, v. 87, p. 2748-2755 , 1990.
79. GINTER, S. Numerical simulation of ultrasound-thermotherapy combining nonlinear wave propagation with broadband soft-tissue absorption. **Ultrasonics** , v. 37, p. 693-696, 2000.
80. DIVALL, S.; HUMPHREY, V. Finite difference modeling of the temperature rise in non-linear medical ultrasound fields. **Ultrasonics** , v. 38, p. 273-277, 2000.

81. DOODY, C.; DUCK, F.; HUMPHREY, V. Comparison of finite element and heated disc models of tissue heating by ultrasound. **Ultrasound in Med. & Biol.**, v. 26, p. 1347-1355, 2000.
82. ZHANG, Q. et al. Numerical simulation of the transient temperature field from an annular focused ultrasonic transducer. **Ultrasound in Med. & Biol.**, v. 29, p. 585-589, 2003.
83. POND, J. The role of heat in the production of ultrasonic focal lesions. **J. Acoust. Soc. Am.** , v. 47, p. 1607-1611, 1970.
84. LERNER, R.; CARSTENSEN, E.; DUNN, F. Frequency dependence of thresholds for ultrasonic production of thermal lesions tissues. **J. Acoust. Soc. Am.** , v. 54, p. 504-506, 1973.
85. FILIPCZYNSKY, L. Measurement of the temperature increases generated in soft tissues by ultrasonic diagnostic Doppler equipment. **Ultrasound Med.Bio.**, v. 4, p. 151-155 , 1978.
86. FILIPCZYNSKY, L. Absorption of longitudinal and shear waves and generation of heat in soft tissues. **Ultrasound Med. & Bio.**, v. 12, p. 223-228 , 1986.
87. CARTENSEN, E. et al. Finite amplitude effects on the threshold for lesion production in tissue by unfocused ultrasound. **J. Acoust. Soc. Am.**, v. 51, p. 1333-1357 , 1981.
88. CORTELA, G.; PEREIRA, W.; C., N. **Simulação del campo térmico generado por transductores ultrasónicos circulares**. III Congreso Latino-Americano en Engenharia Biomédica. [S.l.]: [s.n.]. 2004.
89. SHITZER, A.; CHATO, J. C. Analytical Solutions to the Problem of Transient Heat Transfer in Living Tissue. **ASME Journal of Biomechanical Eng.**, v. 100, p. 202-210, 1978.

90. BARDATI, F.; GEROSA, C. On the Solution of the Non-linear Bio-heat Equation. **Journal of Biomechanics**, v. 23, p. 791-798, 1990.
91. DILLER, K. R.; VALVANO, J. W.; PEARCE, J. A. **Bioheat Transfer**. London: Springer, 2000. 4-176 p.
92. CHATO, J. C. Reflections on the History of Heat and Mass Transfer in Bioengineering. **ASME Journal of Biomechanical Eng.**, v. 103, p. 97-101, 1981.
93. DILLER, K. R.; RYAN, T. P. Heat Transfer in Living System: Current Opportunities. **Transactions of the ASME**, v. 120, p. 810-829, 1998.
94. ÖZISIK, M. N.; YU, C. M. **Heat Conduction**. Beijing: Higher Education Press, 1983. 712-715 p.
95. WANG, B. X.; WANG, E. M. **Study on the Basic Equations of Biomedical Heat Transfer. Transport Phenomena Science and Technology**. Beijing: Higher Education Press, 1992. 773-767 p.
96. WERNER, J.; BUSE, M. Three-dimensional Simulation of Cold and Warm Defence in Man. **J. Appl. Physiol.**, v. 65 , n. 3, p. 1110-1118, 1988.
97. STOLWIJK, J. A. **A Mathematical Model of Physiological Temperature Regulation in Man.** , . NASA. [S.l.]. 1971. (CR-18559).
98. SAPARETO, S. A.; DEWEY, W. C. Thermal dose determination in cancer therapy. **Int. J. Rad. Oncol. Biol. Phys.**, v. 10, p. 787-800, 1984.
99. ZAKHARIN, B.; STRICKER, J. Schlieren systems with coherent illumination for quantitative measurements. **Appl. Opt.** , v. 43, n. 25, p. 4786-4795 , 2004.
100. BRACKENRIDGE, J. B.; PETERKA, J. Criteria for quantitative Schlieren interferometry. **Appl. Opt.**, v. 6, n. 4, p. 731-735, 1967.

