GLEISON ELIAS DA SILVA

**DESENVOLVIMENTO DE TRANSDUTOR EM FIBRA ÓPTICA COM
ESTRUTURA HÍBRIDA LPG-FBG PARA MEDIÇÃO DE
PROPRIEDADES TÉRMICAS DE MATERIAIS**

São Paulo
2018

GLEISON ELIAS DA SILVA

Desenvolvimento de transdutor em fibra óptica com estrutura híbrida LPG-FBG para medição de propriedades térmicas de materiais

Tese apresentada à Escola Politécnica
da Universidade de São Paulo para
obtenção do título de Doutor em
Ciências

São Paulo
2018

GLEISON ELIAS DA SILVA

Desenvolvimento de transdutor em fibra óptica com estrutura híbrida LPG-FBG para medição de propriedades térmicas de materiais

Tese apresentada à Escola Politécnica da Universidade de São Paulo para obtenção do título de Doutor em Ciências

Área de Concentração: Sistemas de Potência

Orientador: Prof. Dr. Josemir Coelho Santos.

São Paulo
2018

Este exemplar foi revisado e corrigido em relação à versão original, sob responsabilidade única do autor e com a anuência de seu orientador.

São Paulo, 19 de fevereiro de 2018.

Assinatura do autor: _____

Assinatura do orientador: _____

Silva, Gleison Elias da.

Desenvolvimento de transdutor em fibra óptica com estrutura híbrida LPG-FBG para medição de propriedades térmicas de materiais / G. E. Silva. -- versão corr. -- São Paulo, 2018. 413p.

Tese (Doutorado) – Escola Politécnica da Universidade de São Paulo. Departamento de Engenharia de Energia e Automação Elétricas

1. Engenharia Elétrica 2. Sensores Ópticos 3. Condutividade Térmica 4. Difusividade Térmica I. Universidade de São Paulo. Escola Politécnica. Departamento de Engenharia de Energia e Automação Elétricas II. t.

DEDICATÓRIA

Dedico este trabalho aos meus pais, à minha esposa Kátia, aos meus filhos Matheus e Antônio e aos meus sobrinhos Ana Paula e Gustavo.

"A parte que ignoramos é muito maior que tudo quanto sabemos."

Platão

AGRADECIMENTOS

Ao meu orientador Prof. Dr. Josemir Coelho Santos pelo seu apoio, pela sábia orientação, pela inesgotável disponibilidade e pelo constante estímulo transmitido durante todo o trabalho.

Ao Prof. José Luís Campos de Oliveira Santos por ter me aceitado e acolhido de forma inesquecível durante meu estágio realizado no Departamento de Física e Astronomia da Universidade do Porto em Portugal, aos professores Pedro Alberto da Silva Jorge e Orlando José Reis Frazão pelas discussões científicas e em especial ao Prof. Paulo Sérgio Amorim Caldas pela tutela enriquecedora.

Aos professores Paulo Vicente da Silva Marques, Ireneu Manuel Silva Dias e João Manuel Castro Ferreira e aos colegas Carlos Avelino Jesus Gouveia, Luís Carlos Costa Coelho, Raquel Barbosa Queirós, Leontina Luisa Pereira Mendonça, Ivo Maciel Nascimento, Seyed Hamid Hosseiny Darbazi, Ivo Teixeira Leite, Alexandre Correia e Ana Rita Silva Rodrigues Ribeiro, pelas discussões construtivas e apoio durante a realização dos trabalhos experimentais no INESC Porto e em especial ao Carlos Gaspar Cardoso Menezes Pacheco pela contribuição na construção da célula de medição.

Ao Prof. Márcio Bottaro e à Fernanda Cristina Salvador do Serviço Técnico de Desempenho e Segurança de Equipamentos e Materiais Elétricos do Instituto de Energia e Ambiente, ao Prof. Eduardo Landulfo e ao Walter Morinobu Nakaema do Centro de Lasers e Aplicações do Instituto de Pesquisas Energéticas e

Nucleares, ao Prof. Ronaldo Domingues Mansano do Laboratório de Sistemas Integráveis, ao Prof. Alain André Quivy do Laboratório de Novos Materiais Semicondutores do Instituto de Física, ao Prof. Guido Stolfi e ao Prof. Walter Kaiser, todos da Universidade de São Paulo, pelo apoio e disponibilização de infraestrutura e de equipamentos para a realização de alguns ensaios. Agradeço em especial ao Prof. Ivan Eduardo Chabu pelo apoio administrativo e entendimento desde o início desta jornada.

Ao Prof. Rogério Moreira Cazo, chefe do Laboratório da Subdivisão de Sensores da Divisão de Fotônica do Instituto de Estudos Avançados (IEAv) do Departamento de Ciência e Tecnologia Aeroespacial (DCTA) pelo apoio científico e colaboração e ao João Marcos Salvi Sakamoto, também do IEAv pelas discussões e apoio durante a realização dos trabalhos experimentais.

Aos meus colegas da Universidade de São Paulo que me ajudaram em vários momentos no decorrer desta jornada: Thiago Paula Silva de Azevedo, Shigueru Nagao Jr., Marcia Lima Chabelman, Domingos Bernardes, Orlando Cirullo, Luiz Pinheiro Cordovil da Silva, Sandra Sayuri e ao Marcelo Vantini.

Aos diretores da empresa Lynx: Ricardo Takashi Tanaka, Luiz Antonio Barbosa Coelho, Lauro Muramoto e Jaime Ono pelo apoio e entendimento fundamentais para a execução e conclusão deste trabalho, ao amigo Willians Vieira de Almeida pela força e incentivo e à Cláudia Emiko Kakehi e à Luciana Vellardo Guimarães pela contribuição dada na construção da fonte óptica.

Aos integrantes do laboratório de elétrica do Departamento de Energia e Automação Elétricas da Escola Politécnica da Universidade de São Paulo: Marco Aurélio Coelho de Oliveira, Edson da Conceição Santana e Marco Antônio Silva, pelo auxílio valioso na construção de dispositivos de testes e à Ana Maria de Castro Badiali pela contribuição na padronização do trabalho.

Aos meus amigos Djalma César Rocha pela amizade e apoio em diversos momentos desta jornada e ao Ricardo Silveira pela ajuda textual.

Aos meus pais Noel Elias da Silva e Ana Orse da Silva pelos ensinamentos e exemplos de força, determinação e humildade.

Aos meus filhos Matheus de Almeida Orsi e Silva e Antônio Gomes Orse Silva e aos meus sobrinhos Ana Paula Orse Camacho e Gustavo da Silva Oliveira pela paciência e pelos sacrifícios que passamos neste período.

À minha amada esposa Kátia Pavani da Silva Gomes pelo esforço hercúleo, paciência, apoio e entendimento, mesmo nos momentos mais difíceis.

À Sonia Regina de Oliveira, minha irmã, e ao Celso Antônio de Oliveira, meu cunhado, os meus sinceros agradecimentos, pelos incentivos e apoio.

A todos que colaboraram direta e indiretamente, na execução deste trabalho, registro os meus agradecimentos.

À CAPES por ter me concedido um apoio financeiro.

A DEUS por guiar meus caminhos e me dar força e sustentação.

**“Le mieux est l'ennemi du bien.”
“O melhor é inimigo do bom.”**

(VOLTAIRE, 1772)

“Onde se pode encontrar a prova da existência de Deus? Num axioma que aplicais às vossas ciências: não há efeito sem causa. Procurai a causa de tudo o que não é obra do homem e a vossa razão vos responderá.”

(ALLAN KARDEC, 2006)

RESUMO

Este trabalho apresenta o estudo, a implementação e a caracterização de transdutores compostos por uma estrutura formada por grades de Bragg (*FBG, Fiber Bragg Gratings*) e grades de período longo (*LPG, Long Period Gratings*) em fibra óptica com cobertura metálica autoaquecida para medição da condutividade térmica e da difusividade térmica de materiais baseado no método do fio quente (*HWM, Hot-Wire Method*) convencional.

O autoaquecimento da fibra óptica do dispositivo desenvolvido neste trabalho é provocado pela luz de espectro infravermelho injetada por um laser de bombeamento, que é espalhada por uma LPG e absorvida por um filme fino metálico depositado na superfície da fibra.

Os transdutores apresentados são compactos, simples, robustos e imunes a interferências eletromagnéticas.

O arranjo experimental utilizando o dispositivo híbrido LPG-FBG foi capaz de medir as condutividades térmicas do ar atmosférico e da água comum com precisões de 27% e 14%, respectivamente. Foram identificados vários fatores que afetam a precisão e a exatidão das medidas realizadas, sendo propostas diversas formas de correções de modo a melhorar o desempenho do arranjo.

Foi demonstrada com sucesso a viabilidade da aplicação original do arranjo experimental utilizando o dispositivo híbrido LPG-FBG em fibra óptica autoaquecida

para a medição de propriedades térmicas de fluidos (ar e água).

Palavras-chave: Redes de Bragg em Fibras Ópticas (FBG, *Fiber Bragg Gratings*);
Redes de Período Longo (LPG, *Long-Period Gratings*); Sensor de temperatura;
Medição de condutividade térmica; Método de fio quente; Método da sonda linear.

ABSTRACT

This work presents the study, implementation, and characterization of transducers composed of a structure formed by Fiber Bragg Gratings (FBG) and Long Period Gratings (LPG) in optical fiber with self-heating coverage for measurement of thermal conductivity and thermal diffusivity of materials based on the Hot-Wire Method (HWM).

The self-heating fiber optic device developed in this work is caused by the light of infrared spectrum injected by a pumping laser, which is spread by an LPG and absorbed by a thin metallic film deposited on the surface of the fiber.

The transducers are compact, simple, robust and immune to electromagnetic interference.

The experimental arrangement using the optical fiber sensor based on LPG-FBG hybrid structure was able to measure the thermal conductivity of atmospheric air and water with accuracies of 27% and 14%, respectively. Several factors were identified that affect the precision and the accuracy of the measures carried out, whereby various forms of corrections are being proposed to improve overall performance.

The viability of the original application of the experimental arrangement using the LPG-FBG hybrid device in self-heating optical fiber for the measurement of thermal properties of fluids (air and water) has been successfully demonstrated.

Keywords: Fiber Bragg Gratings (FBG); Long-Period Gratings (LPG), Temperature sensor; Thermal conductivity measurement; Hot-Wire Method; Linear Probe Method.

LISTA DE ILUSTRAÇÕES

Figura 2.1.1 – Desenhos ilustrativos do processo de condução de calor em uma parede plana e da analogia entre circuitos térmico e elétrico.	46
Figura 2.1.2. – Gráfico da condutividade térmica versus difusividade térmica de diversos materiais.	49
Figura 2.1.3 – Desenho ilustrativo do processo de radiação térmica entre a superfície de um corpo negro e a superfície do invólucro negro.	53
Figura 2.1.4. – Desenho ilustrativo do processo de transferência de calor por convecção forçada em uma placa plana aquecida e dos perfis de velocidade e de temperatura.	57
Figura 2.1.5. – Desenho ilustrativo do processo de transferência de calor por convecção natural em uma placa plana inclinada e dos perfis da velocidade do fluido e da temperatura.	58
Figura 2.2.1 – Curvas da condutividade térmica de alguns sólidos, líquidos e gases em função da temperatura.....	70
Figura 2.3.1 – Desenho esquemático da célula de medição do aparato experimental baseado no HWM proposto por Tyndall em 1862.....	92
Figura 2.3.2 – Desenho esquemático da célula de medição do aparato experimental baseado no HWM proposto por Schleiermacher em 1888.	93
Figura 2.3.3 – Desenho esquemático da célula de medição do aparato experimental baseado no HWM proposto por Weber em 1917.	93
Figura 2.3.4 – Desenho esquemático da célula de medição do aparato experimental baseado no HWM proposto por Stålhane e Pyk em 1931.	94
Figura 2.3.5 – Desenho esquemático da célula de medição do aparato experimental baseado no HWM proposto por Eucken e Englert em 1938.	95
Figura 2.3.6 – Desenho esquemático da célula de medição do aparato experimental baseado no HWM proposto por Van der Held e Van Drunen em 1949.....	97
Figura 2.3.7 – Desenho esquemático do arranjo experimental baseado no HWM proposto por Grassmann e Straumann em 1960.....	98

Figura 2.3.8 – Desenho esquemático da célula de medição do aparato experimental baseado no HWM proposto por Turnbull em 1961.	99
Figura 2.3.9 – Desenho esquemático do arranjo experimental baseado no HWM proposto por Horrocks e McLaughlin em 1963.....	100
Figura 2.3.10 – Desenho esquemático da célula de medição do aparato experimental baseado no HWM proposto por Haarman em 1969.	102
Figura 2.3.11 – Desenho esquemático da célula de medição do aparato experimental baseado no HWM proposto por Davis e outros em 1971.	103
Figura 2.3.12 – Desenho esquemático da célula de medição do aparato experimental baseado no HWM proposto por De Groot, Kestin e Sookiazian em 1974.....	106
Figura 2.3.13 – Desenho esquemático da célula de medição do aparato experimental baseado no HWM proposto por Nieto de Castro em 1976.	108
Figura 2.3.14 – Desenho esquemático da célula de medição do aparato experimental baseado no HWM proposto por Kestin e outros em 1980.	112
Figura 2.3.15 – Desenho esquemático das células de medição e de compensação do aparato experimental baseado no HWM proposto por Menashe e Wakeham em 1981.	113
Figura 2.3.16. – Desenho esquemático da célula de medição do aparato experimental baseado no HWM proposto por Nagasaka e Nagashima em 1981.	114
Figura 2.3.17 – Desenho esquemático das células de medição e de compensação do aparato experimental baseado no HWM proposto por Wakeham e Zalaf em 1986/1987.	118
Figura 2.3.18 – Desenho esquemático das células de medição e de compensação do aparato experimental baseado no HWM proposto por Johns e outros em 1988.....	119
Figura 2.3.19 – Desenho esquemático da célula de medição do aparato experimental baseado no HWM proposto por Watanabe em 1996. ...	123
Figura 2.3.20 – Desenho esquemático da célula de medição do aparato experimental baseado no HWM proposto por Peralta-Martinez e outros	

em 2006.	130
Figura 2.3.21 – Desenho esquemático da célula de medição do aparato experimental baseado no HWM proposto por Fukuyama e outros em 2006.	132
Figura 2.3.22 – Desenho esquemático da sonda baseada no LPM do aparato proposto por Stålhane e Pyk em 1931.	139
Figura 2.3.23 – Desenho esquemático da sonda baseada no LPM do aparato proposto por De Vries em 1952.	140
Figura 2.3.24 – Desenho esquemático da sonda baseada no LPM do aparato proposto por Al Nakshabandi e Kohnk em 1965.	143
Figura 2.3.25 – Desenhos esquemáticos das sondas baseadas no LPM do aparato proposto por Wechsler em 1966.	145
Figura 2.3.26 – Desenho esquemático da sonda baseada no LPM do aparato proposto por Larson em 1988.	147
Figura 2.3.27 – Desenho esquemático da sonda baseada no LPM e do arranjo experimental proposto por Drozas e Saravacos em 1988.	148
Figura 2.3.28 – Desenho esquemático da sonda baseada no LPM do aparato proposto por Großmann e Mischke em 1995.	150
Figura 2.3.29 – Desenho esquemático da sonda multiagulhas baseada no LPM do aparato proposto por Bristow e outros em 2001.	152
Figura 2.3.30 – Desenho esquemático da sonda baseada no LPM e do arranjo experimental proposto por Valente e outros em 2006.	154
Figura 2.3.31 – Desenho com um gráfico ilustrativo das curvas teórica e experimental típicas de um ensaio com HWM.	164
Figura 2.3.32 – Desenho ilustrativo dos gráficos representando os efeitos Knudsen de primeira e de segunda ordem.	172
Figura 2.3.33 – Desenho ilustrativo do perfil de temperatura longitudinal do fio quente: longo, curto e efetivo.	178
Figura 2.4.1 – Desenho ilustrativo dos efeitos fototérmicos gerados em uma amostra sendo excitada por um feixe modulado.	189
Figura 2.4.2 – Desenhos ilustrativos do arranjo experimental e de detalhes da sonda de medição e da fixação da fibra na amostra do anemômetro térmico proposto por Philips.	195
Figura 2.4.3 – Desenhos ilustrativos do arranjo experimental e de detalhes da	

seção transversal da fibra óptica e da célula de medição do sensor de propriedades térmicas proposto por Bobb e outros.....	198
Figura 2.4.4 – Desenho ilustrativo do arranjo experimental para medição da condutividade térmica de solos utilizando sensores de temperatura baseados em FBG proposto por Yoon e outros.	200
Figura 2.4.5 – Foto ampliada da região de emenda das fibras SMF e MMF do dispositivo proposto por Cashdollar e Chen e do desenho ilustrativo do dispositivo proposto por McMillen.....	202
Figura 2.4.6 – Foto do anemômetro autoaquecido em "X" e desenho ilustrativo do dispositivo proposto por Jewart e outros.....	203
Figura 2.4.7 – Desenhos ilustrativos do arranjo experimental do anemômetro autoaquecido e de detalhes da estrutura híbrida LPG-FBG propostos por Caldas e outros.....	204
Figura 2.4.8 – Desenhos ilustrativos do anemômetro autoaquecido utilizando duas FBG inscritas em fibras de alta atenuação e de detalhes da estrutura S-FBG proposta por Gao e outros.....	206
Figura 2.4.9. – Desenhos ilustrativos do arranjo experimental do anemômetro baseado no espalhamento Rayleigh e na técnica OFDR e de detalhes da fibra aquecida por corrente elétrica propostos por Chen e outros.	207
Figura 2.4.10 – Desenhos ilustrativos do tubo de aço inox e do arranjo experimental do anemômetro baseado na medição do espalhamento Brillouin e na técnica OTDR proposto por Wylie, Brown e Colpitts. .	208
Figura 2.4.11 – Foto ampliada com detalhe do desalinhamento das fibras na emenda e desenho ilustrativo do arranjo experimental do anemômetro autoaquecido proposto por Dong e outros.....	209
Figura 2.5.1. – Desenho ilustrativo de uma FBG e dos espectros de entrada, de reflexão e de transmissão de uma FBG.	214
Figura 3.1.1 – Desenho ilustrativo do arranjo experimental do sistema de gravação de LPG por arco elétrico utilizado na UOSE.	236
Figura 3.1.2 – Imagem do sistema de inscrição de LPG por arco elétrico utilizado na UOSE.....	237
Figura 3.1.3 – Imagem da fonte de espectro largo do sistema de gravação de LPG.....	238

Figura 3.2.1 – Desenho ilustrativo do arranjo experimental de gravação de FBG por máscara de fase.....	246
Figura 3.4.1 – Desenho ilustrativo do arranjo experimental do anemômetro autoaquecido proposto por Caldas e outros, adaptado para medição de propriedades térmicas de fluídos.	249
Figura 3.4.2 – Desenho ilustrativo do dispositivo híbrido formado por uma LPG e uma FBG simples.	251
Figura 3.4.3 – Desenho ilustrativo do dispositivo híbrido formado por uma LPG e duas FBG.....	252
Figura 3.5.1 – Desenho ilustrativo do arranjo experimental utilizado na UOSE para verificação espectral do diodo laser.	257
Figura 3.5.2 – Foto interna da fonte de luz de bombeamento construída e utilizada no LSO.	260
Figura 3.5.3 – Desenho ilustrativo do arranjo experimental utilizado no LSO para verificação espectral do diodo laser.	261
Figura 3.6.1 – Desenho ilustrativo do arranjo experimental utilizado na UOSE para a caracterização térmica das FBG.....	264
Figura 3.6.2 – Foto do forno elétrico cilíndrico utilizado na UOSE para a caracterização térmica das FBG.	265
Figura 3.6.3 – Desenho ilustrativo do arranjo experimental utilizado no DESEME para a caracterização térmica das FBG.....	266
Figura 3.6.4 – Foto do arranjo experimental para a caracterização térmica das FBG disponível no DESEME.....	266
Figura 3.7.1 – Desenho ilustrativo do arranjo experimental utilizado na UOSE para verificação da resposta espectral da FBG.....	268
Figura 3.8.1 – Desenho ilustrativo do arranjo experimental utilizado na UOSE para verificação da potência residual do dispositivo LPG-FBG.	271
Figura 3.8.2 – Desenho ilustrativo do arranjo experimental utilizado no LSO para verificação da distribuição da potência óptica após a LPG.....	272
Figura 3.9.1 – Desenho meramente ilustrativo da célula de medição utilizada nos ensaios medição da condutividade térmica de fluidos.	274
Figura 3.9.2 – Desenho meramente ilustrativo do arranjo experimental utilizado na UOSE para medição da condutividade térmica do ar.	277
Figura 3.9.3 – Foto do arranjo experimental utilizado na UOSE para medição da	

condutividade térmica do ar.....	278
Figura 3.9.4 – Desenho meramente ilustrativo do arranjo experimental alternativo utilizado na UOSE para medição da condutividade térmica do ar.....	280
Figura 3.9.5 – Desenho meramente ilustrativo do arranjo experimental utilizado no LSO para medição da condutividade térmica do ar e da água.	281
Figura 3.9.6 – Foto do arranjo experimental utilizado no LSO para medição da condutividade térmica do ar.....	282
Figura 3.9.7 – Foto do arranjo experimental utilizado no LSO para medição da condutividade térmica da água comum.	283
Figura 4.4.1 – Desenho representativo da interação da luz incidente no filme fino metálico e as parcelas transmitida, refletida e absorvida da luz.	318
Figura 5.5.1 – Desenho ilustrativo do arranjo experimental para medição da condutividade térmica do ar utilizando o dispositivo com 02 LPG e 01 FBG entre elas.	359
Figura 5.5.2 – Desenho ilustrativo do dispositivo híbrido LPG-FBG baseado no método da agulha quente.	360
Figura 5.5.3 – Desenho ilustrativo do dispositivo com FBG inscrita em um pedaço de fibra de elevada atenuação.	361
Figura 5.5.4 – Imagens de aquecimento de fibras em curvaturas distintas captadas por meio de câmera térmica de IR (ThermaCAM™ Flir i40).	362

LISTA DE GRÁFICOS

Gráfico 3.5.1 – Curvas de resposta do espectro de transmissão em função do comprimento de onda das LPG W0046, W0004, W0006 e W0004 utilizadas nos dispositivos híbridos 1, 2, 3 e 4, respectivamente.	239
Gráfico 3.5.2 – Curvas de resposta do espectro de transmissão em função do comprimento de onda em torno de 1480 nm das LPG W0046, W0004, W0006 e W0004 utilizadas nos dispositivos híbridos 1, 2, 3 e 4, respectivamente.	242
Gráfico 3.5.3 – Curva da resposta espectral de saída do laser FOL1435R50-617-1480.	255
Gráfico 3.5.4 – Curva da resposta espectral de saída do laser FOL1404QQ0-317-JC21.	259
Gráfico 4.1.1 – Curva experimental da potência de saída do laser em função da corrente direta do laser FOL1435R50-617-1480.	286
Gráfico 4.1.2 – Curva experimental normalizada da resposta espectral do diodo laser modelo FOL1435R50-617-1480.	287
Gráfico 4.1.3 – Curva experimental normalizada da resposta espectral do diodo laser modelo FOL1404QQ0-317-JC21.	289
Gráfico 4.2.1 – Curvas de resposta do comprimento de onda em função da temperatura da FBG1, FBG6 e FBGD4 utilizadas nos dispositivos híbridos 1, 2 e 3, respectivamente.	291
Gráfico 4.2.2 – Curva de resposta do comprimento de onda em função da temperatura da FBG2 utilizada como sensor de temperatura em paralelo nos dispositivos híbridos 1, 2 e 3.	293
Gráfico 4.2.3 – Curvas de resposta do comprimento de onda em função da temperatura da FBG5 e da FBG-C16-02639 utilizadas no dispositivo híbrido 4.	294
Gráfico 4.3.1 – Curvas das respostas espectrais das FBG dos dispositivos híbridos LPG-FBG com o aumento da corrente direta do laser.	296
Gráfico 4.3.2 – Curvas do deslocamento do comprimento de onda das FBG dos dispositivos híbridos LPG-FBG em função da corrente ILD (esquerda) e da potência PLD (direita).	298
Gráfico 4.3.3 – Curvas da transparência óptica de filmes UTMF de Ni e de Cr em	

função do comprimento de onda.....	303
Gráfico 4.3.4 – Curvas do índice de refração e do coeficiente de extinção em função do comprimento de onda da luz incidente no alumínio e no titânio.....	305
Gráfico 4.3.5 – Curvas das respostas espectrais das FBG dos dispositivos híbridos LPG-FBG nas condições de ILD (0 mA e 1650mA).....	307
Gráfico 4.3.6 – Curva do perfil de temperatura normalizada na superfície do filme metálico ao longo do comprimento da fibra óptica do dispositivo 3.	312
Gráfico 4.4.1 – Curvas da potência PLD de saída do laser e da potência residual de saída dos dispositivos híbridos LPG-FBG 1, 2 e 3.....	319
Gráfico 4.4.2 – Curva do perfil de potência residual em função do comprimento da fibra óptica ao término da LPG.	323
Gráfico 4.5.1 – Curvas das respostas espectrais da FBGD4-1/ FBGD4-2 do dispositivo 3 e da FBG2 paralela montadas na célula de medição da condutividade térmica de fluidos.....	329
Gráfico 4.5.2 – Curvas das subidas das respostas espectrais da FBGD4-1/ FBGD4-2 do dispositivo 3 com baixa resolução temporal.....	331
Gráfico 4.5.3 – Curvas experimentais da variação da temperatura do ar atmosférico em função logaritmo do tempo do dispositivo 4.....	335
Gráfico 4.5.4 – Curvas experimentais das variações das temperaturas do ar atmosférico utilizando as grades FBG5 e FBG_C16-02639.	339
Gráfico 4.5.5 – Curvas experimentais da variação da temperatura da água comum em função logaritmo do tempo obtidas utilizando o dispositivo 4.....	340
Gráfico 4.5.6 – Curvas experimentais da variação da temperatura da água comum em função logaritmo do tempo do dispositivo 4 – média móvel.	344

LISTA DE TABELAS

Tabela 2.2.1 – Comparação entre os principais tipos de calorímetros utilizados para a determinação do calor específico.	68
Tabela 2.2.2. – Classificação de alguns dos principais métodos de medição de propriedades térmicas de materiais.	88
Tabela 2.3.1. – Diferenças entre as considerações feitas nos modelos ideal e real do método HWM.	166
Tabela 2.5.1. – Diferenças entre as LPG e as FBG uniformes.	229
Tabela 3.4.1 – Características funcionais e físicas dos dispositivos híbridos LPG-FBG.	253
Tabela 3.9.1 – Características técnicas das FBG em paralelo utilizadas nos arranjos experimentais montados na UOSE e no LSO.	276
Tabela 4.3.1 – Coeficientes angulares e lineares das retas de ajuste das curvas do deslocamento do comprimento de onda das FBG em função da ILD e da PLD.	299
Tabela 4.3.2 – Propriedades ópticas dos metais (Al, Cu, Cr, Ni, Ag, Au, Ti) e da sílica (SiO ₂).	304
Tabela 4.4.1 – Valores das medições das potências de entrada e de saída dos dispositivos híbridos LPG-FBG 1, 2 e 3.	321
Tabela 4.5.1 – Valores dos coeficientes angulares e das condutividades térmicas do ar atmosférico obtidos por meio da curva da variação da temperatura em função logaritmo do tempo.	337
Tabela 4.5.2 – Valores dos coeficientes angulares e das condutividades térmicas da água comum obtidos por meio da curva da variação da temperatura em função logaritmo do tempo.	342
Tabela 4.5.3 – Valores dos coeficientes angulares e das condutividades térmicas da água comum obtidos por meio da curva da variação da temperatura em função logaritmo do tempo – média móvel.	345
Tabela 4.5.4 – Diferenças entre as considerações feitas nos modelos ideal e real do método HWM convencional e do dispositivo híbrido LPG-FBG proposto.	351

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

2D	Representação de duas dimensões, espaço bidimensional.
Al	Alumínio, elemento químico.
Ag	Prata, elemento químico.
AgNO ₃	Nitrato de prata, composto químico.
Al ₂ O ₃	Óxido de alumínio, composto químico.
Ar	Argônio, elemento químico.
Ar+	Íon argônio, íon de elemento químico.
ASTM	Sociedade Americana de Testes e Materiais (acrônimo de sua designação em inglês: <i>American Society for Testing and Materials</i>).
ATR	Reator de Testes Avançados do INL (acrônimo de sua designação em inglês: <i>Advanced Test Reactor</i>).
Au	Ouro, elemento químico.
BBS	Fonte de banda larga (acrônimo de sua designação em inglês: <i>Broad Band Source</i>).
BPM	Método de propagação de feixe (acrônimo de sua designação em inglês: <i>Beam Propagation Method</i>).
C ₂₀ H ₄₂	Eicosano, composto químico.
CAP	Laboratório do Centro de Fotónica Aplicada do INESC-Porto.
CAPES	Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior.
CLA	Centro de Lasers e Aplicações do IPEN.
CO ₂	Dióxido de carbono, composto químico.
Cr	Cromo, elemento químico.
CsCl	Cloreto de cézio, composto químico.
Cu	Cobre, elemento químico.

CuO	Óxido de cobre, composto químico.
CW	Onda contínua (acrônimo de sua designação em inglês: <i>Continuous Wave</i>).
DCTA	Departamento de Ciência e Tecnologia Aeroespacial.
DESEME	Laboratório do Serviço Técnico de Desempenho e Segurança de Equipamentos e Materiais Elétricos do IEE.
EB	Evaporação por feixe de elétrons (acrônimo de sua designação em inglês: <i>E-Beam evaporator</i>).
EFO-S	Subdivisão de sensores a fibra óptica da divisão de fôtonica do IEAv.
EMI	Interferência eletromagnética (acrônimo de sua designação em inglês: <i>ElectroMagnetic Interference</i>).
EPS	Poliestireno expandido, conhecido pelos nomes comerciais isopor e estiropor (acrônimo de sua designação em inglês: <i>Expanded PolyStyrene</i>).
EPUSP	Escola Politécnica da Universidade de São Paulo.
F ₂	Flúor em forma biatômica, composto químico.
FBG	Grades de Bragg em fibras ópticas (acrônimo de sua designação em inglês: <i>Fiber Bragg Gratings</i>).
FFP-TF	Filtro óptico sintonizável de Fabry-Perot em fibra (acrônimo de sua designação em inglês: <i>Fiber Fabry-Perot Tunable Filter</i>).
FWHM	Largura total à meia altura (acrônimo de sua designação em inglês: <i>Full-Width at Half Maximum</i>).
HAF	Fibra óptica com elevado coeficiente de absorção (acrônimo de sua designação em inglês: <i>High Attenuation Fiber</i>).
He	Hélio, elemento químico.
HWA	Anemômetro de fio quente (acrônimo de sua designação em inglês: <i>Hot-Wire Anemometer</i>).
HWM	Método do fio quente (acrônimo de sua designação em inglês: <i>Hot-Wire Method</i>).
I _{AC}	Corrente elétrica alternada.
I _{AC}	Corrente elétrica contínua.
IEAv	Instituto de Estudos Avançados do DCTA.
IEE	Instituto de Energia e Ambiente da USP.
IEEE	Instituto de Engenheiros Eletricistas e Eletrônicos (acrônimo de sua designação em inglês: <i>Institute of Electrical and Electronics Engineers</i>).

INESC-Porto	Instituto de Engenharia de Sistemas e Computadores do Porto.
INL	Laboratório Nacional de Idaho nos Estados Unidos da América (acrônimo de sua designação em inglês: <i>Idaho National Laboratory</i>).
IPEN	Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares
IR	Radição eletromagnética no espectro do infravermelho, faixa aprox.: 800 nm a 1 mm (acrônimo de sua designação em inglês: <i>Infra-Red</i>).
ITO	Óxido de índio-estanho
K ₂ CO ₃	Carbonato de potássio, composto químico.
KCNS	Tiocianato de potássio, composto químico.
KHSO ₄	Bissulfato de potássio, composto químico.
KNO ₃	Nitrato de potássio, composto químico.
Kr	Criptônio, elemento químico.
KrF	Fluoreto de criptônio, composto químico.
LD	Diodo laser (acrônimo de sua designação em inglês: <i>Laser Diode</i>).
Li ₂ CO ₃	Carbonato de lítio, composto químico.
LiNbO ₃	Niobato de lítio, composto químico.
LiTaO ₃	Tantalato de lítio, composto químico.
LPG	Grades de Período Longo em fibras ópticas (acrônimo de sua designação em inglês: <i>Long-Period Gratings</i>).
LPM	Método da sonda linear (acrônimo de sua designação em inglês: <i>Linear Probe Method</i>).
LSI	Laboratório de Sistemas Integráveis da EPUSP.
LSO	Laboratório de Sensores Ópticos do PEA.
MEF	Método de elementos finitos (acrônimo de sua designação em inglês: <i>Finite-Element Method</i>).
MMF	Fibra óptica multimodo (acrônimo de sua designação em inglês: <i>Multi-Mode Fiber</i>).
Na ₂ CO ₃	Carbonato de sódio, composto químico.

NaCl	Cloreto de sódio, composto químico.
NaNO ₃	Nitrato de sódio, composto químico.
NaOH	Hidróxido de sódio, composto químico.
Nd:YAG	Laser de Neodímio: Granada de Ítrio e Alumínio (acrônimo de sua designação em inglês: <i>Neodymium-doped Yttrium Aluminium Garnet</i>).
Ne	Neônio, elemento químico.
NH ₄ HSO ₄	Bissulfato de amônio, composto químico.
Ni	Níquel, elemento químico.
NIST	Instituto Nacional de Padrões e Tecnologia (acrônimo de sua designação em inglês: <i>National Institute of Standards and Technology</i>).
NPL	Laboratório Nacional de Física da Inglaterra (acrônimo de sua designação em inglês: <i>National Physical Laboratory</i>).
OFDR	Reflectometria óptica no domínio da frequência (acrônimo de sua designação em inglês: <i>Optical Frequency Domain Reflectometry</i>).
OSA	Analisador de espectro óptico (acrônimo de sua designação em inglês: <i>Optical Spectrum Analyzer</i>).
OTDR	Reflectometria óptica no domínio do tempo (acrônimo de sua designação em inglês: <i>Optical Time Domain Reflectometry</i>).
PCS	Espectroscopia de correlação de fótons (acrônimo de sua designação em inglês: <i>Photon-Correlation Spectroscopy</i>).
PDSE	Programa de Doutorado Sanduíche no Exterior da CAPES.
PEA	Departamento de Energia e Automação Elétricas da EPUSP.
PMF	Fibra óptica monomodo mantenedora polarização (acrônimo de sua designação em inglês: <i>Polarisation-Maintaining Fiber</i>).
Pt100	Sensor tipo termorresistência (RTD) de platina que a 0 °C apresenta uma resistência de 100 Ω.
PTD	Método de deflexão fototérmica (acrônimo de sua designação em inglês: <i>PhotoThermal Deflection, Mirage method</i>).
PTFE	Politetrafluoretileno, composto químico (acrônimo de sua designação em inglês: <i>Poly(TetraFluoroEthene)</i>).
PTI	Método da interferometria fototérmica (acrônimo de sua designação em inglês: <i>Photothermal Interferometry method</i>).
PTR	Método de radiometria fototérmica (acrônimo de sua designação em inglês: <i>Photothermal Radiometry method</i>).
PVC	Policloreto de vinila, composto químico (acrônimo de sua designação em inglês: <i>PolyVinyl Chloride</i>).

PZT	Cerâmica piezelétrica composta de titanato-zirconato de chumbo (abreviação da fórmula $\text{Pb}[\text{Zr}_x\text{Ti}_{1-x}]\text{O}_3$ ($0 \leq x \leq 1$)).
Raio-X	Radição eletromagnética no espectro do raio X, faixa aprox.: 0,1 nm a 10 nm.
RMS	Raiz quadrática média (acrônimo de sua designação em inglês: <i>Root Mean Square</i>).
RTD	Sensor de temperatura por termorresistência (acrônimo de sua designação em inglês: <i>Resistance Temperature Detector</i>).
SD	Método de deflexão de superfície (acrônimo de sua designação em inglês: <i>Surface Deflection, Photodisplacement</i>).
SHWT	Técnica transiente de fio quente curto (acrônimo de sua designação em inglês: <i>Transient Short Hot-Wire Technique</i>).
SiO_2	Óxido de silício (sílica), composto químico.
SLD	Diodo superluminescente (acrônimo de sua designação em inglês: <i>SuperLuminescent Diode</i>).
SMF	Fibra óptica monomodo (acrônimo de sua designação em inglês: <i>Single Mode Fiber</i>).
SQR	Acrônimo de Soma de Quadrados Residuais ou soma de quadrados dos erros
SSP	Pacote de ciência da superfície da nave espacial da missão Cassini/Huygens (acrônimo de sua designação em inglês: <i>Surface Science Package</i>).
Ta_2O_5	Pentóxido de tântalo, composto químico.
TDR	Técnica da reflectometria no domínio do tempo (acrônimo de sua designação em inglês: <i>Time Domain Reflectometry</i>).
TEC	Resfriadores termoelétricos (acrônimo de sua designação em inglês: <i>ThermoElectric Cooling</i>).
Teflon [®]	Politetrafluoretileno (PTFE), marca registrada da empresa DuPont.
THF	Tetraidrofurano, composto químico (acrônimo de sua designação em inglês: <i>Tetrahydrofuran</i>).
THS	Método transiente de fita quente (acrônimo de sua designação em inglês: <i>Transient Hot-Strip</i>).
Ti	Titânio, elemento químico.
TL	Método das lentes térmicas (acrônimo de sua designação em inglês: <i>Thermal Lens method</i>).
TPD	Técnica de decaimento do pulso térmico (acrônimo de sua designação em inglês: <i>Thermal Pulse Decay</i>).
TTR	Método de termorrefletância transiente (acrônimo de sua designação em inglês: <i>Transient ThermoReflectance</i>).
UDP/IP	Protocolo de comunicação de interface de rede padrão <i>ethernet</i>

UOSE	Unidade de Optoeletrónica e Sistemas Eletrónicos do INESC-Porto.
UP	Universidade do Porto.
USP	Universidade de São Paulo.
UTMF	Filmes moleculares ultrafinos (acrônimo de sua designação em inglês: <i>Ultra Thin Molecular Films</i>).
UV	Radição eletromagnética no espectro do ultravioleta, faixa aprox.: 10 a 400 nm (acrônimo de sua designação em inglês: <i>UltraViolet</i>).
VIS	Radição eletromagnética no espectro do visível, faixa aprox.: 400 a 800 nm (acrônimo de sua designação em inglês: <i>VISible</i>).
WDM	Multiplexador por divisão de comprimento de onda (acrônimo de sua designação em inglês: <i>Wavelength Division Multiplexer</i>).
ZnCl ₂	Cloreto de zinco, composto químico.

LISTA DE SÍMBOLOS

$\overline{c_s}$	Velocidade média do elétron
c_p	Calor específico à pressão constante
c_v	Calor específico à volume constante
d	Diâmetro molecular do gás
dq	Quantidade de calor por unidade de massa
dC_o	Variação do gradiente da concentração
dP	Variação da pressão
dQ	Variação da quantidade de calor
dQ^*	Variação da quantidade de calor dependente do caminho
dT	Variação da temperatura
dV	Variação do volume
e_p	Energia do fóton
g	Aceleração devido à gravidade
g_s	Fator de salto, um fator empírico proporcional ao livre caminho médio
g_v	Enésima raiz consecutiva da função de Bessel de ordem zero de primeira espécie
h	Constante de Planck
$\overline{h}_c$	Coeficiente de convecção médio sobre uma superfície de área A
k	Condutividade térmica
k_{ec}	Coeficiente de extinção
k_e	Componente eletrônica da condutividade térmica global k
k_f	Condutividade térmica do fluido
k_r	Componente de rede da condutividade térmica global k
k_w	Condutividade térmica do fio
k_∞	Condutividade térmica da mistura de fluidos na condição de estado estacionário
l	Comprimento

m	Coeficiente angular da reta da variação da temperatura ΔT em função do $\ln t$
m_b	Massa do corpo
n_3	Índice de refração do meio
n_{ef}	Índice de refração efetivo do núcleo da fibra
$n_{ef}^{(m)}_{-c}$	Índice de refração efetivo do modo LP_{0m} de casca
n_{ef-n}	Índice de refração efetivo do modo guiado no núcleo
p_{11}	Componente do tensor elasto-óptico
p_{12}	Componente do tensor elasto-óptico
p_e	Constante efetiva elasto-óptica
q_c	Taxa de transferência de calor por convecção
q_k	Taxa de transferência de calor por condução
q_r	Taxa de transferência de calor por radiação
q_x	Taxa de transferência de calor na direção x
r	Raio
r_c	Raio da célula de medição
r_f	Raio na superfície do fio
r_w	Raio do fio
t	Tempo
$\bar{t}_{axial}$	Tempo de início da convecção axial
$\bar{t}_{radial}$	Tempo de início da convecção radial
x	Direção do plano cartesiano
A	Área de seção transversal
A_{Pt}	Constante para o fio de platina, $A_{Pt} = 3,98 \cdot 10^{-3} K^{-1}$
B_{Pt}	Constante para o fio de platina, $B_{Pt} = -5,92 \cdot 10^{-7} K^{-2}$
C	Capacidade térmica (ou capacidade calorífica)
$\bar{C}$	Capacidade térmica média (ou capacidade calorífica média)
c_e	Calor específico dos elétrons por unidade de volume

c_f	Calor específico dos fônons por unidade de volume
$c_{p,f}$	Capacidade de calor específico do fluido
$c_{p,w}$	Capacidade de calor específico do fio
C_o	Gradiente da concentração
D	Coeficiente de difusão do material
E_i	Função exponencial integral
I	Corrente elétrica
J	Fluxo de difusão,
K_c	Condutância térmica por convecção
K_k	Condutância térmica por condução
K_r	Condutância térmica por radiação
L	Comprimento da rede
LP	Modo linearmente polarizado
L_c	Comprimento da célula de medição
L_w	Comprimento do fio
P	Pressão
Pr	Número de Prandtl
Q	Quantidade de calor
Q_x	Quantidade de calor na direção x
R^2	Coeficiente de determinação, é uma medida de ajustamento de um modelo estatístico linear generalizado em relação aos valores observados
R_c	Resistência térmica por convecção
R_l	Resistência do fio longo
R_k	Resistência térmica por condução
R_r	Resistência térmica por radiação
R_s	Resistência do fio curto
R_u	Constante universal dos gases
R_w	Resistência do fio por unidade de comprimento

$R_w(T_0)$	Resistência do “fio efetivo” na temperatura T_0
$S_{\Delta l}$	Sensibilidade de uma FBG à deformação
S_T	Sensibilidade de uma FBG à temperatura
S_{RIU}	Sensibilidade de uma FBG ao índice de refração externo
T_0	Temperatura inicial
T_1	Temperatura no ponto 1
T_2	Temperatura no ponto 2
T_i	Temperatura inicial
T_f	Temperatura final
T_f	Temperatura do fluido
T_s	Temperatura da superfície
T_∞	Temperatura do fluido
U_∞	Velocidade de escoamento do fluido
V_c	Volume da célula de medição
Y_0	Função Bessel de ordem zero de segunda espécie avaliada em g_v
α	Difusividade térmica
α_0	Coeficiente de temperatura do fio
α_f	Difusividade térmica do fluido
α_n	Coeficiente termo-óptico da fibra
α_Λ	Coeficiente de expansão térmica da fibra
β	Ângulo de inclinação da superfície em relação ao plano horizontal
β_{01}	Constante de propagação do modo guiado no núcleo L_{01}
$\beta_c^{(m)}$	Constantes de propagação do m-ésimo modo de casca L_{0m}
β_f	Coeficiente de expansão térmica do fluido
δT_{CW}	Variação da temperatura devido ao efeito do trabalho de compressão
δT_{HC}	Variação da temperatura devido ao efeito da capacidade de calor volumétrica finita
δT_K	Variação da temperatura devido aos efeitos de Knudsen

δT_{OB}	Variação da temperatura devido ao efeito da fronteira externa
δT_R	Variação da temperatura devido aos efeitos da radiação
δT_V	Variação da temperatura devido ao efeito do aquecimento viscoso
ε	Emissividade do corpo negro
ε_1	Emissividade do corpo cinza
ε_z	Deformação mecânica longitudinal aplicada
$\phi_{c(x)}$	Fluxo de calor em função de x
γ_E	Constante de Euler
γ	Relação dos calores específicos a pressão constante e a volume constante
η	Viscosidade dinâmica
λ_B	Comprimento de onda central da grade de Bragg
λ_e	Livre caminho médio (livre percurso médio) do elétron
λ_{mfp}	Livre caminho médio (livre percurso médio) de uma partícula
ν_p	Frequência do fóton
ν	Razão de Poisson
ρ_b	Densidade específica do corpo
ρ	Coeficiente de correlação de Pearson: mede o grau da correlação entre duas variáveis de escala métrica
ρ_f	Densidade do fluido
ρ_w	Densidade do fio
σ_B	Constante de Stefan-Boltzmann
σ_g	Diâmetro da esfera rígida da molécula do gás
Δl	Variação no comprimento da fibra óptica
Δx	Variação de deslocamento na direção x
ΔT	Variação da temperatura
ΔT_m	Variação da temperatura medida
$\Delta \lambda_B$	Variação do comprimento de onda central da grade de Bragg
Λ	Periodicidade da rede

$\propto$	Símbolo de proporcionalidade
$\mathcal{F}_{1-2}$	Fator de forma, também conhecido como fator de configuração ou fator de vista
$\mathcal{M}$	Peso molecular do gás
$\mathcal{N}^\circ$	Número de Avogadro
∂t	Variação do tempo
∂x	Variação do deslocamento da direção x
∂y	Variação do deslocamento da direção y
∂z	Variação do deslocamento da direção z
∂Q_x	Variação da quantidade de calor na direção x
∂T	Variação da temperatura

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO.....	37
1.1	Motivação e objetivos.....	39
1.2	Organização da tese	41
2	REVISÃO DA LITERATURA.....	42
2.1	Conceitos da transmissão de calor	42
2.1.1	Condução	43
2.1.2	Radiação	49
2.1.3	Convecção.....	54
2.2	Métodos experimentais de medição de propriedades térmicas de materiais.....	60
2.2.1	Calor específico	63
2.2.2	Condutividade térmica	69
2.2.3	Difusividade térmica	83
2.3	Métodos convencionais de medição de condutividade e difusividade térmicas.....	90
2.3.1	Método de fio quente	91
2.3.2	Método de agulha quente.....	139
2.3.3	Modelo ideal do HWM	160
2.3.4	Modelo real do HWM.....	165
2.3.4.1	Efeitos que podem ser totalmente eliminados	167
2.3.4.2	Correções que podem ser negligenciadas	169
2.3.4.3	Correções restantes	177
2.4	Métodos ópticos de medição de propriedades físicas	187
2.4.1	Métodos fototérmicos e fotoacústicos sem contato com a amostra .	188
2.4.2	Métodos ópticos baseados em fibras ópticas com contato com a amostra.....	194
2.5	Fibra óptica e sensores em fibra	210
2.5.1	Redes de Bragg em fibra óptica – FBG.....	212
2.5.1.1	Métodos de gravação da FBG.....	216
2.5.1.2	Princípio de funcionamento da FBG	218
2.5.1.3	FBG como elemento sensor	219

2.5.2	Redes de período longo – LPG	221
2.5.2.1	Métodos de gravação da LPG	225
2.5.2.2	Princípio de funcionamento da LPG	227
2.5.2.3	LPG como elemento sensor	229
3	MATERIAIS E MÉTODOS	234
3.1	Gravação das redes de período longo – LPG	234
3.2	Gravação das redes de Bragg em fibra óptica – FBG	244
3.3	Deposição de filmes finos metálicos em fibra óptica	247
3.4	Fabricação do dispositivo híbrido LPG-FBG	249
3.5	Ensaio de verificação espectral do laser de bombeamento	254
3.5.1	Arranjo experimental para verificação espectral do laser – UOSE	254
3.5.2	Arranjo experimental para verificação espectral do laser – LSO	258
3.6	Ensaio para determinação da sensibilidade das FBG à temperatura	263
3.6.1	Arranjo experimental para caracterização térmica das FBG – UOSE	263
3.6.2	Arranjo experimental para caracterização térmica das FBG – DESEME	265
3.7	Ensaio de verificação da resposta espectral da FBG – UOSE	267
3.8	Ensaio de verificação da potência residual	270
3.8.1	Arranjo experimental para verificação da potência residual – UOSE	270
3.8.2	Arranjo experimental para verificação da potência residual – LSO	272
3.9	Ensaio de medição de condutividade térmica	273
3.9.1	Arranjo experimental para medição da condutividade térmica – UOSE	276
3.9.2	Arranjo experimental para medição da condutividade térmica – LSO	280
4	RESULTADOS EXPERIMENTAIS E DISCUSSÕES	284
4.1	Ensaio de verificação espectral do laser de bombeamento	284
4.1.1	Resultados dos ensaios realizados na UOSE	285
4.1.2	Resultados dos ensaios realizados no LSO	288
4.2	Ensaio para determinação da sensibilidade das FBG à temperatura	289
4.2.1	Resultados dos ensaios realizados na UOSE	290
4.2.2	Resultados dos ensaios realizados no DESEME	294

4.3	Ensaio de verificação da resposta espectral das FBG – UOSE.....	295
4.4	Ensaio de verificação da potência residual do dispositivo.....	314
4.4.1	Resultados dos ensaios realizados na UOSE	318
4.4.2	Resultados do ensaio realizado no LSO	322
4.5	Ensaio de medição de condutividade térmica.....	325
4.5.1	Resultados dos ensaios realizados na UOSE	326
4.5.2	Resultados dos ensaios realizados no LSO	331
5	CONCLUSÕES E TRABALHOS FUTUROS.....	353
5.1	Conclusões.....	353
5.2	Trabalhos futuros.....	356
5.2.1	Simular a resposta da LPG	356
5.2.2	Estudar a absorção da luz IR pelo filme metálico depositado sobre a fibra óptica	356
5.2.3	Aplicar eventuais correções do modelo real	357
5.2.4	Calibrar a FBG com perfil de temperatura não uniforme	357
5.2.5	Caracterização do dispositivo 3 utilizando o arranjo experimental do LSO	357
5.2.6	Aumentar da espessura do filme metálico	358
5.2.7	Construir sensor com uma FBG entre duas LPG com incidência do laser de bombeamento em ambos os lados da fibra	359
5.2.8	Construir um dispositivo híbrido LPG-FBG baseado no método da agulha quente	360
5.2.9	Calcular a difusividade térmica de fluidos pelo método indireto	360
5.2.10	Construir dispositivo com FBG inscrita em um pedaço de fibra de elevada atenuação.....	361
5.2.11	Realizar ensaios para medição do perfil de temperatura com câmera térmica.....	361
	REFERÊNCIAS.....	363

1 INTRODUÇÃO

Com a construção de estruturas e de componentes cada vez mais complexos em todas as áreas da engenharia e com as necessidades de racionalização recursos e de economia de energia ocupando lugares de destaque na elaboração de projetos, faz-se necessário o desenvolvimento de novos materiais com características químicas e físicas capazes de atender requisitos elevados de complexidade e rendimento.