101. KEIGO IIZUKA. **Engineering Optics**. 2nd. ed. N.Y.: Springer-Verlag, 1986.
102. GOODMAN, J. W. **Introduction to Fourier Optics**. N.Y.: McGraw-Hill, 1988.
103. LEHMANN, J. F. Heating produced by ultrasound in bone and soft tissue. **Arch. Phys. Med. Rehabil.**, v. 48, p. 397-401, Aug 1967.
104. DELECTURE, B. J. Muscle heating in human subjects with 915 MHz microwave contact applicator. **Arch. Phys. Med. Rehabil.**, v. 51, p. 147-151, Mar 1970.
105. SCHWAN, H. . P.; CARSTENSEN, E. L.; LI, K. Electric and ultrasonic deep heating diathermy. **Electronics**, p. 172-175, Mar. 1954.
106. LEHMANN, J. F.; JOHNSON, E. W. Some factors influencing the temperature distribution in thighs exposed to ultrasound. **Arch. Phys. Med. Rehabil.**, p. 347-356, June 1958.
107. LEHMANN, J. F. Heating produced by ultrasound in bone and soft tissue. **Arch. Phys. Med. Rehabil.**, v. 48, p. 397-401, Aug. 1967.
108. MORSE, P. M.; FESHBACK, H. **Methods of Theoretical Physics**. New York: McGraw-Hill, v. I, 1961.
109. KARAA, S.; ZHANG, J.; YANG, F. A numerical study of a 3D bioheat transfer problem with different spatial heating. **Math. Comput. Simul.** , v. 20, p. 375-388, 2005.
110. TEUKOLSKY, S. A.; VETTERLING, W. T.; FLANNERY, B. P. **Numerical Recipes in C: The Art of Scientific Computing**. 2nd. ed. Cambridge: Cambridge University Press, 1992.

111. NYBORG, W. L. Heat generation by ultrasound in a relaxing medium. **J Acoust Soc Am**, v. 70, p. 310–312, 1981.
112. HALLAJ, I. M.; CLEVELAND, R. O.; HYNYNEN, K. Simulations of the thermo-acoustic lens effect during focused ultrasound surgery. **J. Acoust. Soc. Am.**, v. 109 , p. 2245–2253, 2001.
113. BAMBER, J. C.; HILL, C. R. Ultrasonic attenuation and propagation speed in mammalian tissues as a function of temperature. **Ultrasound Med. Biol.**, v. 5, p. 149–157, 1979.
114. DAMIANOU, C. A. et al. Dependence of ultrasonic attenuation and absorption in dog soft tissues on temperature and thermal dose. **J. Acoust. Soc. Am.**, v. 102 , p. 628–634, 1997.
115. HYNYNEN, K. The role of nonlinear ultrasound propagation during hyperthermia treatments. **Medical Physics**, v. 18, p. 1156-1163, 1991.
116. BAL, G.; PINAUD, O. Accuracy of transport models for waves in random media. **Wave Motion**, v. 43, p. 561–578, 2006.
117. LAGENDIKK, A. Resonant multiple scattering of light. **Phys. Rep**, v. 270, 1996.
118. SORNETTE, D. Acoustic waves in random media I. Weak disorder regime. **Acustica**, v. 67, p. 199-215, 1989.
119. FLAX, S. et al. Spectral characterization and attenuation measurements in ultrasound. **Ultrason. Imag.**, v. 5, n. 2, p. 95–116., 1983.
120. WAN, H. et al. Thermal Dose Optimization for Ultrasound Tissue Ablation. **IEEE Transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control**, v. 46, n. 4, p. 913, 1999.

121. MALINEN, M. et al. Simulation study for thermal dose optimization in ultrasound surgery of the breast. **Med. Phys.**, v. 31, n. 5, p. 1296, 2004.
122. DAMIANOU, C.; HYNYNEN, K. The effect of various physical parameters on the size and shape of necrosed tissue volume during ultrasound surgery. **The Journal of the Acoustical Society of America**, v. 95, n. 3, p. 1641-1649, 1994.
123. DAMIANOU, C.; HYNYNEN, K.; FAN, X. Evaluation of accuracy of a theoretical model for predicting the necrosed tissue volume during focused ultrasound surgery. **IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control**, v. 42, n. 2, p. 1641-1649, 1995.
124. BETHESDA, M. D. **Exposure criteria for medical diagnostic ultrasound. II. Criteria based on all known mechanisms.** NCRP, National Council on Radiation Protection and Measurements. [S.l.]. 2002. (140).
125. DUCK, F. Acoustic dose and acoustic dose-rate. **Ultrasound in Med. & Biol.**, v. 35, n. 10, p. 1679-1685, 2009.
126. TOURIN, A. et al. Transport parameters for an ultrasonic pulsed wave propagating in a multiple scattering medium. **J. Acoust. Soc. Am.**, v. 108, n. 2, p. 503-512, 2000.
127. MARK, E.; PARKER, K. Absorption and Attenuation in Soft Tissues II-Experimental Results. **IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control**, v. 35, n. 4, p. 511-521, july 1988.
128. BJORN, J.; ANGELSEN, B. **Ultrasound Imaging Waves, Signals, and Signal Processing**, 2000. ISSN ISBN 82-995811-1-7. Disponivel em: <www.ultrasoundbook.com>.
129. VARGHESE, T.; DONOHUE, K. D. Estimating mean scatterer spacing with the frequency-smoothed spectral autocorrelation function. **IEEE Trans. Ultras. Ferr. and Freq. Contr**, v. 42, n. 3, p. 451-463, 1995.

130. PEREIRA, W. C. A. et al. Singular spectrum analysis applied to backscattered ultrasound signals from in vitro human cancellous bone specimens. **IEEE Trans. Ultras. Ferr. Freq. Contr.**, v. 51, n. 3, p. 302–312, 2004.
131. CONNOR, C.; HYNYNEN, K. Bio-acoustic thermal lensing and nonlinear propagation in focused ultrasound surgery using large focal spots: a parametric study. **Phys. Med. Biol.**, v. 47, p. 1911–1928, 2002.
132. BRONEZ, M. et al. Measurement of Ultrasound Velocity in Tissues Utilizing a Microcomputer-Based System. **IEEE Trans. Biom. Eng.**, v. BME-32, n. 9, p. 723-726, 1985.
133. LIU, J. Uncertainty analysis for temperature prediction of biological bodies subject to randomly spatial heating. **J. Biomech.**, v. 34, p. 1637–1642, 2001.
134. LEPOCK, J.; FREY, H.; RODAHL, M. Thermal analysis of CHL V79 cells using differential scanning calorimetry: implications for hyperthermic cell killing and the heat-shock response. **J. Cell Physiol**, v. 137, p. 14-24, 1988.
135. DEWEY, W. The search for critical cellular targets damaged by heat. **Radiat. Res.**, v. 120, p. 191-204, 1989.
136. SAPARETO, S.; HOPWOOD, L.; DEWEY, W. Effects of hyperthermia on survival and progression of Chinese hamster ovary cells. **Cancer Res.**, v. 38, p. 393-400, 1978.
137. MITCHELL, J.; MYERS, G. An analytical model of the countercurrent heat exchange phenomena. **Biophys. J.**, v. 8, p. 897-911, 1968.
138. KELLER, K.; SEILER, L. An analysis of peripheral heat transfer in man. **J. Appl. Physiol.**, v. 30, p. 779-786, 1971.