A caracterização das propriedades químicas e físicas de materiais é de extrema importância, assim como é fundamental a medição com exatidão e precisão dessas propriedades a fim de torná-las fidedignas. Como propriedades físicas dos materiais, destacam-se, entre outras, as seguintes propriedades térmicas: coeficiente de expansão térmica (dilatação), resistência ao choque térmico, calor específico, condutividade térmica e difusividade térmica.

Por meio da análise de parâmetros como o calor específico, a condutividade térmica e a difusividade térmica torna-se possível a seleção de materiais de projeto que possuam, por exemplo, uma determinada taxa de transferência de calor que permite ao equipamento construído com essa matéria-prima atingir a máxima eficiência energética possível e com isso economizar energia. Assim sendo, as propriedades térmicas dos materiais são parâmetros importantes e podem auxiliar na otimização de recursos materiais e energéticos, sendo de fundamental importância em diversas áreas das engenharias (aeroespacial, de alimentos, civil e

biomédica, etc.), nas indústrias (automobilística, de sistemas solares e nuclear, por exemplo) e em áreas específicas (tais como geotecnia e agricultura).

As técnicas convencionais de medição de propriedades térmicas estão bastante desenvolvidas, e de certa forma, a teoria envolvida em cada um dos fenômenos está completamente compreendida, muito embora atualmente novos métodos de medição e meios de diminuição de erros no processo de medição ainda estão sendo propostos. São exemplos de técnicas convencionais: o método de transiente de fio quente, o método de agulha aquecida, o método flash, o método 3ω , o método de placa quente protegida, entre outros.

O mesmo pode-se dizer em relação ao grau de desenvolvimento das técnicas ópticas de medição das propriedades térmicas sem contato com a amostra a ser caracterizada. São exemplos destas técnicas ópticas: o método da lente fototérmica, o método de interferometria fototérmica, o método de deflexão fototérmica, também conhecido como efeito miragem, o método de radiometria fototérmica, entre outras.

O desenvolvimento recente de sensores totalmente construídos em fibra óptica para a medição de propriedades térmicas de materiais traz consigo algumas vantagens que os dispositivos construídos em fibra possuem, tais como: imunidade à interferência eletromagnética (EMI), pequeno tamanho e peso reduzido. A imunidade a EMI, por exemplo, poderia permitir o uso desses sensores em ambientes com elevados níveis de campo eletromagnéticos, como em usinas hidroelétricas ou em câmaras de plasma, ao passo que o tamanho e peso reduzidos

possibilitariam, por exemplo, a construção de sondas com dimensões que minimizariam os impactos da introdução do sensor no corpo de um paciente para medição de propriedades térmicas de tumores, tornando o procedimento menos invasivo.

De acordo com o levantamento bibliográfico realizado até o momento, verificou-se que há na literatura poucos trabalhos que tratam sobre técnicas ópticas com contato físico com a amostra a ser caracterizada utilizando fibra óptica para medição de propriedades térmicas de materiais, como apresentado no Capítulo 2.

Assim, propõe-se nesse trabalho a fabricação de um transdutor totalmente construído em fibra óptica para a medição de propriedades térmicas de fluidos e sua aplicação para testes em meios gasosos e líquidos, mais especificamente no ar e na água. O dispositivo proposto possibilita o aquecimento da amostra utilizando apenas energia óptica e realiza a medição da temperatura do espécime utilizando sensores construídos na própria fibra.

1.1 MOTIVAÇÃO E OBJETIVOS

O objetivo deste trabalho é o estudo, implementação e caracterização de transdutores ópticos, inspirados no método do fio quente convencional, totalmente construídos em fibra óptica utilizando uma estrutura composta por grades de período longo (LPG, do inglês *Long Period Gratings*) e grades de Bragg em fibra (FBG, do inglês *Fiber Bragg Gratings*) com cobertura metálica autoaquecida para medição da

condutividade térmica e difusividade térmica de materiais, de modo a buscar soluções compactas, simples, robustas, imunes a interferências eletromagnéticas, de elevada sensibilidade e de relativo baixo custo.

Uma das motivações para a realização deste trabalho é o caráter inovador desse tipo de transdutor utilizando de estruturas LPG e FBG em fibra óptica para medição de propriedades térmicas de materiais. A característica da passividade desse transdutor e a forma de autoaquecimento da fibra utilizando energia luminosa possibilita o uso dessa sonda no levantamento de parâmetros de materiais que possuam, por exemplo, riscos de explosão.

A possibilidade de capacitação profissional proporcionada pelo aprofundamento dos conhecimentos nas técnicas relacionadas à LPG, à FBG e aos métodos convencionais da sonda linear e do fio quente aliada com o rápido desenvolvimento tecnológico em curso na área de sensores ópticos foi outro fator motivacional, tanto do ponto de vista acadêmico quanto industrial, para a realização deste trabalho.

Como parte constituinte da razão do trabalho desenvolvido nessa tese podem-se citar a colaboração e a cooperação com os pesquisadores do Departamento de Física e Astronomia do Instituto de Engenharia de Sistemas e Computadores do Porto (INESC-Porto) da Universidade do Porto (UP) em Portugal, onde foram construídos alguns dos protótipos das estruturas híbridas LPG-FBG propostas e realizados parte dos ensaios de caracterização dos dispositivos.

1.2 ORGANIZAÇÃO DA TESE

No capítulo 1 apresenta-se uma introdução sobre importância da medição das propriedades térmicas de materiais, bem como a relevância que as inovações trazidas pelos sensores ópticos podem ter neste campo de aplicação.

São apresentados no capítulo 2 os conceitos da transmissão de calor, além dos principais métodos experimentais convencionais e ópticos de medição de propriedades térmicas dos materiais. Na sequência, são apresentados estudos pormenorizados sobre os métodos transientes de fio quente e da sonda linear, além de uma descrição dos modelos ideal e real do método do fio quente.

Adicionalmente, são apresentados um breve estudo e o estado da arte de sensores à fibra óptica, mais especificamente os baseados em redes FBG e LPG, como objetivo de expor o vasto campo de aplicações que esses sensores atendem.

No capítulo 3 são descritos os materiais e os métodos utilizados para a fabricação e para a caracterização dos dispositivos que foram utilizados ao longo deste trabalho. Adicionalmente, são apresentadas algumas propostas auxiliares ao desenvolvimento dos dispositivos.

No capítulo 4 são apresentados e discutidos os resultados obtidos nos ensaios experimentais realizados com os dispositivos fabricados.

Por fim, no capítulo 5, apresenta-se a conclusão do trabalho e são descritos os êxitos da pesquisa, bem como as perspectivas de continuação dos trabalhos.

2 REVISÃO DA LITERATURA

Neste capítulo abordam-se os conceitos básicos e os mecanismos físicos da transferência de calor, os principais métodos e técnicas convencionais e ópticas para medição de propriedades térmicas de materiais, além de um desenvolvimento matemático do método do fio quente convencional utilizado como base no desenvolvimento desta pesquisa.

2.1 CONCEITOS DA TRANSMISSÃO DE CALOR

O calor pode ser definido como uma espécie de energia e a sua transferência ocorre quando há um gradiente não nulo, ou seja, um perfil não uniforme de temperatura dentro de um sistema ou quando dois sistemas com temperaturas diferentes são colocados em contato (KREITH; MANGLIK; BOHN, 2011, p. 3), ou simplesmente pode-se dizer que a transferência de calor é a energia térmica em trânsito, devido a uma diferença de temperatura espacial (BERGMAN *et al.*, 2011a, p. 2; BERGMAN *et al.*, 2011b, p. 2).

Essa energia denominada calor não pode ser observada ou medida diretamente, entretanto, os efeitos produzidos por ela podem ser identificados e quantificados através de medições e análises, como por exemplo, da temperatura. A transmissão do calor obedece a duas das leis da termodinâmica, sendo que a primeira estabelece o princípio da conservação da energia, ou seja, a energia não pode ser criada ou destruída, somente pode ter alterada sua forma. Já a segunda estabelece que a energia flui do ponto de temperatura mais elevada para a região de

mais baixa temperatura (KREITH; MANGLIK; BOHN, 2011, p. 3).

A transmissão de calor em um meio ocorre por três modos ou mecanismos distintos: condução, radiação e convecção. Pode-se considerar que a transmissão de calor na maioria dos meios existentes na natureza se dá por mais de um modo ao mesmo tempo, no entanto, dependendo do estudo que se realiza, pode-se eventualmente desprezar um ou até dois modos não dominantes (KREITH; MANGLIK; BOHN, 2011, p. 6).

Nos líquidos e gases, por exemplo, a convecção e a radiação são parâmetros importantes, mas nos sólidos a convecção é inexistente e a radiação, em alguns casos, pode ser desprezada (CARSLAW; JAEGER, 1959, p. 1).

Nos subitens, a seguir, são apresentadas, de modo sucinto, as descrições dos três mecanismos físicos de transmissão de calor citados anteriormente.

2.1.1 Condução

A transmissão de calor por condução é, usualmente, aplicada no estudo de um corpo sólido ou entre corpos sólidos distintos que estejam em contato físico direto e sempre ocorrerá quando houver uma diferença de temperatura entre regiões do corpo sólido ou entre os diferentes corpos (ROHSENOW; HARTNETT; CHO, 1998, p. 1.1).

Embora os resultados do processo de condução sejam aplicáveis para corpos sólidos, em certas circunstâncias, os resultados são válidos para líquidos ou gases

(CARSLAW; JAEGER, 1959, p. 1), uma vez que no processo de transmissão de calor por condução a energia térmica é transmitida por meio de comunicação molecular e tem relação com a constituição molecular do meio e com a transferência de energia cinética entre as moléculas (ROHSENOW; HARTNETT; CHO, 1998, p. 1.1).

Nos sólidos, por exemplo, o calor pode ser transmitido por meio dos portadores elétricos (elétrons e lacunas), por ondas de redes cristalinas (fônons), também conhecidas como ondas térmicas de Debye (*lattice wave*), por ondas eletromagnéticas e por ondas de *spin*, entre outras formas. No processo de transmissão de calor em metais os portadores elétricos são predominantes, enquanto que em isolantes o mecanismo dominante no transporte do calor é o das ondas térmicas (YANG, 2004, p. 1).

O físico francês Jean-Baptiste Joseph Fourier apresenta em sua teoria analítica do calor, datada de 1822, a lei fundamental que rege a transmissão de calor por condução, denominada de lei de Fourier (FOURIER, 1822, p. 46-59; FOURIER, 1878 (2009), p. 45-56). De acordo com essa lei a quantidade de calor Q_x que atravessa uma parede na direção x , sob uma diferença de temperatura constante, é diretamente proporcional à área de seção transversal normal à direção do fluxo de calor A , ao gradiente de temperatura $(\Delta T/\Delta x)$ e ao tempo de transmissão do calor t (INGERSOLL; ZOBEL; INGERSOLL, 1948 (2007), p. 3; KREITH; MANGLIK; BOHN, 2011, p. 9).

$$Q_x \propto \left(\frac{\Delta T}{\Delta x} \right) A t \quad , \text{ unidade em } [W \cdot s] \quad (2.1.1)$$

A fim de auxiliar na visualização e compreensão da ideia dessa lei considere a Figura (2.1.1), onde em (a) é apresentado um desenho ilustrativo do perfil de temperatura relacionado à condução de calor unidimensional de uma parede plana em estado estacionário e em (b) é apresentada uma analogia do arranjo térmico em termos de circuitos elétricos, que pode ser utilizada para solucionar os problemas mais complexos envolvendo resistências térmicas.

Para a realização de um estudo do processo de condução de calor em corpos com formatos diferentes do exemplo apresentado neste subitem e para a análise da transferência de calor em mais de uma direção de propagação, pode-se consultar a literatura relacionada ao tema (INGERSOLL; ZOBEL; INGERSOLL, 1948 (2007); CARSLAW; JAEGER, 1959; ROHSENOW; HARTNETT; CHO, 1998; KREITH; MANGLIK; BOHN, 2011; BERGMAN *et al.*, 2011a).

Para que a proporcionalidade da expressão (2.1.1) continue válida e se possa transformá-la em uma igualdade é necessário aplicar a regra da proporcionalidade e incluir uma constante à função. Assim, considerando que a espessura da parede tende à zero no limite, ou seja, $\Delta x \rightarrow 0$, chega-se à expressão da taxa de transferência de calor (INGERSOLL; ZOBEL; INGERSOLL, 1948 (2007), p. 3):

$$q_x = \left(\frac{\partial Q_x}{\partial t} \right) = k \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right) A \quad , \text{ unidade em } [W] \quad (2.1.2)$$

onde: q_x representa a taxa de transferência de calor na direção x , que é a variação da quantidade de calor ∂Q_x é conduzida no intervalo ∂t , e k é a constante de proporcionalidade, conhecida como condutividade térmica do material, cuja unidade é $[\text{W/m} \cdot \text{K}]$.

Figura 2.1.1 – Desenhos ilustrativos do processo de condução de calor em uma parede plana e da analogia entre circuitos térmico e elétrico.

Fonte: adaptado de (KREITH; MANGLIK; BOHN, 2011).

Pode-se observar no desenho à esquerda da Figura (2.1.1), que o calor é transferido no sentido da diminuição da temperatura, assim para assegurar que o valor do fluxo de calor $\phi_{c(x)}$ que atravessa a superfície naquele ponto seja positivo quando o seu sentido for o mesmo do versor $\vec{x}$, deve-se utilizar o sinal negativo na expressão do fluxo $\phi_{c(x)}$, definido como (INGERSOLL; ZOBEL; INGERSOLL, 1948 (2007), p. 3; KREITH; MANGLIK; BOHN, 2011, p. 9):

$$\phi_{c(x)} = -\frac{q_x}{A} = -k \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right), \text{ unidade em } [\text{W/m}^2] \quad (2.1.3)$$

A Equação (2.1.3) representa a lei da condução térmica ou Lei de Fourier,

entretanto, alguns autores a denominam equação de Fourier-Biot devido às contribuições do físico francês Jean-Baptiste Biot (BIOT, 1816), que foi um dos primeiros a apresentar uma expressão matemática para o estudo da condução do calor em barras metálicas (TOULOUKIAN *et al.*, 1973, p. 3a).

Considerando as condições de estado estacionário, quando o gradiente de temperatura e o fluxo de calor não dependem mais do tempo, e a resistência térmica que a parede oferece ao fluxo de calor por condução como sendo $R_k = \partial x / k \cdot A$, pode-se reescrever a Equação (2.1.3) e obter-se a Equação (2.1.4), que é semelhante à Lei de Ohm para circuitos elétricos (KREITH; MANGLIK; BOHN, 2011, p. 11):

$$q_x = -\frac{\partial T}{\partial x / kA} = -\frac{T_2 - T_1}{l / kA} = -\frac{\partial T}{R_k} \quad (2.1.4)$$

Como para o cálculo da resistência térmica não importa o sentido do fluxo de calor, considera-se apenas o módulo da Equação (2.1.4). Da mesma forma como para este cálculo não importa a direção do fluxo passa-se a representação da taxa de transferência de calor de q_x para q_k . Tem-se então a taxa de transferência de calor por condução expressa, como:

$$q_k = \frac{T_1 - T_2}{R_k} \quad (2.1.5)$$

A condutância térmica devida ao processo de condução da placa K_k é dada pelo inverso da resistência térmica, como segue (KREITH; MANGLIK; BOHN, 2011,

p. 12):

$$K_k = \frac{1}{R_k} = \frac{q_k}{T_1 - T_2} = \frac{kA}{l}, \text{ unidade em [W/K]} \quad (2.1.6)$$

Enquanto a taxa de transferência de calor por condução de um corpo, como, uma haste isolada termicamente, é dependente da condutividade k e dos outros fatores anteriormente apresentados, o aumento da temperatura que esse calor irá produzir está relacionado com o calor específico à pressão constante c_p , cuja unidade é $[J/kg \cdot K]$ e com a densidade específica do corpo ρ_b , cuja unidade é $[kg/m^3]$ (INGERSOLL; ZOBEL; INGERSOLL, 1948 (2007), p. 4).

Portanto, no tratamento de problemas de transferência de calor é conveniente introduzir outra propriedade termofísica que relaciona a propriedade de transporte, condutividade térmica k , com as propriedades termodinâmicas do corpo (c_p, ρ_b) . Esta propriedade é a difusividade térmica α , expressa por (BERGMAN *et al.*, 2011a, p. 78; BERGMAN *et al.*, 2011b, p. 78).

$$\alpha = \frac{k}{\rho_b c_p}, \text{ cuja unidade é } [m^2/s] \quad (2.1.7)$$

O produto $\rho_b c_p$, comumente designado por capacidade de calor volumétrica (capacidade calorífica por unidade de volume), mede a capacidade de um material armazenar energia térmica. Então, a difusividade térmica α mede a capacidade de um material conduzir a energia térmica em relação à sua capacidade de armazenar energia térmica ou, em outras palavras, expressa quão rapidamente um corpo se

ajusta por inteiro à temperatura do meio no qual ele está imerso (BERGMAN *et al.*, 2011a, p. 78; BERGMAN *et al.*, 2011b, p. 78).

Na Figura (2.1.2) é mostrado um gráfico no qual se pode verificar a relação entre a condutividade térmica e a difusividade térmica de diversos materiais.

Figura 2.1.2. – Gráfico da condutividade térmica versus difusividade térmica de diversos materiais.

Fonte: adaptado de (ASHBY, 2011).

2.1.2 Radiação

A radiação térmica é o processo pelo qual um corpo transfere calor em virtude da temperatura absoluta do mesmo e ocorre independentemente da existência de um meio físico, como no caso do corpo estar no vácuo (BERGMAN *et al.*, 2011b, p.

8; KREITH; MANGLIK; BOHN, 2011, p. 21).

Entende-se que toda matéria que esteja a uma temperatura acima do zero absoluto, independente do seu estado (sólido, líquido ou gasoso), emite calor radiante em forma de radiação eletromagnética e que esse calor (ou energia) radiante decorre de alterações nas configurações eletrônicas dos átomos ou moléculas que constituem a matéria (BERGMAN *et al.*, 2011b, p. 8).

Como a transferência do calor é feita por meio de ondas eletromagnéticas, ou alternativamente por fótons, é sensato imaginar que, dependendo do caso, seja conveniente, para simplificar o entendimento e a resolução do estudo pretendido, utilizar a teoria ondulatória. Em outros casos esta simplificação pode ser conseguida utilizando a teoria da mecânica quântica para partículas (BERGMAN *et al.*, 2011b, p. 8).

Sabe-se que do ponto de vista da teoria eletromagnética as ondas trafegam à velocidade da luz, enquanto que do ponto de vista quântico, a energia é transportada por fótons na forma de impulsos (ou quanta) de energia que percorrem o espaço a essa mesma velocidade. Mesmo tendo os fótons a mesma velocidade que a luz, há sempre uma distribuição de energia entre eles associada à sua frequência, dada pela relação (KREITH; MANGLIK; BOHN, 2011, p. 541):

$$e_p = h\nu_p \quad , \text{ unidade em } [J] \quad (2.1.8)$$

onde: e_p representa a energia do fóton; h é a constante de Planck igual a

$6,625 \cdot 10^{-34} [\text{J s}]$ e ν_p é a frequência do fóton em $[\text{s}^{-1}]$.

Com efeito, a quantidade de energia térmica que emana de uma superfície na forma de calor radiante é dependente da sua temperatura absoluta e da natureza da superfície. Assim, pode-se considerar que a taxa máxima de calor transferido da superfície de um irradiador perfeito, denominado corpo negro, é dada pela Lei de Stefan-Boltzmann (KREITH; MANGLIK; BOHN, 2011, p. 21).

$$q_r = A\sigma_B T^4 \quad , \text{ unidade em } [\text{W}] \quad (2.1.9)$$

onde: q_r representa a taxa de calor radiante; A é a área da superfície em $[\text{m}^2]$;

T é o valor da temperatura absoluta, cuja unidade é $[\text{K}]$ e σ_B é a constante de Stefan-Boltzmann, cujo valor é $\sigma_B = 5,6704 \cdot 10^{-8} [\text{W}/\text{m}^2 \cdot \text{K}^4]$ (LIENHARD IV; LIENHARD V, 2003, p. 30).

A taxa de calor irradiada da superfície de corpos reais, também chamados de corpos cinza, é menor que a de um corpo negro à mesma temperatura, sendo expressa por:

$$q_r = A\varepsilon\sigma_B T^4 \quad , \text{ unidade em } [\text{W}] \quad (2.1.10)$$

onde: ε representa a emissividade.

A emissividade é uma propriedade que fornece uma medida da eficiência da superfície na emissão de energia em relação a um corpo negro e seu valor ($0 \leq \varepsilon \leq 1$) depende fortemente do material e do acabamento da superfície.

Pode-se notar na Equação (2.1.10), que a taxa de irradiação é independente do meio ao redor, pois não considera as condições do ambiente no qual a superfície que está irradiando energia térmica está inserida. Entretanto, na prática, a superfície do corpo normalmente está envolta por outra superfície, que pode ser a parede de uma sala ou de um forno. Assim, a transferência líquida de calor radiante deve considerar a diferença de temperatura entre as superfícies dos dois corpos entre as quais a troca está ocorrendo, como segue (KREITH; MANGLIK; BOHN, 2011, p. 21):

$$q_r = A_1 \varepsilon_1 \sigma_B (T_1^4 - T_2^4) \quad , \text{ para um corpo cinza.} \quad (2.1.11)$$

onde: A_1 representa a área de superfície do corpo 1; T_1 e T_2 são, respectivamente, as temperaturas da superfície do corpo 1 e do invólucro (entorno) 2 e ε_1 é a emissividade do corpo cinza 1 ($0 \leq \varepsilon_1 < 1$), uma vez que para o corpo negro a emissividade é $\varepsilon_1 = 1$.

A Figura (2.1.3) apresenta um desenho ilustrativo do processo de radiação térmica entre um corpo negro de área de superfície A_1 e temperatura T_1 e uma superfície de um invólucro negro com temperatura T_2 .

Não sendo os corpos irradiadores perfeitos, ou seja, nenhum deles sendo corpo negro, e considerando que os dois corpos envolvidos possuem uma determinada relação geométrica entre eles, pode-se determinar a transferência líquida de calor por radiação, como segue (KREITH; MANGLIK; BOHN, 2011, p. 22):

$$q_r = A_1 \mathcal{F}_{1-2} \sigma_B (T_1^4 - T_2^4) \quad , \text{ unidade em [W]} \quad (2.1.12)$$

onde: $\mathcal{F}_{1-2}$ é denominado fator de forma, também conhecido como fator de configuração ou fator de vista.

O fator de forma é um módulo adimensional, que leva em consideração a forma geométrica e, no caso de corpos cinza, também considera as emitâncias das superfícies dos dois corpos envolvidos no estudo. Pode-se encontrar na literatura diversos métodos de cálculo deste fator, considerando diferentes combinações de geometrias (KREITH; MANGLIK; BOHN, 2011; BERGMAN *et al.*, 2011a; BERGMAN *et al.*, 2011b).

Figura 2.1.3 – Desenho ilustrativo do processo de radiação térmica entre a superfície de um corpo negro e a superfície do invólucro negro.

Fonte: adaptado de (KREITH; MANGLIK; BOHN, 2011).

Normalmente, o calor por radiação está associado com outras formas de transmissão de calor (condução ou convecção), o que pode dificultar a análise térmica em muitos problemas de engenharia. De modo similar ao processo de transmissão de calor por condução, utilizam-se a condutância e a resistência

térmicas por radiação, K_r e R_r , respectivamente, para simplificar a solução destes problemas. Assim, pode-se relacionar a transferência de calor por radiação com a condutância térmica por meio da expressão (KREITH; MANGLIK; BOHN, 2011, p. 22):

$$q_r = K_r (T_1 - T_2') \quad , \text{ unidade em [W]} \quad (2.1.13)$$

onde: T_2' é qualquer temperatura conveniente de referência, cuja escolha é, muitas vezes, ditada pela equação de convecção de calor, conforme apresentado na literatura (KREITH; MANGLIK; BOHN, 2011).

A condutância térmica por transferência de calor por radiação pode ser expressa por (KREITH; MANGLIK; BOHN, 2011, p. 22):

$$K_r = \frac{A_1 \mathcal{F}_{1-2} \sigma_B (T_1^4 - T_2^4)}{(T_1 - T_2')} \quad , \text{ unidade em [W/K]} \quad (2.1.14)$$

A resistência térmica por radiação pode ser expressa pelo inverso da equação anterior (KREITH; MANGLIK; BOHN, 2011, p. 22):

$$R_r = \frac{(T_1 - T_2')}{A_1 \mathcal{F}_{1-2} \sigma_B (T_1^4 - T_2^4)} \quad , \text{ unidade em [K/W]} \quad (2.1.15)$$

2.1.3 Convecção

A convecção, não atende rigorosamente à definição de transferência de calor, uma vez que não depende somente da existência de uma diferença de temperatura

entre os corpos, como no caso dos processos de transmissão de calor por condução e por radiação. A transmissão de calor por convecção, de fato, depende do transporte de massa. Entretanto, pelo fato desse mecanismo realizar a transmissão de energia a partir de regiões de temperatura mais elevada, para regiões de temperatura mais baixa, o termo “transferência de calor por convecção” é considerado válido (KREITH; MANGLIK; BOHN, 2011, p. 6).

O modo de transferência de calor por convecção é constituído por uma ação combinada de dois mecanismos, um deles referente à transferência de energia devido ao movimento molecular aleatório (difusão) e o outro relacionado à transferência de energia pelo movimento macroscópico de parcelas do fluido, que se movem sob a ação de uma força externa. Quando a força externa, que provoca o movimento do fluido, advém de um gradiente de densidade produzido por uma diferença de temperatura do fluido, o processo é chamado de convecção livre ou natural. Se o movimento de fluido é provocado pela diferença de pressão causada por um elemento externo, como: uma bomba, um compressor ou um ventilador, o processo é conhecido como convecção forçada (KREITH; MANGLIK; BOHN, 2011, p. 17; BERGMAN *et al.*, 2011b, p. 6; ROHSENOW; HARTNETT; CHO, 1998, p. 1.4).

A transmissão de calor por convecção é função da densidade, da viscosidade e da velocidade do fluido, além das suas propriedades térmicas (condutividade térmica e calor específico). Na convecção forçada a velocidade do fluido é imposta pelo elemento externo e por isso pode ser determinada diretamente. Na convecção

natural a velocidade depende predominantemente da diferença de temperatura entre a superfície e o fluido, do coeficiente de expansão térmica do fluido, que determina a variação de densidade, e da força gravitacional (KREITH; MANGLIK; BOHN, 2011, p. 17).

Em alguns casos especiais, entretanto, a transmissão de calor por convecção tem sido observada mesmo quando os efeitos gravitacionais são minimizados, como nos experimentos com microgravidade (LARKIN, 1967; GAPONENKO; ZAKHVATAEV, 2002).

Na Figura (2.1.4), a seguir, é apresentado um desenho ilustrativo do processo de transferência de calor por convecção forçada em uma placa aquecida com fluxo de fluido aplicado à superfície, assim como os perfis da velocidade do fluido e da temperatura na direção normal à superfície.

O processo representado na Figura (2.1.4) é composto por uma placa plana com temperatura de superfície, T_s e um fluido com temperatura, T_∞ , admitindo que $T_s > T_\infty$, que escoa paralelamente à placa com velocidade, U_∞ .

Devido à ação das forças viscosas, a velocidade do fluido em contato com a superfície sólida é nula e aumenta conforme se distancia da superfície até atingir o valor do fluxo livre, U_∞ , imposto pelo elemento externo. Assim, como o fluido em contato com a placa não se move, pode-se considerar que o calor na interface é transmitido por condução (KREITH; MANGLIK; BOHN, 2011, p. 17).

Figura 2.1.4. – Desenho ilustrativo do processo de transferência de calor por convecção forçada em uma placa plana aquecida e dos perfis de velocidade e de temperatura.

Fonte: adaptado de (KREITH; MANGLIK; BOHN, 2011).

Conhecendo-se o coeficiente de condutividade térmica do fluido, k_f , o gradiente térmico na interface, $\frac{dT}{dy}$, e a área da superfície, A , pode-se determinar o fluxo de calor por convecção, q_c , a partir da expressão (KREITH; MANGLIK; BOHN, 2011, p. 17):

$$q_c = -k_f A \left. \frac{dT}{dy} \right|_{y=0}, \text{ unidade em [W]} \quad (2.1.16)$$

O perfil de temperatura na interface depende da taxa com que o fluido transporta o calor para longe da interface e que, por conseguinte, depende da natureza do campo de fluxo, em particular da velocidade de fluxo livre, U_∞ (KREITH; MANGLIK; BOHN, 2011, p. 17).

O regime do fluido pode ser laminar, turbulento ou um misto desses dois regimes e é dependente da velocidade e direção das partículas constituintes do fluido. Os métodos que relacionam o gradiente de temperatura na interface com as

condições de escoamento do fluido podem ser encontrados na literatura (KREITH; MANGLIK; BOHN, 2011, p. 230-483; BERGMAN *et al.*, 2011b, p. 377-704).

Na convecção natural a principal diferença está no perfil da velocidade do fluido, uma vez que a velocidade aumenta com o aumento da distância da superfície devido à diminuição rápida da ação das forças viscosas, enquanto que a diferença de densidade diminui lentamente. À medida que a densidade do fluido se aproxima do valor do fluido não aquecido, a força flutuante (força de empuxo) também diminui. Essa interação de forças faz com que a velocidade adquira um valor máximo e posteriormente tenda a zero em um ponto distante da superfície aquecida (KREITH; MANGLIK; BOHN, 2011, p. 18).

Pode ser observado na Figura (2.1.5) um desenho que ilustra o processo de transferência de calor por convecção natural em uma placa plana aquecida com um ângulo de inclinação β em relação ao plano horizontal.

Figura 2.1.5. – Desenho ilustrativo do processo de transferência de calor por convecção natural em uma placa plana inclinada e dos perfis da velocidade do fluido e da temperatura.

Fonte: adaptado de (KREITH; MANGLIK; BOHN, 2011).

A taxa de transferência de calor por convecção, q_c , pode ser determinada utilizando uma abordagem simples e sem considerar os detalhes das condições de escoamento do fluido, a partir da Equação (2.1.17), conhecida como Lei do resfriamento de Newton (KREITH; MANGLIK; BOHN, 2011, p. 18):

$$q_c = \bar{h}_c A \Delta T \quad , \text{ unidade em [W]} \quad (2.1.17)$$

onde: q_c representa a taxa de transferência de calor por convecção; $\bar{h}_c$ é o coeficiente de convecção médio sobre uma superfície de área A , cuja unidade é $[\text{W}/\text{m}^2\text{K}]$ e ΔT é a diferença entre a temperatura da superfície T_s e a temperatura do fluido em um ponto específico, T_∞ , normalmente longe da superfície.

A condutância térmica por transferência de calor por convecção pode ser expressa por (KREITH; MANGLIK; BOHN, 2011, p. 19):

$$K_c = \bar{h}_c A \quad , \text{ unidade em [W/K]} \quad (2.1.18)$$

A resistência térmica por convecção pode ser expressa por (KREITH; MANGLIK; BOHN, 2011, p. 20):

$$R_c = \frac{1}{\bar{h}_c A} \quad , \text{ unidade em [K/W]} \quad (2.1.19)$$

2.2 MÉTODOS EXPERIMENTAIS DE MEDIÇÃO DE PROPRIEDADES TÉRMICAS DE MATERIAIS

A determinação experimental das propriedades térmicas exige uma série de diferentes métodos de medição e a escolha do processo mais adequado depende fundamentalmente de fatores, como: a faixa de temperatura de medição, o estado físico do material (gasoso, líquido ou sólido) e as várias classes dos materiais (metal, cerâmico, polímero, compósito, por exemplo). Outros fatores como as propriedades físicas do material, a geometria e dimensões da amostra, a precisão requerida nos resultados, a velocidade da medição, o tempo e os recursos financeiros envolvidos, também devem ser levados em consideração na escolha do método de medição mais adequado (TOULOUKIAN *et al.*, 1970a, p. 13a).

A configuração de um sistema de medição da condutividade térmica e a geometria das amostras, por exemplo, dependem fortemente da amplitude da condutividade térmica a ser medida. Nos arranjos destinados às medições de condutividade térmica de valor baixo, por exemplo, as amostras do material normalmente possuem formato de placa ou de disco finos e nos casos de materiais com valores elevados de condutividade térmica a geometria da amostra normalmente é cilíndrica ou em formato de haste, de modo que seja possível a medição de diferentes temperaturas em pontos distintos da haste (BUCK; RUDTSCH, 2006).

De fato, o interesse na determinação das propriedades térmicas de materiais

a altas temperaturas ($T > 1000\text{ K}$), como requerido em aplicações aeroespaciais e industriais, tem provocado o avanço do conhecimento em muitas áreas de estudos da física do estado sólido, como vibrações de rede, níveis de energia em sólidos magnéticos, distribuições eletrônicas, e muitos outros fenômenos atômicos e moleculares (TOULOUKIAN; BUYCO, 1970d, p. 3a), como pode ser visto na literatura (BORN; HUANG, 1954; KLEMENS, 1958; ZIMAN, 1960 (2001); SACHS, 1963; SOMMERFELD; BETHE, 1967; KITTEL, 2004).

Já a determinação das propriedades térmicas em temperaturas criogênicas ($T \leq 4\text{ K}$) tem possibilitado a realização de testes dos modelos teóricos de sistemas. Por exemplo, medições de calor específico precisas foram necessárias para testar a validade da teoria de Debye e de Einstein para o calor específico dos sólidos a baixas temperaturas (TOULOUKIAN; BUYCO, 1970d, p. 3a), como pode ser visto na literatura (KLEMENS, 1951; ROSENBERG, 1955; KLEMENS, 1956; CARRUTHERS, 1961; MENDELSSOHN; ROSENBERG, 1961; KLEMENS, 1969; GRIMVALL, 1999).

A determinação de valores exatos e precisos das propriedades térmicas dos materiais, como o calor específico, a difusividade térmica e a condutividade térmica é de extrema importância nas mais diversas áreas de aplicação, como por exemplo, no desenvolvimento dos compósitos de matriz cerâmica, como é o caso do carbetos de silício, destinado entre outras aplicações, à proteção térmica de veículos orbitais recuperáveis (FLORIAN *et al.*, 2005) ou para aumentar o tempo de vida útil ou a temperatura de operação de componentes na área aeroespacial (ALFANO, 2011;

ALMEIDA *et al.*, 2007; MONTEVERDEW; SCATTEIA, 2007).

A determinação experimental dessas propriedades também é fundamental em aplicações como na produção e conservação de alimentos na indústria alimentícia (SAHIN; SUMNU, 2006; RAHMAN, 2007; ARANA, 2012) e no desenvolvimento de materiais para isolamento e conforto térmico na construção civil (CORREIA, 2009; KHALIQ; KODUR, 2011; AL-SIBAHY; EDWARDS, 2012).

Do mesmo modo, a determinação das propriedades térmicas é essencial em áreas nas quais a transferência de calor no solo esteja envolvida, tais como: engenharia civil, geofísica, meteorologia e agricultura. Por exemplo, na construção de rodovias e de pistas de pouso de aeroportos, na instalação subterrânea de tubulações de gás, de óleo, de vapor ou mesmo de cabos elétricos ou ainda na melhoria dos processos de produção agrícolas (FAROUKI, 1981).

Adicionalmente, a determinação dessas propriedades é de grande importância na utilização de líquidos de arrefecimento compostos por nanofluidos na indústria em geral e automobilística (KOLE; DEY, 2010; WANG; XU; CHOI, 1999; LEE *et al.*, 1999), na utilização de espumas de grafite em trocadores de calor em veículos pesados (KLETT; OTT; MCMILLAN, 2000), na otimização energética em sistemas de captação de energia solar (LEE *et al.*, 2008; GAITHO *et al.*, 2009), na utilização de sal fundido como líquido de arrefecimento na área nuclear (JANZ, 1967; SAMUEL, May, 2009; FORSBERG, 2004), na detecção de tumores na área biomédica (AHUJA *et al.*, 1978), entre outras.

A seguir, apresentam-se diferentes métodos de medição de parâmetros como o calor específico, a condutividade térmica e a difusividade térmica de uma grande variedade de materiais e faixas de temperatura.

2.2.1 Calor específico

O calor específico é uma das mais importantes propriedades da termodinâmica, entretanto, estudos aprofundados sobre a teoria e métodos experimentais de medição desse parâmetro não serão abordados neste trabalho e o conteúdo sobre o assunto pode ser encontrado na literatura (TOULOUKIAN; BUYCO, 1970d; TOULOUKIAN; BUYCO, 1970e; TOULOUKIAN; TADASHI, 1970f; GOPAL, 1966).

A razão entre a quantidade de calor recebida por um sistema (ou corpo) com massa m_b e a variação de temperatura ($\Delta T = T_f - T_i$) observada neste é definida como a capacidade térmica média (ou capacidade calorífica média), $\bar{C}$, como segue (TOULOUKIAN; BUYCO, 1970d, p. 3a):

$$\bar{C} = \frac{Q}{T_f - T_i}, \text{ unidade em [J/K]} \quad (2.2.1)$$

onde: Q representa a quantidade de calor que é adicionada ao sistema e T_f e T_i são as temperaturas final e inicial do sistema, respectivamente.

A capacidade térmica instantânea pode ser obtida calculando o valor limite da Equação (2.2.1), como segue (TOULOUKIAN; BUYCO, 1970d, p. 3a):

$$C = \frac{dQ^*}{dT}, \text{ unidade em [J/K]} \quad (2.2.2)$$

onde: dQ^* é usado ao invés de dQ para indicar que não se trata de uma diferencial exata, uma vez que depende do caminho e dT é a variação da temperatura.

A capacidade térmica é uma propriedade extensiva, pois depende da massa do corpo. Assim, quanto maior for a massa da amostra, maior será o calor necessário para aumentar a sua temperatura e, portanto, maior sua capacidade calorífica.

A fim de obter-se um parâmetro independente da massa da substância e que se associe à capacidade térmica, pode-se dividir a Equação (2.2.2) pela massa m_b da substância, como segue:

$$c = \frac{C}{m_b} = \frac{dQ}{m_b dT}, \text{ unidade em [J/kg} \cdot \text{K]} \quad (2.2.3)$$

Reescrevendo a Equação (2.2.2) obtém-se o calor específico, como segue:

$$c = \frac{dq}{dT} \quad (2.2.4)$$

onde: dq representa a quantidade de calor por unidade de massa.

O calor específico é uma grandeza física intensiva (não dependem da massa da amostra) e representa a quantidade de calor sensível necessária para que uma unidade de massa da substância sofra uma variação de temperatura de uma

unidade (ÇENGEL; BOLES, 2015).

A elevação da temperatura dT de uma unidade de massa da substância, por si só, não define o processo no sentido termodinâmico, uma vez que diferentes quantidades de calor dq podem ser necessárias dependendo das condições de pressão ou do volume do processo (TOULOUKIAN; BUYCO, 1970d, p. 3a).

Assim, pode-se definir o calor específico para os dois processos mais utilizados na termodinâmica, que são o a pressão constante e o a volume constante, como (TOULOUKIAN; BUYCO, 1970d, p. 3a):

$$c_p = \left(\frac{dq}{dT} \right)_p \quad \text{condição isobárica, } (dP = 0) \quad (2.2.5)$$

$$c_v = \left(\frac{dq}{dT} \right)_v \quad \text{condição isocórica, } (dV = 0) \quad (2.2.6)$$

onde: c_p representa o calor específico à pressão constante; c_v é o calor específico à volume constante; dP é a variação da pressão e dV é a variação do volume.

A maioria dos métodos experimentais de medição do calor específico de materiais utilizam calorímetros, que são recipientes isolados termicamente do meio externo. A ideia fundamental do uso de sistemas adiabáticos, como o calorímetro, é de eliminar ou minimizar interferências do meio externo para dentro do recipiente, que contém a amostra que se deseja caracterizar termicamente, e vice-versa. Assim, com o isolamento térmico é possível medir as variações dos parâmetros físicos somente dos materiais ou das reações que ocorrem dentro do recipiente.

Além do isolamento térmico intrínseco aos calorímetros, algumas técnicas calorimétricas possibilitam o controle de outros parâmetros do sistema, como nos casos: do calorímetro bomba, que possibilita a medição do calor específico em ensaios isocóricos (a volume constante), do calorímetro de chama adiabático, que possibilita a realização de medição da temperatura em ensaios isobáricos (à pressão constante) e do calorímetro isotérmico, que possibilita a medição da propriedade térmica em condição de temperatura constante (WILLSON, 2002, p. 141-145).