139. MYRHAGE, R.; ERIKSSON, E. Arrangement of the vascular bed in different types of skeletal muscles. **Prog. Appl. Microcirc.** , v. 5, p. 1-14, 1984.
140. SHIH, T.; KOU, H.; LIN, W. Effect of effective tissue conductivity on thermal dose distributions of living tissue with directional blood flow during thermal therapy. **Int. Comm. Heat Mass Transfer** , v. 29, p. 115-126, 2002.
141. HILL, C. R. Optimum Acoustic Frequency for focused ultrasound surgery. **Ultrasound Med. Biol.**, v. 20, p. 271–277, 1994.
142. TER HAAR, G.; COUSSIOS, C. High intensity focused ultrasound: Physical principles and devices. **Int. J. Hyperthermia**, v. 23, n. 21, p. 89–104, 2007.
143. NYBORG, W. Sonically produced heat in a fluid with bulk viscosity and shear viscosity. **J. Acoust. Soc. Am.**, v. 80, p. 1133–1139, 1986.
144. DURKEE, J.; ANTICH, P.; LEE, C. Exact solutions to the multiregion time-dependent bioheat equation. I: Solution development. **Phys. Med. Biol.** , v. 35 , p. 847-867, 1990.
145. CHERNOV, L. A. **Wave Propagation in a Random Medium**. New York: McGraw-Hill, 1960.
146. TENCATE, J. An experimental investigation of the nonlinear pressure field produced by a circular piston. **J. Acoust. Soc. Am.**, v. 94, p. 1084-1089, 1994.
147. BOUAKAZ. A., L. C.; FRINKING, P.; JONG, N. . **Simulations and measurements of nonlinear pressure field generated by linear array transducers**. IEEE Ultrasonics Symposium. [S.l.]: [s.n.]. 1999. p. 1511-1514.

148. PETIN, V.; ZHURAKOVSKAYA, G.; KOMAROVA, L. Mathematical description of combined action of ultrasound and hyperthermia on yeast cells. **Ultrasonics**, v. 37, p. 79-83, 1999.
149. LAGENDIJK, A.; VAN TIGGELEN, A. Resonant multiple scattering of light. **Physics Reports**, v. 270, n. 3, p. 143-215, 1996.
150. KUNZ, K.; LUEBBERS, R. **The finite difference time domain method for electromagnetics**. Florida: Boca Raton CRC Press, 1993.
151. MORSE, P. M.; INGARD, K. U. **Theoretical Acoustics**. Princeton: Princeton University Press, 1968.
152. DRAIN, C. B.; SCRUBY, L. E. **Laser Ultrasonics. Techniques and Applications**. New York: Adam Hilger, 1990.
153. WOLF, M.; BORN, E. **Principles of Optics**. 6th. ed. Oxford: Pergamon Press, 1989.
154. INCROPERA, F.; DEWITT, D. **Fundamentals of Heat and Mass Transfer**. New York: John Wiley & Son, 1996.
155. ASTM. **Standard test method for thermal conductivity of solids by means of the guarded-comparative-longitudinal heat flow technique**. [S.l.]. 1999.
156. DUNSINEA; CASTLEKNOCK. **Using Ultrasound to Measure Beef Tenderness and Fat Content**. Dublin, Ireland. 1985.
157. CHOI, Y.; OKOS, M. R. **Effects of temperature and composition on the thermal properties of foods**. New York: Elsevier Science Publishing Co., 1986. 93-101 p.

158. ASTM. **Standard Test Method for Steady-State Heat Flux Measurements and Thermal Transmission Properties by Means of the Guarded-Hot-Plate Apparatus**. West Conshohocken, Pennsylvania. 1970.
159. CARSLAW; JAEGER. **Conduction of Heat in Solids**. New York: Oxford University Press, 1959.
160. PRAGER, R. et al. Rapid calibration for 3-D free-hand ultrasound. **Ultrasound Med. Biol.**, v. 24, p. 855-869, 1998.
161. DUCK, F. A. **A new definition for acoustic dose**. Advanced Metrology for Ultrasound in Medicine 2010 (AMUM 2010). Teddington, UK.: Journal of Physics: Conference Series. 2011. p. 1-6.
162. BORDIER, J. M. et al. **The Influence of Multiple Scattering in Incoherent Ultrasonic Inspection of Coarse Grain Stainless Steel**. Ultrasonics Symposium. Florida: [s.n.]. 1991. p. 803–808.
163. HAN, L.; NOBLE, J.; BURCHER, M. A novel ultrasound indentation system for measuring biomechanical properties of in vivo soft tissue. **Ultrasound Med.Bio.**, v. 29, p. 813-823, 2003.
164. HAKEN, B.; FRIZZEL, A.; CARSTENSEN, E. Effect of mode conversion on ultrasonic heating at tissue interfaces. **J. Ultrasound Med.**, n. 11, p. 393–405, 1992.
165. TECHAVIPOO, U. et al. Temperature dependence of ultrasonic propagation speed and attenuation in excised canine liver tissue measured using transmitted and reflected pulses. **J. Acoust. Soc. Am.**, v. 115, n. 6, p. 2859-2865, June 2004.
166. PARKER, K. Ultrasonic attenuation and absorption in liver tissue. **Ultrasound in Med.& biol**, v. 9, n. 4, p. 363-369, 1983.

167. PARKER, K. Effects of the heat conduction and sample size on ultrasonic absorption measurements. **Journal of the Acoustical Society of America**, v. 77, n. 2, p. 719-725, February 1985.
168. FRY, W.J., F. B. Determination of Absolute Sound Levels and Acoustic Absorption Coefficients by Thermocouple Probes - Theory. **Journal of the Acoustical Society of America**, v. 26, p. 294-310, 1954.
169. FRY, W. J.; FRY, R. B. Determination of Absolute Sound Levels and Acoustic Absorption Coefficients by Thermocouple Probes - Experiment. **Journal of the Acoustical Society of America**, v. 26, p. 311-317, 1954.
170. BAILEY, K. I.; O'BRIEN, J. . W. D.; DUNN, F. Ultrasonically Induced Temperature Elevation in Mouse Ovary. **Ultrasound in Medicine and Biology**, v. 10, n. 4, p. L492-L499, August 1984.
171. GOSS, S. A.; COBB, J. W.; FRIZZELL, L. A. **Effect of Beam Width and Thermocouple Size on the Measurement of Ultra-sonic Absorption Using the Thermoelectric Technique**. Ultrasonics Symposium 1977. Sendai, Japan: [s.n.]. 1977. p. 206-211.
172. CORTELA, G. A. et al. **Influence of Temperature on Mean Scattering Spacing Estimation of in vitro Bovine Muscle**. Proceedings Pan American Health Care Exchanges–Pahce. [S.l.]: [s.n.]. 2011. p. 415-420.
173. CHAN, A. et al. Calculation by the method of finite differences of the temperature distribution in layered tissues. **IEEE Trans. Biomed. Eng.**, v. 20, p. 68-90, 1973.
174. CHEN, M.; HOLMES, K. Microvascular contributions in tissue heat transfer. **Annals of the New York Academy of Sciences**, v. 335, p. 137-151, 1980.

175. DERODE, A.; TOURIN, A.; FINK, M. Random multiple scattering of ultrasound. I. Coherent and ballistic waves. **Physical Review E**, v. 64, p. 036605-036605, Agosto 2001.
176. AUBRY, A.; DERODE, A. Multiple scattering of ultrasound in weakly inhomogeneous media: application to human soft tissues. **The Journal of the Acoustical Society of America**, v. 129, n. 1, p. 225-233, October 2011.
177. WULFF, A. The energy conservation equation for living tissues.. **IEEE Trans. Biomed. Eng.**, v. 21, p. 494-495, 1974.
178. GENACK, A. Z. **Scattering and Localization of Waves in Random Media**. Singapore: World Scientific, 1990. 207-311 p.
179. A., T. C. et al. Feasibility of non-invasive temperature estimation by the assessment of the average gray-level content of B-Mode images. **Ultrasonics**, 2014. ISSN 0041-624X.
180. SPEED, C. A. Therapeutic ultrasound in soft tissue lesions. **Rheumatology**, v. 40, p. 1331-1336, 2001.
181. KITCHEN, S. Terapia por ultra-sôm. In: KITCHEN, S.; BAZIN, S. **Eletroterapia de Clayton**. 10. ed. São Paulo: Manole, 1998. Cap. 115, p. 384.
182. DYSON, M. Mechanims involved in therapeutic ultrasound. **Physiotherapy**, v. 73, p. 116-120, 1987.
183. MYRER, J. W.; MEANSOM, G. J.; FELLINGHAN, G. W. Intramuscular temperature rises with topical analgesics used as coupling agents during therapeutic ultrasound. **The Journal of Athletic Training**, v. 36, n. 1, p. 20-26, March 2001.