Há na literatura outros arranjos calorimétricos, como é o caso do calorímetro de varredura diferencial (LAYE, 2002, p. 55; HÖHNE; HEMMINGER; FLAMMERSHEIM, 2003), que talvez seja a técnica de análise térmica mais utilizada dentre todas as citadas, além de métodos de medição de calor específico que não são baseados no método calorimétrico (BRISTOW *et al.*, 1995; HOPMANS; SIMUNEK; BRISTOW, 2002; MORI *et al.*, 2003; MATTOS; ALBERTO, 2003).

Devido à grande quantidade de arranjos calorimétricos existentes alguns autores propuseram um método de classificação baseado em três critérios: no princípio de medição, no modo de operação e no princípio da construção (WILLSON, 2002; HEMMINGER; HÖHNE, 1984; GALLAGHER, 1998).

Na Tabela (2.2.1), a seguir, são apresentadas as principais técnicas experimentais de medição do calor específico de materiais baseados em métodos calorimétricos, na qual se pode comparar o valor típico da faixa de temperatura de medição, o erro da medição e as principais vantagens e as desvantagens entre os

tipos mostrados. Além disso, podem-se verificar quais outras grandezas físicas cada uma das técnicas mostradas possibilita determinar, além do calor específico.

O calorímetro adiabático e o calorímetro de queda são os mais precisos para a medição do calor específico, porém esses instrumentos de alta precisão são caros, suas operações exigem experiência e tempo substanciais, além de não serem encontrados muitos fornecedores de equipamentos comerciais. A técnica comercial mais utilizada na medição do calor específico de sólidos e de líquidos é a do calorímetro diferencial de varredura (BUCK; RUDTSCH, 2006).

Tabela 2.2.1 – Comparação entre os principais tipos de calorímetros utilizados para a determinação do calor específico.

Tipo de calorímetro	Grandezas	Faixa de Temperatura [K (°C)]	Erro [%]	Vantagens	Desvantagens
Calorímetro Diferencial de Varredura (<i>Differential Scanning Calorimeter, DSC</i>)	Capacidade de calor específico, entalpia de transição de fase de sólidos e líquidos.	100 a 1900 (-173,15 a 1626,85)	1 a 5	1. Padronizado 2. Fácil de usar 3. Rápido	1. Método relativo
Calorímetro adiabático (<i>Adiabatic calorimeter</i>)	Capacidade de calor específico, entalpia de transição de fase de sólidos, líquidos e gases.	1 a 1900 (-272,15 a 1626,85)	0,05 a 2	1. Elevada precisão	1. Longo tempo de medição 2. Custo elevado
Calorímetro de misturas ou de queda (<i>Mixtures or Drop calorimeter</i>)	Capacidade de calor específico, entalpia de transição de fase de sólidos e líquidos.	273 a 3000 (-0,15 a 2726,85)	0,1 a 2	1. Elevada precisão	1. Custo elevado
Calorímetro Pulso de aquecimento (<i>Pulse calorimeter</i>)	Capacidade de calor específico, entalpia de transição de fase de sólidos e líquidos.	600 a 10000 (326,85 a 9726,85)	2 a 3	1. Rápido 2. Altas temperaturas	1. Apenas materiais condutores elétricos 2. Custo elevado
Calorímetro de fluxo (<i>Flow calorimeter</i>)	Capacidade de calor específico, medição de entalpia de líquidos e gases.	100 a 700 (-173,15 a 426,85)	0,05	1. Eleva precisão	1. Custo elevado (DIXON-JACKSON, 1989)
Calorímetro de evaporação (<i>Boil-off calorimeter</i>)	Capacidade de calor específico, medição de entalpia de sólidos e gases.	4 a 400 (-269,15 a 126,85) (ASTM-C1774-13, 2013)	<0,5	1. Temperaturas criogênicas (ASTM-C1774-13, 2013) 2. Materiais compostos e não isotrópicos ou não homogêneos	1. Relativamente baixa faixa de temperatura superior
Calorímetro bomba (<i>Bomb calorimeter</i>)	Calor da combustão de sólidos, líquidos e gases.	300 (26,85)	0,01	1. Método padrão para sólidos e líquidos	1. Baixa exatidão para gases
Calorímetro de gás (<i>Gas calorimeter</i>)	Calor da combustão de gases.	300 (26,85)	0,03 a 0,5	1. Método padrão para gases	1. Somente para gases e líquidos voláteis

Fonte: Tradução com adaptações de (BUCK; RUDTSCH, 2006).

2.2.2 Condutividade térmica

A condutividade térmica k foi descrita anteriormente no item sobre o processo de condução de calor ao se apresentar a Equação (2.1.2), que representa a Lei de Fourier para condução de calor. Deste modo, considerando o desenho da parede plana representada na Figura (2.1.1) e com a reorganização dos termos daquela expressão, obtém-se que:

$$k = - \frac{\left(\frac{dQ_x}{dt} \right)}{A \left(\frac{dT}{dx} \right)} \quad (2.2.7)$$

Com isso, pode-se definir a condutividade térmica, sob as condições de estado estacionário, como sendo a quantidade de calor transmitida durante um intervalo de tempo (fluxo de calor) através de uma área unitária, devido ao gradiente de temperatura na direção do fluxo de calor (KREITH; MANGLIK; BOHN, 2011, p. 9).

A condutividade térmica pode ser ainda representada, por (TOULOUKIAN *et al.*, 1973, p. 14a):

$$k = - \frac{q_x l}{A \Delta T} = - \phi_{c(x)} \cdot \left(\frac{l}{\Delta T} \right) \quad (2.2.8)$$

De fato, a condutividade térmica é uma característica específica de cada material e seu valor depende, basicamente, da temperatura do material e da estrutura física da matéria (atômica e molecular), portanto, a orientação cristalográfica, a pureza e a porosidade do material podem influenciar a

condutividade térmica (CALLISTER JR., 2000, p. S-254; BERGMAN *et al.*, 2011a, p. 70).

Na Figura (2.2.1) são apresentas as curvas da condutividade térmica de alguns sólidos, líquidos e gases em função da temperatura.

Figura 2.2.1 – Curvas da condutividade térmica de alguns sólidos, líquidos e gases em função da temperatura.

II

Fonte: adaptado de (ÇENGEL, 2003).

A dependência da condutividade térmica com a temperatura pode tornar a análise da condução bastante complexa. Entretanto, na maioria das aplicações

práticas o valor desse parâmetro é considerado constante dentro de um intervalo de temperaturas, sendo nele representado por sua média, de modo a simplificar os cálculos (ÇENGEL, 2003, p. 23).

Comparando-se a Equação (2.1.3), que representa a Lei de Fourier para a condução de calor, com a Equação (2.2.9), que representa a primeira Lei de Fick para a difusão em estado estacionário, pode-se verificar a semelhança entre as expressões. Além disso, pode-se fazer uma analogia entre a condutividade térmica k e o coeficiente de difusão do material D e entre o gradiente de temperatura na direção do fluxo de calor (dT/dx) e o gradiente da concentração C_o na direção do fluxo de difusão (dC_o/dx) (CALLISTER JR.; RETHWISCH, 2010, p. 789).

$$J = -D \left(\frac{dC_o}{dx} \right) \quad (2.2.9)$$

onde: J é o fluxo de difusão, a constante de proporcionalidade D é o coeficiente de difusão do material e (dC_o/dx) é o gradiente da concentração.

Em outras palavras, a condutividade térmica é referida como uma propriedade de transporte e fornece uma indicação da taxa à qual a energia é transferida pelo processo de difusão no material, ou seja, a habilidade do material em transferir calor por difusão (BERGMAN *et al.*, 2011b, p. 78).

No entendimento atual da física da matéria condensada um sólido é formado por elétrons livres e por átomos ligados em um arranjo periódico denominado

retículo cristalino. Sabe-se ainda que a energia térmica transportada através deste material sólido, conseqüentemente, se dá por meio de dois efeitos: migração dos elétrons livres e ondas de vibração do retículo (BERGMAN *et al.*, 2011a, p. 71).

Assim, pode-se determinar a condutividade térmica nos sólidos utilizando os conceitos da teoria cinética, como segue (BERGMAN *et al.*, 2011a, p. 71):

$$k = \frac{1}{3} \cdot c \cdot \overline{c_s} \cdot \lambda_{mfp} \quad (2.2.10)$$

onde: no caso de materiais sólidos condutores, como os metais, $c \equiv c_e$ representa o calor específico dos elétrons por unidade de volume, $\overline{c_s}$ é a velocidade média do elétron e $\lambda_{mfp} = \lambda_e$ é o livre caminho médio (livre percurso médio) do elétron. Por outro lado, em materiais sólidos não condutores, $c \equiv c_f$ representa o calor específico dos fônons por unidade de volume, $\overline{c_s}$ é a velocidade média do som e $\lambda_{mfp} = \lambda_f$ é o livre caminho médio do fônon.

Os fônons são definidos como a quantificação da energia térmica transmitida pela vibração da estrutura interna, ou seja, o quanta de vibração em um retículo cristalino rígido (BERGMAN *et al.*, 2011b, p. 71).

Já o livre caminho médio é definido como a distância média percorrida por um elétron/fônon/molécula antes que eles se choquem com qualquer imperfeição no material ou com outro fônon (FLIK; CHOI; GOODSON, 1992).

Considerando que a condução de calor em sólidos pode ocorrer pelos

mecanismos apontados anteriormente, pode-se então considerar que a condutividade térmica global é dada pela adição de duas parcelas, uma referente aos elétrons e a outra referente aos fônons, logo (BERGMAN *et al.*, 2011a, p. 72):

$$k = (k_e + k_r) \quad (2.2.11)$$

Nos sólidos metálicos a componente eletrônica (k_e) é dominante, assim como nas ligas e nos semimetais. Entretanto, quando esses dois últimos materiais estão submetidos a baixas temperaturas a componente eletrônica diminui e a componente de rede (k_r) passa a ser significativa. Com isso, de acordo com a estrutura física dos metais e da temperatura à qual o material está submetido, a significância das duas componentes pode se alternar uma em relação à outra na composição final do valor da condutividade térmica.

Nos materiais sólidos não condutores os principais portadores de calor são fônons. Assim, nesses materiais a componente de rede (k_r) é dominante e em muitos casos os fônons são os únicos portadores (TOULOUKIAN *et al.*, 1970b, p. 3a).

As expressões que definem essas duas componentes da condutividade térmica global nos sólidos e, ainda, a descrição de outros mecanismos que podem afetar a condutividade térmica dos metais e dos materiais não metálicos estão disponíveis na literatura (TOULOUKIAN *et al.*, 1970a; TOULOUKIAN *et al.*, 1970b).

A difusão da energia térmica em um meio fluido, que incluem líquidos e

gases, é menos efetiva do que em sólidos devido ao maior espaçamento intermolecular e à maior aleatoriedade no movimento das moléculas (BERGMAN *et al.*, 2011b, p. 75).

Nos gases, o processo de transferência de calor por condução e os efeitos da temperatura, da pressão e da composição química sobre a condutividade térmica podem ser explicados pela teoria cinética dos gases, disponível na literatura em diversas fontes bibliográficas. (MAXWELL, 1867; CHAPMAN; COWLING, 1970 (1995); JEANS, 1967 (1982); VINCENTI; KRUGER JR., 1975)

Sabe-se da teoria que os movimentos aleatórios e as colisões das moléculas do gás contribuem para o transporte de energia cinética e, portanto, para o transporte de calor e que a condutividade térmica é proporcional à densidade do gás ρ_b , à velocidade média molecular $\bar{c}$ e ao livre caminho médio λ_{mfp} . Assim a Equação (2.2.10) pode ser reescrita para os gases como (BERGMAN *et al.*, 2011b, p. 75):

$$k \approx \frac{1}{3} c_v \rho_b \bar{c} \lambda_{mfp} \quad (2.2.12)$$

Para um gás ideal o livre caminho médio pode ser expresso por (ZHANG, 2007):

$$\lambda_{mfp} = \frac{\sigma_B T}{\sqrt{2} \pi d^2 P} \quad (2.2.13)$$

onde: σ_B é a constante de Boltzmann, ($\sigma_B = 1,381 \times 10^{-23}$ J/K), d é o diâmetro

molecular do gás e P é a pressão.

Por meio da Equação (2.2.13) é possível verificar que o valor do livre caminho médio diminui com a elevação da pressão ou com a diminuição da temperatura, uma vez que estes parâmetros provocam o adensamento das moléculas. Outro fator que altera o valor do livre caminho médio é o diâmetro da molécula, pois quanto maior for o seu tamanho maior será a susceptibilidade de sofrerem choques com outras moléculas.

Em última análise, segundo a teoria cinética dos gases, a velocidade média molecular pode ainda ser expressa independentemente da pressão. Assim a condutividade térmica prevista na Equação (2.2.10) pode ser expressa como segue (BERGMAN *et al.*, 2011b, p. 76):

$$k = \frac{9 \cdot \gamma - 5}{4} \frac{c_v}{d^2} \sqrt{\frac{\mathcal{M} k_B T}{\mathcal{N}^\circ \pi}} \quad (2.2.14)$$

onde: γ é a relação dos calores específicos a pressão constante e a volume constante, $\gamma \equiv c_p / c_v$, $\mathcal{M}$ é o peso molecular do gás e $\mathcal{N}^\circ$ é o número de Avogadro, ($\mathcal{N}^\circ = 6,022 \times 10^{23}$ moléculas / mol).

A Equação (2.2.14) é bastante fidedigna quando se quer estimar a condutividade térmica de um gás independente da pressão, entretanto, nos casos extremos, de altas pressões ou quando as condições de pressão se aproximam das do vácuo absoluto, o modelo apresenta divergências nos resultados (POLING;

PRAUSNITZ; O'CONNELL, 2000, p. 10.18-42). Além disso, para condições específicas, como nos casos de transferência de calor em materiais nano/microfluidos, modelos exclusivos ou mais precisos têm sido desenvolvidos (TOULOUKIAN; LILEY; SAXENA, 1970c; ZHANG, 2007; REBAY; KAKAÇ; COTTA, 2016).

No caso dos líquidos, as condições moleculares associadas a este estado da matéria são difíceis de descrever, devido principalmente à não aplicabilidade do modelo que trata da interação entre duas partículas e de colisões binárias, considerado no caso dos gases ou do modelo de estrutura molecular fixa em um retículo, previsto nos sólidos (MCLAUGHLIN, 1969, p. 2).

A impossibilidade de se dissociar o processo de condução de calor da convecção, em experiências sujeitas a um campo gravitacional, e da transferência de calor por radiação, sob quaisquer condições, são fatores que dificultam a determinação da condutividade térmica com precisão nos líquidos (NIETO DE CASTRO *et al.*, 1986).

Diferentemente dos gases e dos sólidos, os fenômenos de transporte nos líquidos não podem ser explicados com o modelo de portadores ideais com suas interações caracterizadas simplesmente pelo livre caminho médio, uma vez que as forças coesivas intermoleculares, como as forças de van der Waals, e aquelas devido às ligações de hidrogênio, são suficientemente fortes para evitar o movimento aleatório (FLIK; CHOI; GOODSON, 1992).

A teoria da condutividade térmica para líquidos puros, embora complexa, apresenta relativo progresso. Entretanto, o desenvolvimento de teorias satisfatórias para determinação deste parâmetro físico para líquidos densos ou misturas ainda é pauta de intensas pesquisas (MCLAUGHLIN, 1964; MCLAUGHLIN, 1969; POLING; PRAUSNITZ; O'CONNELL, 2000; SENGERS *et al.*, 2000).

Adicionalmente, com o advento da adição de nano/micropartículas em fluidos com intuito de aumentar a condutividade térmica da solução, teorias específicas estão sendo desenvolvidas ou aprimoradas e referências para estudo do tema estão disponíveis na literatura (CHOI; EASTMAN, 1995; WANG; XU; CHOI, 1999; ZHANG, 2007; REBAY; KAKAÇ; COTTA, 2016; POURNOROUZ *et al.*, 2017).

De fato, devido à complexidade do fenômeno, a predição da condutividade térmica nos líquidos por meio de uma teoria geral é praticamente impossível, mesmo porque os comportamentos deste parâmetro em função, por exemplo, da temperatura, da pressão, da densidade ou do volume são característicos de cada fluido, como no caso de líquidos não metálicos em que a condutividade térmica diminui com o aumento da temperatura, o que não ocorre, por exemplo, nos casos da glicerina, dos óleos lubrificantes de motores e da água. A condutividade da glicerina e do óleo de lubrificante de motor aumenta com a temperatura e a da água aumenta até atingir um valor máximo para então decrescer com a continuação do aumento da temperatura (BERGMAN *et al.*, 2011b, p. 76).

Desde as primeiras tentativas de apresentar teorias adequadas que

possibilitassem a determinação da condutividade térmica de gases densos propostas por D. Enskog e S. Chapman em 1917, simultânea e independentemente, (CHAPMAN; COWLING, 1970 (1995)), diversas outras teorias surgiram e podem ser consultadas na literatura (MCLAUGHLIN, 1964).

Dentre as teorias existentes encontram-se aquelas que surgiram da hipótese ou da verificação da correlação entre a condutividade térmica e outras propriedades físicas (MCLAUGHLIN, 1964, p. 398-400) e aquelas que são deduzidas a partir de modelos semelhantes aos existentes para os sólidos e para os gases, como a teoria das estruturas líquidas significativas (EYRING; MARCHI, 1963; LIN; EYRING; DAVIS, 1964), que utiliza os conceitos de “quase rede” (*quasi-lattice*) (BARKER, 1952) e de “tipo gás” (*gas-like*).

Nos meios porosos o processo de transferência de calor é igualmente complexo, pois embora os materiais estejam em um dos estados da matéria, apresentam valores de condutividade diferentes daqueles dos materiais puros devido à porosidade ou à taxa de compactação das partículas. As análises teóricas e outros estudos sobre a condutividade térmica efetiva em meios porosos podem ser encontrados na literatura (WOODSIDE; MESSMER, 1961a; WOODSIDE; MESSMER, 1961b; KAVIANY, 1995; WANG *et al.*, 2007; NIELD; BEJAN, 2013).

Os métodos experimentais para medição da condutividade térmica de materiais podem ser classificados quanto ao regime de troca de calor, em duas grandes categorias (TOULOUKIAN *et al.*, 1970a, p. 13a):

1. **Métodos de estado estacionário:** nestes casos a amostra está sujeita a um perfil de temperatura invariante no tempo e a condutividade térmica é determinada diretamente através da medição da taxa de fluxo de calor por unidade de área, após o gradiente espacial de temperatura não mais variar, ou seja, após o equilíbrio térmico ter sido atingido.

Os métodos de estado estacionário podem ainda ser subclassificados em relação à utilização ou não de padrões para a medição da taxa de fluxo de calor, como (TOULOUKIAN *et al.*, 1970a, p. 14a):

- **Métodos comparativos:** são aqueles que requerem a utilização de uma ou mais amostras calibradas, utilizadas como padrão de referência. Nesses métodos, a taxa de fluxo de calor é usualmente calculada a partir do gradiente de temperatura ao longo de uma amostra de referência com condutividade térmica conhecida, que é colocada em série com o espécime em teste.
- **Métodos absolutos:** são aqueles em que a medição da propriedade térmica é feita diretamente, sem a necessidade de uso de padrões de comparação. Nesses métodos, a taxa de fluxo de calor do espécime em teste é determinada, geralmente, pela medição da potência elétrica de entrada do aquecedor colocado em uma das faces da amostra e a taxa de fluxo de calor de saída da amostra pode ser medida, por exemplo, por meio de calorímetros, como o de fluxo ou de evaporação (*boil-off*).

2. **Métodos de estado não estacionário:** nestes casos a distribuição da temperatura na amostra varia com o tempo e ao invés de se medir taxa do fluxo de calor, como nos métodos estacionários, realiza-se a medição da taxa de variação da temperatura em posições ao longo da amostra durante o ensaio. Esses métodos, normalmente, possibilitam a determinação da difusividade térmica, no entanto, com o conhecimento da densidade e do calor específico do material em teste é possível calcular a condutividade térmica (TOULOUKIAN *et al.*, 1970a, p. 13a).

Os métodos experimentais de estado não estacionário podem ser subclassificados quanto ao regime de troca de calor utilizado, como (TOULOUKIAN *et al.*, 1970a, p. 23a):

- **Métodos de fluxo de calor periódico:** nesses métodos o calor fornecido à amostra é modulado para ter um período fixo. Como a onda de temperatura que se propaga através da amostra vai sendo atenuada ao longo do percurso, pode-se determinar a difusividade térmica a partir de medições do decremento da amplitude ou da diferença de fase das ondas de temperatura em determinadas posições da amostra.
- **Métodos de fluxo de calor transiente:** nesses métodos uma extremidade da amostra é aquecida por um determinado tempo até que a temperatura tenha atingido o estado de equilíbrio. A fonte de calor é então desligada e a partir

de medições da temperatura em dois pontos da amostra em função do tempo é possível determinar a difusividade térmica.

Além das classificações anteriormente mencionadas, os métodos experimentais de medição de propriedades térmicas podem ser ainda categorizados quanto ao modo de medição do parâmetro físico, como (SANTOS, 1988):

- **Métodos diretos:** nesses métodos a propriedade térmica é extraída diretamente dos resultados experimentais, como no método de estado estacionário da placa quente guardada (VAN DUSEN; FINCK, 1928) e no método transiente de fio quente (BLACKWELL, 1954).
- **Métodos indiretos:** são aqueles em que o valor da propriedade requerida é obtido de forma indireta pela medição de outra propriedade do material e do posterior cálculo, como no caso do método das quatro sondas (VALDES, 1954; IIDA; GUTHRIE, 2015), onde se mede experimentalmente a resistividade elétrica e por meio da lei de Wiedemann-Franz-Lorenz pode-se calcular a condutividade térmica.

Além disso, os métodos de medição de propriedades térmicas podem ser ainda subdivididos em relação à direção do fluxo de calor, como:

- **Métodos radiais:** são aqueles em que a direção do fluxo de calor se dá do centro da amostra para as extremidades, seja ela construída no formato cilíndrico, esférico ou de disco (TOULOUKIAN *et al.*, 1970a, p. 17a).

- **Métodos longitudinais:** são aqueles em que o arranjo experimental é tal que o fluxo de calor se dá na direção axial da amostra, seja ela no formato de uma haste ou de um disco, devendo as perdas ou ganhos de calor radial ser evitadas ou minimizadas (TOULOUKIAN *et al.*, 1970a, p. 14a).

Em geral, os métodos de estado estacionário são utilizados para a medição da condutividade térmica de materiais volumétricos, em temperatura de até 1200 K. Para temperaturas acima de 1500 K os métodos de pulso são preferíveis (EVITHERM, 2012; GROSS; HARDY, 2013).

O método da placa quente guardada é um dos diversos métodos de estado estacionário para medição da condutividade térmica existentes e o aparato experimental apresentado por Van Dusen e Finck em 1928 (VAN DUSEN; FINCK, 1928) serviu de padrão para o método por mais de cinco décadas (ZARR, 2001).

Já o método *flash* (PARKER *et al.*, 1961), por sua vez, talvez seja o método baseado em pulso de calor mais utilizado e importante para medição da condutividade térmica de materiais volumétricos. Entretanto, no método *flash*, fundamentalmente, o que se mede é a difusividade térmica e de modo indireto, com o conhecimento da capacidade de calor volumétrica, pode-se calcular a condutividade térmica (TOBERER; BARANOWSKI; DAMES, 2012).

Para a medição da condutividade térmica de materiais condutores elétricos o método de aquecimento direto proposto por Taylor, Davis e Powel (TAYLOR; DAVIS;

POWELL, 1969) é o mais indicado. O método de aquecimento direto, por ser baseado nos arranjos experimentais de Kohlrausch (KOHLRAUSCH, 1899; KOHLRAUSCH, 1900), também é conhecido como método de Kohlrausch.

2.2.3 Difusividade térmica

Apresentada anteriormente, a Equação (2.1.3), que representa a lei de Fourier-Biot para condução de calor, é válida nas condições de estado estacionário de um fluxo de calor unidirecional em um meio isotrópico. Entretanto, por exemplo, quando as propriedades térmicas são independentes da temperatura, mas a temperatura é dependente do tempo não se podem considerar as condições previstas para o estado estacionário, sendo necessário reescrever a expressão para a condição não estacionária, como segue (TOULOUKIAN *et al.*, 1973, p. 3a):

$$\phi_{c(x)} = \frac{q_x}{A} = -k \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right) \rightarrow \rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} = -k \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \right) \quad (2.2.15)$$

Conforme mostrado anteriormente na Equação (2.1.7), a difusividade térmica relaciona a condutividade térmica k , que é uma propriedade de transporte e representa o coeficiente da taxa de difusão do calor, com as propriedades termodinâmicas do material, como o calor específico c_p e a densidade ρ , (BERGMAN *et al.*, 2011b).

Assim, substituindo a Equação (2.1.7) na Equação (2.2.15), obtém-se a equação da difusão térmica para o fluxo de calor:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -\alpha \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \right) \quad (2.2.16)$$

A equação da difusão térmica para o fluxo de calor é análoga à primeira lei de Fick para difusão de soluto, assim como ocorre em outros processos de difusão, como: o de condução elétrica e o de convecção em fluidos (PHILIBERT, 2006).

No caso unidimensional, representado na Equação (2.2.15), os parâmetros térmicos (k , c_p e ρ) do material são considerados constantes e independentes da posição e da temperatura, o que geralmente é aceitável, entretanto, quando a condutividade térmica não é constante deve-se, adicionalmente, considerar a dependência do calor específico e da densidade com a temperatura e, portanto, aquela expressão torna-se (TOULOUKIAN *et al.*, 1973, p. 3a):

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla k \nabla T \quad (2.2.17)$$

Considerando a existência de fluxo de calor nas três direções dos eixos de coordenadas, a Equação (2.2.17) pode ser reescrita como segue:

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} k \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} k \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} k \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right) \quad (2.2.18)$$

A solução desta equação é razoavelmente simples no caso dos parâmetros térmicos serem dependentes apenas da posição, entretanto, quando existe a dependência com a temperatura a solução é mais complexa, uma vez que a equação torna-se não linear (CARSLAW; JAEGER, 1959, p. 10). As soluções

desses casos não serão discutidas neste trabalho, porém é possível encontrar na referida referência bibliográfica de Carslaw e Jaeger material de consulta para a solução da equação em diferentes casos de dependência dos parâmetros térmicos, além de formas de conversão entre os sistemas de coordenadas (retangulares, esféricas e cilíndricas).

Podem-se citar outros casos complexos, como em materiais anisotrópicos, onde a condutividade térmica é tratada como um tensor de segunda ordem, quando se tem elevado gradiente de temperatura ou ainda quando curtos espaços de tempo são considerados, em que a determinação da difusividade térmica (e nos últimos dois casos, a condutividade térmica) fica mal definida (TOULOUKIAN *et al.*, 1973, p. 3a).

As medições de difusividades térmicas de materiais geralmente são feitas por meio de métodos de estado não estacionário, que são classificados, de acordo com a natureza da variação temperatura-tempo que é transmitida ao espécime sob investigação, em duas categorias (TOULOUKIAN *et al.*, 1970a, p. 15a):

- **Métodos de fluxo de calor periódico**
- **Métodos de fluxo de calor transiente**

Essas duas categorias de métodos de estado não estacionário foram definidas anteriormente no item a respeito dos métodos de medição da condutividade térmica.

Devido à relação entre a difusividade térmica e a condutividade térmica os métodos experimentais utilizados para a medição da difusividade térmica, na maioria das vezes, são os mesmos utilizados para a medição da condutividade térmica, como pode ser visto nas obras de revisão sobre propriedades termofísicas da matéria editadas por Touloukian e outros pesquisadores (TOULOUKIAN *et al.*, 1970a; TOULOUKIAN *et al.*, 1970b; TOULOUKIAN; LILEY; SAXENA, 1970c; TOULOUKIAN *et al.*, 1973).

A medição da difusividade térmica é fundamental em muitos processos e projetos de engenharia e é de considerável interesse em aplicações que envolvem estado não estacionário (ou estado transiente), como, por exemplo, no processo de moldagem por injeção de um polímero, onde os tempos do ciclo de aquecimento e resfriamento dependerão diretamente dessa propriedade (SANTOS *et al.*, 2003).

Outro exemplo de aplicação na qual a determinação dessa propriedade térmica é importante é na fabricação de cerâmicas e vidros, onde os materiais são expostos a grandes variações de temperatura em um intervalo de tempo insuficiente para que o equilíbrio térmico seja atingido, podendo provocar danos no material por choque térmico (SANTOS, 2005).

O desenvolvimento das técnicas e dos métodos experimentais de medição de propriedades térmicas (condutividade e difusividade térmicas), em geral, tem como principais objetivos comuns os seguintes aspectos (BORGES, 2008):

- 1) A simplicidade e a facilidade da montagem experimental;
- 2) O relativo baixo custo de construção do aparato;
- 3) A agilidade na determinação das propriedades térmicas;
- 4) A possibilidade de determinação simultânea das propriedades térmicas;
- 5) A possibilidade de determinação das propriedades de amostras com tamanhos e geometrias complexas;
- 6) A capacidade de realizar a medição sem destruir a amostra;
- 7) Possibilitar a investigação de diversos tipos de materiais (gases, líquidos, sólidos, porosos ou granular, isolantes ou condutores elétricos);
- 8) Apresentar alta repetibilidade nos experimentos;
- 9) Apresentar elevada confiabilidade dos resultados.

Na Tabela (2.2.2) são apresentados alguns dos principais métodos convencionais de medição da condutividade ou da difusividade térmicas de materiais classificados quanto ao regime da troca de calor (estacionário ou não estacionário) e quanto à forma de medição da propriedade térmica (convencional ou óptica). Adicionalmente, o autor classificou e destacou em **negrito** o dispositivo híbrido LPG-FBG em fibra autoaquecida para medição de propriedades térmicas de materiais apresentado neste trabalho.

Tabela 2.2.2. – Classificação de alguns dos principais métodos de medição de propriedades térmicas de materiais.

Convencionais	Métodos de estado estacionário (<i>Steady-state methods</i>)	Métodos de estado não estacionário (<i>Non-steady-state methods</i>)
	Método da placa quente guardada (<i>Guarded Hot Plate method – GHP</i>) REF.: (KLARSFELD, 1984; SHIRTLIFFE; TYE, 1985; DE PONTE; LANGLAIS; KLARSFELD, 1992)	Método transiente de fio quente (<i>Hot-Wire Method – HWM</i>) REF.: (STÅLHANE; PYK, 1931; BLACKWELL, 1954; HAARMAN, 1971; ASSAEL; ANTONIADIS; WAKEHAM, 2010; MERCKX <i>et al.</i> , 2012)
	Método do cilindro (<i>Cylinder Method – LHF</i>) REF.: (LAUBITZ; MCELROY, 1971; LAUBITZ, 1984; CORSAN, 1992)	Método transiente de fita quente (<i>Transient Hot-Strip – THS</i>) REF.: (GUSTAFSSON; HAMDAN; KARAWACKI, 1979; GUSTAFSSON; KARAWACKI; KHAN, 1979; GUSTAFSSON, 1987; HAMMERSCHMIDT; SABUGA, 2000)
	Método Comparativo (<i>Comparative method – CM</i>) REF.: (SWEET; MOSS; SISSON, 1985; TYE, 1992)	Método transiente de disco quente (<i>Transient Hot-Disk – THD</i>) REF.: (GUSTAFSSON, 1991; GUSTAVSSON; KARAWACKI; GUSTAFSSON, 1994; LOG; GUSTAFSSON, 1995; HE, 2005; NAGAI <i>et al.</i> , 2000)
	Método do medidor de fluxo de calor (<i>Heat Flow Meter method – HFM</i>) REF.: (VERSCHOOR; WILBER, 1954; PELANNE; BRADLEY, 1962; SHIRTLIFFE; TYE, 1985; TYE <i>et al.</i> , 1987)	Método da sonda linear (<i>Linear Probe Method – LPM</i>) REF.: (DE VRIES, 1952; DE VRIES; PECK, 1958a; NICOLAS <i>et al.</i> , 1993; DAW <i>et al.</i> , 2010)
	Método do fluxo de calor guardado (<i>Guarded Heat Flow method – GHF</i>) REF.: (COUMOU; TYE, 1981; AGARI; TANAKA; NAGAI, 1987)	Método flash (<i>Flash method</i>) REF.: (PARKER <i>et al.</i> , 1961; MAGLIĆ; TAYLOR, 1992; CEZAIIRLIYAN; BABA; TAYLOR, 1994)
	Método do tubo (<i>Pipe method – PM</i>) REF.: (PEAVY, 1963; FLYNN, 1963; DICKERSON, 1965; MCELROY; MOORE, 1969; VISHNEVSKII; SKRIPAK, 1971)	Método por pulso (<i>Pulse method</i>) REF.: (SIDLES; DANIELSON, 1954; WOISARD, 1961; OUALID, 1961; MALDONADO, 1992)
	Método das 4 sondas (<i>Four-point probe method – 4P</i>) REF.: (IIDA; GUTHRIE, 1988; BAUMARD, 1992; SZELAGOWSKI; TAYLOR, 1998; BRANDT; NEUER, 2003)	Haste de Ångström (<i>Ångström rod method</i>) REF.: (ÅNGSTRÖM, 1862; ÅNGSTRÖM, 1864; SIDLES; DANIELSON, 1954; KOSKY; MAYLOTTE; GALLO, 1999)
	Método de aquecimento direto (<i>Direct heating method, Kohlrausch</i>) REF.: (KOHLRAUSCH, 1900; LONGMIRE, 1957; DRABBLE; GOLDSMID, 1961; PASS, 1961; JENSEN, 1970)	Método de Ångström modificado (<i>Modified Ångström method</i>) REF.: (SIDLES; DANIELSON, 1954; SIDLES; DANIELSON, 1960; ABELES; CODY; BEERS, 1960; SANTOS <i>et al.</i> , 2010)
	Método da caixa quente (<i>Hot-Box method</i>) REF.: (SOLVASON, 1960; MUMAW, 1974; MUMAW, 1980; YUAN; RUSSELL; GOSS, 2002; ASDRUBALI; BALDINELLI, 2011)	Método 3 ω (<i>3 Omega method</i>) REF.: (CAHILL; POHL, 1987; CAHILL; POHL, 1988; DE KONINC, 2008; AL-KHUDARY; CRESSON; LASRI, 2012; DAMES, 2013)

Fototérmicos, fotacústicos e ópticos	Métodos com contato (Contact methods)	Métodos sem contato (Non-contact methods)	Métodos com contato (Contact methods)
	Dispositivo com ponta de fibra aquecida REF.: (PHILLIPS, 1986)	Método fotoacústico (<i>Photoacoustic method</i>) REF.: (HU; WHINNERY, 1973; ROSENCWAIG, 1977; TAM, 1986; ROHDE, 1994; CZICHOS; SAITO; SMITH, 2006)	Dispositivo Mach-Zehnder em fibra óptica com aquecimento elétrico REF.: (WHITE <i>et al.</i> , 1988; DAVIS <i>et al.</i> , 1989; WHITE <i>et al.</i> , 1989; BOBB <i>et al.</i> , 1992)
		Método das lentes térmicas (<i>Thermal Lens – TL</i>) REF.: (GORDON <i>et al.</i> , 1964; LEITE; MOORE; WHINNERY, 1964; GORDON <i>et al.</i> , 1965; WHINNERY, 1974; BIALKOWSKI, 1995)	Dispositivo híbrido LPG-FBG em fibra autoaquecida REF.: (SILVA <i>et al.</i> , 2014; SILVA <i>et al.</i> , 2017 (submitted))
		Inteferometria fototérmica (<i>Photothermal interferometry</i>) REF.: (MCLEAN; SICA; GLASS, 1968; LONGAKER; LITVAK, 1969; GOCH <i>et al.</i> , 1999; BIALKOWSKI, 1995)	
		Deflexão Fototérmica (<i>Photothermal deflection, Mirage method</i>) REF.: (BOCCARA; FOURNIER; BADOZ, 1980; DANTAS; WALTON; SHIBLI, 1998; GHRIB; YACOUBI; SAADALLAH, 2007; SAADALLAH <i>et al.</i> , 2007; BIALKOWSKI, 1995)	
		Radiometria fototérmica (<i>Photothermal radiometry method</i>) REF.: (NORDAL; KANSTAD, 1979; PARK; GRIGOROPOULOS; TAM, 1995; KUSIAK; PRADERE; BATTAGLIA, 2010; KUSIAK <i>et al.</i> , 2013; FLEURENCE <i>et al.</i> , 2015)	
		Termorefletância (<i>Transient thermoreflectance</i>) REF.: (PADDOCK; EESLEY, 1986a; CAHILL, 2004; WILSON <i>et al.</i> , 2012; HUANG <i>et al.</i> , 2011; PARK; GRIGOROPOULOS; TAM, 1995)	
		Deformação de superfície (<i>Surface deflection, Photodisplacement</i>) REF.: (AMERI <i>et al.</i> , 1981; MIRANDA, 1983; JÁUREGUI; MATTHIAS, 1992; PARK; GRIGOROPOULOS; TAM, 1995)	

Fonte: autor.

2.3 MÉTODOS CONVENCIONAIS DE MEDIÇÃO DE CONDUTIVIDADE E DIFUSIVIDADE TÉRMICAS

Os principais métodos convencionais de medição da condutividade ou da difusividade térmicas de materiais são mostrados na Tabela (2.2.2), no entanto, apenas o método transiente de fio quente (HWM) e o método transiente da sonda linear (LPM), são detalhados neste item.

A escolha para as apresentações pormenorizadas do HWM e do LPM se deve ao fato de que os transdutores estudados e desenvolvidos neste trabalho tem sua fundamentação baseada na teoria e no princípio de funcionamento daqueles métodos.

A propósito, esses dois métodos são baseados em princípios teóricos muito semelhantes, assim como há grande semelhança na aplicabilidade de ambos, que são amplamente utilizados na medição da condutividade térmica de uma variedade de materiais, como: isolantes, solos, materiais biológicos, líquidos, rochas cerâmicas, alimentos, em uma extensa faixa de temperatura e diversas condições ambientais (WECHSLER, 1992, p. 161).

Os principais atributos que fazem esses dois métodos convencionais serem bastantes atraentes são: a rapidez na obtenção da medida, a praticidade de seu uso e a capacidade da medição da condutividade térmica de forma absoluta, sob a maioria das condições reais das aplicações (ASSAEL; ANTONIADIS; WAKEHAM, 2010).

Adicionalmente, o LPM possui uma característica bastante relevante, quando comparado com outros métodos, que é a possibilidade da realização da medição do parâmetro térmico no local (*in situ*), como pode ser visto no trabalho de De Vries (DE VRIES, 1952). Essa característica possibilita que o equipamento de medição seja levado ao local onde se encontra a amostra, diferentemente dos outros métodos, nos quais a amostra deve ser deslocada até o equipamento, que geralmente está em laboratório.

2.3.1 Método de fio quente

Durante estudos sobre a capacidade dos gases em conduzir calor, Grove, no final do século 19, apresentou um aparato experimental que mostrava que um filamento de platina, aquecido por meio de uma corrente elétrica, era arrefecido muito abaixo do ponto de incandescência quando este se encontrava imerso em uma atmosfera de gases, em especial o hidrogênio (GROVE, 1845; GROVE, 1848).

Anos mais tarde, em 1861, o Prof. Magnus utilizando um aparato experimental similar ao apresentado por Grove publicou um artigo indicando que o fio de platina era realmente muito menos aquecido quando envolto por hidrogênio do que por qualquer outro gás (MAGNUS, 1861).

O aparato experimental proposto por Tyndall em 1862 (ano da primeira edição do livro), conforme mostrado no desenho ilustrativo da Figura (2.3.1), possibilitou que o autor corroborasse com a verificação de Grove e de Magnus sobre o elevado

poder de resfriamento que o hidrogênio possui. Entretanto, Tyndall, equivocadamente, não atribuiu essa capacidade de transferência do calor ao processo de condução, mas sim à convecção do gás (TYNDALL, 1869, p. 258).

Figura 2.3.1 – Desenho esquemático da célula de medição do aparato experimental baseado no HWM proposto por Tyndall em 1862.

Fonte: adaptado de (TYNDALL, 1869).

Em 1888, o físico alemão Schleiermacher foi o primeiro a apresentar um trabalho no qual, efetivamente, determinava-se a condutividade térmica de gases utilizando um arranjo experimental baseado no conceito de bulbo e fio aquecido. No aparato experimental de Schleiermacher, mostrado no desenho ilustrativo da Figura (2.3.2), o parâmetro térmico era obtido por meio das medições da tensão e corrente elétricas aplicadas ao fio e da temperatura em determinados pontos do arranjo (SCHLEIERMACHER, 1888). Naquele arranjo, a determinação da condutividade térmica era obtida somente após o equilíbrio térmico, não sendo, portanto, considerado um método transiente.

Figura 2.3.2 – Desenho esquemático da célula de medição do aparato experimental baseado no HWM proposto por Schleiermacher em 1888.

Fonte: adaptado de (ASSAEL; ANTONIADIS; WAKEHAM, 2010).

Weber, em 1917, realizou uma análise crítica do aparato de Schleiermacher e apresentou uma versão aprimorada do instrumento, conforme mostrado no desenho ilustrativo da Figura (2.3.3). As modificações propostas possibilitaram a determinação mais precisa da condutividade térmica, uma vez que os erros devidos à convecção que ocorriam naquele aparato foram bastante reduzidos no arranjo do autor (WEBER, 1917a; WEBER, 1917b).

Figura 2.3.3 – Desenho esquemático da célula de medição do aparato experimental baseado no HWM proposto por Weber em 1917.

Fonte: adaptado de Weber (WEBER, 1917a).

Uma proposta de melhoria do aparato de Schleiermacher foi dada por Schneider em 1926, com a diminuição na espessura do fio quente, considerada pelo autor como fonte das divergências nos valores esperados para a condutividade

térmica do ar e do hidrogênio (SCHNEIRDER, 1926).

De fato, o primeiro instrumento transiente baseado no método do fio quente surgiu com a apresentação de um novo método para determinação da condutividade térmica de sólidos e pós (e alguns líquidos) proposto pelos pesquisadores suecos Stålhane e Pyk em 1931. O aparato experimental, mostrado na Figura (2.3.4), era composto por um fio esticado disposto entre duas placas de amostra e foi utilizado para medição em materiais sólidos, similarmente ao método da placa quente guardada apresentado por Poensgen (POENSGEN, 1912) para a determinação da condutividade térmica de materiais isolantes (STÅLHANE; PYK, 1931).

Figura 2.3.4 – Desenho esquemático da célula de medição do aparato experimental baseado no HWM proposto por Stålhane e Pyk em 1931.

Fonte: adaptado de (STÅLHANE; PYK, 1931).

Adicionalmente, os autores propuseram um aparato para medição de pós, cujo formato físico da célula de medição se assemelhava às sondas dos aparatos baseados no método da sonda linear, atualmente existentes. De fato, a solução apresentada pelos autores resultou na criação de um novo método de medição da condutividade térmica, que será adequadamente descrito no subitem sobre o

método da sonda linear neste trabalho.

Os autores, naquele trabalho, investigaram a relação entre o tempo e temperatura, após um pulso de calor gerado pela aplicação de uma corrente elétrica no fio e apresentaram uma expressão empírica para determinação da condutividade térmica (STÅLHANE; PYK, 1931).

Em 1938, Eucken e Englert propuseram um aparato, conforme desenho esquemático mostrado na Figura (2.3.5), para determinação experimental da condutividade térmica de alguns gases e líquidos em baixas temperaturas baseado no HWM absoluto, no qual o valor da temperatura era obtido a partir da medição da resistência elétrica do fio de platina (EUCKEN; ENGLERT, 1938).

Figura 2.3.5 – Desenho esquemático da célula de medição do aparato experimental baseado no HWM proposto por Eucken e Englert em 1938.

Fonte: adaptado de (ASSAEL; ANTONIADIS; WAKEHAM, 2010).

Um aparato para medição de líquidos foi proposto por Weishaupt em 1940, no qual o autor introduziu uma ponte de Wheatstone para a medição da resistência do

fio (WEISHAUPT, 1940). O uso deste tipo de ponte possibilitou a detecção de pequenas variações da resistência, o que torna possível o uso do aparato com baixos gradientes de temperatura, idealmente adequados para condições em que a convecção é facilmente induzida, como em fluidos de baixa viscosidade e alta expansão térmica (TAIT; HILLS, 1964).

Em 1949, os pesquisadores Van der Held e Van Drunen desenvolveram um aparato, conforme desenho esquemático mostrado na Figura (2.3.6), para medição da condutividade térmica para diversos tipos de líquidos, incluindo ácidos fortes, utilizando um fio quente protegido com uma espécie de verniz e um termopar instalado dentro de um capilar de vidro.

Naquele trabalho os autores não analisaram a influência da camada de ar e do capilar de vidro na mudança de temperatura. O tempo de medição dos parâmetros físicos utilizados na determinação da condutividade térmica foi relativamente curto, de modo que eventuais efeitos causados por convecção não foram considerados significativos naquele período de medição.

Além disso, a câmara de ensaio foi colocada dentro de um vaso de Dewar, com o intuito de minimizar ainda mais os efeitos da convecção, além de ganhos ou perdas de calor para o meio externo. Adicionalmente, os pesquisadores provaram a expressão empírica proposta por Stålhane e Pyk, resolvendo a equação de Fourier (VAN DER HELD; VAN DRUNEN, 1949; VAN DER HELD; HARDEBOL; KALSHOVEN, 1953).

Figura 2.3.6 – Desenho esquemático da célula de medição do aparato experimental baseado no HWM proposto por Van der Held e Van Drunen em 1949.

Fonte: adaptado de (VAN DER HELD; VAN DRUNEN, 1949).