184. SATO, S.; STRAUSS, C.; PEREIRA, W. **Materiais Mimetizadores de Tecido para Confeção de Phantoms para Ultra-Som Diagnóstico.** ANAIS DO CBEB 2000. [S.l.]: [s.n.]. 2000. p. 1105-1110.
185. SIMON, C.; VANBAREN, P.; EBBINI, E. S. Two-dimensional temperature estimation using diagnostic ultrasound. **IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control**, v. 45, n. 4, p. 1088-1099, 1998.
186. WOJCIK, G. et al. **Nonlinear pulse calculations & data in water and a in tissue mimic.** IEEE Ultrasonics Symposium. [S.l.]: [s.n.]. 1999. p. 1521-1526.
187. DUARTE, M. A.; MACHADO, J. C.; PEREIRA, W. C. A. A method to identify acoustic reverberation in multilayered homogeneous media. **Ultrasonics**, v. 41, n. 9, p. 683-698, March 2004.
188. PAYNE, A. et al. A dynamic two-dimensional phantom for ultrasound hyperthermia controller testing. **Int J Hyperthermia**, v. 17, n. 2, p. 143-159, March 2001.
189. BROWNE, J. et al. Assessment of the acoustic properties of common tissue-mimicking test phantoms. **Ultrasound in Med. & Biol.**, v. 29, n. 7, p. 1053-1060, July 2003.
190. MARSILI, I. et al. **Novos materiais para a confecção de phantoms Biológicos Ultra-Sônicos.** IFMBE Proceedings. João Pessoa: [s.n.]. 2004. p. 1639-1642.
191. FINK, M.; CARDOSO, J. Diffraction effects in pulse-echo measurement. **IEEE transactions on sonics and ultrasonics**, v. 31, n. 4, p. 313-329, 1984.
192. ALIA, A.; BOUAOUA, N.; DJELOUGH, H. **Finite difference modeling of the ultrasonic diffraction in biological tissues and viscosus**

- fluid media.** Proceeding in World Congress on Ultrasonics. Paris: [s.n.]. 2003. p. 1031-1034.
193. HEALEY, A.; LEEMAN, S. . **A nonlinear processing technique for removing coherent interference artefacts.** IEE Colloquium on Non-Linear Signal and Image Processing. London: IEE. May 1998.
194. JENSEN, J. et al. **Simulation of non-linear ultrasound fields.** IEEE International Ultrasonics Symposium. [S.l.]: [s.n.]. 2002. p. 1733-1736.
195. RIELLY, M. **A theoretical and experimental investigation of nonlinear ultrasound propagation through tissue mimicking fluids.** IEEE Ultrasonics Symposium. [S.l.]: [s.n.]. 2000. p. 1358-1355.
196. BACON, D.; CARSTENSEN, E. **Measurement of enhanced heating due to ultrasound absorption in the presence of nonlinear propagation.** IEEE Ultrasonics Symposium. [S.l.]: [s.n.]. 1989. p. 1057-1060.
197. CURRA, F. et al. Numerical Simulations of Heating Patterns and Tissue Temperature Response due to High-Intensity Focused Ultrasound. **IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelec. and Freq. Contr.**, v. 47, n. 4, p. 1077-1089, July 2000. ISSN 10.1109/58.852092.
198. CAHILL, M.; HUMPHREY, V. **The Effect of Nonlinear Propagation on Heating of Tissue, Numerical Modelling and Experimental Measurement.** Proceeding in IEEE Ultrasonics Symposium. [S.l.]: [s.n.]. 2002. p. 1395-1398.
199. TJOTTA, S. On some nonlinear effects in ultrasonic fields. **Ultrasonics**, v. 38, n. 1, p. 278–283, March 2000.
200. KONOFAGOU, E.; THIERMAN, J.; HYNYNEN, K. The use of ultrasound-stimulated acoustic emission in the monitoring of modulus changes with temperature. **Ultrasonics**, v. 41, n. 5, p. 337-345, August 2003.