O pesquisador Vos publicou em 1956 uma rápida explanação da teoria do HWM, gráficos de auxílio à interpretação do método, além das vantagens e desvantagens em relação ao método similar de estado estacionário (VOS, 1956).

Um instrumento comparativo para medição de condutividade térmica de líquidos e gases baseado no HWM foi proposto por Grassmann e Straumann em 1960. Os pesquisadores utilizaram duas células HWM, conforme mostrado na Figura (2.3.7), sendo uma delas com um fluido de condutividade térmica conhecida e a outra com fluido com o parâmetro térmico desconhecido. Os fios quentes de ambas as células foram ligados em braços opostos de uma ponte tipo Wheatston (GRASSMANN; STRAUMANN, 1960).

Haupin, no mesmo ano, propôs um instrumento baseado no HWM para medição rápida de materiais sólidos isolantes. Naquele aparato uma junção de termopar foi colocada no centro da amostra e possuía duas funções, a de fonte de

calor, pois era aquecida por meio da aplicação de uma corrente alternada, e a de termômetro, na medição da temperatura. A outra junção do termopar, conhecida como junta fria, foi colocada numa garrafa térmica contendo gelo fundente, servindo como referência de temperatura (HAUPIN, 1960).

Figura 2.3.7 – Desenho esquemático do arranjo experimental baseado no HWM proposto por Grassmann e Straumann em 1960.

Fonte: adaptado de (GRASSMANN; STRAUMANN, 1960).

Em 1961, Turnbull apresentou um aparato baseado numa célula HWM de três fios para a medição da condutividade térmica de diversos sais fundidos, como: nitrato de sódio (NaNO_3), nitrato de potássio (KNO_3), cloreto de sódio (NaCl), nitrato de prata (AgNO_3), bissulfato de potássio (KHSO_4), bissulfato de amônio (NH_4HSO_4), tiocianato de potássio (KCNS), cloreto de zinco (ZnCl_2) e hidróxido de sódio (NaOH), nos estados líquido e sólido, conforme mostrado na Figura (2.3.8). O autor utilizou um fio de platina nua e considerou na análise que a corrente elétrica através dos sais poderia ser considerada insignificante nas condições experimentais utilizadas (TURNBULL, 1961a).

Posteriormente, o autor apresentou em outra publicação a teoria do HWM e

os resultados da medição da condutividade térmica de sais puros (TURNBULL, 1961b).

Figura 2.3.8 – Desenho esquemático da célula de medição do aparato experimental baseado no HWM proposto por Turnbull em 1961.

Fonte: adaptado de (ASSAEL; ANTONIADIS; WAKEHAM, 2010).

Mittenbühler, em 1962, apresentou um arranjo experimental baseado no HWM para medição da condutividade térmica de blocos refratários, materiais granulados e pós, que possuía a junta de um termopar soldada no meio do fio quente. A condutividade térmica do material foi determinada pela medição da temperatura no fio em função do tempo decorrido (MITTENBÜHLER, 1962; MITTENBÜHLER, 1964). Esta técnica ficou conhecida como arranjo cruzado ou cruz de medição e serviu de referência para a elaboração das normas alemã DIN 51046-1:1976-08 e europeia EN993-15:1998 (EN993-14:1998, 1998), posteriormente revogadas pela ISO 8894-1 (ISO8894-1:2010, 2010). Esta última norma é destinada à determinação da condutividade térmica de materiais refratários por meio de variantes do método do fio quente, como a do arranjo cruzado e a do termômetro de

resistência.

Horrocks e McLaughlin, em 1963, propuseram um instrumento baseado no HWM de quatro fios para medição da condutividade térmica de líquidos orgânicos, como o benzeno e o tolueno. O arranjo experimental, mostrado na Figura (2.3.9), apresentou uma precisão elevada ($\pm 0,25\%$) e tempo de medição relativamente curto. Os autores apresentaram naquele trabalho uma análise detalhada das correções atribuídas ao diâmetro finito do fio, aos efeitos de um meio limitado e ao comprimento finito do fio, além de um estudo dos efeitos da convecção e da radiação (HORROCKS; MCLAUGHLIN, 1963).

Figura 2.3.9 – Desenho esquemático do arranjo experimental baseado no HWM proposto por Horrocks e McLaughlin em 1963.

Fonte: adaptado de (HORROCKS; MCLAUGHLIN, 1963).

Jaeger e Sass, em 1964, apresentaram um arranjo experimental que utilizava um fio quente e um termopar inseridos diretamente em sulcos de amostras cilíndricas de rochas ou materiais pouco condutores para medição simultânea de condutividade e difusividade térmicas (JAEGER; SASS, 1964).

Em 1967, Nix e outros apresentaram um arranjo baseado no HWM para medição simultânea da condutividade térmica e da difusividade térmica de sólidos amorfos. O arranjo utilizava dois termopares, sendo um deles adjacente ao fio quente destinado a medição da condutividade térmica e o outro instalado a uma determinada distância do fio quente para determinação da difusividade térmica (NIX *et al.*, 1967).

Os pesquisadores Burge e Robinson, em 1968, apresentaram um arranjo baseado no HWM de quatro terminais para medição da condutividade térmica de gases, como hélio (He), neônio (Ne), argônio (Ar) e suas misturas. Os autores utilizaram um tempo de medição (≤ 270 ms) e uma elevação da temperatura (< 10 °C) bastante pequenos, a fim de minimizar efeitos provocados, por exemplo, pela radiação e pela convecção livre (BURGE; ROBINSON, 1968).

Ainda naquele ano, Tauscher apresentou um aparato baseado no HWM para medição de diversos líquidos refrigerantes e publicou os resultados obtidos (TAUSCHER, 1968a; TAUSCHER, 1968b).

Em 1971, Hayashi, Fukui e Uei publicaram um trabalho a respeito de um arranjo baseado no HWM para medição da condutividade térmica de blocos refratários em alta temperatura (até 1.200 °C) (HAYASHI; FUKUI; UEI, 1971).

Haarman, também em 1971, publicou uma contribuição à teoria do HWM com a inclusão da dependência das propriedades dos gases (condutividade térmica e

capacidade de calor volumétrica) com a temperatura (HAARMAN, 1971). O aparato utilizado por Haarman, mostrado no desenho da Figura (2.3.10), possuía um circuito de ponte de Wheatstone automática, para medir a diferença de resistência entre dois fios, e um circuito capaz de medir com precisão o tempo necessário para que a resistência do fio quente (temperatura) atinja valores predeterminados. A inclusão desses circuitos de medição e da automatização que compõe o arranjo experimental resultou num grande avanço da técnica e possibilitou a redução do tempo de ensaio, de modo que, praticamente, eliminou os efeitos decorrentes da convecção e reduziu muito outros erros dependentes do tempo (ASSAEL; ANTONIADIS; WAKEHAM, 2010). Detalhes da teoria e dos circuitos do arranjo experimental utilizado por Haarman podem ser encontrados na tese de doutorado do autor (HAARMAN, 1969).

Figura 2.3.10 – Desenho esquemático da célula de medição do aparato experimental baseado no HWM proposto por Haarman em 1969.

Fonte: adaptado de (HAARMAN, 1969).

Naquele mesmo ano, McLaughlin e Pittman publicaram dois trabalhos sobre uma proposta de padronização dos dados da condutividade térmica do tolueno

utilizando o HWM de quatro fios. Na primeira publicação os autores apresentaram um resumo da teoria e diversas aproximações do modelo, como: propriedades do fluido dependentes da temperatura, diâmetro finito do fio, condutividade finita do fio, efeitos da parede, resistência térmica interfacial, dependência temporal da potência da fonte de calor, efeitos das pontas e distribuição inicial da temperatura do fluido. No segundo trabalho eles mostraram aspectos do aparato, o procedimento experimental e os resultados obtidos (MCLAUGHLIN; PITTMAN, 1971a; MCLAUGHLIN; PITTMAN, 1971b).

Os pesquisadores Davis e outros, ainda no mesmo ano, apresentaram um aparato baseado no HWM, mostrado no desenho da Figura (2.3.11), para medição da condutividade térmica absoluta de fluidos com excelente precisão (até 0,1%). Adicionalmente, o aparato possibilitou a medição da condutividade relativa de soluções salinas com precisão de 1% e precisão total de até 2% (DAVIS *et al.*, 1971).

Figura 2.3.11 – Desenho esquemático da célula de medição do aparato experimental baseado no HWM proposto por Davis e outros em 1971.

Fonte: adaptado de (DAVIS *et al.*, 1971).

Segundo uma publicação de 2010 dos pesquisadores Assael, Antoniadis e Wakeham, a partir de 1971, juntamente com o avanço dos circuitos eletrônicos, a existência de uma teoria mais completa do HWM possibilitou a realização de medições absolutas com menor grau de incerteza, dando-se início então ao desenvolvimento de uma nova série de instrumentos. De acordo com os autores a maioria dos novos instrumentos foi desenvolvida por grupos de cooperação em projetos de pesquisa que se originaram, ou estão coligados, aos seguintes professores (ASSAEL; ANTONIADIS; WAKEHAM, 2010):

- Joseph Kestin (Brown University, USA);
- William Arnot Wakeham (Imperial College and Southampton Univ., UK).

Os grupos que se originaram são os dos seguintes pesquisadores:

- C. A. Nieto de Castro (Lisbon University) and J. M. N. A. Fareleira (Instituto Superior Tecnico, Portugal);
- M. J. Assael (Aristotle University, Greece);
- R. A. Perkins and H. M. Roder (NIST, USA);
- A. Nagashima and Y. Nagasaka (Keio University, Japan).

E mais recentemente:

- J. Wu (Jiaotong University, China);
- E. Vogel (Rostock University, Germany).

Em 1972, Baruël apresentou dois relatórios a respeito do HWM, sendo que um deles tratava da medição da condutividade térmica de líquidos puros e dielétricos e o outro da medição de soluções eletrolíticas. O autor apresentou nos relatórios a teoria e realizou uma investigação de duas possíveis fontes de erros do método: a convecção e o efeito termoelástico, que aparece em certos modelos da célula de medição e que ainda não havia sido mencionado na literatura (BARUËL, 1972a; BARUËL, 1972b).

De Groot, Kestin e Sookiazian apresentaram em 1974 um aparato baseado no HWM para medição da condutividade térmica de gases à pressão entre 1 atm a 400 atm, faixa de temperatura de 20 °C a 800 °C e com elevada precisão (~0,2%). Na Figura (2.3.12), a seguir, é mostrado um desenho ilustrativo da célula de medição proposta pelos autores. Complementarmente, foi apresentado o princípio de funcionamento do método e as principais imperfeições no modelo matemático, bem como as correções para cada uma delas, como as correções devido ao valor finito da capacidade calorífica do fio de platina, as devido ao valor finito do raio do fio, entre outras (DE GROOT; KESTIN; SOOKIAZIAN, 1974).

Os autores utilizaram como fio quente um fio de platina (7 μm) obtido pelo processo Wollaston (MCDONALD; HUNT, 1982), ou seja, o fio foi fabricado com uma cobertura de prata, porém uma vez montado no local a camada de prata foi removida quimicamente e um processo de recozimento foi realizado (ASSAEL; ANTONIADIS; WAKEHAM, 2010).

Figura 2.3.12 – Desenho esquemático da célula de medição do aparato experimental baseado no HWM proposto por De Groot, Kestin e Sookiazian em 1974.

Fonte: adaptado de (DE GROOT; KESTIN; SOOKIAZIAN, 1974).

Anderson e outros, no mesmo ano, apresentaram um trabalho com detalhes do circuito utilizado para garantir a operação automática da ponte de Wheatstone no instrumento projetado para medir a condutividade térmica de gases proposto, anteriormente, por De Groot, Kestin e Sookiazian (ANDERSON *et al.*, 1974).

Ainda em 1974, Eschner, Grosskopf e Jeschke apresentaram uma nova técnica baseada no HWM para medição da condutividade térmica de materiais refratários. Os autores posicionaram o fio quente na região central entre duas amostras com formato retangular e um termopar à determinada distância do centro. A medição do incremento temporal da temperatura, a partir do aquecimento do fio quente, foi feita por meio do termopar (ESCHNER; GROISSKOPF; JESCHKE, 1974).

Warnke e Woelk, também em 1974, apresentaram um arranjo baseado no HWM para medição da condutividade térmica de materiais condutores e não condutores elétricos (WARNKE; WOELK, 1974).

Davis publicou em 1974 um trabalho sobre um aparato baseado no HWM para determinação da condutividade térmica em materiais refratários e anos mais tarde, apresentou estudos com a teoria, detalhes do HWM e do LPM, além de comparações entre os métodos (DAVIS, 1974; DAVIS, 1978; DAVIS, 1992).

Um trabalho contendo a teoria completa e modernizada do método transiente do fio quente para medir a condutividade térmica de fluidos foi apresentado por Healy, De Groot e Kestin em 1976, complementando o trabalho anteriormente publicado pelos pesquisadores do grupo do Prof. Kestin. Adicionalmente, os autores apresentaram as principais correções consideradas no HWM, categorizadas sob o ponto de vista das condições do fio de platina, da circunferência externa da célula e do efeito da dependência das propriedades do fluido com a compressibilidade e com a temperatura. As correções apresentadas foram divididas em nove subproblemas, a saber: dimensões finitas do fio, composição do fio, efeitos Knudsen, radiação, circunferência externa da célula, compressibilidade e convecção natural, dimensões finitas da célula, propriedades variáveis do fluido e aquecimento em um comprimento finito (HEALY; DE GROOT; KESTIN, 1976).

Nieto de Castro e outros propuseram em 1976 um aparato baseado no HWM para medição da condutividade térmica de líquidos não condutores com excelente

precisão ($\pm 0,1\%$). Na Figura (2.3.13) é mostrado um desenho ilustrativo da célula de medição do arranjo proposto pelos pesquisadores (NIETO DE CASTRO *et al.*, 1976).

Figura 2.3.13 – Desenho esquemático da célula de medição do aparato experimental baseado no HWM proposto por Nieto de Castro em 1976.

Fonte: adaptado de (NIETO DE CASTRO *et al.*, 1976).

Pode-se identificar a semelhança na montagem das células de medição dos aparatos propostos por De Groot, Kestin e Sookiazian em 1974 e por Nieto de Castro e outros em 1976, representadas nas Figuras (2.3.12) e (2.3.13), respectivamente. Estas montagens foram logo substituídas, pois os pesquisadores perceberam que os fios Wollaston fixados diretamente nas extremidades se expandiam quando o fio era aquecido e que o deslocamento lateral gerado pela deformação era suficiente para adicionar uma pequena contribuição convectiva na transferência de calor (ASSAEL; ANTONIADIS; WAKEHAM, 2010).

Sandberg, Andersson e Bäckström, em 1977, utilizaram um arranjo HWM

para medir a difusividade térmica e a capacidade de calor específico do meio, além da habitual condutividade térmica. A condutividade térmica foi obtida da assíntota na curva característica da temperatura pelo logaritmo do tempo. Já a determinação dos outros parâmetros térmicos depende, dentre outros parâmetros, da medição da temperatura inicial, que aparentemente seria algo fácil de medir, mas que na prática tem complicações. Por exemplo, se o arranjo utilizar um termopar para a medição da temperatura pode-se questionar se a presença do componente altera ou não o campo de temperatura no ponto de interesse. No caso do sensor de temperatura ser o próprio fio quente, a determinação da temperatura só ocorrerá após a injeção de uma corrente no fio, que pode afetar a condição da temperatura inicial. Assim, a corrente injetada deve ser pequena o suficiente para não alterar significativamente a temperatura da amostra ou pode-se obter a temperatura por meio da análise da parte inicial (não assintótica) da curva característica após o pulso de corrente para aquecimento do fio quente, como os autores propuseram (SANDBERG; ANDERSSON; BÄCKSTRÖM, 1977).

Complementarmente ao trabalho de Anderson e outros, os professores Kestin e Wakeham apresentaram em 1978 uma contribuição adicional à teoria do HWM, com a publicação da análise minuciosa das equações do circuito da ponte de Wheatstone automática empregada na medição da condutividade térmica do arranjo originalmente proposto por De Groot, Kestin e Sookiazian (KESTIN; WAKEHAM, 1978). Naquele mesmo ano, De Groot, Sookiazian e os professores Kestin e Wakeham publicaram os resultados daquele instrumento utilizado para a medição da

condutividade térmica de quatro gases monoatômicos: He, Ne, Ar e Kr (DE GROOT *et al.*, 1978).

Em 1979, Morrow apresentou um aparato baseado no HWM com o conceito da determinação da temperatura por meio da medição da variação da resistência do fio quente devido ao aquecimento. O autor utilizou uma ponte de Kelvin para medição de resistência do fio (MORROW, 1979). A técnica de Morrow, conhecida como técnica de resistência do fio quente ou técnica do termômetro da resistência de platina serviu de referência para a elaboração da norma destinada à determinação da condutividade térmica de materiais refratários da Sociedade Americana de Testes e Materiais (ASTM) (ASTM-C1113/C1113M-09(2013), 2013), além de ser uma das variantes do método do fio quente disponível na norma ISO8894-1, citada anteriormente.

Dietz, De Groot e Franck, também em 1979, realizaram uma modificação num aparato baseado no HWM, aquecendo o fio quente com a passagem de corrente alternada (I_{AC}), ao invés da habitual corrente contínua (I_{DC}), a fim de evitar efeitos de polarização do fio (DIETZ; DE GROOT; FRANCK, 1979).

Ainda em 1979, Khalifa, Kestin e Wakeham publicaram um trabalho com a teoria HWM para medição da condutividade térmica de misturas gasosas, além de alguns resultados utilizando o instrumento desenvolvido pelos grupos dos professores Kestin e Wakeham (KHALIFA; KESTIN; WAKEHAM, 1979).

Em 1980, os pesquisadores De Boer e outros apresentaram uma melhoria no arranjo proposto por Eschner, Grosskopf e Jeschke em 1974, que possibilitou a ampliação da faixa de medição da condutividade térmicas dessa técnica para valores de até 25 W/m.K (DE BOER *et al.*, 1980). Posteriormente, o arranjo serviu de referência para as normas ISO8894-2 e EN993-15 (ISO8894-2:2007, 2007; EN993-15:2005, 2005), destinadas à determinação da condutividade térmica de materiais refratários por meio da técnica do fio quente paralelo.

Os pesquisadores Clifford, Kestin e Wakeham, também em 1980, deram uma contribuição adicional à teoria do HWM com a publicação de um trabalho com as correções devido à mudança da resistência por unidade de comprimento dos dois fios quentes produzidos pela expansão térmica decorrentes do aquecimento (CLIFFORD; KESTIN; WAKEHAM, 1980).

Ainda naquele ano, Kestin e pesquisadores do mesmo grupo propuseram melhorias na célula de medição do aparato experimental baseado no HWM proposto por De Groot, Kestin e Sookiazian em 1974, como a troca do fio Wollaston por um fio de platina (10 μ m) e a adição de uma mola de ouro em uma das extremidades do fio de platina, de modo a mantê-lo sempre esticado, conforme mostrado na Figura (2.3.14).

Adicionalmente, os autores publicaram os resultados do aparato na medição da condutividade térmica de alguns gases nobres com erro máximo de 0,25%, considerados bastante satisfatórios (KESTIN *et al.*, 1980).

Figura 2.3.14 – Desenho esquemático da célula de medição do aparato experimental baseado no HWM proposto por Kestin e outros em 1980.

Fonte: adaptado de (KESTIN *et al.*, 1980).

Menashe e Wakeham, em 1981, também propuseram melhorias na célula de medição do grupo de Kestin, com a inclusão de uma célula adicional para compensação dos efeitos de pontas do fio de platina. O arranjo para medição da condutividade térmica de líquidos de até 500 MPa era composto por duas células, uma de medição e outra de compensação, conforme mostrado na Figura (2.3.15). O fio mais longo da célula de medição e o mais curto da célula de compensação foram ligados em braços distintos da ponte de Wheatstone.

Adicionalmente, os autores substituíram a mola na extremidade do fio de platina por um peso de 50 mg, a fim de garantir que o fio permanecesse esticado durante os ensaios (MENASHE; WAKEHAM, 1981).

Figura 2.3.15 – Desenho esquemático das células de medição e de compensação do aparato experimental baseado no HWM proposto por Menashe e Wakeham em 1981.

Fonte: adaptado de (MENASHE; WAKEHAM, 1981).

Em 1981, Nagasaka e Nagashima apresentaram um aparato baseado no HWM relativamente preciso ($\pm 0,5\%$) para medição da condutividade térmica padrão de hidrocarbonetos líquidos, como o tolueno e n-heptano, conforme mostrado na Figura (2.3.16) (NAGASAKA; NAGASHIMA, 1981a). No mesmo ano, os autores utilizaram o arranjo para medição simultânea da condutividade e difusividade térmicas de líquidos. Os testes foram realizados com o tolueno e a precisão da medição da condutividade térmica foi estimada em $\pm 0,5\%$, enquanto que na da medição da difusividade térmica foi de $\pm 5\%$ (NAGASAKA; NAGASHIMA, 1981b).

Os autores propuseram ainda uma modificação na célula de medição, a fim de possibilitar a medição da condutividade térmica de líquidos condutores de eletricidade, no caso, uma solução aquosa de cloreto de sódio (NaCl) em uma faixa

de temperatura de 0 °C a 45 °C. Para isso, os pesquisadores cobriram o fio quente com uma fina camada de poliéster isolando-o do fluido. Um estudo detalhado sobre os efeitos que a camada isolante induz na temperatura do fio metálico foi apresentado (NAGASAKA; NAGASHIMA, 1981c). Anos mais tarde, Kawaguchi, juntamente com aqueles autores, publicaram um artigo apresentando a célula montada em um aparato totalmente automatizado para medição da condutividade térmica de líquidos com exatidão entre $\pm 1,0\%$ a $\pm 1,5\%$. A aquisição de dados e o controle da instrumentação foram feitos por meio de um microcomputador (KAWAGUCHI; NAGASAKA; NAGASHIMA, 1985).

Figura 2.3.16. – Desenho esquemático da célula de medição do aparato experimental baseado no HWM proposto por Nagasaka e Nagashima em 1981.

Fonte: adaptado de (NAGASAKA; NAGASHIMA, 1981a).

O Prof. Kestin publicou em 1981 um trabalho descrevendo a experiência adquirida com as pesquisas sobre viscosidade e condutividade térmica de materiais. O artigo começa uma discussão geral dos princípios que devem reger o investigador

que deseja realizar uma medição com precisão e exatidão. O autor utilizou um aparato baseado no HWM para medição da condutividade térmica de líquidos e apresentou o princípio de funcionamento e a potencialidade do método (KESTIN, 1981).

Um novo aparato baseado no HWM para medição da condutividade térmica de fluidos foi descrito por Roder, também em 1981. O arranjo de Roder, assim como o de Menashe e Wakeham, é composto por duas células, uma de medição e outra de compensação. A medição da temperatura foi feita por meio de finos fios de platina e um circuito de ponte de Wheatstone para leitura da resistência dos fios, e consequentemente, das temperaturas. O aparato de medição possibilitou o uso com fluidos em pressões de 0 MPa a 70 MPa e temperaturas de 70 K a 320 K, com precisão entre 0,5% a 0,8% (RODER, 1981).

Haran e Wakeham, em 1982, realizaram melhorias nas células do aparato proposto por Menashe e Wakeham em 1981, de modo que foi possível a medição da condutividade térmica de gases em uma faixa de temperatura entre 77 K e 520 K. Os pesquisadores adicionaram uma mola na extremidade superior do fio de platina e mantiveram o peso na parte inferior. Adicionalmente, eles realizaram mudanças no projeto para facilitar a manipulação do fio de platina, de modo a preservar as características originais de qualidade do condutor (HARAN; WAKEHAM, 1982).

Os pesquisadores Alloush, Gosney e Wakeham, também em 1982, apresentaram um aparato para medição a condutividade térmica de líquidos

condutores elétricos a temperaturas de 20 °C a 80 °C e pressão atmosférica. Eles substituíram o fio de platina por um fio de tântalo (25 µm), o qual foi coberto com uma fina camada isolante elétrica de pentóxido de tântalo (Ta_2O_5) crescido por processo de oxidação anódica (ALLOUSH; GOSNEY; WAKEHAM, 1982).

Em 1985, Glatzmaier e Ramirez apresentaram um aparato para medição simultânea da condutividade e da difusividade térmicas de materiais não consolidados a temperaturas de 20 °C a 200 °C e pressão atmosférica. Testes com glicerina indicaram exatidão e precisão de 1% e 0,4% para a condutividade e de 6% e 4,5% para a difusividade, respectivamente (GLATZMAIER; RAMIREZ, 1985).

Ainda em 1985, Knibbe desenvolveu um aparato baseado no HWM bastante rápido e preciso para medição simultânea da condutividade e difusividade térmicas de líquidos a temperaturas de 0 °C a 200 °C e pressões entre 0 MPa e 16 MPa. Mesmo não aplicando a compensação dos efeitos de ponta, como realizado por autores citados anteriormente, o aparato apresentou uma exatidão de 0,4% para a condutividade térmica do tolueno e para a difusividade térmica o valor fica em torno de 1% nas condições ambientais e aumentada para 1,5% nas condições mais extremas (KNIBBE, 1985; KNIBBE; RAAL, 1987; KNIBBE, 1987). O autor publicou ainda um artigo com uma análise detalhada dos erros provocados pelos efeitos de ponta (condutivo e convectivo) na determinação da condutividade térmica e concluiu que em arranjos com tempo de medição curto, os erros podem ser negligenciados, de modo que nem sempre é necessário corrigi-los (KNIBBE, 1986).

Wakeham e Zalaf, nos anos de 1986 e 1987, realizaram melhorias no aparato HWM de Alloush, Gosney e Wakeham de 1982 e o utilizaram para a medição da condutividade térmica de líquidos eletricamente condutores em pressões até 700 MPa. Os autores também aprimoraram o circuito da ponte de Wheatstone de medição automática da temperatura e conseguiram que o instrumento atingisse uma precisão de $\pm 0,3\%$ (WAKEHAM; ZALAF, 1986; WAKEHAM; ZALAF, 1987). No desenho ilustrativo mostrado na Figura (2.3.17) pode-se visualizar a célula de medição do aparato dos autores.

Ainda em 1986, pesquisadores do grupo do Prof. Wakeham, como Nieto de Castro e outros publicaram um artigo com dados de referência padrão para a condutividade térmica dos líquidos, como água, tolueno e n-heptano, obtidos com o HWM (NIETO DE CASTRO *et al.*, 1986) e Maitland e outros utilizaram o arranjo para medição da condutividade térmica de gases em altas temperaturas (MAITLAND *et al.*, 1986).

Os brasileiros Santos e Cintra Filho foram, provavelmente, os pioneiros na pesquisa do HWM paralelo para medição da condutividade térmica de materiais cerâmicos no Brasil (SANTOS; CINTRA FILHO, 1986; SANTOS, 1988). Posteriormente, os pesquisadores publicaram um artigo com uma análise numérica das dimensões da amostra na medição da condutividade térmica de materiais cerâmicos utilizando o HWM paralelo (CINTRA JR.; SANTOS, 2000).

Figura 2.3.17 – Desenho esquemático das células de medição e de compensação do aparato experimental baseado no HWM proposto por Wakeham e Zalaf em 1986/1987.

Fonte: adaptado de (WAKEHAM; ZALAF, 1986; WAKEHAM; ZALAF, 1987).

Em 1987, Venart, Prasad e Wang publicaram um artigo como uma análise detalhada dos erros provocados pelo efeito Knudsen nas medições da condutividade térmica e da difusividade térmica de fluidos utilizando o HWM (VENART; PRASAD; WANG, 1987).

Charitidou e outros pesquisadores do grupo do Prof. Wakeham publicaram em 1987 um sistema computadorizado utilizando uma célula baseada no HWM que utilizava um fio de platina como fonte de calor e um peso também de platina para manutenção do fio esticado durante o processo de medição para a medição da condutividade térmica de líquidos. Os autores confirmaram a precisão do arranjo experimental ($<0,5\%$), demonstrada anteriormente (CHARITIDOU *et al.*, 1987).

Em 1988, Johns e outros pesquisadores publicaram um artigo onde apresentaram a construção e operação de um aparato HWM para medir a

condutividade térmica de gases e misturas de gases às temperaturas de 300 K a 470 K e pressões de 1 MPa a 25 MPa. Os autores obtiveram uma precisão de 0,1% e uma precisão absoluta de 0,5% para o aparato descrito. Adicionalmente, os autores discutiram em detalhes as fontes de erro e as consequências tanto das limitações às condições experimentais como das correções a serem aplicadas (JOHNS *et al.*, 1988). Pode-se visualizar no desenho da Figura (2.3.18) a célula de medição e o vaso de pressão do aparato proposto pelos autores.

Figura 2.3.18 – Desenho esquemático das células de medição e de compensação do aparato experimental baseado no HWM proposto por Johns e outros em 1988.

Fonte: adaptado de (JOHNS *et al.*, 1988).

Nieto de Castro e outros pesquisadores liderados pelo Prof. Wakeham publicaram em 1988 um artigo com uma reavaliação do HWM no contexto especial para a medição da difusividade térmica, diferentemente do habitual uso para medição da condutividade térmica. Os autores realizaram uma análise cuidadosa da equação de trabalho, assim como dos erros inerentes, de modo a identificar as principais fontes de imprecisão do método na determinação daquele parâmetro

térmico. Eles informaram que em reivindicações anteriores a melhor precisão alcançada nas medições da difusividade térmica foi da ordem de $\pm 3\%$, enquanto a exatidão foi inevitavelmente pior (NIETO DE CASTRO *et al.*, 1988).

Ainda em 1988, Håkansson, Andersson e Bäckström apresentaram um novo e simplificado arranjo baseado no HWM para medição de propriedades térmicas, como a condutividade e a capacidade de calor volumétrica de materiais utilizando vários valores de corrente de alimentação do fio quente e análise dos dados na região não assintótica da curva característica da temperatura pelo logaritmo do tempo. A precisão obtida para materiais como o glicerol à temperatura ambiente e pressão atmosférica e para o cloreto de cézio (CsCl) e o cloreto de sódio (NaCl) à temperatura ambiente e pressões até 2 GPa foi de 1% a 2% para a condutividade e de 3% a 5% para capacidade de calor volumétrica. Os autores melhoraram o procedimento de medição clássico de modo que possibilitou a detecção dos erros sistemáticos causados pela reflexão do pulso de calor nas paredes da célula de alta pressão, o que afeta principalmente a precisão da medição da capacidade de calor volumétrica (HÅKANSSON; ANDERSSON; BÄCKSTRÖM, 1988).

Em 1989, Richard e Shankland apresentaram um arranjo baseado no HWM para medição da condutividade térmica de gases e líquidos. O aparato era composto por duas células, sendo uma de medição e a outra de compensação. Para a medição da temperatura os autores utilizaram um voltímetro digital de precisão que media a diferença de potencial causada pelo desbalanceamento entre a resistência

elétrica dos fios ligados em braços de uma ponte de Wheatstone. Com a utilização do voltímetro digital os autores conseguiram uma precisão na leitura da temperatura de $\pm 0,03$ mK, valor consideravelmente melhor do que a precisão de $\pm 0,3$ mK, até então reportada (RICHARD; SHANKLAND, 1989).

Roder e Perkins apresentaram em 1989 um artigo mostrando a influência da pressão do fluido na resistência elétrica do fio quente e recomendaram que para garantir uma melhor exatidão da medição o fio quente deve ser calibrado no local e na condição de pressão de ensaio (RODER; PERKINS, 1989).

Assael e outros, em 1991, publicaram um capítulo de livro a respeito de métodos transientes para medição da condutividade térmica, com destaque para o HWM. No texto é apresentado o modelo ideal do método, bem como são discutidas as correções daquele modelo. Além disso, os autores mostram um breve histórico e os principais arranjos experimentais que surgiram ao longo do desenvolvimento do método (ASSAEL *et al.*, 1991).

Ainda naquele ano Perkins, Roder e Nieto de Castro apresentaram um novo aparato LPM para medição simultânea da condutividade e difusividade térmicas de fluidos (líquidos e gases) em uma faixa de temperatura de 220 K a 775 K e pressão de até 70 MPa. O arranjo apresentou precisão de $\pm 0,3\%$ e exatidão de $\pm 1\%$ para a condutividade térmica e de $\pm 5\%$ para a difusividade térmica do tolueno (PERKINS; RODER; NIETO DE CASTRO, 1991).

No ano seguinte, Assael e outros apresentaram um estudo sobre o efeito do trabalho de compressão na medição da condutividade térmica realizada por meio do método (ASSAEL *et al.*, 1992).

Liang, em 1995, apresenta um estudo sobre os erros induzidos pelas condições de contorno consideradas na determinação da condutividade térmica por meio do HWM. Uma análise da influência das dimensões e de relações dessas grandezas com a capacidade calorífica da amostra e da sonda sobre a precisão da medição da condutividade térmica é apresentada pelo autor (LIANG, 1995).

Um aparato baseado no HWM para medição da condutividade térmica de líquidos condutores de eletricidade foi proposto em 1995 por Bleazard e Teja. Os autores utilizaram um capilar de vidro preenchido com mercúrio líquido como o fio quente e um termopar protegido por um tubo estreito de vidro como o sensor de temperatura (BLEAZARD; TEJA, 1995).

Em 1996, Vozár propôs um arranjo baseado no HWM controlado por computador para medição da condutividade térmica de sólidos, pós e materiais granulares a altas temperaturas e demonstrou que o instrumento operava de acordo com o modelo teórico descrito (VOZÁR, 1996).

Watanabe, também em 1996, desenvolveu um aparato HWM, conforme mostrado no desenho da Figura (2.3.19), a seguir, para medição simultânea da condutividade térmica e da difusividade térmica de líquidos com precisão entre 0,4%

e 0,5% para o primeiro parâmetro e de 4% para o segundo. O autor ainda investigou o conceito de refletividade de uma onda térmica na parede do recipiente (WATANABE, 1996).

Figura 2.3.19 – Desenho esquemático da célula de medição do aparato experimental baseado no HWM proposto por Watanabe em 1996.

Fonte: adaptado de (WATANABE, 1996).

Naquele mesmo ano, Grazzini, Balocco e Lucia apresentaram um trabalho com uma solução analítica de um modelo matemático de um arranjo baseado no HWM paralelo que leva em consideração o raio da sonda e a resistência térmica de contato entre o material e a sonda. Com base nos dados experimentais adquiridos os autores compararam o modelo deles com o modelo clássico do fio quente proposto por Blackwell em 1954 (GRAZZINI; BALOCCO; LUCIA, 1996).

Banaszkiewicz e outros pesquisadores, em 1997, apresentaram um novo algoritmo para determinação da condutividade térmica e da difusividade térmica de vários materiais sólidos utilizando o HWM. O algoritmo faz uso de uma fórmula exata para a determinação das variações de temperatura e de análise dos dados obtidos

na parte inicial (não assintótica) da curva característica, em vez da forma simples e assintótica que normalmente é empregada. A forma de obtenção dos parâmetros físicos é similar à do método utilizado por Håkansson, Andersson e Bäckström em 1988, entretanto, o método de tratamento dos dados apresentado é bastante diferente (BANASZKIEWICZ *et al.*, 1997).

Um sistema para medição da temperatura e de propriedades térmicas foi integrado ao pacote de ciência da superfície (SSP) da nave espacial da missão Cassini/Huygens lançada em outubro de 1997 para exploração da lua Titã de Saturno. O sistema era composto por dois conjuntos (redundantes) com duas células baseadas no HWM, sendo uma delas destinada à medição das propriedades térmicas de líquidos e a outra de gases da atmosfera (ZARNECKI *et al.*, 1997; RUSSELL, 2003). Posteriormente, pesquisadores do grupo publicaram resultados das medições (HATHI *et al.*, 2008), bem como aprendizados da missão e concluíram que as medidas foram satisfatórias e que poderiam ter ponderado adequadamente a alocação de recursos do SSP, por exemplo, retirando a redundância do sistema de medição de propriedades térmicas, uma vez que as quatro células estavam operacionais (LEESE *et al.*, 2012).

A utilização de arranjo baseado no HWM na área aeroespacial consolida ainda mais o método como sistema de medição de propriedades térmicas ideal para aplicações em campo. As células instaladas no SSP apresentaram características, como confiabilidade, robustez, precisão e rapidez na medição dos parâmetros

térmicos corroborando com o que já havia sido constatado anteriormente em outras áreas de aplicação.

Em 1998, Assael e outros pesquisadores do grupo do Prof. Wakeham publicaram um artigo com uma abordagem numérica utilizando o método de elementos finitos (FEM) para resolver o conjunto de equações de conservação de energia que descreve o aparelho transiente de fio quente. No método analítico, que geralmente é utilizado para determinar a condutividade térmica, o modelo do HWM é idealizado e um conjunto de correções analíticas aproximadas é utilizado para corrigir desvios. Para que esta solução seja válida, restrições são impostas às condições experimentais e à construção do aparelho, resultando na incapacidade de medir a condutividade térmica de fluidos com elevada difusividade térmica. Já no método numérico as aproximações não estão envolvidas e eliminam todas as restrições acima mencionadas, proporcionando um tratamento muito mais geral dos processos de transferência de calor que participam do experimento real (ASSAEL *et al.*, 1998).

Em 1999, Lee e outros utilizaram um arranjo HWM para medição da condutividade térmica de líquidos contendo nanopartículas de óxido de alumínio (Al_2O_3). A adição de nanopartículas ao líquido aumenta substancialmente a condutividade térmica quando comparado ao mesmo fluido sem as nanopartículas. Os autores realizaram comparações entre a condutividade térmica medida dos nanofluidos e os valores determinados por meio de um modelo desenvolvido por

Hamilton e Crosser (HAMILTON; CROSSER, 1962) para estimar a condutividade térmica de fluidos heterogêneos com dois componentes. Os valores obtidos para Al_2O_3 foi consoante com o modelo de Hamilton e Crosser, entretanto, quando se utilizou óxido de cobre (CuO), o modelo se mostrou inadequado (LEE *et al.*, 1999).

Os professores Kubičár e Boháč e outros pesquisadores publicaram um artigo apresentando uma revisão e um comparativo técnico de pelo menos seis técnicas transientes de obtenção de propriedades térmicas de materiais, dentre elas a técnica do fio quente, a da fita quente e a do disco quente (KUBIČÁR; BOHÁČ, 1999; KUBIČÁR; BOHÁČ, 2000b; KUBIČÁR *et al.*, 2003; BOHÁČ, 2017).

Jawad, Dix e Wakeham, em 1999, realizaram melhorias no aparato baseado no HWM desenvolvido anteriormente por Alloush, Gosney e Wakeham em 1982 e o utilizaram para medição da condutividade térmica de gases refrigerantes. Assim como no arranjo anterior um fio de tântalo com uma fina camada de óxido foi instalado no centro da célula de medição, porém, os suportes de platina do aparato anterior foram substituídos por suportes de tântalo no novo instrumento. Com a utilização do mesmo tipo de material tanto no fio quanto nos suportes conseguiu-se garantir a mesma expansão térmica transitória no conjunto, evitando com isso a introdução de oscilações elétricas ou térmicas (JAWAD; DIX; WAKEHAM, 1999). No ano seguinte, Ramires e outros pesquisadores do grupo do Prof. Wakeham publicaram um artigo com dados de referência padrão para a condutividade térmica do tolueno em uma ampla faixa de temperaturas, obtidos com o aparato HWM

(RAMIRES *et al.*, 2000).

Ainda em 2000, Shariaty-Niassar, Hozawa, Tsukada desenvolveram um arranjo baseado no HWM para medição da condutividade térmica de alimentos sob condições de aquecimento e pressurização (SHARIATY-NIASSAR; HOZAWA; TSUKADA, 2000) e Zhang e Fujii utilizaram um arranjo HWM de fio curto transiente para medição simultânea da condutividade e difusividade térmicas de sais fundidos (NaNO_3 , $\text{Li}_2\text{CO}_3/\text{K}_2\text{CO}_3$ e $\text{Li}_2\text{CO}_3/\text{Na}_2\text{CO}_3$), que são altamente corrosivos (ZHANG; FUJII, 2000) e um arranjo HWM de fio curto de estado estacionário para medição das condutividades térmica e elétrica de fibras de carbono com diferentes condições de fabricação (ZHANG; FUJIWARA; FUJII, 2000).

Em 2002, Assael e outros apresentaram uma nova aplicação de um arranjo HWM para medição da condutividade térmica de sólidos. Os autores colocaram um fio quente longo em série com um fio quente curto entre duas placas de amostra e uma pasta de silicone entre as placas cerâmicas. A adição da pasta possibilitou a determinação das propriedades da pasta e da amostra num tempo muito curto e com relativa precisão para a condutividade térmica ($\pm 1\%$) e para a capacidade calorífica por unidade de volume ($\pm 3\%$) (ASSAEL *et al.*, 2002).

Um estudo bastante detalhado do HWM para medição simultânea da condutividade térmica e da difusividade térmica foi apresentado por Watanabe em 2002. Foram reavaliadas, dentre outras, as correções devido às propriedades térmicas do material do fio, que podem ser significativas para medições de

substâncias com baixa densidade ou quando um sensor de fio quente mais espesso é utilizado. Adicionalmente, o autor discutiu a questão da radiação (fótons) emitida ou absorvida no meio (WATANABE, 2002).

Hammerschmidt, em 2003, desenvolveu dois arranjos para medição da condutividade térmica de materiais baseados nos métodos HWM e no método transiente de fita quente (THS). Os aparatos operavam de forma quase estática combinando as vantagens características de técnicas transientes com as de estado estacionário, porém evitavam as desvantagens de ambas (HAMMERSCHMIDT, 2003).

Ainda em 2003, André e outros apresentaram um aparato HWM que utilizava dois termopares dispostos ao longo do fio quente para medição da temperatura e uma solução analítica baseada em técnicas de solução de problemas inversos, utilizando um conceito de quadripolos para determinação dos parâmetros térmicos (ANDRÉ *et al.*, 2003).

Em 2004, Assael e outros construíram um arranjo baseado no HWM específico para medição da condutividade térmica de uma suspensão de nanotubos de carbono em água. Segundo os autores houve um aumento de 38% no valor da condutividade térmica do fluido, quando comparado ao líquido sem a adição dos nanotubos (ASSAEL *et al.*, 2004). Posteriormente, Assael e outros pesquisadores apresentaram um artigo com um estudo teórico da condutividade térmica de nanofluidos, bem como mostraram alguns resultados experimentais realizados com

um arranjo baseado no HWM desenvolvido anteriormente (ASSAEL *et al.*, 2006).

Bilek, Atkinson e Wakeham apresentaram em 2005 um artigo propondo o uso do método de elementos finitos em um modelo em duas dimensões (2D) para o HWM, o que possibilitou a avaliação do método em condições diferentes das usuais, como nos casos de materiais com condutividades térmicas maiores ou submetidos a temperaturas mais altas. Os autores compararam os resultados simulados com os resultados experimentais e concluíram que o FEM é uma ferramenta bastante útil e precisa na determinação da condutividade térmica (BILEK; ATKINSON; WAKEHAM, 2005).

No ano seguinte, Peralta-Martinez e outros pesquisadores do grupo do Prof. Wakeham propuseram um novo instrumento baseado no HWM para medição da condutividade térmica de metais fundidos, conforme mostrado no desenho da Figura (2.3.20), a seguir. Adicionalmente, os autores validaram o modelo FEM, anteriormente apresentado, com os resultados experimentais obtidos (PERALTA-MARTINEZ *et al.*, 2006a; PERALTA-MARTINEZ *et al.*, 2006b).

Ainda em 2006, Coquard, Baillis e Quenard apresentaram um estudo teórico detalhado e resultados experimentais de um arranjo HWM aplicado a isolantes térmicos de baixa densidade, como espumas de poliestireno expandido (EPS). O arranjo HWM desenvolvido pelos autores apresentou um resultado na determinação da condutividade térmica bastante similar ao obtido por meio do método das placas quentes protegidas (COQUARD; BAILLIS; QUENARD, 2006).

Figura 2.3.20 – Desenho esquemático da célula de medição do aparato experimental baseado no HWM proposto por Peralta-Martinez e outros em 2006.

Fonte: adaptado de (PERALTA-MARTINEZ *et al.*, 2006a).

Os pesquisadores Bilek, Atkinson e Wakeham publicaram artigos em 2006 e 2007 onde apresentaram melhorias no arranjo experimental HWM para medição da condutividade térmica de metais fundidos e no modelo FEM, citados anteriormente (BILEK; ATKINSON; WAKEHAM, 2006; BILEK; ATKINSON; WAKEHAM, 2007).

Um dispositivo microusinado em lâmina de silício foi desenvolvido em 2006 por Kuntner, Kohl e Jakoby. O dispositivo proposto era composto por um aquecedor central de cromo depositado, dois termistores construídos na superfície dispostos simetricamente ao aquecedor central e outros dois termistores construídos internamente ao substrato. Embora a construção física do arranjo fosse semelhante ao HWM o processo de medição para determinar os parâmetros térmicos de interesse era bastante diferente, uma vez que os autores não utilizaram o método de medição de resposta transitória, comum ao HWM, mas sim um método de excitação

harmônica, conhecido como o método 3ω (KUNTNER; KOHL; JAKOBY, 2006).

Xie e outros, em 2006, propuseram uma técnica transiente de fio quente curto (SHWT) para medição da condutividade e difusividade térmicas de vários materiais (líquidos, gases e pós). Um fio curto com (ou sem) isolamento foi utilizado como aquecedor e como termômetro de resistência. O arranjo apresentou uma exatidão para a condutividade e difusividade térmicas do ar utilizado como amostra de 2% e 7%, respectivamente (XIE *et al.*, 2006).

Fukuyama e outros propuseram, também em 2006, um arranjo HWM para medição da condutividade térmica de mercúrio e gálio líquidos utilizando um fio quente de molibdênio coberto com uma camada isolante de alumina. Além disso, os autores submeteram a célula de medição e amostra a um campo magnético estático, a fim suprimir os efeitos da convecção natural por meio da ação das forças de Lorentz agindo sobre o metal líquido. No desenho da Figura (2.3.21), a seguir, é mostrado um desenho ilustrativo da célula de medição do arranjo (FUKUYAMA *et al.*, 2006).