201. BACON, D.; CARSTENSEN, E. Increased heating by diagnostic ultrasound due to nonlinear propagation. **J. Acoust. Soc. Am.**, v. 88, n. 1, p. 26-34, March 1990.
202. GUIOT, C. et al. Temperature monitoring using ultrasound contrast agents in vitro investigation on thermal stability. **Ultrasonics**, v. 42, n. 9, p. 927-930, April 2004.
203. SUN, Z.; YING, H. A multi-gate time-of-flight technique for estimation of temperature distribution in heated tissue: theory and computer simulation, **Ultrasonics**, v. 37, n. 2, p. 107-122, February 1999.
204. BOHRIS, C. et al. MR monitoring of focused ultrasound surgery in a breast tissue model in vivo. **Magnetic Resonance Imaging**, v. 19, n. 2, p. 167-175, February 2001.
205. NYBORG, W. L.; STEELE, R. B. Temperature elevation in a beam of ultrasound. **Ultrasound in Medicine & Biology**, v. 9, n. 6, p. 611-620, December 1983.
206. WU, J.; DU, G. Temperature elevation generated by a focused Gaussian beam of ultrasound. **Ultrasound in Medicine & Biology**, v. 16, n. 5, p. 489-449, 1990.
207. HOLER, G. **New Aspects of Electromagnetic and Acoustic Wave Diffusion**. Berlin: Springer Tracts in Modern Physics, 1998.
208. SHUNG, K.; THIEME, G. **Ultrasonic scattering in Biological Tissue**. Florida: Boca Raton: CRC Press, 1992.
209. SHENG, P. **Introduction to Wave Scattering, Localization, and Mesoscopic Phenomena**. San Diego: Academic Press, 1995. 49-113 p. ISBN 0-12-639845-3.

210. ISHIMARU, A. **Wave Propagation and Scattering in Random Media**. New York: Academic, v. 1, 1978.
211. BOWMAN, H.; CRAVALHO, E.; WOODS, M. Theory, measurement, and application of thermal properties of biomaterials. **Annual Review of Biophysics and Bioengineering**, p. 43–79, 1975.
212. WOODAMS, E.; NOWREY, E. Literature values of thermal conductivities of foods. **Food Technology**, v. 22, p. 494-502, 1968.
213. WILLIX, J.; LOVATT, S.; AMOS, N. D. Additional thermal conductivity values of foods measured by a guarded hot plate probe. **Journal of Food Engineering**, v. 37, p. 159-174, 1998.
214. TORNBERG, E. Effects of heat on meat proteins-Implications on structure and quality of meat products. **Meat Science**, v. 70, n. 3, p. 493–508, July 2005.
215. PICÓ, R.; ROIG, B.; REDONDO, J. Stability analysis of the FDTD scheme in porous media. **Acta Acustica**, v. 96, n. 11, p. 306-316, 2010.
216. DUBACK, D. W.; FRIZZELL, L. A.; O'BRIEN, J. . W. D. **An Automated System for Measurement of Absorption Coefficients Using the Transient Thermoelectric Technique**. Ultrasonic Symposium. New Orleans: [s.n.]. 1979. p. 388-391.
217. CORTELA, G. A. et al. **Temperature-induced changes in soft tissues analyzed by spectral methods and transient elastography- A comparative study**. AIP Conference Proceedings, International Congress on Ultrasonics. Gdansk: [s.n.]. 2011. p. 228-232.
218. CORTELA, G.; PEREIRA, W. C. A.; NEGREIRA, C. **Influence of the mean scattering free path on the temperature field**. Physics Procedia. Santiago, Chile: Elsevier. January 2009. p. 719-725.