O Prof. Wakeham e outros pesquisadores apresentaram em 2007 um artigo com um resumo histórico de alguns métodos de medição de propriedades térmicas, incluindo os HWM, e dos esforços realizados para o aprimoramento da exatidão dos arranjos em função da aplicação dos mesmos (WAKEHAM *et al.*, 2007).

Figura 2.3.21 – Desenho esquemático da célula de medição do aparato experimental baseado no HWM proposto por Fukuyama e outros em 2006.

Fonte: adaptado de (FUKUYAMA *et al.*, 2006).

Yi e outros, também em 2007, desenvolveram uma microsonda baseada no HWM para medição da condutividade térmica em aplicações biomédicas. A microsonda era composta por um aquecedor central formado por dois elementos em filme fino resistivo e dois sensores de temperatura do tipo termorresistência (RTD) externos construídos em um único substrato de vidro por técnica de microusinagem. Posteriormente, os autores apresentaram os resultados de simulações 2D do sensor (YI *et al.*, 2007; YI *et al.*, 2009).

Sassi e outros, em 2007 apresentaram um modelo transiente de condução de calor radial para o HWM em um meio infinitamente grande utilizando um pulso e um degrau (Heaviside) como fonte de calor. A solução geral instantânea desses modos da fonte de calor foi obtida utilizando funções de Green e calculada utilizando um método híbrido. Os autores apresentaram as ferramentas matemáticas para definir

rotinas numéricas para a estimação dos parâmetros térmicos, além de um segundo modelo utilizando três sensores de temperatura para estimar a difusividade térmica. O artigo foi republicado posteriormente em uma revista técnica (SASSI *et al.*, 2009).

Em 2008, Garnier e outros apresentaram um arranjo experimental baseado no HWM de fio curto para medição da condutividade térmica de pequenos volumes de amostras ($<2\text{ cm}^3$) de líquidos condutores de eletricidade e altamente corrosivos, como ácido nítrico e misturas nítricas (GARNIER *et al.*, 2008; KADJO *et al.*, 2008). De fato, os pesquisadores do grupo, Thévenot e Saillard, já haviam patenteado o arranjo como se pode ver na literatura (THÉVENOT; SAILLARD, 2006).

Ainda em 2008, Tian e outros publicaram um artigo com o desenvolvimento de uma célula HWM para medição da condutividade térmica de fluidos condutores e não condutores de eletricidade. Adicionalmente, os autores mostraram detalhes do processo de anodização do fio quente de tântalo para a formação da nanocamada de óxido isolante, necessária para a medição de líquidos condutores elétricos (TIAN *et al.*, 2008).

Naquele mesmo ano, Louro apresentou em sua dissertação de mestrado um aparato HWM desenvolvido pelo grupo para medição da condutividade térmica de compostos gasosos e comparou os resultados experimentais com a condutividade térmica calculada por meio de três métodos distintos: equação de ajuste de compostos puros e modelos de Wassiljewa e de Wassiljewa estendido (LOURO, 2008).

Em 2009, o Prof. Kostic e seu orientado Simham desenvolveram um arranjo baseado no HWM para medição da condutividade térmica de nanofluidos. A célula de medição era composta por um fio quente de platina coberto com uma camada isolante de politetrafluoretileno (PTFE, Teflon®) e servia tanto como aquecedor quanto sensor de temperatura. O projeto do aparato possibilitou a minimização da influência da deformação mecânica do fio quente durante a medição da temperatura e a redução do tamanho da amostra de fluido de teste (35 ml) (KOSTIC; SIMHAM, 2009). Posteriormente, Kostic e Walleck compararam os resultados da medição da condutividade térmica de nanofluidos utilizando o arranjo HWM com um aparato de estado estacionário de placas quentes paralelas, ambos desenvolvidos pelos pesquisadores (KOSTIC; WALLECK, 2010).

Ainda em 2009, pesquisadores de mais de 30 organizações mundiais (universidades, institutos e empresas) realizaram um estudo de referência na medição da condutividade térmica de nanofluidos utilizando diversos métodos de medição, incluindo o HWM, métodos de estado estacionários e métodos ópticos. A grande maioria das organizações (cerca de 2/3) optou por realizar as medições utilizando aparatos baseados no HWM ou no LPM (BUONGIORNO *et al.*, 2009).

Os pesquisadores Özerinç, Kakaç e Yazicioğlu apresentaram em 2009 um artigo de revisão sobre o estado da arte de métodos de se elevar a condutividade térmica de fluidos utilizando nanomateriais. Os autores afirmaram que o HWM ainda é o método mais utilizado para a medição do parâmetro térmico de nanofluidos

(ÖZERİNÇ; KAKAÇ; YAZICIOĞLU, 2009).

Em 2010, Hong e outros apresentaram um estudo paramétrico do HWM para medição da condutividade térmica de nanofluidos. Os autores analisaram os impactos e efeitos da seleção da faixa de temperatura de medição, do atraso na resposta da fonte de alimentação do fio quente, do coeficiente térmico dos resistores de complemento da ponte de Wheatstone, além do tipo de material e do diâmetro do fio quente, no valor da condutividade térmica (HONG *et al.*, 2010). No ano seguinte, Hong e outros apresentaram uma análise do impacto da convecção natural na medição da condutividade térmica de nanofluidos (HONG *et al.*, 2011). Anos mais tarde, Lee e outros pesquisadores do grupo apresentaram uma análise quantitativa dos fatores que afetam a condutividade térmica de nanofluidos, como o tamanho das partículas, os tipos das partículas e do fluido, a temperatura e a concentração em volume (LEE *et al.*, 2015).

Ainda em 2010, Giaretto utilizou um arranjo baseado no HWM para estimar a viscosidade cinemática de fluidos por meio da análise do efeito que surge na interface fio/fluido devido à convecção natural inerente (GIARETTO, 2010).

Entre os anos de 2010 e 2012, Daw e outros apresentaram uma sonda baseada no HWM que foi embutida numa pilha de combustível nuclear, a fim de medir as mudanças da condutividade térmica do material durante o processo de irradiação (DAW *et al.*, 2010; DAW; REMPE; KNUDSON, 2012). De fato, a sonda integrava a instrumentação do Reator de Testes Avançados (ATR), um reator de

pesquisa do Laboratório Nacional de Idaho (INL). Além da condutividade térmica a instrumentação, que estava sendo desenvolvida e melhorada, possibilitava a medição de outros parâmetros físicos, como a elongação da barra e o fluxo de calor em tempo real (REMPE *et al.*, 2011).

Em 2012, podem ser encontrados na literatura artigos utilizando arranjos baseados no HWM, como o aparato bastante simples proposto por Merckx e outros para medição da condutividade térmica efetiva de geomateriais, como tijolos de terra compactada e blocos de concreto de cânhamo (MERCKX *et al.*, 2012) e o aparato de Malherbe e outros para medição da condutividade térmica efetiva de materiais granulados em uma elevada faixa de temperatura (MALHERBE *et al.*, 2012).

Ainda em 2012, os pesquisadores Lee e Jang realizaram uma investigação numérica e experimental do efeito do ângulo de inclinação de montagem do fio quente na convecção natural presente no método transiente do fio quente (LEE; JANG, 2012).

Como pode ser vista neste trabalho, a equação de trabalho ideal do HWM baseia-se na solução da equação de condução de calor transitória para uma fonte de calor linear infinita, assumindo que não há convecção natural ou efeitos térmicos nas pontas. Na prática, os pressupostos inerentes ao modelo são válidos apenas em uma parte do tempo de medição. Os pesquisadores Bran-Anleu e outros propuseram em 2014 um algoritmo que seleciona automaticamente o intervalo de dados adequado para a determinação da condutividade térmica, o que melhorar a exatidão

do parâmetro obtido por meio do HWM (BRAN-ANLEU *et al.*, 2014).

Hammerschmidt e outros apresentaram em 2015 uma revisão crítica de técnicas e instrumentos industriais utilizados para medição da condutividade térmica de materiais isolantes. Os autores compararam instrumentos baseados nas seguintes técnicas/métodos: placa quente protegida, medidor de fluxo de calor protegido, dispositivos de *flash* laser/xênon, bem como instrumentos HWM. No trabalho pode-se encontrar uma classificação dos instrumentos de acordo com o preço, o tamanho máximo da amostra, a temperatura máxima de trabalho e a faixa de medição (HAMMERSCHMIDT *et al.*, 2015).

Os pesquisadores Kwon, Lee e Kim publicaram um trabalho em 2016 apresentando a confiabilidade da medição da condutividade térmica de líquidos obtida por meio da correlação dos resultados de três técnicas distintas: o HWM, a Espectroscopia de Correlação de Fótons (PCS) e o método laser *flash* (KWON; LEE; KIM, 2016).

Vartanyan e outros, também em 2016, apontaram diferenças entre 12 a 15% nos valores medidos da condutividade térmica de materiais isolantes térmicos utilizando duas técnicas distintas: o HWM cruzado e o método padrão de estado estacionário para materiais refratários. No entanto, mesmo com a diferença na incerteza dos resultados os autores consideraram que o HWM cruzado é uma técnica promissora para determinar a condutividade térmica de materiais isolantes em temperaturas elevadas (até 1200 °C) (VARTANYAN *et al.*, 2016).

Naquele mesmo ano, Azarfar e outros propuseram um arranjo de baixo custo baseado no HWM que apresentou incertezas médias na medição da condutividade térmica para água deionizada e etilenoglicol de $\pm 1,2\%$ e $\pm 0,9\%$, respectivamente. Os autores utilizaram um fio de cobre no lugar do fio de platina, tântalo ou liga de níquel-cromo, geralmente encontrados nos arranjos deste método. Além disso, o fio quente foi alimentado por uma fonte de corrente contínua (I_{DC}), enquanto que, para a excitação da ponte de Wheatstone foi utilizada uma fonte de corrente alternada (I_{AC}). Com a utilização de uma fonte AC para excitação do circuito de medição os autores conseguiram diminuir o nível do ruído do circuito de leitura, uma vez que, geralmente, os amplificadores operacionais utilizados na entrada do circuito de medição apresentam uma diminuição do nível do ruído na saída quanto maior a frequência do sinal de entrada (AZARFAR *et al.*, 2016).

Um aparato baseado no HWM bastante simples foi apresentado por Stanimirović e outros em 2017. Os autores divulgaram os primeiros resultados do arranjo, que apontaram uma incerteza nas medições da condutividade térmica do tuloeno puro e da água deionizada de até $+3\%$ em relação aos dados considerados como padrão na literatura (STANIMIROVIĆ *et al.*, 2017).

Ainda em 2017, Nabil e Khodadadi apresentaram um estudo analítico e simulações computacionais para medições da condutividade térmica de um líquido eicosano ($C_{20}H_{42}$), que tem baixo ponto de fusão (entre $34\text{ }^{\circ}\text{C}$ a $37\text{ }^{\circ}\text{C}$), próximo ao ponto de mudança de fase (líquido-sólido). Os autores realizaram medições da

condutividade térmica de uma amostra de eicosano utilizando o método HWM. Foram realizadas medições em seis temperaturas iniciais próximas ao ponto de fusão da amostra. Os resultados mostraram uma dependência monotônica do valor predito da condutividade térmica, além do que à medida que a temperatura inicial da amostra no estado sólido se aproximava do ponto de fusão, o valor de condutividade térmica prevista movia-se em direção ao valor do líquido. Adicionalmente, os autores forneceram recomendações para a realização de medições de condutividade térmica quando estiverem envolvidas mudanças de fase (NABIL; KHODADADI, 2017).

2.3.2 Método de agulha quente

Como citado anteriormente, foram os pesquisadores Stålhane e Pyk em 1931 quem propuseram um aparato para medição de pós com uma forma física semelhante aos atuais arranjos baseados no LPM. A sonda era composta por um fio de constantan (liga de cobre, níquel, manganês e ferro) enrolado na parede externa de um tubo com um termômetro de mercúrio em seu interior, conforme desenho esquemático mostrado na Figura (2.3.22), a seguir (STÅLHANE; PYK, 1931).

Figura 2.3.22 – Desenho esquemático da sonda baseada no LPM do aparato proposto por Stålhane e Pyk em 1931.

Fonte: adaptado de (STÅLHANE; PYK, 1931).

Em 1950, os pesquisadores Hooper e Leeper realizaram algumas

modificações no projeto original de Stålhane e Pyk para medição de pós e apresentaram uma sonda LPM para medição de condutividade térmica que continha em seu interior dois termopares destinados à medição da temperatura, em substituição ao termômetro de mercúrio. Requisitos experimentais, como a quantidade mínima de material que cercava o fio quente e a inexistência de gradientes iniciais de temperatura foram discutidos no trabalho (HOOPER; LEEPER, 1950).

De Vries, em 1952, apresentou uma sonda para medição da condutividade térmica de solos no local (*in situ*), conforme desenho esquemático mostrado na Figura (2.3.23), a seguir. A sonda baseada no LPM possuía um termopar para medição da temperatura em substituição do termômetro do arranjo de Stålhane e Pyk (DE VRIES, 1952).

Figura 2.3.23 – Desenho esquemático da sonda baseada no LPM do aparato proposto por De Vries em 1952.

Fonte: adaptado de (DE VRIES, 1952).

Ainda naquele ano, D'Eustachio and Schreiner contribuíram ainda mais com o desenvolvimento do LPM ao afirmar a capacidade do arranjo de detectar pequenas mudanças de temperatura ($0,01^{\circ}\text{F}$), além de minimizar eventuais perdas nas extremidades da sonda com as diminuições do diâmetro e da capacidade calorífica

do fio (D'EUSTACHIO; SCHREINER, 1952).

Os pesquisadores Mason e Kurtz, também em 1952, realizaram modificações no arranjo LPM de Stålhane e Pyk e propuseram um aparato para medição de solos, no qual os autores montaram o fio de aquecimento e quatro termopares, para medição da temperatura, dentro de um tubo estreito de aço ou agulha (MASON; KURTZ, 1952).

Hooper e Chang apresentaram em 1953 uma contribuição à teoria do LPM, com discussão sobre a influência da espessura da sonda. Além disso, os pesquisadores aumentaram a aplicabilidade do método ao utilizarem-no em produtos alimentícios (HOOPER; CHANG, 1953).

Na tentativa de eliminar ou estimar o efeito de idealizações físicas inerentes às aplicações anteriores, Blackwell publicou em 1954 um trabalho apresentando melhorias significativas nas teorias do LPM e, conseqüentemente, do HWM. O autor apresentou uma solução analítica aproximada para tempos pequenos e outra para tempos longos, com base no desenvolvimento matemático proposto por Goldstein em 1932 (GOLDSTEIN, 1932), que utiliza cálculo operacional Heaviside em problemas de difusão bidimensional com simetria cilíndrica (BLACKWELL, 1954). Merece registro neste trabalho, que Carslaw e Jaeger, em 1940, utilizaram transformadas de Laplace em substituição ao cálculo operacional para tratar os mesmos problemas abordados por Goldstein, como pode ser consultado na literatura (CARSLAW; JAEGER, 1940).

Baseados nos aparatos de Stålhane e Pyk e de Eucken e Englert, Gillam e outros pesquisadores construíram um instrumento mais simples e com elevada precisão ($\pm 0,3\%$) para a medição da condutividade térmica, tanto de líquidos quanto de sólidos. No trabalho dos autores foram apresentados avanços na teoria do HWM, assim como foram discutidas a determinação do tempo zero e a correção da capacidade térmica específica (GILLAM *et al.*, 1955).

Entre 1955 e 1956, Jaeger (JAEGER, 1955; JAEGER, 1956) e Blackwell (BLACKWELL, 1956) contribuíram para a melhoria da teoria com as apresentações de trabalhos com soluções para problemas encontrados em condições de contorno aplicadas, como no caso prático dos métodos HWM e LPM onde a fonte de calor é um fio finito ou um cilindro oco de um bom condutor.

De Vries e Peck, em 1958, publicaram um trabalho apresentando uma extensão da teoria do LPM, além de discussões sobre características da sonda, que já estava sendo utilizada há pelo menos uma década para medição da condutividade térmica de solos *in situ* (DE VRIES; PECK, 1958a). Naquele mesmo ano os autores apresentaram uma análise dos efeitos de misturas em meios porosos úmidos não saturados utilizando o LPM (DE VRIES; PECK, 1958b).

Em 1959, os pesquisadores Von Herzen e Maxwell apresentaram um aparato LPM para medição de sedimentos submarinos *in situ* e, com isso, evitaram-se possíveis alterações nas propriedades das amostras que fossem trazidas à superfície. Os autores montaram o fio de aquecimento e o termistor, para medição

da temperatura, dentro de uma agulha hipodérmica de aço. A partir deste trabalho, o LPM passou também a ser denominado de método da sonda de agulha (*Needle-Probe Method*) (VON HERZEN; MAXWELL, 1959).

Ainda naquele ano, os pesquisadores Woodside e Messmer utilizaram aparatos baseados no LPM para medição da condutividade térmica de meios porosos, como areias não consolidadas (WOODSIDE; MESSMER, 1961a) e rochas consolidadas (WOODSIDE; MESSMER, 1961b).

Em 1965, Al Nakshabandi e Kohnk realizaram mudanças no arranjo LPM proposto por Hooper e Leeper e publicaram um trabalho no qual apresentaram a sonda ilustrada na Figura (2.3.24), abaixo.

Figura 2.3.24 – Desenho esquemático da sonda baseada no LPM do aparato proposto por Al Nakshabandi e Kohnk em 1965.

Fonte: adaptado de (AL NAKSHABANDI; KOHNKE, 1965).

Além disso, os pesquisadores apresentaram as influências nos resultados de

medições em relação à umidade e outras propriedades físicas em solos com diferentes texturas, como a densidade aparente (AL NAKSHABANDI; KOHNKE, 1965).

O pesquisador Wechsler, em 1966, apresentou um relatório técnico sobre a elaboração, construção e testes de três tipos de sondas LPM, conforme mostrado nos desenhos da Figura (2.3.25), a seguir, para medição de diversos materiais, dentre eles: neve, gelo, placas isolantes, cascalho, areia e lodo secos e úmidos. Dependendo do tipo da sonda o fio quente foi montado em forma de bobina de aquecimento bifilar ou com fios retos, assim com a quantidade e disposição dos termopares e termistores para a medição da temperatura foi determinada pelo modelo da sonda (WECHSLER, 1966). Anos mais tarde o autor apresentou um trabalho com a teoria do LPM, as descrições do aparato e da instrumentação e as considerações práticas comparativas entre o uso do HWM e LPM (WECHSLER, 1992).

Um arranjo para medição de condutividade térmica de solos congelados baseado no LPM, que utilizava uma sonda similar àquela proposta por De Vries e outro arranjo para medição de geada baseado no HWM, que utilizava fino fio com uma termojunção excitada por meio de uma corrente de rádio frequência, foram propostos em 1970 por Penner e por Mulligan, respectivamente (PENNER, 1970; MULLIGAN, 1970).

Figura 2.3.25 – Desenhos esquemáticos das sondas baseadas no LPM do aparato proposto por Wechsler em 1966.

Fonte: adaptado de (WECHSLER, 1966).

Hartley e Black, também em 1976, publicaram um artigo a respeito da minimização dos erros na medição da condutividade térmica de solos utilizando o LPM. Os autores relacionaram o adequado tempo da leitura dos parâmetros físicos com aspectos geométricos e propriedades térmicas da sonda e do meio (HARTLEY; BLACK, 1976).

Em 1980, Riha e outros desenvolveram um método para a medição *in situ* da condutividade térmica de materiais porosos. Os autores colocaram no solo uma sonda de alumínio ou de vidro aquecida ou arrefecida e a temperatura era monitorada ao longo do tempo. A condutividade térmica então era determinada usando um método de elementos finitos para resolver a equação de fluxo de calor radial para a temperatura da sonda aquecida ou arrefecida (RIHA *et al.*, 1980).

Entre 1980 e 1981, Chen e Holmes propuseram uma nova técnica de

medição simultânea da condutividade térmica e da taxa de perfusão de sangue em tecidos vivos que utilizava um minúsculo termistor, tanto como elemento de aquecimento da amostra quanto de leitura da temperatura da mesma. A nova técnica, denominada de Decaimento do Pulso Térmico (TPD), não se enquadra exatamente como um LPM, mas sim como uma variante dele, uma vez que a fonte de calor não é linear e sim esférica (CHEN; HOLMES, 1980; CHEN; HOLMES; RUPINSKAS, 1981). Anos mais tarde os autores e outros pesquisadores apresentaram uma análise teórica do método (ARKIN *et al.*, 1986). De fato, essa técnica foi apresentada primeiramente por Chato em 1968 para a medição das propriedades térmicas de materiais biológicos, como o sangue (CHATO, 1968).

Um guia com o objetivo de fornecer informações suficientes para possibilitar que usuários pudessem selecionar adequadamente equipamentos comerciais ou fabricar equipamentos baseados no LPM e fazer medições significativas de resistividade térmica de solos foi publicado em 1981 pelo Instituto de Engenheiros Eletricistas e Eletrônicos (IEEE) (IEEE-STD-442-1981, 1981 (2003)).

Em 1986, Thomas e Ewen fizeram uma reavaliação dos erros de medição decorrentes do uso do LPM em solos e apresentaram contribuições ao trabalho apresentado por Hartley e Black em 1976, citado anteriormente neste trabalho. Os autores recomendaram a moderação do tempo de leitura dos parâmetros ou a repetição do teste depois da restauração do equilíbrio, quando fossem encontradas diferenças entre o valor estimado da condutividade térmica e o valor medido

(THOMAS; EWEN, 1986).

Os pesquisadores Asher, Sloan e Graboski, também em 1986, propuseram um sistema computadorizado utilizando uma sonda LPM para medição da condutividade térmica de sólidos e de líquidos. Os autores consideraram o arranjo como único, pois utilizaram para a montagem do sistema somente componentes considerados de prateleira (*off-the-shelf*), o que possibilitou a redução de 20% dos custos e do tempo para o início das medições (ASHER; SLOAN; GRABOSKI, 1986).

Em 1988, Larson apresentou uma sonda LPM multiagulhas para medição da difusividade térmica de solos. A sonda era composta de um aquecedor central cercado de até dez sensores de temperatura (termopares ou termistores), todos em formato de agulha, conforme mostrado no desenho da Figura (2.3.26), a seguir (LARSON, 1988).

Figura 2.3.26 – Desenho esquemático da sonda baseada no LPM do aparato proposto por Larson em 1988.

Fonte: adaptado de (LARSON, 1988).

Ainda em 1988, Jones apresentou aparato baseado no LPM para medição da condutividade térmica de materiais não consolidados com granulação média ou

grosseira, como seixo de rio (LARSON, 1988; JONES, 1988). Já o pesquisador Drury apresentou um aparato para medição da difusividade térmica de materiais não consolidados, como sedimentos submarinos e de lagos. O arranjo de Drury era composto de uma sonda LPM convencional e uma sonda adicional para medição da temperatura instalada a determinada distância daquela outra, de modo que a difusividade pôde ser obtida utilizando a teoria de uma fonte de calor em linha (DRURY, 1988).

Ainda em 1988, Drouzas e Saravacos apresentaram um arranjo, conforme mostrado no desenho da Figura (2.3.27), a seguir, baseado no LPM para medição da condutividade térmica efetiva de materiais granulares utilizados na área de alimentos, como os pós de amidos com alto teor de amilose e com alto teor de amilopectina (DROUZAS; SARAVACOS, 1988).

Figura 2.3.27 – Desenho esquemático da sonda baseada no LPM e do arranjo experimental proposto por Drozas e Saravacos em 1988.

Fonte: adaptado de (DROUZAS; SARAVACOS, 1988).

Os pesquisadores Van Loon, Van Haneghem e Schenk apresentaram um

novo modelo de sonda para medição de propriedades térmicas de meios porosos em 1989. O modelo matemático levou em consideração as principais propriedades da sonda, a condutividade térmica e a capacidade calorífica do meio e a resistência de contato entre a sonda e o meio. Como a descrição matemática desses três parâmetros térmicos (condutividade, capacidade calorífica e resistência de contato) resulta em funções não lineares foi utilizado o método de mínimos quadrados para determiná-los. Os autores utilizaram a transformação de Householder para a análise de regressão múltipla, combinada com a iteração de Gauss-Newton, para lidar com a não linearidade (VAN LOON; VAN HANEGHEM; SCHENK, 1989).

Em 1991, Kristiansen apresentou um programa computacional completo para determinação da condutividade térmica, da difusividade térmica e da condutância térmica utilizando um aparato baseado no LPM que utilizava o método dos mínimos quadrados iterativo (KRISTIANSEN, 1991).

Um novo arranjo baseado no LPM para medição do calor específico de solos foi proposto por Campbell, Calissendorff e Williams em 1991, que utilizaram duas agulhas hipodérmicas espaçadas entre si, sendo que uma das agulhas continha o aquecedor e a outra um termopar para medição da temperatura (CAMPBELL; CALISSENDORFF; WILLIAMS, 1991). Em continuação às pesquisas da técnica de duas sondas, Bristow, Campbell e Calissendorff, adicionaram uma terceira sonda ao arranjo, a fim de corrigir automaticamente eventuais mudanças de temperatura do ambiente. Com a medição do aumento máximo da temperatura à determinada

distância da fonte de calor os autores puderam determinar a capacidade de calor volumétrica e, portanto, o teor de água no meio poroso (solo) (BRISTOW; CAMPBELL; CALISSENDORFF, 1993). Posteriormente, os autores e membros do grupo publicaram trabalhos sobre o tema, com estudo detalhado da teoria (BILSKIE, 1994), com melhorias (BRISTOW; KLUITENBERG; HORTON, 1994), com comparações da técnica de sonda dupla com a técnica de sonda simples e outras (BRISTOW; WHITE; KLUITENBERG, 1994; BRISTOW *et al.*, 1995) e com detalhes do processo de obtenção das propriedades térmicas e conteúdo de água de solos utilizando a técnica de sonda dupla (BRISTOW, 1998).

Großmann e Mischke desenvolveram e apresentaram em 1995 uma sonda LPM, conforme mostrado no desenho da Figura (2.3.28), a seguir, para determinar a condutividade térmica, a capacidade calorífica, bem como o teor de água em sólidos e materiais a granel (GROßMANN; MISCHKE, 1995).

Figura 2.3.28 – Desenho esquemático da sonda baseada no LPM do aparato proposto por Großmann e Mischke em 1995.

Fonte: adaptado de (GROßMANN; MISCHKE, 1995).

Em 1996, Murakami e outros pesquisadores publicaram dois artigos, sendo que em um deles foram apresentadas recomendações de um projeto de sonda LPM para medição da condutividade térmica de alimentos não congelados e no outro foi

discutida uma análise de vários conceitos e parâmetros de operação do LPM para medição do parâmetro térmico. Além disso, os autores apresentaram uma derivação teórica da equação do método para a determinação da condutividade térmica, além de algumas simulações experimentais e teóricas de parâmetros que podem causar erros na leitura do parâmetro físico (MURAKAMI *et al.*, 1996a; MURAKAMI *et al.*, 1996b).

Fontana e outros pesquisadores, em 1999, desenvolveram uma sonda baseada na técnica de agulha dupla proposta, anteriormente, por Campbell, Calissendorff e Williams em 1991. Os autores utilizaram a sonda para medições das propriedades térmicas (calor específico e condutividade e difusividade térmicas) de alimentos, como frutas, carnes e gema e clara de ovos (FONTANA *et al.*, 1999).

Os brasileiros Souza, Pimentel e Orlande publicaram um artigo em 1999 sobre a determinação da condutividade térmica de meios porosos utilizando uma sonda LPM desenvolvida por eles (SOUZA; PIMENTEL; ORLANDE, 1999) e anos mais tarde pesquisadores do grupo liderados pelo Prof. Souza aprimoraram a sonda anteriormente desenvolvida e utilizaram métodos de solução de problemas inversos, como o método de Levenberg-Marquardt (BECK; ARNOLD, 1977), para estimar parâmetros térmicos (THOMSON; ORLANDE, 2003).

Em 2001, um arranjo com múltiplas sondas para a medição direcional de propriedades térmicas de biomateriais foi proposto por Bhavaraju e outros. Os pesquisadores utilizaram quatro sondas compostas por termistores montados no

interior de tubos capilares dispostos geometricamente em uma base. Foram utilizados na montagem dois modelos de termistores, sendo que um deles serviu de elemento aquecedor de uma das sondas e o outro para medição da temperatura nas três direções (BHAVARAJU *et al.*, 2001).

Complementando os trabalhos apresentados anteriormente por Campbell, Calissendorff e Williams em 1991, Bristow e outros pesquisadores do grupo desenvolveram uma pequena sonda multiagulhas (quatro agulhas dispostas linearmente), conforme mostrado no desenho da Figura (2.3.29), a seguir, para medição das propriedades térmicas (condutividade e difusividade), conteúdo de água e condutividade elétrica de solos (BRISTOW *et al.*, 2001).

Figura 2.3.29 – Desenho esquemático da sonda multiagulhas baseada no LPM do aparato proposto por Bristow e outros em 2001.

Fonte: adaptado de (BRISTOW *et al.*, 2001).

Em 2003, Lockmuller, Redgrove e Kubičár utilizaram um arranjo baseado no LPM na tentativa de validar o método para a medição da condutividade térmica de sólidos macios, como alimentos, pós, lodo e materiais biológicos em um projeto do Laboratório Nacional de Física (NPL) (LOCKMULLER; REDGROVE; KUBIČÁR,

2003).

Ainda em 2003, Mori e outros apresentaram uma sonda multifuncional utilizando 6 eletrodos de agulha para medição simultânea do conteúdo de água no solo, concentração do soluto e de parâmetros de transporte de calor (MORI *et al.*, 2003), Putkonen apresentou uma sonda com duas agulhas para determinação das propriedades térmicas de solos congelados (PUTKONEN, 2003) e os pesquisadores Ren, Ochsner e Horton apresentaram uma sonda multifuncional com 3 eletrodos de agulha que combinava o método LPM e a técnica da Reflectometria no Domínio do Tempo (TDR) para medição simultaneamente do conteúdo volumétrico de água no solo, da temperatura, da condutividade elétrica, das condutividade e difusividade térmicas, além da capacidade de calor volumétrica da amostra, no caso, solo da zona vadosa ou zona de aeração (REN; OCHSNER; HORTON, 2003).

Zhang e outros apresentaram em 2005 uma sonda LPM para medição de condutividade térmica de líquidos com melhorias em relação aos distúrbios causados pela convecção natural (ZHANG *et al.*, 2005).

Em 2006, Valente e outros apresentaram uma evolução da sonda multifuncional de Mori e outros, citada anteriormente. A sonda desenvolvida era composta por uma agulha de aquecimento e outras quatro para a medição de temperatura, possibilitando a medição simultânea de propriedades térmicas do solo (temperatura, capacidade de calor volumétrica, difusividade térmica), fluxo de soluto e de água, teor volumétrico de água e salinidade em volumes de solo em pequena

escala. Adicionalmente, a sonda contava com um arranjo de quatro sondas baseado no método de Wenner (WENNER, 1916) que era utilizado para medição da condutividade elétrica do solo. Além, disso os autores integraram a sonda a um circuito conversor Analógico/Digital de alta de resolução e a um rádio transmissor para envio sem fio dos dados obtidos, conforme mostrado no desenho da Figura (2.3.30), a seguir (VALENTE *et al.*, 2006).

Figura 2.3.30 – Desenho esquemático da sonda baseada no LPM e do arranjo experimental proposto por Valente e outros em 2006.

Fonte: adaptado de (VALENTE *et al.*, 2006).

Waite e outros desenvolveram em 2006 um arranjo experimental baseado no LPM que possibilitava a medição da condutividade térmica de materiais, além de estimar a difusividade térmica e o calor específico dos dados da medição daquele parâmetro. Os autores apresentaram no primeiro trabalho resultados das medições simultâneas dos parâmetros térmicos em gelo Ih, uma forma cristalina hexagonal do gelo, e em solvente tetrahidrofurano (THF) e no ano seguinte em hidrato de metano, conhecido como “gelo que arde” (WAITE *et al.*, 2006; WAITE *et al.*, 2007).

Em 2008, Pilkington e outros apresentam um artigo com indicações,

procedimentos e cuidados na transição do uso de uma sonda LPM do laboratório para medições em campo, especificamente na construção civil (PILKINGTON *et al.*, 2008). De fato, a sonda utilizada foi desenvolvida por Pilkington durante o processo de doutorado dele (PILKINGTON, 2008). Além disso, os pesquisadores do grupo de Pilkington, Wilde, Griffiths e Goodhew apresentaram rotinas de validação de análise de dados de um aparato LPM utilizando um conjunto de dados obtidos por meio de um programa de simulação numérica, também para materiais de construção (WILDE; GRIFFITHS; GOODHEW, 2008).

Tarnawski e outros pesquisadores publicaram uma série de artigos com os resultados das medições de condutividade térmica de areias padrão (Ottawa C-109, Ottawa C-190, e Toyoura) utilizando um aparato baseado no LPM nas seguintes condições de umidade: areia seca (TARNAWSKI *et al.*, 2009), saturada (TARNAWSKI; MOMOSE; LEONG, 2011) e completamente saturada (TARNAWSKI *et al.*, 2013).

Em 2010, pode-se encontrar na literatura trabalhos com algumas aplicações utilizando arranjos baseado no LPM, como o de Muramatsu e outros que desenvolveram uma sonda para medição simultânea de parâmetros térmicos de sucos de frutas, como uva, laranja e abacaxi, em diversas temperaturas e concentrações de suco (MURAMATSU *et al.*, 2010) e o trabalho de Coppa, Bovesecchi e Fabrizi que desenvolveram uma sonda para medição da condutividade térmica de sais fundidos utilizados em sistemas solares termodinâmicos (COPPA;

BOVESECCHI; FABRIZI, 2010). Posteriormente, Bovesecchi e Coppa publicaram um artigo apresentando os problemas básicos encontrados na medição da condutividade térmica de dois tipos de solos utilizando a sonda desenvolvida, anteriormente, por eles (BOVESECCHI; COPPA, 2013).

Kömle e outros apresentaram em 2011 um estudo bastante detalhado sobre as diversas técnicas de medição de propriedades físicas (condutividade térmica e fluxo de calor) em corpos planetários que foram utilizadas em missões terrestres e espaciais como: Apollo, Phoenix, Roseta/Philae, Lunar-A, HP³-Mole e Cassini/Huygens. Por exemplo, nos casos das missões espaciais Phoenix e Cassini/Huygens foram utilizados arranjos baseados nos métodos LPM e HWM, respectivamente, para a medição da condutividade térmica (KÖMLE *et al.*, 2011).

Chudzik, também em 2011, apresentou um protótipo de sonda LPM que utilizava duas agulhas espaçadas entre si, sendo que uma das agulhas continha o aquecedor e um sensor para medição da temperatura e na outra havia um sensor de temperatura auxiliar. A proposição do autor foi de utilizar os dados provenientes do sensor auxiliar e uma rede neural artificial treinada para determinar os parâmetros de materiais isolantes térmicos (CHUDZIK, 2011).

Em 2012, Nagihara e outros desenvolveram uma sonda LPM compacta para a medição da condutividade térmica de solos *in situ*. A sonda integrava a instrumentação do sistema de medição de parâmetros térmicos montado em uma das pernas de uma sonda lunar (NAGIHARA *et al.*, 2012). Posteriormente, os

autores aprimoraram o algoritmo utilizado para determinar a condutividade térmica *in situ* de rególitos lunares e planetários (NAGIHARA *et al.*, 2014).

Ainda em 2012, podem ser encontrados artigos apresentando sondas baseadas no LPM desenvolvidas para medição da condutividade térmica de solo superficial em campo (KING; BANKS; FINDLAY, 2012) e para caracterização térmica de polímeros (CAROLLO; GRAVENA; SILVA, 2012).

Em 2013, Liu e outros apresentaram uma sonda dupla autocalibrada que minimiza os erros causados na medição da capacidade de calor volumétrica do solo devido às possíveis variações no distanciamento entre a sonda de medição da temperatura e a sonda de aquecimento. A introdução (penetração) das sondas no solo pode, eventualmente, causar deflexão das agulhas e, portanto, alterar a distância entre as sondas. Os autores propuseram, como solução, a utilização de dois termistores embutidos na sonda de medição da temperatura e espaçados entre eles com uma distância de 10 mm na direção longitudinal (LIU *et al.*, 2013).

Os pesquisadores Dang e Leong apresentaram em 2015 dois trabalhos bastante detalhados sobre o método LPM para medição da condutividade térmica. No primeiro artigo os autores apresentaram uma análise dos erros teóricos devido a uma série de parâmetros, como o tamanho da sonda, o diâmetro da sonda, a potência de aquecimento, as propriedades térmicas dos materiais da sonda e da amostra, além da localização do sensor de temperatura (DANG; LEONG, 2015a). No segundo artigo, uma análise do arranjo experimental foi realizada e dois novos

modelos matemáticos para descrever o comportamento de uma determinada sonda LPM para medição da condutividade térmica foram desenvolvidos e analisados (DANG; LEONG, 2015b).

Em 2016, Sheng e outros apresentaram uma sonda multifuncional com 5 eletrodos de agulha que combinava o método LPM e a TDR, similarmente como propuseram Ren, Ochsner e Horton em 2003. A sonda desenvolvida possibilitou que os autores medissem simultaneamente o conteúdo volumétrico de água no solo, a condutividade térmica e a difusividade térmica, além da permissividade do solo (SHENG *et al.*, 2016).

Tiefenbacher e outros apresentaram em 2016 um estudo sobre a influência da geometria da sonda no resultado da medição da condutividade térmica. Os autores utilizaram alguns modelos de sondas não ideais de diferentes tamanhos e compararam os resultados da medição da condutividade de pelo menos sete materiais diferentes, dentre eles: ágar-ágar, microesferas de vidro, Kerafol KP96 (graxa térmica), polietileno, além de gelo de água (TIEFENBACHER *et al.*, 2016).

A inserção das sondas LPM em solos densamente compactados ou rochas consolidadas é difícil, causando frequentemente a flambagem da sonda e alterações do solo circundante, que podem tornar as medidas não fidedignas dos parâmetros térmicos. Com intuito de superar esses problemas, Lee e outros apresentaram em 2016 um estudo sobre o uso de furos realizados no solo para facilitar a posterior inserção da sonda na amostra (solo ou rocha). Os autores utilizaram uma graxa

condutora térmica para preencher os espaços entre o furo e a sonda obtendo resultados confiáveis da condutividade térmica (LEE *et al.*, 2016).

Em 2017, Jin e outros apresentaram um trabalho experimental para medir a condutividade térmica de amostras de solos arenosos com diferentes porosidades e teor de água utilizando dois métodos de medição: o LPM e o método das placas quentes. Os autores confirmaram que o LPM tem maior precisão para medição da condutividade de solos insaturados e que a distribuição do tamanho dos poros desempenha um papel importante na condutividade térmica deste tipo de solo. Além disso, eles apresentaram uma extensa revisão sobre modelagem para obter a condutividade térmica e uma análise de dois dos principais modelos empíricos (JIN *et al.*, 2017). Uma revisão dos principais modelos de obtenção da condutividade térmica pode ser encontrada na literatura (DONG; MCCARTNEY; LU, 2015).

Peng e outros, também em 2017, propuseram uma sonda multifuncional utilizando 5 eletrodos de agulha para medição simultânea do fluxo de calor na superfície do solo, da distribuição da temperatura no solo e da condutividade térmica, entre outros parâmetros. Os pesquisadores utilizaram a combinação dos métodos LPM e TDR para a obtenção dos parâmetros físicos, assim como fizeram Ren, Ochsner e Horton em 2003 (PENG *et al.*, 2017). Aliás, Peng faz parte do grupo liderado pelos professores Ren, Ochsner e Horton.

2.3.3 Modelo ideal do HWM

Embora a literatura, a seguir, já tenha sido citada neste trabalho, considera-se importante destacá-la neste parágrafo de modo que o leitor possa ter um resumo dos trabalhos que de alguma forma contribuíram para o desenvolvimento dos métodos HWM e LPM, seja apresentando a teoria (VAN DER HELD; VAN DRUNEN, 1949; DE VRIES, 1952; BLACKWELL, 1954; DE VRIES; PECK, 1958a; CARSLAW; JAEGER, 1959; HEALY; DE GROOT; KESTIN, 1976; WECHSLER, 1992), seja contribuindo com ela (HAARMAN, 1971; DE VRIES; PECK, 1958a; KESTIN; WAKEHAM, 1978; CLIFFORD; KESTIN; WAKEHAM, 1980; DANG; LEONG, 2015a) ou ainda apresentando aplicações dos métodos (DE GROOT; KESTIN; SOOKIAZIAN, 1974; RODER, 1981; JOHNS *et al.*, 1988).

Para uma abordagem analítica do método, assume-se que o fio quente ou a sonda linear é uma fonte de calor ideal, infinitamente fina e longa, a qual está circundada por um fluido isotrópico e homogêneo de volume infinito, e que inicialmente ambos estão em equilíbrio térmico em uma temperatura T_0 .

No instante $t = 0$, uma corrente elétrica constante é passada no fio fazendo com que uma quantidade constante de calor, por unidade de tempo e por unidade de comprimento seja liberada pelo fio quente. Este calor é transferido por condução para a amostra e a evolução temporal da temperatura do fio dependerá, acima de tudo, da condutividade térmica do material (meio). Assim, pode-se determinar a condutividade térmica da amostra a partir do tempo necessário para que a

temperatura do fio atinja um valor predeterminado, das propriedades do fio e da amostra e da geometria da célula de medição.

Assume-se, portanto, que para $t \leq 0$ o meio está a uma temperatura uniforme T_0 e que um aumento da temperatura seja dado por $\Delta T_{id} = T - T_0$.

A distribuição (campo) de temperatura ao redor do fio após o início da dissipação de calor no mesmo, no tempo $t = 0$, é descrita pela solução geral da equação de condução de calor de Fourier:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \alpha \nabla^2 T \quad (2.3.1)$$

onde: α , definida anteriormente como: $\alpha = k / \rho \cdot c_p$, é a difusividade térmica do meio que assume-se ser independente da temperatura e $\nabla^2 T$ é o Laplaciano de temperatura para qualquer sistema de coordenadas.

Como a distribuição de temperatura é radial, tem-se a seguinte expressão em coordenadas cilíndricas:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \alpha \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} \left(\frac{\partial T}{\partial r} \right) \quad (2.3.2)$$

A solução da Equação (2.3.2) está sujeita as seguintes condições iniciais (2.3.3) e (2.3.4) e de contorno (2.3.5):

$$\begin{cases} t \leq 0, & r \neq 0, & \Delta T_{id}(r, t) = 0 \end{cases} \quad (2.3.3)$$

$$\begin{cases} t \geq 0, & r = \infty, & \lim_{r \rightarrow \infty} \Delta T_{id}(r, t) = 0 \end{cases} \quad (2.3.4)$$

$$\begin{cases} t \geq 0, & r = 0, & \lim_{r \rightarrow 0} (r \partial T / \partial r) = -q / 2\pi k \end{cases} \quad (2.3.5)$$

Assim, para uma fonte linear de calor infinitamente longa o perfil de temperatura em função do tempo e da distância radial $T(r, t)$ é dado por (CARSLAW; JAEGER, 1959, p. 261):

$$\Delta T_{id} = T(r, t) - T_0 = \left(-\frac{q}{4\pi k} \right) E_i \left(-\frac{r^2}{4\alpha t} \right) \quad (2.3.6)$$

onde: q é quantidade de calor por unidade de comprimento, k é a condutividade térmica do meio, r é a distância até a fonte de calor, α é difusividade térmica do meio, t é o tempo decorrido desde o aquecimento da amostra e E_i é chamada de função exponencial integral, que pode ser definida como:

$$-E_i(-x) = \int_x^\infty \frac{e^{-u}}{u} du \quad (2.3.7)$$

A função exponencial integral mostrada na Equação (2.3.7) pode ser calculada utilizando uma série de potências (série de Maclaurin) e expressa por (ABRAMOWITZ; STEGUN, 1964 (1972), p. 228-229):

$$-E_i(-x) = E_i(x) = -\gamma_E - \ln x - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^n x^n}{n \cdot n!} \quad (|\arg x| < \pi) \quad (2.3.8)$$

onde: γ_E é a constante de Euler, ($\gamma_E = 0,5772156649$).

Para valores pequenos de x em comparação com a unidade a utilização apenas dos dois primeiros termos da série para o cálculo é bastante razoável. De fato, valores pequenos de x correspondem a pequenos valores de $(r^2/4\alpha t)$, que podem ser conseguidos com pequenos raios ou grandes valores de tempo. Assim, a Equação (2.3.8) pode ser truncada, como segue (WECHSLER, 1992):

$$\Delta T_{id}(r, t) = \frac{q}{4\pi k} \left(-0,5772 - \ln \frac{r^2}{4\alpha t} \right) \quad (2.3.9)$$

Considerando uma distância fixa de raio $r = r_f$ (na superfície do fio) e aplicando as propriedades operatórias dos logaritmos pode-se reescrever a Equação (2.3.9), como segue:

$$\Delta T_{id} = T(r_f, t) - T_0 = \frac{q}{4\pi k} \cdot \left(\ln \frac{4\alpha t}{r^2 C} \right) \quad (2.3.10)$$

onde: $C = e^\gamma$.

A Equação (2.3.10) é a expressão fundamental do método de fio quente transitório e sugere que se possa determinar a condutividade térmica de forma direta, se a quantidade de calor por unidade de comprimento for conhecida. De fato, se um gráfico da temperatura em função do logaritmo do tempo for traçado $(\Delta T_{id} \times \ln t)$, pode-se obter a condutividade a partir da inclinação da curva, dada pelo coeficiente angular $(q/4\pi k)$. Na Figura (2.3.31) é mostrado um desenho ilustrativo das curvas típicas (teórica e experimental) da variação da temperatura em função do logaritmo do tempo do resultado de um ensaio com um aparato baseado no HWM.

Figura 2.3.31 – Desenho com um gráfico ilustrativo das curvas teórica e experimental típicas de um ensaio com HWM.

Fonte: adaptado de (JOHNS *et al.*, 1988).

As temperaturas na superfície do fio nos instantes de tempo t_1 e t_2 são dadas pelas Equações (2.3.11) e (2.3.12), respectivamente.

$$T_1 = \frac{q}{4\pi k} \cdot \left(\ln \frac{4\alpha t_1}{r^2 C} \right) \quad (2.3.11)$$

$$T_2 = \frac{q}{4\pi k} \cdot \left(\ln \frac{4\alpha t_2}{r^2 C} \right) \quad (2.3.12)$$

Então, para o raio fixo pode-se determinar o aumento da temperatura na superfície do fio $\Delta T_{id}(r_f, t)$ no intervalo de tempo t_1 a t_2 com a seguinte relação:

$$T_2 - T_1 = \frac{q}{4\pi k} \cdot \left(\ln \frac{4\alpha t_2}{r^2 C} - \ln \frac{4\alpha t_1}{r^2 C} \right) \quad (2.3.13)$$

Aplicando a propriedade da subtração de logaritmos, obtém-se:

$$T_2 - T_1 = \frac{q}{4\pi k} \cdot \left(\ln \frac{t_2}{t_1} \right) \quad (2.3.14)$$

Assim, a condutividade térmica pode ser determinada conhecendo-se a taxa de calor por unidade de comprimento e os valores da temperatura em dois momentos diferentes, sem a necessidade de especificar o raio em que a temperatura é medida, conforme segue (WECHSLER, 1992):

$$k = \frac{q}{4\pi(T_2 - T_1)} \cdot \left(\ln \frac{t_2}{t_1} \right) \quad (2.3.15)$$

A taxa de calor por unidade de comprimento é considerada como sendo igual à potência dissipada por unidade de comprimento do fio e pode ser calculada, como segue:

$$q = \frac{R_w I^2}{L_w} \quad (2.3.16)$$

onde: R_w é a resistência elétrica do fio por unidade de comprimento, I é a corrente elétrica aplicada ao fio para o aquecimento do mesmo e L_w é o comprimento do fio.

2.3.4 Modelo real do HWM

A implementação prática do HWM difere do modelo ideal, uma vez que as condições empregadas no modelo experimental são diferentes do ideal. De qualquer forma, o sucesso do método geralmente é garantido devido à execução de projetos apropriados e com aspectos construtivos muito próximos às considerações ideais, o que faz com que alguns dos desvios sejam insignificantes e outros sejam muito pequenos.

As diferenças entre o modelo ideal e o modelo experimental do método HWM estão relacionadas às aproximações consideradas ou negligenciadas durante o ensaio ou na concepção do arranjo experimental, como mostrado na Tabela (2.3.1).

As correções devem ser feitas em dados experimentais reais para ajustá-los de forma que possam ser descritos pela expressão fundamental do HWM ideal, mostrada anteriormente na Equação (2.3.10).

Tabela 2.3.1. – Diferenças entre as considerações feitas nos modelos ideal e real do método HWM.

Modelo ideal	Modelo real	Código
Raio zero do fio, $r = 0$	Raio finito, $r = r_w$	N
Comprimento infinito do fio, $L = \infty$	Comprimento finito do fio, $L = L_w$	C
Sem efeitos de bordas.	Efeitos de bordas presentes.	D
Condutividade térmica do fio infinita, $k_w = \infty$	Condutividade térmica do fio finita, k_w (constante)	N
Capacidade de calor específico do fio é zero, $c_{p,w} = 0$	Capacidade de calor específico do fio é finita, $c_{p,w}$ (constante)	C
Meio infinito	Célula com contornos finitos, $r = r_c$ e $L = L_c$	C
Perfil de temperatura radial contínuo a partir do eixo da fonte de calor	Descontinuidade da temperatura na interface fio/meio em $r = r_w$	N
Meio incompressível – propriedades físicas constantes	Meio compressível – propriedades físicas variáveis	C
Transferência do calor feita somente por condução	Contribuição da radiação e convecção em tempos longos	N/D

Onde na coluna Código: N: negligenciado, D: evitado pelo projeto e C: corrigido para o modelo real.
Fonte: Tradução com adaptações de (JOHNS *et al.*, 1988).

De modo resumido, são discutidas as correções que, em geral, são

eliminadas totalmente em função de cuidados no projeto e ao modo de operação do equipamento. Adicionalmente, são apresentadas as correções consideradas insignificantes e que são negligenciadas, uma vez que cada efeito em particular constitui uma correção para ΔT_{id} , não superior a 0,01% e finalmente são discutidas as correções realizadas para o modelo real, conforme estruturação a seguir (ASSAEL, 1980).

2.3.4.1 Efeitos que podem ser totalmente eliminados

A. Convecção: O aquecimento transitório do fluido (gases e líquidos) induz variações de densidade que proporcionam forças de flutuação suficientes para gerar um campo de velocidade e provocar movimentação convectiva no meio. Esse movimento convectivo do fluido possui dois componentes: um devido a gradientes de temperatura radiais e um devido a gradientes de temperatura axiais nas extremidades dos fios.

O primeiro tipo de convecção deve-se à dissipação de calor no fio no sentido radial, a qual faz a temperatura do meio mais próximo do fio estar mais quente que uma região mais afastada do mesmo, estabelecendo assim as condições para início da convecção. Entretanto, pode-se evitar este tipo de convecção estabelecendo condições experimentais de tal forma que o tempo para a realização das medições seja menor que o tempo necessário para que as forças de flutuação acelerem o fluido e afetem sensivelmente a taxa de transferência de calor do fio quente.

O tempo aproximado de início da convecção radial é dado por (JOHNS *et al.*, 1988):

$$\bar{t}_{radial} \approx 44,5 \left(\frac{\eta^2 c_p}{g^2 \beta_f^2 \rho_f k_f \Delta T^2} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (2.3.17)$$

onde: g é a aceleração devido a gravidade, β_f é o coeficiente de expansão térmica do fluido, ρ_f é a densidade do fluido, k_f é a condutividade térmica do fluido, η é a viscosidade dinâmica e c_p é a capacidade de calor específico a pressão constante.

Os tempos de início da convecção radial, calculados a partir da Equação (2.3.17) com parâmetros experimentais típicos, são normalmente superiores aos tempos máximos utilizados para a medição experimental, ou seja, 2 s ou mais.

O segundo tipo de convecção é provocado pela aceleração ascendente do fluido próximo do fio, que faz com que o fluido mais frio da parte de baixo seja levado para cima, esfriando o fio mais rapidamente do que apenas por condução radial. A transição para a transferência de calor por convecção em algum ponto ao longo do fio começa apenas quando algum efeito a partir da extremidade do fio se propaga até aquele ponto.

Para evitar este tipo de convecção deve-se assegurar que a parte superior dos compartimentos de fio esteja a uma temperatura ligeiramente mais alta do que a parte inferior (ASSAEL, 1980). Além disso, a realização da medição antes do início

do efeito convectivo axial ser considerado significativo também é utilizada como forma de se evitá-lo.

Em 1964, Goldstein e Briggs sugeriram que o tempo característico antes do qual os efeitos convectivos axiais podem ser negligenciados é dado por (GOLDSTEIN; BRIGGS, 1964):

$$\bar{t}_{axial} = \left(\frac{L_w k_f}{0,32 g \beta_f q} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.3.18)$$

onde: g é a aceleração devido a gravidade, β_f é o coeficiente de expansão térmica do fluido, q é o calor gerado no fio por unidade de comprimento e L_w é o comprimento do fio.

Embora a Equação (2.3.18) não seja precisa, serve de ponto de partida para um projeto de célula de aparatos baseados no HWM. Os valores típicos dos tempos de início da convecção axial para fluidos fora do ponto crítico (limites de fases) são de 3 s para gases e 5 s para líquidos (JOHNS *et al.*, 1988).

2.3.4.2 Correções que podem ser negligenciadas

A. Raio finito do fio: Evidentemente que os fios utilizados nas células de medição reais possuem raio finito, portanto, a condição de contorno dada em (2.3.5) não é válida e deve ser modificada, como segue:

$$t \geq 0, \quad r = r_w, \quad (\partial T / \partial r) = -q / 2\pi k_f r_w \quad (2.3.19)$$

A solução da equação de condução de calor dada pela Equação (2.3.1) deve ser novamente calculada sob as novas condições de contorno, resultando na seguinte expressão (JOHNS *et al.*, 1988):

$$\Delta T(r_w, t) = \frac{q}{4\pi k_f} \left(\ln \frac{4\alpha_f t}{r_w^2 C} \right) + \left(\frac{r_w^2}{\alpha_f t} \right) \quad (2.3.20)$$

Mais uma vez, para valores pequenos de $(r^2/4\alpha t \ll 1)$ a expressão foi truncada no segundo termo da série. De fato, em experimentos típicos o segundo termo possui valores menores que 10^{-8} e pode ser considerado desprezível. Portanto, sem o segundo termo a Equação (2.3.20) fica igual à Equação (2.3.10), que é a expressão fundamental do método de fio quente transitório ideal, evidenciando que o aumento da temperatura do fluido em torno do fio quente dificilmente depende do raio da fonte de calor.

B. Efeitos Knudsen: Como os fios utilizados na construção das células de aparatos baseados no HWM são muito finos, os efeitos Knudsen devem ser levados em consideração especialmente em baixas densidades, onde o livre caminho médio no fluido (gás) se torna da mesma ordem de grandeza que o diâmetro do fio. A manifestação do efeito se dá por uma descontinuidade na temperatura ou um salto de valor na interface fio-fluido. Ou seja, a temperatura da parede do fio, $T_w(r_w, t)$, será diferente da temperatura do fluido adjacente ao fio, $T_f(r_w, t)$, devido ao efeito de salto de temperatura. O efeito é expresso pela equação de Smoluchowski (SMOLUCHOWSKI, 1911a; SMOLUCHOWSKI, 1911b), apresentada a seguir, e

representa a diferença de temperatura de Knudsen, δT_K , como segue (HEALY; DE GROOT; KESTIN, 1976):

$$\delta T_K = T_w(r_w, t) - T_f(r_w, t) = -g_s \cdot \left(\frac{\partial T}{\partial r} \right)_{r=r_w} \quad (2.3.21)$$

onde: g_s é o fator de salto, um fator empírico proporcional ao livre caminho médio.

Segundo Healy, de Groot e Kestin, não há disponíveis na literatura medidas confiáveis deste fator.

A presença desse salto na temperatura modifica a condição de contorno dada na Equação (2.3.5), para:

$$t \geq 0, \quad r = r_w, \quad -2\pi k_f r_w \left(\frac{\partial T}{\partial r} \right)_{r=r_w} = q \quad (2.3.22)$$

Combinando as Equações (2.3.21) e (2.3.22), tem-se:

$$\delta T_K = \frac{q g_s}{2\pi k_f r_w} \quad (2.3.23)$$

A Equação (2.3.23) apresentada anteriormente mostra que a diferença de temperatura de Knudsen é independente do tempo.

A presença do salto de temperatura exige que a solução da Equação (2.3.6) seja recalculada com a adição da diferença de temperatura Knudsen. Assim, com a adição de δT_K , tem-se:

$$\Delta T_w(r_w, t) = \Delta T_{id}(r_w, t) + \delta T_K$$

$$\Delta T_w(r_w, t) = \frac{q}{4\pi k_f} \left(\ln \frac{4\alpha_f t}{r_w^2 C} \right) + \frac{q}{4\pi k_f} \left(\frac{2g_s}{r_w} \right) \quad (2.3.24)$$

Pode-verificar que o segundo termo da Equação (2.3.24) refere-se ao efeito Knudsen de primeira ordem, que na prática simplesmente desloca todos os pontos $\Delta T_{id}(r_w, t)$ medidos em relação ao logaritmo do tempo por uma quantidade constante, conforme representado no gráfico à esquerda da Figura (2.3.32), a seguir.

Figura 2.3.32 – Desenho ilustrativo dos gráficos representando os efeitos Knudsen de primeira e de segunda ordem.

Fonte: adaptado de (JOHNS *et al.*, 1988).

Como a condutividade térmica é obtida a partir da inclinação da reta e esta não é alterada, pode-se, portanto, negligenciar a correção para efeito Knudsen de primeira ordem.

As propriedades do meio físico foram consideradas independentes da temperatura no estudo do efeito Knudsen de primeira ordem, o que obviamente é apenas uma aproximação ao longo do período de medição. No entanto, admitir que

a condutividade térmica seja função da temperatura modifica a situação, pois como

$\delta T_K \propto 1/k_f$, tem-se então que:

$$\delta T_K \propto \frac{1}{\Delta T} \quad (2.3.25)$$

A consideração acima afeta a análise de primeira ordem, fazendo com que o deslocamento linear da reta seja combinado com uma mudança na inclinação, conforme representado no gráfico à direita da Figura (2.3.32). Esse termo de segunda ordem resultante do efeito Knudsen deve ser levado em consideração para fluidos com densidades muito baixas.

Na prática, esta restrição não apresenta dificuldades, uma vez que as pressões mais baixas utilizadas são, por outros motivos, muito superiores ao limite imposto pelo efeito Knudsen (JOHNS *et al.*, 1988).

Assim, o efeito Knudsen de segunda ordem pode ser negligenciado quando as medições forem realizadas em fluidos (gases) com densidades maiores que o limite dado por (ASSAEL, 1980):

$$\rho_{\text{lim}} \geq 3 \cdot 10^2 q \cdot (2 \mathcal{N} \sigma_g^2 k_f r_w T)^{-1} \quad (2.3.26)$$

onde: $\mathcal{N}$ é o número de Avogadro e σ_g é o diâmetro da esfera rígida da molécula do gás.

Assael afirma que o efeito Knudsen de segunda ordem δT_K é menor que 0,01% da medição do aumento da temperatura e pode ser negligenciada.

C. Radiação: A solução ideal da lei de Fourier pressupõe que toda a energia elétrica produzida no fio é conduzida para o fluido. Na prática, no entanto, parte dessa energia é irradiada, diminuindo a quantidade real conduzida. A energia irradiada é parcialmente absorvida pelo fluido e outra parcela é absorvida e reemitida pela parede do cilindro da célula de medição (HEALY; DE GROOT; KESTIN, 1976).

Geralmente, devido ao fato da área da circunferência do fio quente e a diferença de temperatura entre o fio e o gabinete (em torno de 5 °C) serem muito pequenas e a fraca absorção da maioria dos gases, a realização de uma descrição detalhada desse processo não é necessária (ASSAEL, 1980).

Supondo que o fluido é transparente, como é o caso nos gases, mas não necessariamente em líquidos, e que a superfície envolvida é a de um corpo negro, pode-se estimar a quantidade de energia irradiada por unidade de comprimento, como (HEALY; DE GROOT; KESTIN, 1976):

$$q_R = 2\pi r_w \sigma_B (T_w^4 - T_0^4) \approx 8\pi r_w \sigma_B T_0^3 \Delta T_w \quad (2.3.27)$$

A perda de calor por radiação modifica o q da Equação (2.3.6) e é equivalente a uma redução no aumento de temperatura do fio, $\Delta T_{id}(r_w, t)$, de:

$$\delta T_R \approx \left(\frac{8\pi r_w \sigma_B T_0^3}{q} \right) \cdot (\Delta T_w)^2 \quad (2.3.28)$$

De acordo com Assael, o efeito da radiação para gases monoatômicos é da ordem de 0,005% da medição do aumento da temperatura e pode ser negligenciado.

Para fluidos que absorvem radiação eletromagnética, os efeitos são mais significativos, uma vez que a energia irradiada a partir do fio é absorvida por um elemento do fluido, aumentando a temperatura e fazendo com que ele emita radiação isotrópica para outros elementos do fluido.

A significância da influência da radiação pode ser observada no gráfico em $\Delta T_{id}(r,t) \times \ln t$, pois se o traçado for uma linha reta, os efeitos de radiação não são significativos, mas se for uma pequena curva, a correção deve ser feita, conforme segue (LOURO, 2008):

$$\delta T_R = \frac{8\pi r_w \sigma_B T_0^3 (\Delta T_w)^2}{\left[1 + \left(\frac{1}{E} - 1 \right) + \frac{r_w}{r_c} \left(\frac{1}{E} - 1 \right) \cdot q \right]} \quad (2.3.29)$$

onde: r_c é o raio da célula de medição e E é a emissividade .

D. Aquecimento viscoso: Conforme mostrado anteriormente, o gradiente de temperatura no fluido (gás), inevitavelmente, dá origem a um campo de velocidade. Este campo de velocidade, por sua vez, pode causar dissipação viscosa no gás, elevando a temperatura local e consequente redução na perda de calor do fio.

Healy, de Groot e Kestin (HEALY; DE GROOT; KESTIN, 1976) mostraram por meio da resolução da equação de balanço de energia que uma fórmula aproximada para o efeito do aquecimento viscoso no aumento de temperatura do fio é dada por (ASSAEL, 1980):

$$\delta T_v = \frac{q}{4\pi k_f} \frac{\text{Pr} g^2 t}{2T_0^2 c_{p,f}} \quad (2.3.30)$$

onde: Pr é o número de Prandtl.

Segundo Assael, o efeito referente ao aquecimento viscoso δT_v é da ordem de 0,01% da medição do aumento da temperatura e pode ser negligenciado.

E. Trabalho de compressão: No modelo ideal, o raio externo r , bem como o comprimento axial L , da célula de medição, são assumidos como infinitos. Na prática, no entanto, o fio quente é acomodado em um cilindro de dimensões finitas, onde $r = r_c$ e $L = L_c$. Como o cilindro tem volume constante $V_c = L_c \pi r_c^2$ e massa constante m_b , o fato de se gerar o calor dentro da célula faz com que o fluido próximo ao fio quente se expanda alterando a pressão P com o tempo. Assim, as ondas de expansão cilíndricas elementares que se espalham para fora à velocidade do som resultam em pressão essencialmente constante no espaço, mas que muda com o tempo.

A fim de explicar esse processo de expansão é necessário que se resolva a equação de energia, envolvendo apenas termos devido ao trabalho de compressão, condição integral de massa constante e a lei dos gases perfeitos. Essa resolução resulta numa correção para o aumento de temperatura do fio, como (ASSAEL, 1980):

$$\delta T_{CW} = \frac{q R_u t}{\rho c_{p,f} c_{v,f} \pi r_c^2} \quad (2.3.31)$$

onde: R_u é a constante universal dos gases.

Em termos práticos, esse efeito do trabalho de compressão δT_{CW} resulta em erros em torno de 0,01% da medição do aumento da temperatura e pode ser negligenciado.

2.3.4.3 Correções restantes

A. Efeitos das pontas (ou efeitos finais): Evidentemente que o uso de um fio quente infinitamente longo suposto no modelo ideal não é exequível em uma célula de medição real. Na prática o fio quente possui um comprimento finito e tem a fixação mecânica e as conexões elétricas das extremidades feitas por meio de suportes e conexões relativamente maciças.

Como o fluxo de calor é gerado por dissipação elétrica no próprio fio, haverá um fluxo de calor condutivo longitudinal tanto no fio quanto no fluido. Como resultado, o perfil de temperatura longitudinal no fio em qualquer momento não será uniforme ao longo do seu comprimento, conforme representado nos gráficos ilustrativos da Figura (2.3.33). Portanto, considerar a resistência elétrica do comprimento total do fio não é razoável para obter uma medida precisa da temperatura, uma vez que a temperatura próxima às extremidades não é uniforme (LOURO, 2008).

A distribuição da temperatura ao longo do fio quente pode ser obtida, conforme disponível na literatura (MANSHADI; ESFEH, 2012).

Figura 2.3.33 – Desenho ilustrativo do perfil de temperatura longitudinal do fio quente: longo, curto e efetivo.

Fonte: adaptado de (JOHNS *et al.*, 1988).

A solução analítica para correção dos efeitos referentes ao comprimento finito do fio não é possível, muito embora autores como Haarman (HAARMAN, 1971) e Healy, de Groot e Kestin (HEALY; DE GROOT; KESTIN, 1976), apresentaram diferentes análises aproximadas desses efeitos.

Por exemplo, na Equação (2.3.32) é mostrada a solução de Healy, de Groot e Kestin, que seguiram a análise anterior dada por Blackwell (1956) que havia

considerado o campo de temperatura em um fluido infinito limitado internamente por um cilindro de raio r_w . Além disso, Blackwell havia desprezado a não uniformidade na distribuição de temperatura no fio ($r < r_w$), assumindo que o fluxo de calor existia somente em um comprimento arbitrário L do fio. Com as condições de contorno impostas os autores apresentaram a seguinte equação diferencial:

$$\frac{\partial T_w(r_w, t)}{\partial \ln 4\alpha_f t / r_w^2 C} = \frac{q}{4\pi k_f} (1 - \delta) \quad (2.3.32)$$

Onde δ é dado por:

$$\delta = \frac{e^{-L^2/16\alpha_f t}}{\pi} \cdot \left\{ \frac{\sqrt{16\alpha_f t}}{L} + \frac{L}{r_w} \cdot \left[\frac{k_w}{k_f} - \frac{(\rho_w c_{p,w})}{(\rho_f c_{p,f})} \right] \cdot \frac{\ln 4\alpha_f t / r_w^2 C}{(4\alpha_f t / r_w^2)^{3/2}} \right\} \quad (2.3.33)$$

O primeiro termo dentro das chaves da Equação (2.3.33) representa o efeito da condução axial no fluido, $r > r_w$, e o segundo termo representa o mesmo efeito no fio, $r < r_w$. Na análise, os autores sugeriram que o valor de δ ficasse abaixo de 10^{-4} (HEALY; DE GROOT; KESTIN, 1976).

Em ambas as análises daqueles autores foi sugerido que a melhor forma de eliminação desses efeitos é feita experimentalmente. Dentre algumas formas existentes, pode-se destacar a que utiliza dois fios quentes idênticos, com exceção do comprimento. Geralmente, são utilizados um fio longo e um fio curto que devem estar circundados pelo mesmo fluido e devem ser submetidos à mesma dissipação de calor por unidade de comprimento. Com isso pode-se mostrar que, se a resistência de cada fio for usada como medida da temperatura, a diferença da

resistência dos dois fios mede a temperatura de um fio de comprimento finito que atua como se fosse um fio infinitamente longo (denominado de “fio efetivo”), uma vez que os efeitos das pontas nos dois fios se cancelam (ASSAEL, 1980).

Supondo que a única diferença entre os fios longo e curto seja somente o comprimento, e, portanto, a resistência elétrica, o cancelamento dos efeitos de ponta pode ser obtido de forma direta e simples, uma vez que as resistências normalmente são ligadas em braços opostos de uma ponte de Wheatstone.

Idealmente, o aumento de temperatura medida, ΔT_m , do “fio efetivo” pode então ser calculado, como (JOHNS *et al.*, 1988):

$$\Delta T_m = \frac{[R_w(T) - R_w(T_0)]}{[\alpha_0 R_w(T_0)]} \quad (2.3.34)$$

onde: $R_w(T_0)$ é a resistência do “fio efetivo” ($R_w = R_t - R_s$) no estado de equilíbrio inicial a temperatura T_0 , o termo α_0 é o valor do coeficiente de temperatura dos fios na região de T_0 e $T_0 + \Delta T_m$, e α_0 é dado pela equação:

$$\alpha_0 = \frac{[A_{Pt} + B_{Pt}(2T_0 + \Delta T_m)]}{[1 + A_{Pt}T_0 + B_{Pt}T_0^2]} \quad (2.3.35)$$

$$\begin{aligned} A_{Pt} &= 3,98 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1} \\ B_{Pt} &= -5,92 \cdot 10^{-7} \text{ K}^{-2} \end{aligned} \quad \text{para fio de platina} \quad (2.3.36)$$

Na prática, no entanto, mesmo que os fios venham do mesmo carretel pode haver diferenças nas características físicas, como variações no raio médio dos condutores, o que provoca diferentes dissipações de calor e, conseqüentemente,

aumentos de temperaturas distintos. Isso, sem dúvida, impede que o cancelamento dos efeitos das pontas seja obtido de forma direta e simples, requerendo uma abordagem diferente para o cálculo do aumento de temperatura. Essa abordagem que considera as características dos dois fios pode ser encontrada em detalhes no trabalho de Kestin e Wakeham (KESTIN; WAKEHAM, 1978), assim como nos trabalhos posteriores de outros autores (ASSAEL, 1980; JOHNS *et al.*, 1988).

B. Capacidade de calor específico finita do fio: No modelo ideal, o aumento de temperatura do fluido é representado pela Equação (2.3.10). A temperatura do fio será igual à do fluido adjacente somente se a condutividade térmica do fio for infinita e a capacidade de calor volumétrica for zero, fatos que não ocorrem na prática.

Assim, para levar em consideração a capacidade de calor volumétrica finita, assim como a condutividade térmica finita, deve-se alterar no problema matemático a consideração de uma fonte linear contínua ideal para uma que envolve um cilindro composto por uma região interna $0 < r < r_f$, que é o fio e uma região externa $r_f < r < \infty$, que ainda é considerada como um fluido incompressível infinito de difusividade k_f (JOHNS *et al.*, 1988).

Assim, podem-se escrever as equações de Fourier para o fio e o gás, respectivamente, como (ASSAEL, 1980):

$$\left(\rho_w c_{p,w}\right) \frac{\partial T_w}{\partial t} = k_w \nabla^2 T_w - \frac{q}{\pi r_w^2} \quad 0 < r < r_f \quad (2.3.37)$$

$$(\rho_f c_{p,f}) \frac{\partial T_f}{\partial t} = k_f \nabla^2 T_f \quad r_f < r < \infty \quad (2.3.38)$$

Considerando as condições de continuidade:

$$T_w(r_w, t) = T_f(r_w, t) \quad k_w \left(\frac{\partial T_w}{\partial r} \right)_{r=r_w} = k_f \left(\frac{\partial T_f}{\partial r} \right)_{r=r_w} \quad (2.3.39)$$

Este é um problema padrão cuja solução para grandes valores de $4\alpha t/r_w^2$ é dada por:

$$\begin{aligned} \Delta T_{id}(r_w, t) = & \frac{q}{4\pi k_f} \left\{ \left[1 - r_w^2 \frac{(\rho_w c_{p,w}) - (\rho_f c_{p,f})}{2k_f t} \right] \ln \frac{4\alpha_f t}{r_w^2 C} + \frac{r_w^2}{2\alpha_f t} - \frac{r_w^2}{8\alpha_w t} \right\} + \\ & + \frac{q}{4\pi k_f} \left(1 - \frac{r_w^2}{r_f^2} \right) \left(1 - \frac{r_w^2 k_w k_f}{4\alpha_w} t \right) \end{aligned} \quad (2.3.40)$$

A temperatura real medida corresponde a uma média integral da Equação (2.3.40) sobre a coordenada radial do fio, de modo que:

$$\Delta T_{id}(r_w, t) = \frac{q}{4\pi k_f} \left\{ \left[1 - r_w^2 \frac{(\rho_w c_{p,w}) - (\rho_f c_{p,f})}{2k_f t} \right] \ln \frac{4\alpha_f t}{r_w^2 C} + \frac{r_w^2}{2\alpha_f t} - \frac{r_w^2}{4\alpha_w t} + \frac{k_f}{2k_w} \right\} \quad (2.3.41)$$

Portanto, a correção referente à capacidade de calor volumétrica finita é dada por:

$$\delta T_{HC} = + r_w^2 \frac{(\rho_w c_{p,w}) - (\rho_f c_{p,f})}{2k_f t} \Delta T_{id} - \frac{q}{4\pi k_f} \frac{r_w^2}{4\alpha_f t} \left(2 - \frac{k_f}{k_w} \right) \quad (2.3.42)$$

Normalmente, apenas o primeiro termo é considerado porque o segundo

termo constitui uma correção para ΔT da ordem de 0,001%. Além disso, pode-se verificar que os efeitos desta correção são maiores em tempos curtos.

C. Correção da fronteira externa: A solução ideal pressupõe que a amostra é radialmente infinita para a onda de calor. Na prática, no entanto, o fluido é contido em um recipiente finito, o que significa que, na maioria das vezes, a onda térmica que se propaga a partir do fio e alcança a fronteira externa (o limite externo) da célula de medição em $r = r_c$, alterando o histórico de temperatura do fio. Assim, para explicar esse efeito, deve-se modificar a condição de contorno dada em (2.3.4), como segue (ASSAEL, 1980):

$$t \geq 0, \quad r = r_c, \quad \Delta T_{id}(r, t) = 0 \quad (2.3.43)$$

Isso, de fato, implica que a temperatura da parede externa não muda.

Assim, deve-se esperar, no entanto, que a correção seja pequena para $r_c/r_w \approx 1500$ e desprezível em pequenos tempos.

Uma solução aproximada para o aumento de temperatura do fio considerando $r_c/r_w \gg 1$ foi dada por Fischer em 1939 (FISCHER, 1939), como segue (ASSAEL, 1980):

$$\Delta T_m(r_w, t) = \Delta T_{id}(r_w, t) - \frac{q}{4\pi k_f} \left\{ \ln \frac{4\alpha_f t}{r_c^2 C} + \sum_{v=1}^{\infty} \exp(-g_v^2 \alpha_f t / r_c^2) (\pi Y_0(g_v))^2 \right\} \quad (2.3.44)$$

onde: g_v é a v -ésima raiz consecutiva da função de Bessel de ordem zero de primeira espécie e Y_0 é a função Bessel de ordem zero de segunda espécie

avaliada em g_v .

Verifica-se que a solução ideal pode ser novamente recuperada se a correção da fronteira externa for aplicada, como segue:

$$\delta T_{OB} = \frac{q}{4\pi k_f} \left\{ \ln \frac{4\alpha_f t}{r_c^2 C} + \sum_{v=1}^{\infty} \exp(-g_v^2 \alpha_f t / r_c^2) (\pi Y_0(g_v))^2 \right\} \quad (2.3.45)$$

Esta correção, em contraste com a correção da capacidade de calor volumétrica finita, tem efeitos maiores em tempos longos e quanto maior for a difusividade térmica do fluido, mas que diminuem à medida que o raio da fronteira externa (o raio da célula de medição) é aumentado.

Na prática essa correção não é significativa, uma vez que com a adequada seleção do raio da fronteira externa e do tempo de medição, a correção δT_{OB} pode ser limitada a 0,5% do aumento da temperatura do fluido, mesmo em gases com densidades elevadas ou líquidos. Na prática a correção nunca é significativa, devido à baixa difusividade térmica do fio (LOURO, 2008).

D. Propriedades variáveis do fluido: No modelo ideal, supõe-se que as propriedades físicas dos fluidos: ρ , k , c_p e a viscosidade, μ , são independentes da temperatura. Entretanto, na prática, esses parâmetros tanto de gases quanto de líquidos geralmente são funções suaves da temperatura, exigindo, portanto, que seja aplicada uma correção adicional.

As variações das propriedades (condutividade térmica e a densidade) do

fluido causam efeitos de dois tipos, um deles é que as variações na densidade causam a movimentação do fluido, como visto anteriormente no item sobre os Efeitos Knudsen e o outro é que as variações em ambas as propriedades complicam as equações anteriormente discutidas.

Seguindo a análise de Healy, de Groot e Kestin (HEALY; DE GROOT; KESTIN, 1976), considera-se que condutividade térmica e a densidade são funções lineares de baixos coeficientes angulares, uma aproximação razoável uma vez que o aumento da temperatura do fio quente durante o ensaio é pequeno. A capacidade de calor é muito menos dependente da temperatura e pode ser considerada constante em relação aos pequenos incrementos de temperatura utilizados nas experiências HWM, desde que o ensaio não seja realizado muito perto do ponto crítico (JOHNS *et al.*, 1988).

Como citado anteriormente, a condutividade térmica é obtida da inclinação da curva do gráfico $\Delta T_{id} \times \ln t$, geralmente, numa faixa de $\Delta T(t_1)$ e $\Delta T(t_2)$. Como o aumento da temperatura do fio quente é pequeno (cerca de 5 °C) a variação do valor da condutividade térmica do fluido no intervalo de tempo, de t_1 a t_2 , também é pequena (cerca de 1% para gases). Assim, adotando a análise daqueles autores, se a temperatura do fluido em equilíbrio for T_0 , a temperatura a que a condutividade térmica é observada se refere é T_r , dada por (ASSAEL, 1980):

$$T_r = T_0 + \frac{1}{2}(\Delta T(t_1) + \Delta T(t_2)) \quad (2.3.46)$$

Utilizando esta aproximação pode-se considerar o erro envolvido insignificante.

E. Misturas: Na medição da condutividade térmica de misturas de fluidos ocorre um fenômeno adicional devido ao surgimento de um fluxo de difusão conduzido por um ou mais gradientes da composição, não presente nas considerações anteriores.

No caso da mistura de fluidos o aumento da temperatura é dado por (JOHNS *et al.*, 1988):

$$\Delta T_{id}(r, t) = \frac{q}{4\pi k_{\infty}} \left(\ln \frac{4\alpha' t}{r^2 C} \right) \quad (2.3.47)$$

onde: k é a condutividade térmica da mistura de fluidos e o subscrito ∞ indica a condição de estado estacionário, ou seja, a condutividade térmica sem a presença do fluxo de difusão, e α' embora seja independente do tempo, não é simplesmente a difusividade térmica da mistura em equilíbrio, mas inclui fatores da difusão térmica e coeficientes de difusão de massa.

Uma análise detalhada deste problema pode ser encontrada no trabalho de Khalifa, Kestin e Wakeham, que utilizaram uma mistura binária de gases perfeitos sujeitos a aquecimento pelo HWM (KHALIFA; KESTIN; WAKEHAM, 1979).

Embora a composição da mistura de gases junto ao fio varie durante a medição, devido à difusão térmica, a elevação de temperatura empregada na prática

é tão pequena que as mudanças de composição são insignificantes. A condutividade térmica medida, portanto, refere-se à composição de equilíbrio da mistura (LOURO, 2008).

E. Coeficiente de temperatura do fio: O fio metálico quando aquecido tem a geometria alterada devido aos efeitos da expansão térmica. Se o fio estiver preso nas duas extremidades com uma força fixa, o mesmo pode flambar durante o ensaio por causa de eventuais alterações no comprimento provocadas pela dilatação térmica do metal. Para evitar a flambagem, geralmente, prende-se uma das extremidades do fio em um suporte fixo e na outra extremidade utiliza-se uma mola, a fim de manter o fio esticado ao longo do processo de medição.

Uma análise detalhada deste problema pode ser encontrada no trabalho de Clifford, Kestin e Wakeham, que determinaram as influências do coeficiente de temperatura do fio metálico e da tensão axial de tração a que o fio está sujeito no valor do aumento da temperatura (CLIFFORD; KESTIN; WAKEHAM, 1980).

2.4 MÉTODOS ÓPTICOS DE MEDIÇÃO DE PROPRIEDADES FÍSICAS

Neste item são abordados os métodos de medição de propriedades térmicas por técnicas fototérmicas e ópticas de modo a apresentar ao leitor uma ideia temporal do desenvolvimento destas tecnologias.

Os métodos ópticos de medição de propriedades térmicas são classificados, neste trabalho em duas categorias em função da sonda de medição do parâmetro

físico ser ou não baseado em fibra óptica.

2.4.1 Métodos fototérmicos e fotoacústicos sem contato com a amostra

Os métodos de efeito fototérmicos e fotoacústicos de medição de propriedades térmicas de materiais sem contato são baseados no aquecimento do material por meio da absorção da radiação eletromagnética aplicada na amostra. Com a absorção parcial ou total da radiação eletromagnética, que pode ser do espectro visível (VIS), raio-X, ultravioleta (UV), infravermelho (IR), micro-ondas e radio frequência, esta energia absorvida é transformada em calor. Efeitos similares de geração de efeitos fototérmicos podem ser conseguidos com outros tipos de feixes de excitação, como de íons, elétrons, prótons, etc (SELL, 1989, p. 1).

Na Figura (2.4.1), a seguir, é mostrado um desenho com os efeitos fototérmicos provocados pela aplicação de uma fonte de radiação modulada na superfície de uma amostra (GOCH *et al.*, 1999).

A quantidade de energia convertida no sistema depende primeiramente do coeficiente de absorção do meio que é atravessado ou atingido pela radiação, dos coeficientes de reflexão especular e difusos das várias interfaces e da eficiência da conversão da energia absorvida em calor. Esta eficiência pode estar relacionada a diferentes mecanismos de decaimento não térmicos do material, tais como: fluorescência, fosforescência, fotoquímico, fotovoltaico, que podem contribuir de modo suplementar para a geração de calor, de tal forma que a soma das

contribuições térmicas e não térmicas produzam calor na amostra (SELL, 1989, p. 36).

Figura 2.4.1 – Desenho ilustrativo dos efeitos fototérmicos gerados em uma amostra sendo excitada por um feixe modulado.

Fonte: adaptado de (GOCH *et al.*, 1999).

Os métodos fototérmicos para medição de propriedades térmicas de materiais são frequentemente desejáveis em análise não destrutivas de amostras sólidas de pequenas dimensões e espessura. Tais métodos utilizam uma fonte de aquecimento sem contato (por exemplo: de um feixe laser pulsado) e uma técnica de medição de temperatura sem contato, como por exemplo, a monitoração de radiação térmica, a medição da refletividade da superfície ou de mudanças no índice de refração do meio (PARK; GRIGOROPOULOS; TAM, 1995).

Os primeiros trabalhos apresentados na literatura que utilizavam os métodos fototérmicos surgiram a partir do início da década de 70, como o método *flash*, destinado a medição de propriedades térmicas. Naquele método um pulso de luz *laser* de curta duração foi aplicado na superfície frontal de uma amostra de material

isolante com poucos milímetros de espessura e o perfil da temperatura da superfície posterior da amostra foi medido por meio de um termopar. A difusividade térmica foi determinada pela forma da curva da temperatura *versus* o tempo na superfície posterior da amostra, a capacidade de calor específico pelo valor máximo que a temperatura do termopar atingiu e a condutividade térmica pelo produto da difusividade térmica, capacidade de calor específico e da densidade do material (PARKER *et al.*, 1961).

Embora o método *flash* utilize uma técnica óptica para o aquecimento da amostra ele foi classificado como um método convencional pelo fato da determinação das propriedades térmicas da amostra advir da medição da temperatura por meio de termopar.

Em meados da década de 70 os pesquisadores americanos Gordon e Moore e os brasileiros Rogério Leite e Sérgio Porto publicaram os primeiros trabalhos sobre o efeito das lentes térmicas (TL) decorrente de seus experimentos sobre os efeitos da espectroscopia Raman em líquidos colocados dentro da cavidade laser. No trabalho os pesquisadores observaram uma mudança do índice de refração da amostra, devido ao aquecimento da mesma por absorção de luz (GORDON *et al.*, 1964; GORDON *et al.*, 1965).

O efeito das lentes térmicas ocorre devido ao fato do feixe laser aplicado na amostra possuir um perfil gaussiano. Como neste caso a intensidade óptica é maior no centro do feixe, uma distribuição radial de temperatura é criada na amostra,

produzindo uma variação no índice de refração em função do aquecimento, e consequentemente, o caminho óptico percorrido pelo laser é variado. A variação do índice de refração está relacionada com a variação da temperatura da amostra e com propriedades ópticas (coeficiente de absorção óptica) e térmicas (condutividade e difusividade térmicas) do material analisado (PASSOS, 2007).

Em 1973, os pesquisadores Hu e Whinnery mostraram que o efeito das lentes térmicas poderia ser amplificado focalizando-se o feixe laser e colocando a amostra fora da cavidade na posição de menor raio de curvatura do feixe (HU; WHINNERY, 1973).

Pouco tempo depois, no final da década de 70, os pesquisadores McLean, Sica e Glass (MCLEAN; SICA; GLASS, 1968) descobriram que as mudanças do índice de refração, induzidas por processo fototérmico, poderiam ser medidas por outros meios diretos, como também pode ser visto no trabalho de Longaker e Litvak (LONGAKER; LITVAK, 1969). Esses pesquisadores verificaram que a absorção óptica resultante do aquecimento da amostra pela luz laser e consequentemente a mudança do índice de refração causava um deslocamento na fase da luz que atravessava a região aquecida. Esse método passou a ser denominado de interferometria fototérmica (PTI), uma vez que a variação da fase da luz é medida por meio de processo interferométrico (BIALKOWSKI, 1995).

No final da década de 80 os pesquisadores Nordal e Kanstad (NORDAL; KANSTAD, 1979) propuseram o método denominado de radiometria fototérmica

(PTR), que se baseia na detecção da variação da radiação térmica infravermelha (IR) emitida por amostras excitadas por um feixe eletromagnético de bombeamento, normalmente proveniente de uma fonte de luz laser ou uma lâmpada de arco, de variados comprimentos de onda e intensidade (SELL, 1989).

Os pesquisadores Boccara, Fournier e Badoz (BOCCARA; FOURNIER; BADOZ, 1980), também no final da década de 80, propuseram e demonstraram o método de deflexão fototérmica (PTD), também conhecido como “efeito miragem”, um novo método de monitoramento do gradiente de temperatura em uma região próxima à superfície ou dentro da amostra por meio da deflexão de um feixe laser de interrogação aplicado rasantemente à superfície da amostra aquecida por um laser de bombeamento. O método de deflexão fototérmica é bastante sensível e possui um arranjo experimental simples (SELL, 1989). Podem-se encontrar na literatura diversos textos com a teoria do método e alguns arranjos experimentais para medição de propriedades térmicas de materiais (MURPHY; AAMODT, 1980; JACKSON *et al.*, 1981; AAMODT; MURPHY, 1981; AAMODT; MURPHY, 1983; KUO *et al.*, 1986; KUO *et al.*, 1986).

No início da década de 90, Ameri e outros apresentaram o método de deflexão de superfície (SD) capaz de realizar a medição da deformação da superfície de uma amostra sólida devido à expansão térmica causada pelo feixe de laser modulado. Naquele experimento os pesquisadores utilizaram um interferômetro de Michelson para comparar a fase do sinal aplicado à superfície com a do sinal de

retorno da amostra. A sensibilidade de detecção do arranjo experimental não foi medida, mas segundo os autores, seu valor era melhor que $0,1 \text{ \AA}$, uma vez que este instrumento havia sido projetado para medir ondas acústicas de superfície e, neste caso, sabe-se que a sensibilidade é melhor que $10^{-4} \text{ \AA}$, quando a frequência do sinal é de dezenas de mega-hertz (AMERI *et al.*, 1981).

Como a expansão térmica é proporcional à condutividade térmica e inversamente proporcional ao calor específico e à densidade do material, anos mais tarde começaram a surgir trabalhos destinados à medição de propriedades ópticas e térmicas de superfícies (OLMSTEAD; AMER, 1983) e de sólidos (MIRANDA, 1983; OLMSTEAD *et al.*, 1983).

Os pesquisadores Paddock e Eesley (PADDOCK; EESLEY, 1986a; PADDOCK; EESLEY, 1986b), no final da década de 90, utilizaram pela primeira vez o método de termorrefletância transiente (TTR) para medição de difusividade térmica de filmes metálicos finos. Esse método é baseado na medição por meio de um laser de prova da variação da refletância de um material que está sendo excitado e, portanto, aquecido por um pulso de um laser de bombeamento com nano ou picossegundos de duração (CLEMENS; EESLEY; PADDOCK, 1988).

Atualmente o TTR é um dos principais métodos utilizados para medição de propriedades térmicas de filmes finos metálicos (KÄDING; SKURK; GOODSON, 1994; GOODSON *et al.*, 1995; WILSON *et al.*, 2012) ou não metálicos em semicondutores (GOODSON; JU, 1999; CAHILL; MAJUMDAR, 2002; HUANG *et al.*,

2011) e em novos filmes com elevada condutividade térmica, como os de nanotubos de carbono e de grafeno (BALANDIN *et al.*, 2008; PANZER *et al.*, 2010; HOPKINS *et al.*, 2012).

2.4.2 Métodos ópticos baseados em fibras ópticas com contato com a amostra

Em 1986, Philips apresentou um dos primeiros arranjos para medição de condutividade térmica de materiais utilizando fibra óptica que ficava em contato com a amostra. O arranjo proposto, de fato, era um anemômetro térmico para medição de fluxo de líquidos e gases, que também possibilitava a medição ou detecção de outros parâmetros. Segundo o autor, o invento apresentado possibilitava as medições do fluxo de líquidos e gases, da condutividade térmica de sólidos, da pressão de líquidos e gases, além da análise de misturas de gases, a detecção de bolhas em líquidos e a indicação de níveis de líquidos, dependendo da configuração do arranjo experimental e das camadas de materiais depositadas na ponta da fibra utilizada na construção da sonda de medição (PHILLIPS, 1986).

Na Figura (2.4.2), a seguir, são apresentados os desenhos: (a) da sonda de medição em detalhes (ponta da fibra óptica), (b) de como a fibra deve ser disposta na amostra para medição da condutividade térmica de sólidos e em (c) do arranjo experimental proposto por Philips.

Naquele arranjo a extremidade de uma fibra óptica foi recoberta com um filme de fósforo, possibilitando que a fibra fosse utilizada tanto para aquecer a amostra

quanto para medir a radiação emitida por ela, dependendo do tipo e do direcionamento das luzes utilizadas para medição e para o bombeamento, além da disposição das camadas depositadas na ponta da fibra.

Figura 2.4.2 – Desenhos ilustrativos do arranjo experimental e de detalhes da sonda de medição e da fixação da fibra na amostra do anemômetro térmico proposto por Philips.

Fonte: adaptado de (PHILLIPS, 1986).

No caso da configuração do arranjo experimental para medição da condutividade térmica de sólidos a ponta da fibra (#54) foi colocada em contato com a amostra (#252) a ser analisada, assim essencialmente a camada de fósforo (#55) estava à mesma temperatura da superfície da amostra. A amostra foi colocada sobre um dissipador térmico (#254) com temperatura conhecida. Portanto, se a espessura da amostra no ponto de contato com a ponta da fibra e a área de contato entre a ponta da fibra e a amostra são conhecidas, a condutividade térmica da amostra é dada por:

$$dq = -k \frac{dAdT}{dx} \quad (2.4.1)$$

onde: dq é a taxa de calor fornecido à ponta da fibra, dA é a área de contato entre a ponta da fibra e a amostra, dT é a diferença de temperatura entre a camada de fósforo e o dissipador de calor e dx é a espessura da amostra no ponto de contato com a ponta da fibra.

No desenho (a) da Figura (2.4.2) que mostra detalhes da ponta da fibra óptica, podem-se ainda identificar os seguintes elementos: (#56) filtro de absorção na faixa do UV ao IR, (#122) camada de reflexão opcional, (#124) núcleo (*core*) da fibra óptica, (#126) casca (*cladding*) da fibra óptica, (#128) capa (*buffer*) da fibra, (#130) camada de isolamento térmica opticamente transparente, que pode ser inserida nos casos de se querer reduzir a transmissão de calor entre o filtro de absorção e o núcleo de fibra óptica.

Já no desenho (c) da Figura (2.4.2), que apresenta o esquemático em blocos do arranjo experimental do anemômetro térmico, podem-se identificar os seguintes elementos: (#42) fibra óptica, (#44) fonte de aquecimento, que pode ser uma lâmpada de arco incandescente, um diodo de emissão infravermelha (IR) ou uma fonte de emissão laser, (#46) fonte de excitação, que pode ser uma fonte de luz visível (VIS) ou de luz UV, (#48, #50) controladores das fontes de aquecimento e de excitação, respectivamente, (#52) microprocessador, (#62, #64, #72, #88, #90) lentes, (#84, #86) filtros, (#66, #74, #82) divisores de feixe, (#102, #104) receptores ópticos, (#112) outra extremidade da fibra, onde a radiação será focada e (#114) um conector (PHILLIPS, 1986).

Um segundo arranjo para medição de condutividade térmica de materiais utilizando fibra óptica surgiu em 1987 com o trabalho de White e outros pesquisadores, que propuseram um interferômetro do tipo Mach-Zehnder totalmente construído com fibra óptica com modulação da fase por variação térmica (WHITE *et al.*, 1987). De fato, o uso do arranjo como um sistema de medição de condutividade térmica foi proposto somente no ano seguinte, quando os autores utilizaram o arranjo experimental como medidor da condutividade de líquidos baseado na mudança do padrão de interferência do interferômetro Mach-Zehnder, cujo braço ativo havia sido coberto com um filme metálico e era aquecido por meio da passagem de uma corrente elétrica (WHITE *et al.*, 1988).

O padrão das franjas de interferência do arranjo está relacionado com a alteração do caminho óptico sofrido pelo laser no braço ativo. O caminho óptico, no entanto, era alterado pela variação da temperatura, que atuava no índice de refração do núcleo da fibra por meio de efeitos termo-ópticos e pela deformação nos comprimentos axial e radial da fibra causada pela expansão térmica da sílica provocada por efeitos elasto-ópticos.

Com o desligamento da corrente elétrica o resfriamento do braço ativo, que é função da condutividade térmica do material da amostra, ocorria uma mudança do padrão interferométrico (DAVIS *et al.*, 1989; WHITE *et al.*, 1989).

Na Figura (2.4.3), a seguir, são apresentados os desenhos: (a) da vista da seção transversal da fibra óptica, (b) da célula de medição de condutividade térmica

em detalhes e em (c) do arranjo experimental proposto pelos pesquisadores, como pode ser visto na patente do invento (BOBB *et al.*, 1992).

Figura 2.4.3 – Desenhos ilustrativos do arranjo experimental e de detalhes da seção transversal da fibra óptica e da célula de medição do sensor de propriedades térmicas proposto por Bobb e outros.

Fonte: adaptado de (BOBB *et al.*, 1992).

No desenho (a) da Figura (2.4.3), que apresenta a vista da seção transversal da fibra óptica podem-se identificar os seguintes elementos: (#12) fibra óptica monomodo, (#13) núcleo da fibra óptica de sílica com diâmetro de 4 μm , (#14) camada de ouro depositada por meio de pulverização catódica (*sputtering*) por onde é passada a corrente elétrica, (#15) casca da fibra óptica de sílica dopada com B_2O_3 e diâmetro de 40 μm e (#17) casca mais externa da fibra óptica com diâmetro de 85 μm .

No desenho (b) da Figura (2.4.3), que detalha a célula de medição da condutividade térmica, tem-se que: (#16) são os eletrodos de aplicação da corrente

elétrica, (#15) é a casca da fibra, (#18) é o poço ou via de passagem do fluido do qual se deseja medir a condutividade térmica e (#19) é o bloco de material isolante, para diminuir a deriva da temperatura, onde o poço é construído.

O arranjo experimental do sensor de propriedades térmicas de líquidos é mostrado no desenho (c) da Figura (2.4.3) e é composto pelos seguintes elementos: (#22a e #22b) são acopladores monomodo (2x2, 3 dB), (#24) é a fonte de luz laser, (#26) é a lente que acopla a luz na ponta da fibra de entrada (#28), que possui controle de polarização (#29), (#30 e #32) são os braços de entrada do interferômetro de Mach-Zehnder, (#34) é o atuador (esticador) de cerâmica piezelétrica (PZT) para ajuste de fase do interferômetro, (#36) é a fonte de alimentação dos eletrodos, (#38 e #40) são os braços de saída do interferômetro, (#42) são os fotodiodos de detecção dos sinais ópticos, (#44) é o analisador de sinais dinâmicos, (#46) é o amplificador diferencial dos sinais provenientes dos fotodiodos e (#48) é o amplificador *lock-in* para excitação do atuador PZT (BOBB *et al.*, 1992).

Em 2011, Yoon e outros propuseram um arranjo experimental baseado no método HWM para medição de condutividade térmica de solos. Naquele arranjo um trocador de calor de água quente em formato de "U" foi utilizado como fonte de aquecimento, enquanto que a medição da temperatura tanto no tubo (fonte de calor) quanto em posições da amostra foi feita por meio de sensores de temperatura baseados em grades de Bragg em fibra óptica, conforme mostrado na Figura (2.4.4), a seguir (YOON *et al.*, 2011). O valor da condutividade térmica da areia Joomoonjin

obtido com o arranjo utilizando sensores FBG foi comparado com o valor obtido com arranjo utilizando termorresistências de platina, sendo considerado bastante satisfatório.

Figura 2.4.4 – Desenho ilustrativo do arranjo experimental para medição da condutividade térmica de solos utilizando sensores de temperatura baseados em FBG proposto por Yoon e outros.

Fonte: adaptado de (YOON *et al.*, 2011).

Recentemente, foram publicados trabalhos sobre sensores baseados em interferômetros de Fabry-Perot em fibra utilizados para medição da condutividade térmica de gases (PEVEC; DONLAGIC, 2017) e de líquidos (MATJASEC; DONLAGIC, 2017).

Na realidade, os métodos específicos para medição de propriedades térmicas utilizando arranjos experimentais baseados em fibras ópticas são pouco comuns na literatura, entretanto, técnicas de anemometria utilizando fibras ópticas para medição de fluxo de gases e líquidos que utilizam as mais diversas formas de aquecimento

do elemento sensor, são mais abundantes e, portanto, diversos estudos sobre o assunto foram encontrados.

A seguir são apresentados alguns exemplos de anemômetros de fio quente (HWA) construídos em fibra óptica que ilustram essa variedade de possibilidades de técnicas de aquecimento.

No primeiro exemplo, Chen, Cashdollar e Xu propuseram um método de sintonia do espectro de resposta de uma FBG por meio do uso da luz de um diodo laser (LD). No arranjo proposto uma FBG foi inscrita (gravada) em um pedaço de fibra monomodo (SMF) com diâmetros de 8,2/125 μm (núcleo/casca, respectivamente) e que, posteriormente, teve sua casca coberta com filme de prata. Este pedaço de fibra SMF foi emendado em um trecho de fibra multimodo (MMF) com diâmetros de 100/400 μm (núcleo/casca). Uma luz de radiação infravermelha em 900 nm com potência de 450 mW foi injetada no núcleo da fibra MMF, que após a emenda foi acoplada para a casca da fibra SMF. A luz acoplada na casca da SMF foi absorvida pela cobertura metálica e transformada em calor, promovendo o aquecimento da fibra e consequentemente sintonizando termicamente a resposta espectral da FBG (CHEN; CASHDOLLAR; XU, 2004).

No ano seguinte, Chen em conjunto com outros pesquisadores do grupo publicaram trabalhos indicando o uso do dispositivo como sensor de temperatura e nível de líquido em temperatura ambiente e criogênica (CHEN *et al.*, 2005).

Na Figura (2.4.5), a seguir, são mostradas: (a) uma foto ampliada com as indicações das fibras SMF e MMF emendadas e de setas representando a luz passando do núcleo da fibra MMF para a casca da SMF no dispositivo proposto por Cashdollar e Chen e em (b) o desenho ilustrativo do dispositivo autoaquecido proposto por McMillen.

Figura 2.4.5 – Foto ampliada da região de emenda das fibras SMF e MMF do dispositivo proposto por Cashdollar e Chen e do desenho ilustrativo do dispositivo proposto por McMillen.

Fonte: adaptado de (CASHDOLLAR; CHEN, 2005) e de (MCMILLEN, 2007).

Além disso, os autores utilizaram o arranjo como um anemômetro para medição de fluxo de gases. Neste caso, a taxa com que o calor gerado no pedaço de fibra SMF era retirado da superfície estava relacionada com o fluxo do fluido que a circundava. Com a medição da temperatura pelo sensor FBG foi possível determinar a velocidade do fluxo (CASHDOLLAR; CHEN, 2005).

Posteriormente, McMillen, um orientado do Prof. Chen, utilizou o arranjo de sintonia espectral da FBG autoaquecida como sensor de vácuo em sua dissertação de mestrado (MCMILLEN, 2007).

O segundo exemplo, denominado de anemômetro em “X”, para medição de

velocidade e direção do fluido também se baseia no princípio de autoaquecimento de um pedaço de fibra SMF, com uma FBG inscrita em seu núcleo e com a casca recoberta com filme de prata, emendada em um trecho de fibra MMF. Neste arranjo, a luz de bombeamento para aquecer o pedaço de fibra SMF com o filme metálico era proveniente de um laser de alta potência de íon argônio (JEWART *et al.*, 2006).

Na Figura (2.4.6), a seguir, são mostrados: (a) uma foto do anemômetro construído por Jewart e outros e em (b) o desenho representativo do dispositivo proposto.

Figura 2.4.6 – Foto do anemômetro autoaquecido em "X" e desenho ilustrativo do dispositivo proposto por Jewart e outros.

Fonte: adaptado de (JEWART *et al.*, 2006).

Em 2011, os pesquisadores Caldas e seus colaboradores (CALDAS *et al.*, 2011) propuseram um dispositivo HWA para a medição do fluxo de ar totalmente construído em fibra óptica.

Os autores construíram um dispositivo híbrido composto de uma LPG, com comprimento de onda central de 1480 nm e de uma FBG, com comprimento de onda central de 1550 nm. Para a construção do dispositivo os pesquisadores gravaram a LPG em um pedaço de fibra óptica monomodo modelo SMF-28 utilizando o método

de arco elétrico (REGO *et al.*, 2001). Em outro pedaço de fibra do mesmo tipo os autores inscreveram uma FBG utilizando o método da máscara de fase (HILL *et al.*, 1993) e então um filme metálico de prata (Ag) foi depositado pelo método de feixe de elétrons na região da fibra que cobre o comprimento da FBG.

Os pesquisadores então fizeram a emenda do pedaço de fibra contendo a LPG ao pedaço de fibra que contém a FBG inscrita. A distância entre o término da LPG e o início do filme metálico que cobre a FBG foi de aproximadamente 10 mm.

Na Figura (2.4.7), a seguir, são mostrados: (a) o desenho do arranjo experimental do HWA e em (b) o desenho com detalhes do dispositivo sensor proposto por Caldas e outros.

Figura 2.4.7 – Desenhos ilustrativos do arranjo experimental do anemômetro autoaquecido e de detalhes da estrutura híbrida LPG-FBG propostos por Caldas e outros.

Fonte: adaptado de (CALDAS *et al.*, 2011).

O laser de bombeamento utilizado para injetar luz no lado da fibra com a LPG tinha comprimento de onda central em 1480 nm e potência de saída de 500 mW. A luz utilizada para a interrogação da FBG era gerada por um diodo superluminescente

(SLD) com comprimento de onda central em 1550 nm e potência de 2,5 mW.

As leituras da resposta espectral da FBG foram feitas por meio de analisador de espectro óptico (OSA).

A LPG, nesse caso, foi utilizada para acoplar a luz injetada no núcleo para a casca da fibra. Essa luz era então absorvida pela camada metálica depositada na casca da fibra provocando o aquecimento do trecho coberto pelo filme metálico. A FBG, que está inscrita sob esse filme, era utilizada como elemento sensor para a medição da temperatura da região da fibra. Assim, com a aplicação de um fluxo de ar na entrada do aparato o calor na região aquecida da fibra era carregado para fora da câmara, provocando a diminuição do valor da temperatura lida pela FBG, em função da velocidade do fluido (CALDAS *et al.*, 2011).

O quarto exemplo de anemômetro encontrado na literatura foi proposto por Gao e outros, que utilizaram dois pedaços distintos de fibras com elevados coeficientes de absorção (HAF) no comprimento de onda da fonte de 1480 nm, sendo um deles com atenuação de 5 dB/m e outro de 1 dB/m. Os pesquisadores inscreveram uma FBG em cada um dos dois pedaços de fibra de atenuação de 5 dB/m e de 1 dB/m, denominando-as de S-FBG e R-FBG, respectivamente.

Os dois pedaços de fibra foram emendados e colocados em um tubo de aço inox especialmente projetado. O formato do tubo possibilitou o encapsulamento e a proteção da R-FBG e a exposição da S-FBG ao fluxo de ar, conforme ilustrado na

Figura (2.4.8), a seguir, onde em (a) é apresentado um desenho do dispositivo sensor proposto e em (b) a estrutura S-FBG é mostrada em detalhes (GAO *et al.*, 2011).

Figura 2.4.8 – Desenhos ilustrativos do anemômetro autoaquecido utilizando duas FBG inscritas em fibras de alta atenuação e de detalhes da estrutura S-FBG proposta por Gao e outros.

Fonte: adaptado de (GAO *et al.*, 2011).

A luz do laser de bombeamento foi injetada nas fibras, que absorveram a energia óptica e a transformaram em calor, de acordo com o seu coeficiente de absorção. A utilização de fibras com elevado coeficiente de absorção da luz descarta a necessidade da deposição de filme metálico para aquecer a região da fibra em que as FBG estão inscritas.

O aparato foi posicionado na saída de um túnel de vento e com a aplicação de um fluxo de ar controlado. O calor na região aquecida da fibra foi levado para fora do dispositivo provocando a diminuição do valor da temperatura lida pelas FBG, que é função da velocidade do fluido (GAO *et al.*, 2011). Posteriormente, os autores patentearam o invento, que pode ser encontrado na literatura (TAM *et al.*, 2011).

No quinto exemplo, Chen e outros construíram e apresentaram um anemômetro de fio quente que utilizava sinais de espalhamento Rayleigh em fibra e reflectometria óptica no domínio da frequência (OFDR) para realizar a medição distribuída do fluxo ao longo da fibra com resolução espacial de milímetros (CHEN *et al.*, 2012).

Na Figura (2.4.9), a seguir, são mostrados: (a) o desenho ilustrativo do arranjo experimental do anemômetro baseado na medição do espalhamento Rayleigh em fibra usando OFDR e em (b) o desenho da fibra coberta com filme de cobre em detalhe.

Figura 2.4.9. – Desenhos ilustrativos do arranjo experimental do anemômetro baseado no espalhamento Rayleigh e na técnica OFDR e de detalhes da fibra aquecida por corrente elétrica propostos por Chen e outros.

Fonte: adaptado de (CHEN *et al.*, 2012).

O anemômetro distribuído baseado no espalhamento Brillouin e espacialmente resolvido usando reflectometria óptica no domínio do tempo (OTDR) proposto por Wylie, Brown e Colpitts é o sexto exemplo de HWA em fibra. Os pesquisadores inseriram um feixe de fibras ópticas em um tubo de aço inox, que foi

aquecido pela passagem de uma corrente elétrica e então realizaram medições distribuídas de frequência de Brillouin (WYLIE; BROWN; COLPITTS, 2012).

Nos desenhos da Figura (2.4.10), a seguir, são mostrados em (a) o tubo de aço (jaqueta) utilizado para envolver a fibra óptica e em (b) o arranjo experimental do anemômetro baseado na medição do espalhamento Brillouin em fibra usando OTDR.

Figura 2.4.10 – Desenhos ilustrativos do tubo de aço inox e do arranjo experimental do anemômetro baseado na medição do espalhamento Brillouin e na técnica OTDR proposto por Wylie, Brown e Colpitts.

Fonte: adaptado de (WYLIE; BROWN; COLPITTS, 2012).

O aparato foi posicionado na saída de um túnel de vento e com a aplicação de um fluxo de ar, o calor na região aquecida do tubo foi levado para fora, provocando uma diminuição do valor da temperatura na região. O valor da frequência de espalhamento de Brillouin varia com a temperatura, que é função da velocidade do fluido (WYLIE; BROWN; COLPITTS, 2012).

O último exemplo de HWA encontrado nesta pesquisa é o anemômetro autoaquecido baseado no acoplamento da luz guiada no núcleo de uma fibra óptica

para a casca de outra fibra após a passagem da luz por uma emenda com um determinado desalinhamento entre os núcleos das fibras. O anemômetro proposto por Dong e outros pode ser visto na Figura (2.4.11), a seguir, onde em (a) são mostrados uma foto e um desenho do desalinhamento da emenda e em (b) é mostrado o arranjo experimental do anemômetro baseado em fibras desalinhadas.

Figura 2.4.11 – Foto ampliada com detalhe do desalinhamento das fibras na emenda e desenho ilustrativo do arranjo experimental do anemômetro autoaquecido proposto por Dong e outros.

Fonte: adaptado de (DONG *et al.*, 2012).

Naquele arranjo a luz acoplada na casca foi absorvida por um filme metálico de prata, que aquecia e elevava a temperatura na região da fibra sob o filme metálico. Uma rede FBG inscrita no núcleo da fibra na região sob o filme foi utilizada como elemento sensor que tinha o comprimento de onda de Bragg alterado com a mudança da temperatura do filme, que por sua vez era função do fluxo de ar que passava pela área de cobertura do filme (DONG *et al.*, 2012).

Como já foi mencionado anteriormente, não foram encontrados na literatura

muitos trabalhos sobre métodos ópticos baseados em fibra óptica para medição de propriedades térmicas de materiais. Este cenário foi motivador para a realização deste trabalho, no qual são apresentados os estudos e os resultados da implementação e da caracterização de alguns tipos de transdutores baseados em estruturas LPG-FBG em fibra óptica destinadas à medição de propriedades térmicas, como a condutividade e a difusividade, de materiais gasosos e líquidos.

2.5 FIBRA ÓPTICA E SENSORES EM FIBRA

A transmissão de informações por grandes distâncias utilizando a luz não é algo que se pode atribuir aos tempos modernos, entretanto, o guiamento da luz utilizando um meio líquido ou sólido é algo relativamente recente (HECHT, 2004).

Com o surgimento dos primeiros experimentos com guias de luz utilizando jatos d'água (COLLADON, 1842), passando pelas primeiras transmissões de informações utilizando a luz (BELL, 1880) e pela captação de imagens com tubos de vidro em instrumentos médicos (ROTH; REUSS, 1889), até o que conhecemos atualmente como fibras ópticas, muita coisa mudou em termos das formas, tecnologias utilizadas e fins de aplicação.

O surgimento da fibra óptica é atribuído aos pesquisadores Harold Horace Hopkins e Narinder Singh Kapany, que desenvolveram feixes de fibras de vidro para uso como endoscópio destinado a realização de exames do interior de certos órgãos ou cavidades do corpo humano (HOPKINS; KAPANY, 1954).

Lentamente a fibra óptica foi ganhando espaço nas mais diversas áreas de pesquisas até o início da década de 70, época em que ocorreu um grande salto na sua utilização com a verificação da possibilidade de utilizá-las em sistemas de comunicação por Charles Kuen Kao e George Alfred Hockham (KAO; HOCKHAM, 1966).

Uma das principais características que fizeram com que a fibra óptica se tornasse tão atrativa no campo das comunicações foi sua elevada largura de banda, característica essa que lhe confere a capacidade de transportar grande número de informações de vários usuários simultâneos em um único canal de transmissão. Com uma largura de banda muito superior aos métodos de transmissão tradicionais (baseados em condutores de cobre ou em transmissões por ondas de rádio, como as micro-ondas), as fibras ópticas passaram a ser uma opção muito interessante (RIBEIRO, 1996).

Em 1971, o pesquisador Elias Snitzer recebeu a concessão da patente de alguns mecanismos de controle da polarização e da fase da luz guiada em uma fibra óptica. A utilização desses mecanismos de certa forma mostrou que as fibras poderiam ter grande utilidade não só nas telecomunicações como também na criação de dispositivos construídos na própria fibra e em sensores, uma vez que modulações de parâmetros físicos da fibra poderiam interferir nas informações transportadas por ela (SNITZER, 1971).

A fibra óptica já havia despontado para o uso em telecomunicações na

segunda metade da década de 70, quando começam a surgir os primeiros trabalhos utilizando a fibra óptica como sensor. Assim, pode-se considerar que os trabalhos que marcaram o início dessa nova utilização das fibras foram o giroscópio baseado em um interferômetro em anel, que utiliza o efeito Sagnac (VALI; SHORTHILL, 1976), o hidrofone, que utiliza a modulação de fase causada por ondas acústicas numa fibra imersa em um fluido em um arranjo interferométrico (BUCARO; DARDY; CAROME, 1977) e o sensor de corrente elétrica que usa o efeito magneto-óptico de Faraday do material de fabricação da fibra para obtenção das grandezas físicas (ROGERS, 1977). Adicionalmente, neste último trabalho, o pesquisador mostrou a possibilidade tanto de medir quanto de transmitir os parâmetros captados através da mesma fibra óptica.

2.5.1 Redes de Bragg em fibra óptica – FBG

Em 1978, Hill e seus colaboradores identificaram o efeito da fotossensibilidade durante estudos sobre as propriedades não lineares das fibras ópticas de sílica dopadas com germânio. No experimento, os autores injetaram um intenso feixe de luz gerado por um laser de íon-argônio na fibra e observaram que a intensidade da luz transmitida diminuía com o decorrer do tempo de exposição até que quase a totalidade da luz injetada era refletida. Acreditou-se que uma estrutura periódica havia sido formada na fibra, uma vez que a reflexão espectral era mais intensa em uma faixa estreita de comprimentos de onda. De fato, como a fibra terminava em aberto, parte da luz injetada estava sofrendo reflexão de Fresnel na

face clivada, provocando interferência com a luz injetada no núcleo da fibra e criando uma onda estacionária. Essa onda estacionária, por sua vez, gerava um padrão permanente de índices de refração no núcleo da fibra, sendo que os máximos desse padrão de onda estacionária coincidiam com as regiões de maior alteração do índice de refração e nos mínimos do padrão a mudança de índice era muito pequena (HILL *et al.*, 1978).

Inicialmente os pesquisadores indicaram que os dispositivos criados poderiam ser utilizados como filtros refletores de banda estreita, entretanto, os dispositivos tinham utilização restrita na área das telecomunicações, devido às limitações na técnica de inscrição da modulação do índice de refração (OTHONOS, 1997).

As limitações citadas advêm do fato de que o período da modulação do índice de refração depende do comprimento de onda do laser, e como este é fixo, a criação de filtros sintonizados em diversas regiões do espectro não era possível.

Hill, Kawasaki e outros colaboradores, mostraram naquele e em um trabalho posterior que a resposta espectral do filtro poderia ser ajustada indiretamente por variações de temperatura e de deformações mecânicas na fibra óptica (HILL *et al.*, 1978; KAWASAKI *et al.*, 1978).

Inicialmente o dispositivo criado por meio da variação do índice de refração no núcleo da fibra óptica foi chamado de grade de Hill (*Hill's grating*) (HILL; MELTZ, 1997) e posteriormente renomeadas para grade, ou rede de Bragg em fibra óptica,

em homenagem aos físicos William Henry Bragg e William Lawrence Bragg, pai e filho, respectivamente.

Na Figura (2.5.1), a seguir, é apresentado um desenho ilustrativo da FBG.

Figura 2.5.1. – Desenho ilustrativo de uma FBG e dos espectros de entrada, de reflexão e de transmissão de uma FBG.

Fonte: adaptado de (HAASE, 2007).

Em 1981, os pesquisadores Lam e Garside apresentaram um trabalho de caracterização desses filtros, no qual mostravam a relação entre a qualidade da rede (filtro), a intensidade da luz laser usada para formá-la e o tempo de exposição. Os autores concluíram que a largura de banda espectral e a perturbação de índice induzida eram proporcionais ao quadrado da intensidade da potência de inscrição da rede de Bragg (LAM; GARSIDE, 1981).

Naquele trabalho, assim como no de Bures, Lacroix e Lapiere (BURES; LACROIX; LAPIERE, 1982), a ocorrência do fenômeno da fotossensibilidade no núcleo da fibra dopada com germânio foi atribuída ao processo de absorção de dois

fótons, como sendo o possível mecanismo responsável pela mudança do índice de refração. Esse efeito fotorrefrativo de alteração permanente do índice de refração já estava sendo estudado em cristais de LiNbO_3 e LiTaO_3 iluminados com intensa luz laser (ASHKIN *et al.*, 1966; GLASS, 1978).

A modulação periódica no índice de refração criada no núcleo da fibra é dita permanente no sentido de ser extremamente estável ao longo dos anos e que eventual degradação na refletividade devida à exposição da fibra à temperatura elevada pode ser minimizada, se o guia de onda óptica sofrer um recozimento apropriado (ERDOGAN *et al.*, 1994).

Embora as FBG tenham sido descobertas em 1978, foi somente a partir de 1989, com o trabalho de Meltz, Morey e Glenn que as redes começaram a ser mais amplamente utilizadas nos dispositivos ópticos. Os autores apresentaram uma técnica de inscrição lateral da rede de Bragg no núcleo da fibra óptica usando um método de interferometria holográfica, possibilitando a construção de filtros em fibras com diâmetros comerciais e com reflexões em comprimentos de onda entre 1300 e 1500 nm, viabilizando a utilização dessas estruturas em equipamentos de telecomunicações (MELTZ; MOREY; GLENN, 1989a).

Em outra publicação desses autores foi apresentada a utilização das FBG como sensores de deformação e de temperatura, (MOREY; MELTZ; GLENN, 1989b).

Desde então, devido a uma série de vantagens em relação a outros sensores a fibra ópticas, como relativo baixo custo de fabricação e a capacidade única de multiplexação de comprimentos de onda, as FBG vêm sendo alvos de rápidos e contínuos desenvolvimentos no campo da metrologia óptica (RAO, 1999).

2.5.1.1 Métodos de gravação da FBG

A necessidade da criação de padrões periódicos submicrométricos é um requisito fundamental para a fabricação das FBG e exige dos sistemas utilizados para a gravação das redes características como precisão e estabilidade (OTHONOS, 1997).

Podem ser encontrados na literatura alguns métodos e suas variações que são utilizados para gravação de redes de Bragg em fibra e que, de uma forma genérica, podem ser categorizados em métodos interferométricos, métodos de máscara de fase e métodos ponto a ponto.

Nos métodos interferométricos um padrão de intensidade é criado por meio de dois feixes de luz interferentes, que pode ser obtido utilizando-se dois espelhos, como no caso do método de interferência holográfica (MELTZ; MOREY; GLENN, 1989a), utilizando um prisma (KASHYAP *et al.*, 1990; EGGLETON *et al.*, 1994), com o uso de espelho de Lloyd (LIMBERGER *et al.*, 1993), com o uso de um interferômetro de Talbot (DYER; FARLEY; GIEDL, 1996) ou com a utilização de uma única máscara de fase e um interferômetro ajustável (DOCKNEY; JAMES; TATAM,

1996; OTHONOS, 1997; KASHYAP, 1998).

Arranjos de gravação de FBG que utilizam variações desses métodos interferométricos ou a combinação deles também podem ser encontrados na literatura (KASHYAP, 2009).

O padrão de intensidade da luz também pode ser criado com a utilização de máscaras de fase para inscrição direta na fibra (HILL *et al.*, 1993; ANDERSON *et al.*, 1993). O método da máscara de fase direta proposto por Hill e outros talvez seja o mais comum e um dos mais simples e eficazes na escrita de FBG em fibras fotossensíveis em grande número, com alta qualidade e elevada reprodutibilidade. Por outro lado, a desvantagem em relação aos outros métodos é que para cada período de FBG, uma máscara de fase diferente é necessária (OTHONOS, 1997).

Raman Kashyap resolveu a questão da necessidade de muitas máscaras, uma para cada período de rede, com o uso de um arranjo interferométrico ajustável e apenas uma máscara de fase, entretanto, acrescentou, com isso, a susceptibilidade dos arranjos interferométricos volumétricos aos efeitos externos, como vibrações mecânicas e variações térmicas (KASHYAP, 1998).

Nos método de inscrição ponto a ponto de FBG a modificação do índice de refração do núcleo da fibra fotossensível ocorre por meio da escrita individual de cada período da rede pela exposição a um único impulso proveniente de um laser de excímeros (HILL *et al.*, 1990; ASKINS *et al.*, 1992; ARCHAMBAULT; REEKIE;

RUSSEL, 1993; ARCHAMBAULT; REEKIE; RUSSEL, 1993; MALO *et al.*, 1993).

Essas técnicas não invasivas de inscrição no núcleo da fibra, dependendo das características requeridas, proporcionam a formação de FBG com características atraentes, como grande largura de banda e alta refletividade, de forma rápida e eficiente. Essas redes são normalmente utilizadas para construção de dispositivos com baixas perdas (OTHONOS, 1997).

2.5.1.2 Princípio de funcionamento da FBG

Pode-se dizer que uma rede em fibra óptica consiste em uma modulação periódica ou quase periódica do índice de refração no núcleo ou da casca de uma fibra ao longo do eixo longitudinal, que age como um espelho refletor para os comprimentos que satisfazem as condições de casamento de fase entre um modo guiado e os outros modos, sejam eles de núcleo, de casca ou de radiação (OTHONOS, 1997; LÓPEZ-HIGUERA, 1998).

O princípio de funcionamento das redes Bragg em fibras ópticas é descrito pela teoria dos modos acoplados (YARIV, 1973), que apresenta uma formulação elegante e completa da descrição física das redes de difração em fibra óptica, a qual inclui as redes de Bragg.

Contudo, não se pretende apresentar neste trabalho a modelagem teórica e o princípio de funcionamento das FBG, uma vez que o autor já o fez anteriormente, na sua dissertação de mestrado, na qual apresentou um breve estudo sobre a teoria,

modelagem e métodos de simulação das FBG (SILVA, 2011). Além disso, pode-se encontrar na literatura alguns trabalhos que descrevem em detalhes a teoria dos modos acoplados (TAYLOR; YARIV, 1974; YARIV, 1979).

2.5.1.3 FBG como elemento sensor

Assim como ocorreu no item anterior, sobre o princípio de funcionamento da FBG, o autor também tratou anteriormente em detalhes os aspectos sobre o uso das redes de Bragg como elemento sensor (SILVA, 2011), portanto, não se pretende prolongar o estudo sobre o tema no presente trabalho, sendo apresentado apenas um breve resumo.

O período da rede de Bragg Λ é alterado com variações tanto da temperatura quanto da deformação mecânica aplicada à fibra. Isso, no entanto, ocorre porque os tensores fotoelásticos (elasto-ópticos) e termoelásticos (termo-ópticos) de uma fibra óptica não são nulos, o que faz com que aspectos físicos e ópticos da fibra sejam alterados em função de variações daqueles parâmetros físicos.

O comprimento de onda de Bragg em uma FBG depende do índice de refração efetivo do núcleo e da periodicidade da rede, como pode ser visto na Equação (2.5.1), a seguir:

$$\lambda_B = 2n_{ef}\Lambda \quad (2.5.1)$$

onde: λ_B é o comprimento de onda central no espaço livre da luz de entrada que

será refletida pela rede de Bragg, n_{ef} é o índice de refração efetivo do núcleo da fibra para o comprimento de onda central no espaço livre e Λ é a periodicidade da rede.

As variações da temperatura e da deformação mecânica provocam um deslocamento $\Delta\lambda_B$ no comprimento de onda central do espectro de reflexão da rede de Bragg λ_B , como segue (OTHONOS, 1999):

$$\Delta\lambda_B = \lambda_B \left[\overbrace{\left(\frac{1}{n_{ef}} \frac{\partial n_{ef}}{\partial l} + \frac{1}{\Lambda} \frac{\partial \Lambda}{\partial l} \right)}^{(1-p_e)\varepsilon_z} \Delta l + \left(\overbrace{\frac{1}{n_{ef}} \frac{\partial n_{ef}}{\partial T}}^{\alpha_n} + \overbrace{\frac{1}{\Lambda} \frac{\partial \Lambda}{\partial T}}^{\alpha_\Lambda} \right) \Delta T \right] \quad (2.5.2)$$

onde: Δl é variação no comprimento da fibra óptica.

O primeiro termo da Equação (2.5.2) refere-se à sensibilidade da FBG à deformação mecânica longitudinal (tração ou compressão), que pode ser reescrito em função da deformação mecânica longitudinal aplicada ε_z e da constante efetiva elasto-óptica p_e , obtendo-se (HILL; MELTZ, 1997):

$$\frac{\Delta\lambda_B}{\lambda_B} = (1 - p_e)\varepsilon_z \quad (2.5.3)$$

Sendo que p_e é definida como:

$$p_e = \frac{n_{ef}^2}{2} [p_{12} - \nu(p_{11} + p_{12})] \quad (2.5.4)$$

onde: p_{11} e p_{12} são componentes do tensor elasto-óptico e ν é a razão de Poisson.

O segundo termo da Equação (2.5.2) representa o efeito da temperatura sobre a fibra óptica e corresponde à variação na periodicidade da rede e à mudança no índice de refração induzidos pela variação da temperatura ΔT , como segue:

$$\frac{\Delta \lambda_B}{\lambda_B} = (\alpha_\lambda + \alpha_n) \Delta T \quad (2.5.5)$$

onde: α_λ é o coeficiente de expansão térmica da fibra e α_n é o coeficiente termo-óptico da fibra.

2.5.2 Redes de período longo – LPG

A ideia de estruturas periódicas em fibras ópticas parece ter surgido dos estudos sobre perdas ópticas por curvaturas distribuídas aleatoriamente ao longo do comprimento de um cabo óptico (OLSHANSKY, 1975).

No final da década de 80 um estudo sobre os efeitos que a temperatura provocava sobre o sinal transmitido por uma fibra com algum tipo de curvatura ou microcurvatura periódica foi apresentado (HANSON, 1980).

No início da década de 90 diversos trabalhos sobre transdutores com princípio de funcionamento baseado nos efeitos que as microcurvaturas periódicas induzidas mecanicamente ao longo da fibra provocam na intensidade e na fase de luz foram publicados, como o sensor acústico de Fields e Cole (FIELDS; COLE, 1980), o sensor de pressão de Fields e outros (FIELDS *et al.*, 1980), o sensor de deslocamento de Lagakos e outros (LAGAKOS *et al.*, 1981) e o sensor de força ou

deslocamento proposto por Taylor em seu trabalho sobre os efeitos das microcurvaturas em fibras ópticas (TAYLOR, 1984).

Os pesquisadores Diemeer e Trommel (DIEMEER; TROMMEL, 1984) apresentaram um trabalho com informações importantes para o desenvolvimento de projetos de sensores de microcurvatura induzidas mecanicamente, assim como no trabalho de Lagakos, Cole e Bucaro (LAGAKOS; COLE; BUCARO, 1987) que apresenta a teoria de um sensor óptico genérico baseado em microcurvaturas.

Em 1986 os pesquisadores Blake, Kim e Shaw propuseram a construção de um eficiente acoplador modal por meio da utilização de uma estrutura com microcurvaturas periódicas produzidas mecanicamente (BLAKE; KIM; SHAW, 1986).

Pouco meses depois de Meltz, Morey e Glenn terem proposto um método de inscrição de redes de Bragg em fibras ópticas utilizando uma técnica holográfica transversal (MELTZ; MOREY; GLENN, 1989a), Hill e outros pesquisadores apresentaram um eficiente acoplador modal ($L_{01} \leftrightarrow L_{11}$) em fibra óptica, produzido por meio da inscrição da modulação do índice de refração utilizando uma nova técnica de gravação ponto a ponto com pulso de laser UV. Os acopladores apresentados operavam na 1ª janela de transmissão óptica (de 800 nm a 900 nm), pois tinham resposta espectral na faixa de 600 nm a 900 nm (HILL *et al.*, 1990).

A técnica de gravação apresentada pelos pesquisadores é bastante interessante, pois possibilita a livre escolha do período da rede, limitada apenas pela

resolução do mecanismo trasladador de movimentação da fibra ou do laser. Os autores concluíram que os dispositivos apresentados tinham um grande potencial de aplicação, como filtros ópticos de comprimento de onda e conversores de modos, na área das comunicações ópticas, bem como em aplicações interferométricas ou de sensores (HILL *et al.*, 1990).

Em trabalho posterior os pesquisadores do grupo de Hill apresentaram outro acoplador modal de banda estreita ($L_{01} \leftrightarrow L_{02}$) em fibra óptica com eficiência de conversão acima de 75%, que também operava na 1ª janela de transmissão óptica e que fora produzido utilizando a mesma técnica ponto a ponto de gravação (BILODEAU *et al.*, 1991).

Além dos conversores modais propostos pelos autores citados anteriormente, pesquisadores do grupo ainda propuseram a fabricação de acopladores de polarização, também conhecidos como filtros de *rocking*, utilizando a mesma técnica de gravação de ponto a ponto em fibra óptica monomodo mantenedora de polarização (PMF), como pode ser visto na literatura (HILL *et al.*, 1991; JOHNSON *et al.*, 1992).

Os filtros de *rocking* são dispositivos fotorrefrativos que se baseiam no acoplamento de dois modos de polarização ortogonais da luz em uma banda específica de comprimentos de onda e foi reportado primeiramente por Stolen e seus colaboradores utilizando uma fibra monomodo birrefringente torcida de forma periódica (STOLEN *et al.*, 1984).

Somente a partir do trabalho de Vengsarkar e seus colaboradores apresentado na *Optical Fiber Communications Conference* (VENGSARKAR *et al.*, 1995) e posteriormente publicado em revista especializada da área (VENGSARKAR *et al.*, 1996a), no qual foi proposta uma nova classe de redes com modulações espaciais do índice de refração do núcleo de fibras hidrogenadas e dopadas com germânio na ordem de centenas de micrometros de espaçamento é que essas estruturas periódicas passaram a ser conhecidas como redes de período longo (*LPG, Long-Period Gratings*).

Naquela publicação os pesquisadores mostraram a grande potencialidade das LPG na área das telecomunicações ópticas, como filtros de rejeição de banda e como sensores de temperatura e tensão axial.

As LPG apresentadas eram mais atraentes do que os dispositivos propostos inicialmente por Hill *et al.*, uma vez que algumas das redes operavam em comprimentos de onda em torno de 1300 nm, referentes à 2ª janela, e outras em comprimentos de onda em torno de 1500 nm, referentes à 3ª janela de transmissão óptica. Essas janelas estão compreendidas em uma região espectral de atenuação mínima para fibras de sílica e, portanto, provocam menores perdas no sinal transmitido.

As LPG em questão foram fabricadas por meio de uma técnica de gravação que faz uso de uma máscara de amplitude feita de sílica banhada com cromo e de um laser UV. A técnica proposta possibilita a gravação de redes mais uniformes

devido à precisão que as máscaras possuem e a reprodução de LPG com características praticamente idênticas. Entretanto, a grande desvantagem desta técnica em relação à de gravação ponto a ponto é que, para cada período de LPG que se deseja gravar, é necessária uma máscara exclusiva.

Por certo a necessidade de várias máscaras pode aumentar os custos associados ao procedimento de fabricação das LPG, mesmo considerando que várias máscaras podem ser inscritas em uma mesma base, como Bhatia, outro pesquisador do grupo de Vengsarkar, propôs em sua tese de doutorado (BHATIA, 1996).

2.5.2.1 Métodos de gravação da LPG

Como o período espacial das redes de período longo é relativamente grande (algumas centenas de micrometros) diversos métodos alternativos de inscrição permanente ou não da modulação do índice de refração, mais simples que os baseados em interferometria utilizados na inscrição das FBG, foram desenvolvidos.

Os primeiros dispositivos que possuíam a modulação periódica, mas não permanente, do índice de refração da fibra óptica foram os sensores baseados em microcurvaturas, conforme apresentado anteriormente (FIELDS; COLE, 1980; FIELDS *et al.*, 1980; TAYLOR, 1984).

Vengsarkar e seus colaboradores (VENGSARKAR *et al.*, 1996a) ao apresentarem pela primeira vez a LPG, propuseram um novo método de alteração

permanente do índice de refração por meio da exposição da fibra a um laser de fluoreto de criptônio (KrF), que emite luz UV com comprimento de onda central na faixa de 242 nm a 248 nm e uma máscara de amplitude.

Pesquisadores propuseram outras técnicas de alteração do índice de refração por meio de laser UV com diferentes valores de comprimento de onda e de energia, como por exemplo, o que utiliza a luz de um laser de íon argônio (Ar^+) com comprimento de onda central na faixa do UV próximo (333 nm a 364 nm) (DIANOV *et al.*, 1996), o que utiliza a luz de um laser de flúor (F_2) centrado em 147 nm (CHEN *et al.*, 2000) e o que utiliza uma luz com frequência triplicada de um laser de neodímio: granada de ítrio e alumínio (Nd:YAG) centrado em 355 nm (BLOWS; TANG, 2000).

Podem-se igualmente encontrar na literatura métodos de inscrição de LPG tais como: o que utiliza a difusão de dopantes no núcleo da fibra (DIANOV *et al.*, 1997; DIANOV *et al.*, 1998), o que utiliza a exposição da fibra à radiação de um laser de CO_2 pulsado em alta frequência (DAVIS *et al.*, 1998; RAO *et al.*, 2003), o que utiliza radiação com pulsos com duração de femtossegundos de laser IR (KONDO *et al.*, 1999), o que utiliza a implantação iônica com íons de hélio e uma máscara metálica com o período da rede (FUJIMAKI *et al.*, 2000), o que se baseia no relaxamento do estresse mecânico (KIM *et al.*, 2000) e o que utiliza descargas elétricas para alteração do índice de refração (DIANOV *et al.*, 1997; GODBOUT *et al.*, 1998; PALAI *et al.*, 2001; REGO *et al.*, 2001).

Adicionalmente, podem-se encontrar métodos baseados na deformação mecânica da fibra (SAVIN *et al.*, 2000; YOKOTA; OKA; YOSHINO, 2002; REGO *et al.*, 2003; UGALE; MISHRA, 2013), na redução gradual do diâmetro da fibra (*tapers*) (KAKARANTZAS *et al.*, 2001), na deformação do núcleo por meio de um processo de ablação da superfície da fibra seguido de um recozimento (POOLE; PRESBY, 1994; NARAYANAN; PRESBY; VENGSARKAR, 1997) ou de extração da casca da fibra por meio da corrosão controlada para a construção das estruturas periódicas (LIN; WANG, 1999; LIN; CHERN; WANG, 2001; CHIANG *et al.*, 2010).

As LPG têm sido fabricadas em fibra de cristal fotônico por colapso periódico dos orifícios da fibra utilizando um tratamento de calor gerado por laser de CO₂ (KAKARANTZAS; BIRKS; RUSSELL, 2002; JIN; JIN; JU, 2009), por tampões microfluídicos periódicos infundidos nas cavidades microestruturadas (KERBAGE; EGGLETON, 2003), por modulações periódicas induzidas mecanicamente (VAN EIJKELNBORG; PADDEN; BESLEY, 2004; YU; SHUM; REN, 2008) ou por perfuração periódica utilizando radiação com pulsos com duração de femtossegundos de laser IR (LIU *et al.*, 2010).

2.5.2.2 Princípio de funcionamento da LPG

As redes em fibra óptica consistem na modulação periódica do índice de refração do núcleo da fibra ou da casca e, especificamente as de período longo, têm a sua operação fundamentada no acoplamento entre o modo fundamental do núcleo e os modos co-propagantes da casca, dependendo da periodicidade e da amplitude

da variação do índice de refração da LPG (BHATIA, 1996).

A luz que se propaga no modo fundamental de núcleo, ao incidir na LPG, é difratada e as componentes que satisfazem a condição de casamento de fase são acopladas para modos de casca.

Como os modos de casca não possuem boas condições de guiamento, a potência óptica acoplada para estes modos é atenuada rapidamente devido a perdas por espalhamento na interface da casca com o meio externo e por curvaturas na fibra, provocando vales de atenuação no espectro de transmissão.

A condição de casamento de fase entre o modo guiado no núcleo e os modos co-propagantes da casca de uma LPG é dada por (VENGSARKAR *et al.*, 1996a):

$$\beta_{01} - \beta_c^{(m)} = \frac{2\pi}{\Lambda} \quad (2.5.6)$$

onde: β_{01} e $\beta_c^{(m)}$ são as constantes de propagação do modo guiado no núcleo L_{01} e do m-ésimo modo de casca L_{0m} e Λ é o período da rede.

De acordo com os pesquisadores MacDougall *et al.* (MACDOUGALL *et al.*, 1998) as LPG podem ser consideradas como um caso especial das redes de Bragg em fibra, entretanto, vale mencionar algumas características que diferenciam as LPG das FBG uniformes.

Tabela 2.5.1. – Diferenças entre as LPG e as FBG uniformes.

	LPG uniforme	FBG uniforme
Período da rede (típico)	100 μm a 1 mm	< 1 μm
Comprimento da rede (típico)	Poucos mm a alguns cm	3 mm a 10 mm
Espectro de resposta	Transmissão	Reflexão
Acoplamento	Entre o modo fundamental do núcleo com os modos que se propagam na mesma direção na casca	Entre o modo fundamental do núcleo com os modos que se propagam em direção oposta no núcleo
Aplicações em telecomunicação	Filtro rejeita banda, conversor modal	Filtro passa banda
Aplicações como sensores	Temperatura, deformação, índice de refração, curvatura, químico	Temperatura, deformação, curvatura, químico
Sensibilidade à temperatura	$S_T \approx 93,0 \text{ pm}/^\circ\text{C}$	$S_T \approx 13,7 \text{ pm}/^\circ\text{C}$
Sensibilidade à deformação	$S_\Delta \approx 1,2 \text{ pm}/\mu\epsilon$	$S_\Delta \approx 1,2 \text{ pm}/\mu\epsilon$
Sensibilidade ao índice de refração	$S_{RIU} \approx 50 \text{ nm}/RIU$	Não possui (a princípio)

Fonte: Adaptado de (GOUVEIA, 2008).

2.5.2.3 LPG como elemento sensor

Vengsarkar, Bathia e seus colaboradores caracterizaram as LPG em função da influência de parâmetros físicos, como a temperatura, a deformação mecânica e o índice de refração, mostrando o enorme potencial do uso das LPG como sensores nas áreas de instrumentação e de medição (BHATIA, 1996; BHATIA; VENGSARKAR, 1996; BHATIA *et al.*, 1997a; BHATIA, 1999).

Pode-se reescrever a expressão que caracteriza a condição de casamento de fase de uma rede em fibra, de modo a relacionar índices efetivos do núcleo e da

casca ao invés das constantes de propagação, pela substituição na Equação (2.5.6) dos valores de β_{01} e $\beta_c^{(m)}$ por $2\pi n_{ef_n}/\lambda$ e $2\cdot\pi\cdot n_{ef_c}^{(m)}/\lambda$, respectivamente (VENGSARKAR *et al.*, 1996b). Assim, para uma LPG com periodicidade Λ , o comprimento de onda $\lambda^{(m)}$ no qual ocorre o acoplamento do modo LP_{0m} é dado por (BHATIA, 1996):

$$\lambda^{(m)} = (n_{ef_n} - n_{ef_c}^{(m)})\Lambda \quad (2.5.7)$$

onde: n_{ef_n} e $n_{ef_c}^{(m)}$ são os índices de refração efetivo do modo guiado no núcleo e do modo L_{0m} de casca. Nas expressões, a seguir, o ordinal m foi descartado por uma questão de simplificação.

Sabe-se que cada um desses modos de casca possui uma sensibilidade distinta a um determinado parâmetro físico (índice de refração, temperatura, deformação e curvatura) (BHATIA *et al.*, 1997a; BHATIA, 1999).

Considerando que a rede está sujeita a uma variação de temperatura, pode-se derivar a Equação (2.5.7) pela regra da cadeia e obter a sensibilidade térmica da LPG (BHATIA, 1996; BHATIA, 1999):

$$\frac{d\lambda}{dT} = \frac{d\lambda}{d(\delta n_{ef})} \left(\frac{dn_{ef_n}}{dT} - \frac{dn_{ef_c}}{dT} \right) + \Lambda \frac{d\lambda}{d\Lambda} \frac{1}{L} \frac{dL}{dT} \quad (2.5.8)$$

onde: L é o comprimento da rede, $\delta n_{ef} = n_{ef_n} - n_{ef_c}$ é a diferença entre os índices de refração efetivo e da casca.

O primeiro termo do lado direito da Equação (2.5.8) representa a contribuição do índice de refração efetivo diferencial e o segundo termo, após o sinal da adição, representa a contribuição da periodicidade da rede à sensibilidade térmica da LPG. Doravante, o primeiro e o segundo termos serão referidos como efeitos do material e do guia de onda, respectivamente.

A contribuição do material decorre das alterações dos índices de refração do núcleo e da casca devidas à temperatura e é função da composição da fibra. O deslocamento do comprimento de onda devido ao efeito do material pode ser positivo ou negativo e sua amplitude é função da variação relativa entre os índices eficazes dos modos guiados no núcleo e na casca (BHATIA, 1996; BHATIA, 1999).

A contribuição do guia de onda está baseada na sensibilidade térmica da periodicidade da rede, podendo assumir qualquer polaridade, dependendo fortemente da inclinação $d\lambda/d\Lambda$ da curva característica correspondente ao modo de casca relacionado (BHATIA, 1996; BHATIA, 1999).

Da mesma maneira pode-se determinar a sensibilidade da LPG à deformação axial ε pela expansão e rearranjo da Equação (2.5.7), como segue:

$$\frac{d\lambda}{d\varepsilon} = \frac{d\lambda}{d(\delta n_{ef})} \left(\frac{dn_{ef-n}}{d\varepsilon} - \frac{dn_{ef-c}}{d\varepsilon} \right) + \Lambda \frac{d\lambda}{d\Lambda} \quad (2.5.9)$$

O primeiro termo do lado direito da Equação (2.5.9) representa a contribuição do material e o segundo termo representa a contribuição do guia de onda. Ambas as

contribuições podem assumir qualquer polaridade, dependendo do período de rede e da ordem do modo de casca.

O efeito do guia de onda pode ser significativo e é função da inclinação $d\lambda/d\Lambda$ para um modo de casca em particular. Além disso, as duas contribuições podem ser iguais em amplitude, mas com polaridade oposta, resultando em uma insignificante sensibilidade à deformação, o que é ideal para uso da LPG como um sensor apenas para medição de temperatura (BHATIA *et al.*, 1997b).

As sensibilidades à temperatura e à deformação mecânica de uma LPG também são maiores para os modos acoplados de ordem mais elevada, devido às diferentes contribuições do material em cada modo distinto.

A sensibilidade da LPG a variação do índice de refração n_3 do meio que envolve a rede também pode ser determinada por meio da manipulação da Equação (2.5.7), como segue (BHATIA, 1996; BHATIA, 1999):

$$\frac{d\lambda}{dn_3} = \frac{d\lambda}{dn_{ef_c}} \frac{dn_{ef_c}}{dn_3} \quad (2.5.10)$$

Para cada modo de casca, o termo dn_{ef_c}/dn_3 é diferente e, portanto, depende da ordem do modo de casca acoplado da LPG. O deslocamento do comprimento de onda com alterações de índice de refração, para um dado modo de casca, pode ser positivo ou negativo dependendo da inclinação $d\lambda/d\Lambda$ da curva característica (BHATIA, 1996; BHATIA, 1999).

Como o valor da variação do comprimento de onda em função de um determinado parâmetro físico depende da ordem dos modos de acoplamento de casca, pode-se aperfeiçoar a sensibilidade da LPG, por exemplo, ao índice de refração do ambiente (*ARI, Ambient Refractive Index*) utilizando as ressonâncias de ordens mais elevadas (PATRICK; KERSEY; BUCHOLTZ, 1998).

Essa maior sensibilidade ao ARI dos modos está relacionada com a interação da luz dos modos de acoplamento da casca com o meio, uma vez que nos modos de ordem mais elevada, o campo eletromagnético transversal apresenta uma distribuição radial mais próxima à interface casca-meio e, portanto, esses modos possuem uma maior interação com o meio externo e uma maior sensibilidade às suas alterações (KAMIKAWACHI, 2007).

3 MATERIAIS E MÉTODOS

Neste capítulo, inicialmente é apresentada uma descrição dos métodos utilizados para a obtenção das LPG e das FBG e dos equipamentos utilizados nesse trabalho. Em seguida, os procedimentos, as montagens, os recursos e os materiais utilizados em cada ensaio são apresentados.

A primeira etapa deste trabalho foi realizada no Laboratório da Unidade de Optoeletrónica e Sistemas Eletrónicos (UOSE) do Instituto Nacional de Engenharia de Sistemas e Computadores (INESC-Porto) da Universidade do Porto (UP) em Portugal durante o estágio de doutorado no exterior no período de 02/2013 a 12/2013. O estágio teve apoio financeiro da Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior (CAPES), por meio de uma bolsa do Programa de Doutorado Sanduíche no Exterior (PDSE), processo nº BEX 18754/2-0.

Na segunda etapa, os ensaios foram realizados no Laboratório de Sensores Ópticos (LSO) da Escola Politécnica e no Laboratório do Serviço Técnico de Desempenho e Segurança de Equipamentos e Materiais Elétricos (DESEME) do Instituto de Energia e Ambiente (IEE), ambos da Universidade de São Paulo.

3.1 GRAVAÇÃO DAS REDES DE PERÍODO LONGO – LPG

As redes de período longo utilizadas neste trabalho foram fabricadas no laboratório da UOSE por meio de um sistema de gravação baseado na técnica de gravação ponto a ponto por arco elétrico.

Esse processo de gravação de LPG foi descrito anteriormente por Rego e outros (REGO *et al.*, 2005; REGO, 2006) e consiste basicamente em aplicar descargas de arco elétrico em uma fibra óptica decapada (sem o revestimento primário), posicionada entre os dois eletrodos de uma máquina de emenda de fibras, de forma periodicamente espaçada ao longo de seu comprimento.

As LPG foram fabricadas em fibra óptica monomodo padrão de telecomunicações, com núcleo de sílica dopada com germânio, modelo SMF-28 da fabricante Corning, com diâmetros de 125 μm de casca e 8,2 μm de núcleo.

Os eletrodos do sistema de gravação utilizado são feitos de uma barra cilíndrica de tungstênio e uma pequena quantidade de tório, cerca de 2%. Os eletrodos têm diâmetro de 2 mm e uma das pontas (extremidade da descarga do arco elétrico) tem formato cônico com angulação entre 20° e 40°. O espaçamento entre as pontas dos eletrodos é ajustado entre 0,9 mm a 1 mm.

O alinhamento da fibra em relação aos eletrodos é realizado com a ajuda de polias e dois suportes com ranhura em "V" (*V-groove*) em suas superfícies que mantêm a fibra alinhada durante a inscrição da LPG.

Uma massa (entre 1 g e 40 g) é colocada numa das extremidades da fibra, com o intuito de manter a mesma sob uma tensão mecânica axial constante durante o processo de fabricação da LPG.

A outra extremidade da fibra é presa em um suporte detentor que está fixado

sobre uma plataforma motorizada de translação linear, com resolução no passo de movimentação de $0,1\ \mu\text{m}$.

Antes do início do processo de inscrição da LPG os eletrodos, os suportes e a fibra foram limpos utilizando álcool isopropílico ou álcool etílico absoluto PA (PA, Para Análise), a fim de remover sujeiras que eventualmente estivessem aderidas às superfícies desses itens.

Na Figura (3.1.1) é apresentado um desenho ilustrativo do arranjo experimental de gravação de LPG por arco elétrico utilizado na UOSE.

Figura 3.1.1 – Desenho ilustrativo do arranjo experimental do sistema de gravação de LPG por arco elétrico utilizado na UOSE.

Fonte: adaptado de (CALDAS, 2011).

No arranjo da UOSE a descarga de arco elétrico é produzida por meio de uma máquina de emendas de fibra (*fusion splicer machine*) modelo BICC AFS 3100 da Biccotest Instruments que integra o sistema de gravação. O arco elétrico é produzido

com uma corrente elétrica entre 8,5 mA a 10 mA durante 0,5 s a 2 s.

Após a descarga do arco elétrico a fibra é deslocada de um período da rede, tipicamente 400 μm a 700 μm , e então uma nova descarga é realizada. Essa sequência da descarga do arco e movimentação da fibra é repetida entre 15 e 100 vezes até a obtenção de um vale no espectro de transmissão com o valor de atenuação pretendida.

Na Figura (3.1.2), a seguir, é apresentada uma foto do sistema de inscrição de LPG por arco elétrico utilizado na UOSE.

Figura 3.1.2 – Imagem do sistema de inscrição de LPG por arco elétrico utilizado na UOSE.

Fonte: adaptado de (BAPTISTA, 2009).

Durante o processo de inscrição da LPG a fibra é iluminada por uma fonte de luz branca com espectro largo, conforme Figura (3.1.3). A evolução do espectro de transmissão da rede é monitorada por meio de um analisador de espectros ópticos (OSA) modelo AQ-6315B da Ando, que possibilita a realização de leituras de espectros ópticos na faixa de 350 nm a 1750 nm com resolução entre 0,05 nm e 10 nm (YOKOGAWA, 2015).

Figura 3.1.3 – Imagem da fonte de espectro largo do sistema de gravação de LPG.

Fonte: autor.

O sistema é controlado por meio de um microcomputador PC e o programa aplicativo é desenvolvido em LabVIEW® (acrônimo de *Laboratory Virtual Instrument Engineering Workbench*), uma linguagem de programação gráfica da empresa *National Instruments*. O aplicativo possui como parâmetros principais de configuração o período da grade e o número, a duração e a intensidade das descargas elétricas.

No Gráfico (3.5.1), a seguir, são mostradas as curvas de resposta de transmissão em função do comprimento de onda das LPG inscritas, onde em (a) são mostrados os resultados da LPG W0046 do dispositivo 1, em (b) da LPG W0004 do dispositivo 2, em (c) da LPG W0006 do dispositivo 3 e (d) da LPG W0004 do dispositivo 4.

Gráfico 3.5.1 – Curvas de resposta do espectro de transmissão em função do comprimento de onda das LPG W0046, W0004, W0006 e W0004 utilizadas nos dispositivos híbridos 1, 2, 3 e 4, respectivamente.

Fonte: autor.

O período de gravação das LPG foi escolhido de modo a produzir uma ressonância no comprimento de onda do espectro de transmissão em torno de 1480 nm, que corresponde ao valor de sintonia do diodo laser (LD) de bombeamento utilizado.

A princípio, uma LPG com período das descargas do arco elétrico de 385 μm tem a ressonância do modo LP_{16} do núcleo para a casca da fibra centrado em 1480 nm. Assim, para gravar as LPG utilizadas neste trabalho os seguintes parâmetros do programa aplicativo foram configurados: intensidade de corrente elétrica para produzir as descargas elétricas (9 mA), duração das descargas (1 s) e período da grade (385 μm). A quantidade de descargas necessárias para produzir a ressonância necessária é verificada durante a inscrição da LPG, de modo a obter a maior atenuação possível no espectro de transmissão para o modo em questão.

A reprodutibilidade da técnica de gravação por arco elétrico é influenciada por fatores ambientais na região dos eletrodos, como corrente de ar e umidade, além de aspectos dos eletrodos e da qualidade da limpeza tanto da fibra quanto dos suportes mecânicos que têm contato físico com a região de inscrição da LPG (REGO, 2006). A região das descargas elétricas pode variar com a degradação dos eletrodos devido à oxidação ou por sujidade da fibra alterando a reprodução do processo de gravação, sendo necessário, por vezes, alterar os parâmetros de configuração, a fim de se obter a resposta espectral desejada.

A influência que alguns parâmetros promovem na resposta espectral da LPG,

como: o valor da tensão mecânica axial, a intensidade da corrente e o tempo de duração do arco elétrico, foram estudados por Rego e os resultados podem ser encontrados em sua tese de doutorado (REGO, 2006).

No Gráfico (3.5.2), a seguir, são mostradas as curvas de resposta de transmissão em função do comprimento de onda das LPG em detalhe na região em torno de 1480 nm, onde em (a) são mostrados os resultados da LPG W0046 do dispositivo 1, em (b) da LPG W0004 do dispositivo 2, em (c) da LPG W0006 do dispositivo 3 e (d) da LPG W0004 do dispositivo 4.

Gráfico 3.5.2 – Curvas de resposta do espectro de transmissão em função do comprimento de onda em torno de 1480 nm das LPG W0046, W0004, W0006 e W0004 utilizadas nos dispositivos híbridos 1, 2, 3 e 4, respectivamente.

b)

c)

Fonte: autor.

Na Tabela (3.4.1) são apresentados parâmetros funcionais e físicos das LPG fabricadas, como por exemplo, o período, o número de descargas e o comprimento físico "LL" das redes.

3.2 GRAVAÇÃO DAS REDES DE BRAGG EM FIBRA ÓPTICA – FBG

As redes de Bragg em fibra óptica utilizadas neste trabalho foram gravadas no laboratório da empresa FiberSensing®, localizada na cidade de Maia em Portugal, utilizando um sistema baseado na técnica de inscrição direta por máscara de fase iluminada por um laser de excímero de KrF operando em 248 nm (HILL *et al.*, 1993; OTHONOS, 1997; SHING, 2005).

Nesse método, a máscara de fase, também denominada máscara de difração,

é posicionada na saída do feixe da radiação UV, de modo que o feixe incida perpendicularmente no dispositivo. A luz incidente ao atravessar a máscara de fase é difratada e o feixe de ordem zero é reduzido para valores normalmente menores que 5%, da potência óptica transmitida, enquanto que os feixes das ordens +1 e -1 são maximizados, contendo cada um dos feixes, tipicamente, valores maiores que 35% da potência óptica transmitida.

Um padrão de franjas de campo próximo é formado pela interferência entre os feixes das ordens +1 e -1. Assim, se uma fibra óptica fotossensível estiver encostada à máscara ou posicionada a uma determinada distância, onde ocorre o padrão de interferência, uma modulação periódica do índice de refração do núcleo da fibra será fotoinduzida pela variação de intensidade luminosa dos feixes interferentes (OTHONOS, 1997; HILL; MELTZ, 1997). Este padrão de interferência é reproduzido no núcleo da fibra já descascada e hidrogenada (FERDINAND *et al.*, 1997).

A estrutura corrugada da máscara de fase é fabricada de maneira que os sulcos sejam profundos o suficiente para reduzir a quantidade de luz na ordem de difração 0, e maximizar a quantidade de luz nas ordens +1 e -1. A profundidade dos sulcos necessária para suprimir a ordem 0 é função do comprimento de onda da luz de gravação e das características de dispersão da sílica (HILL; MELTZ, 1997).

Na Figura (3.2.1), a seguir, é apresentado um desenho ilustrativo do arranjo experimental de gravação de FBG por máscara de fase.

Figura 3.2.1 – Desenho ilustrativo do arranjo experimental de gravação de FBG por máscara de fase.

Fonte: adaptado de (HILL; MELTZ, 1997).

Utilizou-se para a inscrição das FBG uma máscara de fase uniforme modelo PM-248-1071-99-25x30-10x10 fabricada pela empresa StockerYale. A máscara é ajustada para operar com comprimento de onda de 248 nm, possui período de 1,071 μm , é construída em um substrato de sílica fundida e possui as seguintes dimensões de rede 10 mm x 10 mm e de substrato 25 mm x 30 mm x 2 mm.

Para a fabricação das FBG utilizou-se fibra óptica monomodo padrão de telecomunicações com núcleo de sílica dopada com germânio modelo SMF-28 da Corning, com diâmetro de 125 μm de casca e núcleo de 8,2 μm .

Anteriormente à gravação das FBG a fibra foi fotossensibilizada por meio da técnica de hidrogenação ou carga de hidrogênio a frio (temperatura ambiente) a uma pressão de 150 atm, durante pelo menos uma semana. O armazenamento do rolo ou carretel de fibra é feito em uma câmara a baixas temperaturas, a fim de minimizar

a dessorção do hidrogênio para fora da fibra.

Essa técnica para aumentar a fotossensibilidade das fibras foi proposta por Lemaire e seus colaboradores e consiste em manter a fibra óptica a alta pressão e baixa temperatura em uma atmosfera de hidrogênio por um determinado período de tempo (LEMAIRE *et al.*, 1993; LEMAIRE, 1994).

Para inscrever a FBG no núcleo da fibra a capa de acrilato (revestimento primário) foi removida apenas no trecho suficiente para a realização da gravação da grade. O descascamento da fibra foi realizado por meio de um equipamento de decapagem automática modelo AutoStrip II do fabricante 3SAE, que vaporiza o revestimento de acrilato.

Foram inscritas FBG simples, ou seja, com apenas um comprimento de onda de reposta em reflexão e FBG duplas, com duas ressonâncias de comprimento de onda de Bragg distintas.

Na Tabela (3.4.1) são apresentados parâmetros das FBG inscritas, como: a refletividade, a sensibilidade à temperatura após a metalização e o comprimento "LF" das redes.

3.3 DEPOSIÇÃO DE FILMES FINOS METÁLICOS EM FIBRA ÓPTICA

A deposição dos filmes finos metálicos na superfície das fibras foi realizada em uma câmara de evaporação por feixe de elétrons (EB) existente no Laboratório do Centro de Fotónica Aplicada (CAP) do INESC-Porto.

As fibras foram dispostas em um suporte mecânico, especialmente projetado pelo pessoal da UOSE, que possibilita a deposição do metal apenas na região decapada da fibra, onde a FBG está inscrita. No caso da necessidade da deposição do filme metálico em comprimentos menores que o delimitado pelo suporte, um filme de poliamida é utilizado para envolver as regiões da fibra a serem protegidas.

Foram depositados nas fibras filmes finos de dois metais distintos, um deles de titânio (Ti) e o outro de alumínio (Al), sendo que este último foi depositado sobre uma camada de cromo (Cr), utilizada para melhorar a aderência entre o filme de alumínio e a sílica (COSTANTINI *et al.*, 1998; COSTANTINI *et al.*, 1999).

A escolha dos metais utilizados na deposição dos filmes ocorreu pela disponibilidade dos elementos metálicos no laboratório do CAP do INESC-Porto. Além disso, como a câmara de deposição é dedicada a processos de microeletrônica procurou-se evitar a utilização de metais que pudessem contaminar a câmara de deposição, como o cobre.

Na Tabela (3.4.1) são apresentados outros parâmetros dos filmes depositados, como por exemplo, o metal utilizado, a espessura do filme, a taxa de deposição e o comprimento "ZF" de cobertura do filme.

3.4 FABRICAÇÃO DO DISPOSITIVO HÍBRIDO LPG-FBG

O dispositivo híbrido LPG-FBG todo fabricado em fibra óptica para medição de propriedades térmicas de materiais apresentado é uma adaptação do anemômetro HWA proposto por Caldas e outros (CALDAS *et al.*, 2011).

Na Figura (3.4.1), a seguir, é apresentado um desenho do arranjo experimental do HWA proposto por Caldas e outros, adaptado para medição de propriedades térmicas de fluidos.

Figura 3.4.1 – Desenho ilustrativo do arranjo experimental do anemômetro autoaquecido proposto por Caldas e outros, adaptado para medição de propriedades térmicas de fluidos.

Fonte: adaptado de (CALDAS *et al.*, 2011).

Para construir o dispositivo híbrido LPG-FBG o pedaço de fibra contendo a LPG foi clivado próximo a uma das extremidades da grade, numa região mais próxima possível do final das descargas elétricas desferidas para a inscrição da LPG. Já o pedaço de fibra contendo a FBG foi decapado e clivado numa região mais

próxima do término do filme metálico.

A decapagem das fibras foi realizada por meio de um alicate decapador de fibra óptica com 3 furos e a clivagem é feita com o auxílio de clivadores portáteis de precisão modelos FC-6S da Sumitomo ou CT-30 da Fujikura, ambos disponíveis na UOSE ou por meio do clivador de bancada LDC-400 da Vytran, disposto no LSO.

As faces clivadas dos pedaços de fibra contendo as redes LPG e FBG foram emendadas por meio de máquinas portáteis de emenda de fibra óptica disponíveis na UOSE modelos FSM-60S da Fujikura e Type 71C da Sumitomo ou por meio de uma estação de trabalho para processamento de fibras ópticas automatizada modelo GPX-3400 da Vytran, disponível no LSO.

Foram construídos pelo menos quatro dispositivos híbridos de LPG-FBG, denominados:

- a. Dispositivo 1: 01-LPG-W0046-FBG1-Ti-150nm;
- b. Dispositivo 2: 02-LPG-W0004-FBG6-Cr-2nm-Al-150nm;
- c. Dispositivo 3: 03-LPG-W0006-FBGD4-Ti-150nm;
- d. Dispositivo 4: 04-LPG-W0004-FBG5-Ti-150nm.

Os dispositivos 1 e 4 (01-LPG-W0046-FBG1-Ti-150nm e 04-LPG-W0004-FBG5-Ti-150nm) são compostos por grades de período longo denominadas de W0046 e W0004 e por grades de Bragg simples denominadas como FBG1 e FBG5, respectivamente. Sobre as superfícies dos pedaços de fibra, nos quais as FBG estão

inscritas, um filme de titânio com aproximadamente 150 nm de espessura foi depositado, conforme descrito anteriormente.

O dispositivo 2 (02-LPG-W0004-FBG6-Cr-2nm-Al-150nm) é formado por uma LPG nomeada como W0004 e por uma grade simples, identificada como FBG6. Antes da deposição do filme de alumínio de 150 nm de espessura, uma fina camada de metal cromo com aproximadamente 2 nm de espessura foi aplicada sobre a superfície do pedaço de fibra, no qual a FBG6 está inscrita.

Na Figura (3.4.2), a seguir, é apresentado um desenho ilustrativo do dispositivo híbrido formado pelas grades LPG e FBG simples.

Figura 3.4.2 – Desenho ilustrativo do dispositivo híbrido formado por uma LPG e uma FBG simples.

Fonte: autor.

Para a construção do dispositivo 3 (03-LPG-W0006-FBGD4-Ti-150nm) foram utilizadas duas redes de Bragg em série com respostas espectrais distintas, denominadas FBGD4-1 e FBGD4-2. Sobre as grades de Bragg duplas foi depositado um filme fino de Titânio com 150 nm de espessura. As FBG foram emendadas na LPG denominada de W0006, conforme mostrado na Figura (3.4.3), abaixo.

Figura 3.4.3 – Desenho ilustrativo do dispositivo híbrido formado por uma LPG e duas FBG.

Fonte: autor.

Na Tabela (3.4.1), a seguir, são apresentadas algumas características funcionais e físicas das redes (LPG e FBG simples e dupla) e dos filmes finos metálicos depositados em cada um dos dispositivos híbridos construídos. A nomenclatura utilizada refere-se aos desenhos das Figuras (3.4.2.) e (3.4.3.).

Tabela 3.4.1 – Características funcionais e físicas dos dispositivos híbridos LPG-FBG.

Parâmetros	Dispositivo 1	Dispositivo 2	Dispositivo 3	Dispositivo 4
Características da FBG				
Identificação da FBG	FBG1	FBG6	FBGD4	FBG5
Compr. de onda $\lambda_{B1}@25\text{ °C}$ [nm]	1549,90	1550,00	1539,08	1549,98
Refletividade [%]	$\geq 70,0$	$\geq 70,0$	$\leq 70,0$	$\geq 70,0$
Sensibilidade à temperatura [pm/°C]	9,89	9,73	9,86	9,53
Compr. de onda $\lambda_{B2}@25\text{ °C}$ [nm]	-	-	1549,90	-
Refletividade [%]	-	-	$\leq 70,0$	-
Sensibilidade à temperatura [pm/°C]	-	-	10,63	-
Data gravação da FBG	18/04/2013	18/04/2013	23/10/2013	18/04/2013
Filme sobre a FBG				
Material do filme	Titânio (Ti)	Cromo (Cr)+Alumínio (Al)	Titânio (Ti)	Titânio (Ti)
Espessura filme [nm]	150,0	2,0 (Cr) + 150,0 (Al)	150,0	150,0
Taxa de deposição [nm/min]	1,50	1,67	2,34	1,50
Data de deposição do filme	09/10/2013	17/10/2013	29/10/2013	09/10/2013
Características da LPG				
Identificação da LPG	W0046	W0004	W0006	W0004
Período Λ [μm]	384,5	385,0	386,8	385,0
Quantidade de descargas	73	88	117	42
Compr. de onda ressonância [nm]	1480,4	1480,4	1479,8	1471,4
Atenuação da ressonância [dBm]	-26,51	-26,67	-26,03	-27,77
Data gravação da LPG	06/06/2013	09/10/2013	22/10/2013	04/10/2013
Dimensões do dispositivo				
Diâmetro da fibra (casca) [μm]	125,0	125,0	125,0	125,0
Diâmetro da fibra (núcleo) [μm]	8,2	8,2	8,2	8,2
Comprimento LL (LPG) [mm]	28,06	33,88	45,25	16,17
Comprimento X [mm]	10,0	10,0	5,0	10
Comprimento LF1 (FBGDn-1) [mm]	7,0	7,0	7,0	7,0
Comprimento LF2 (FBGDn-2) [mm]	-	-	7,0	-
Comprimento ZF (Filme) [mm]	12,0	12,0	30,0	12,0
Comprimento XG (entre FBG) [mm]	-	-	10,0	-

Fonte: autor.

3.5 ENSAIOS DE VERIFICAÇÃO ESPECTRAL DO LASER DE BOMBEAMENTO

Os ensaios de verificação espectral do laser de bombeamento possibilitam o levantamento da resposta espectral e a determinação da amplitude do sinal óptico de saída do laser que é injetado no dispositivo LPG-FBG, após a montagem dos componentes e fibras ópticas no arranjo experimental. Esta verificação espectral é importante, pois podem ocorrer perdas nas emendas, nos componentes ópticos ou até mesmo nas fibras ópticas, devido, principalmente, às curvaturas, às inserções e aos defeitos intrínsecos ao próprio guia óptico.

Para tanto são utilizadas duas fontes de luz laser de bombeamento, sendo uma delas disponível na UOSE e outra montada pelo próprio autor e disponível no LSO. A seguir, são mostradas as respostas espectrais de fábrica dos módulos de diodo laser de bombeamento de cada uma das fontes, assim como são mostrados os arranjos experimentais e instrumentos utilizados nos ensaios de verificação da resposta espectral das fontes após a montagem final dos módulos de diodo laser.

3.5.1 Arranjo experimental para verificação espectral do laser – UOSE

A fonte de luz de bombeamento da UOSE é composta por um módulo de diodo laser de alta potência modelo FOL1435R50-617-1480 (serial number: A2ZCQA06) da Fitel/Furukawa. Esse modelo de módulo de diodo laser opera em onda contínua (CW), possui comprimento de onda central teórico de 1480 nm, potência máxima de 500 mW e tem a saída estabilizada por meio de uma FBG

externa. Devido à presença da FBG externa, consegue-se obter um laser com largura espectral, no comprimento de onda central, relativamente estreita.

O módulo é caracterizado pelo fabricante e a curva da potência de saída em função do comprimento de onda quando o valor da potência na saída corresponde ao valor nominal é fornecida no relatório de teste do módulo e é apresentada no Gráfico (3.5.3), a seguir.

Gráfico 3.5.3 – Curva da resposta espectral de saída do laser FOL1435R50-617-1480.

Fonte: Relatório de teste – Furukawa, test report, nº 13-MCA-1657, date: september 13, 2013.

De acordo com os dados do relatório de testes fornecido pelo fabricante, o módulo do diodo laser provê uma potência nominal PLD de 500 mW, com comprimento de onda central do laser sintonizado em 1479,9 nm e largura espectral de 0,6 nm, quando a corrente direta do diodo laser ILD é de 1583 mA.

O módulo do diodo laser foi montado em uma placa de conexão universal modelo LM14S2 *PCI Butterfly* da Thorlabs, a qual está conectada aos módulos de

controle da corrente modelo LDX-3545 e de controle da temperatura do diodo laser (TEC) modelo LDT-5525B, ambos do fabricante ILX Lightwave.

A estabilização da potência óptica de saída da fonte de luz de bombeamento da UOSE por meio de controle em malha fechada do módulo do diodo laser não foi realizada, pois considerou-se que o valor da potência de saída não se modificaria significativamente ao longo do tempo durante o período da realização dos ensaios, uma vez que esta mudança poderia ocorrer por processos de envelhecimento dos componentes da montagem, os quais são muito lentos.

Para sistemas de medição que requeiram elevados níveis de precisão e exatidão a estabilização do módulo do diodo laser pode ser necessária. Além disso, a estabilização da potência de saída pode minimizar os erros causados por variações na potência óptica de saída devido às flutuações inerente aos processos de envelhecimento dos componentes.

O arranjo experimental apresentado na Figura (3.5.1), a seguir, é utilizado para a realização dos ensaios de verificação espectral do diodo laser.

O módulo de multiplexação por divisão de comprimento de onda (WDM) utilizado é o modelo WD202C da Thorlabs, que possibilita combinar ou separar os comprimentos de onda de 1480 nm e 1550 nm. Os canais de passagem (entre as portas 2 e 3) e o de reflexão (entre as portas 1 e 3) possuem largura de passagem de ± 5 nm em relação aos comprimentos de onda centrais de 1550 nm e de 1480 nm,

possibilita a medição de sinais ópticos a partir de -90 dBm (10^{-9} mW) até sinais de alta potência, +20 dBm (100 mW), sem a necessidade do uso de atenuadores ópticos externos. Entretanto, como a potência óptica de saída do diodo laser de bombeamento é maior que o limite permitido, um atenuador de potência óptica foi colocado na entrada do OSA, a fim de limitar o nível da potência injetada na entrada e com isso evitar danos ao instrumento.

A medição da potência óptica de saída do diodo laser de bombeamento foi realizada por meio de um medidor de potência óptica modelo PM100D em conjunto com um fotodetector térmico modelo S302C, ambos da Thorlabs. O sensor térmico possui faixa de medição de potência óptica de 100 μ W a 2 W numa faixa espectral de 190 nm a 25 μ m.

O ponto considerado para a medição da potência de saída do diodo laser de bombeamento está localizado logo após a saída do WDM 1480/1550, sem as conexões do dispositivo híbrido LPG-FBG e do sistema de interrogação de grades de Bragg, destacado no retângulo tracejado da Figura (3.5.1).

3.5.2 Arranjo experimental para verificação espectral do laser – LSO

O arranjo experimental do LSO utiliza como fonte de luz de bombeamento um módulo de diodo laser de alta potência modelo FOL1404QQ0-317-JC21 (serial number: A03HLC03) da Fitel. Esse modelo de módulo de diodo laser opera em onda contínua (CW), possui comprimento de onda central teórico de 1480 nm, potência

máxima de 250 mW e não possui FBG externa para estabilização da saída. Por outro lado, o módulo de diodo laser conta com um isolador interno que evita que eventuais energias ópticas refletidas no circuito sejam injetadas na saída do laser, interferindo no funcionamento ou mesmo podendo causar danos ao dispositivo. A ausência da FBG externa, por sua vez, não permite uma sintonia mais fina do laser, resultando em um laser com largura espectral relativamente larga.

O módulo é caracterizado pelo fabricante e a curva da potência de saída em função do comprimento de onda quando o valor da potência na saída corresponde ao valor nominal é fornecida no relatório de teste do módulo e é apresentada no Gráfico (3.5.4), a seguir.

Gráfico 3.5.4 – Curva da resposta espectral de saída do laser FOL1404QQ0-317-JC21.

Fonte: Relatório de teste – Fitel, test report, date: june, 2010.

De acordo com os dados do relatório de testes fornecido pelo fabricante, o módulo do diodo laser provê uma potência nominal PLD de 250 mW, com

comprimento de onda central do laser sintonizado em 1471,4 nm e largura espectral de 3,3 nm, quando a corrente direta do diodo laser ILD é de 769,1 mA.

O módulo do diodo laser da fonte de luz de bombeamento do LSO foi montado em uma placa de conexão universal projetada e fabricada pelo autor e um *driver* de diodo laser microcontrolado modelo LPLDD-5A-PID da Opt Lasers foi utilizado para controles da corrente do diodo e da temperatura do TEC, conforme mostrado na Figura (3.5.2), a seguir.

Figura 3.5.2 – Foto interna da fonte de luz de bombeamento construída e utilizada no LSO.

Fonte: autor.

O *driver* possui uma saída de monitoração da corrente do laser e um *trimpot* de ajuste, que são utilizados para ajustar o valor da corrente direta injetada no módulo do diodo laser. Adicionalmente, o *driver* conta ainda uma entrada analógica de modulação do laser, que possibilita a geração de pulsos ópticos com determinadas larguras ajustadas por meio de um gerador de funções e de ondas

arbitrárias modelo 33220A da Agilent.

Uma fonte de alimentação com saída de 12 V e potência de 145 W foi utilizada para alimentar o circuito de corrente do diodo e outra fonte de alimentação com saída de 5 V e potência de 35 W para alimentar o TEC do módulo laser.

A fonte de luz de bombeamento utilizada no arranjo experimental do LSO também não possui a saída estabilizada por meio de controle em malha fechada do módulo do diodo laser, pelos mesmos motivos considerados na descrição da fonte de luz de bombeamento da UOSE.

O arranjo experimental utilizado para a realização dos ensaios de verificação espectral é mostrado na Figura (3.5.3), a seguir.

Figura 3.5.3 – Desenho ilustrativo do arranjo experimental utilizado no LSO para verificação espectral do diodo laser.

Fonte: autor.

O módulo multiplexador por divisão de comprimento de onda (WDM) utilizado é o modelo WD1415-LWCIS151 da JDS Uniphase, que possibilita combinar ou

separar comprimentos de onda de 1480 nm e 1550 nm. O canal de passagem está entre as portas 2 e 3 com faixa de comprimento de onda entre 1529 nm a 1560 nm e o canal de reflexão está entre as portas 1 e 3 com faixa de comprimento de onda entre 1460 nm a 1510 nm.

O ponto considerado para a medição da potência de saída do diodo laser de bombeamento está localizado logo após a saída do WDM 1480/1550, sem as conexões do dispositivo híbrido LPG-FBG e do interrogador óptico, destacadas no retângulo tracejado da Figura (3.5.3).

A medição da potência óptica de saída do diodo laser de bombeamento foi realizada por meio de um medidor de potência óptica modelo Maestro em conjunto com um fotodetector térmico modelo XLP12-3S-H2, ambos da Gentec-EO. O fotodetector térmico possui faixa de medição de potência óptica de até 3 W numa faixa espectral de 190 nm a 20 μm .

Quando necessário, foi utilizado para o registro do espectro de resposta do diodo laser um OSA modelo AQ-8347 da Advantest, que possui elevada sensibilidade em uma banda larga de medição compreendida entre 350 nm a 1750 nm. A entrada possibilita a medição de sinais ópticos de -72 dBm (cerca de $6,3 \times 10^{-8}$ mW) a +10 dBm (10 mW) de potência. Um atenuador de potência óptica foi colocado na entrada do OSA, a fim de limitar o nível da potência injetada na entrada e com isso evitar danos ao instrumento.

3.6 ENSAIOS PARA DETERMINAÇÃO DA SENSIBILIDADE DAS FBG À TEMPERATURA

A sensibilidade térmica da FBG corresponde à razão entre a variação do comprimento de onda da rede de Bragg e a variação da temperatura a qual a FBG está exposta. A determinação da sensibilidade da FBG, de fato, é a calibração da FBG em função da temperatura, o que é fundamental para uso posterior da FBG como elemento sensor no dispositivo híbrido LPG-FBG.

Para a verificação da sensibilidade das FBG à temperatura foram utilizados dois arranjos experimentais, um deles é um forno tubular disponível na UOSE do INESC e o outro é um calibrador de bloco seco disponível no DESEME do IEE, conforme descritos, a seguir.

3.6.1 Arranjo experimental para caracterização térmica das FBG – UOSE

A caracterização térmica das FBG foi realizada após a deposição do filme fino metálico na superfície da fibra e consistiu em submeter a rede a uma rampa crescente de aquecimento, de 25 °C a 150 °C, com patamares incrementados de 5 °C. Em cada patamar de temperatura é tomada uma leitura da resposta espectral de reflexão da FBG por meio do interrogador óptico modelo FS2200 – *Braggmeter* da FiberSensing.

O FS2200 é um instrumento de medições baseado em um laser sintonizável de varredura para interrogação de sensores FBG e possui resolução de 1 pm na faixa espectral de 1500 nm a 1600 nm e taxa de amostragem de 1 Hz.

Na Figura (3.6.1), a seguir, é mostrado um esquemático do arranjo experimental para a caracterização térmica das FBG utilizado na UOSE.

Figura 3.6.1 – Desenho ilustrativo do arranjo experimental utilizado na UOSE para a caracterização térmica das FBG.

Fonte: autor.

O forno elétrico cilíndrico, mostrado na Figura (3.6.2), a seguir, é fabricado pela Thermolab e possui uma câmara com 18 cm de comprimento e 2 cm de diâmetro, que é aquecida por dois aquecedores elétricos controlados individualmente por meio de controladores modelo *2216e Series Temperature Controller/Programmer* da Eurotherm. Um dos aquecedores está posicionado na região central da câmara do forno, enquanto que o outro está localizado em ambas as extremidades. Uma região central de cerca de 5 cm tem uma variação de temperatura de $\pm 1^\circ\text{C}$ à 800°C . A temperatura máxima de funcionamento do forno é de 1300°C (por períodos curtos).

A fibra foi colocada no interior do forno e fixada por uma das extremidades, enquanto que a outra extremidade foi conectorizada e ligada ao interrogador de espectros ópticos. Adicionalmente, uma massa de aproximadamente 5 g foi

colocada na fibra de modo a mantê-la levemente esticada.

Figura 3.6.2 – Foto do forno elétrico cilíndrico utilizado na UOSE para a caracterização térmica das FBG.

Fonte: autor.

3.6.2 Arranjo experimental para caracterização térmica das FBG – DESEME

Neste caso, a caracterização térmica consiste em submeter a FBG a uma rampa crescente de aquecimento de 25 °C a 120 °C, com patamar inicial em 25 °C e incremento de 10 °C, a partir dos 30 °C. Em cada patamar de temperatura foram tomadas quatro leituras dos valores apresentados pelos instrumentos em tempos distintos, para então extrair o valor médio e o desvio padrão.

A caracterização térmica das FBG realizada no DESEME foi feita por meio de um calibrador de banho térmico tipo bloco seco modelo T-25N da Presys, que possui faixa de operação de -25 °C a 125 °C e exatidão de $\pm 0,1$ °C.

Na Figura (3.6.3), a seguir, é mostrado um esquemático do arranjo

experimental para a caracterização térmica das FBG utilizado no DESEME.

Figura 3.6.3 – Desenho ilustrativo do arranjo experimental utilizado no DESEME para a caracterização térmica das FBG.

Fonte: autor.

Na Figura (3.6.4), a seguir, é apresentada uma foto do arranjo experimental para caracterização térmica das FBG utilizado no DESEME.

Figura 3.6.4 – Foto do arranjo experimental para a caracterização térmica das FBG disponível no DESEME.

Fonte: autor.

Um interrogador de espectros ópticos de uso comercial modelo sm130-200 da Micron Optics foi utilizado para leitura da FBG. Esse interrogador emite radiação

produzida por um laser sintonizável que varre o comprimento de onda da luz injetada na fibra óptica na faixa de 1510 nm a 1590 nm e tem seu funcionamento baseado na tecnologia proprietária de filtro óptico sintonizável de Fabry-Perot em fibra (FFP-TF). O sm130-200 possui dois canais de entrada e taxa máxima de aquisição de 100 Hz.

Adicionalmente, um sensor de temperatura do tipo Pt100 (certificado 150767-101 de 23/03/2016) foi colocado juntamente com a FBG no bloco de provas (*insert*), a fim de medir a temperatura independentemente do calibrador T-25N. A termorresistência foi ligada em um multímetro digital de bancada modelo 8846A da Fluke (certificado 78605 de 19/05/2015).

3.7 ENSAIOS DE VERIFICAÇÃO DA RESPOSTA ESPECTRAL DA FBG – UOSE

Os ensaios de verificação da resposta espectral possibilitam a análise do comportamento da resposta das grades de Bragg em função da variação da potência óptica aplicada aos dispositivos híbridos LPG-FBG.

De modo geral, estes ensaios consistem na aplicação de valores de potência óptica nos dispositivos híbridos LPG-FBG e na monitoração do comportamento da resposta espectral das redes de Bragg nestas circunstâncias.

Foram realizados dois tipos de ensaios para verificação da resposta espectral das FBG. No primeiro tipo aplicaram-se determinados valores de potência óptica nos dispositivos híbridos LPG-FBG e para cada valor registraram-se o espectro de

resposta da FBG, a fim de verificar a variação do comprimento de onda da FBG provocada pela elevação da temperatura devido ao aquecimento do filme. Partiu-se de nenhuma corrente direta aplicada ao diodo laser ($ILD = 0 \text{ mA}$) e com acréscimos entre 50 mA e 100 mA na corrente direta atingiu-se a corrente máxima considerada adequada para o funcionamento seguro do diodo laser.

Os ensaios foram realizados utilizando o arranjo experimental disponível na UOSE, mostrado na Figura (3.7.1), a seguir.

Figura 3.7.1 – Desenho ilustrativo do arranjo experimental utilizado na UOSE para verificação da resposta espectral da FBG.

Fonte: autor.

No segundo tipo de ensaio os dispositivos híbridos LPG-FBG foram submetidos a duas condições de operação, uma quando o laser não está ligado, ou seja, a corrente direta é zero ($ILD = 0 \text{ mA}$) e, portanto, a potência óptica de saída é nula ($PLD = 0 \text{ mW}$) e outra na condição de máxima corrente ($ILD = 1650 \text{ mA}$), que corresponde ao valor de potência óptica máxima ($PLD = 466 \text{ mW}$).

Pode-se verificar que embora a corrente ILD tenha sido ajustada para um

valor maior que o da corrente necessária e indicada no relatório de testes do módulo do diodo laser para gerar a potência nominal (1583 mA @ 500 mW) o valor da potência óptica obtida foi menor (466 mW). Acredita-se que isso se deve às perdas ópticas ocorridas nas emendas das fibras, nos próprios dispositivos e, principalmente, às curvaturas das fibras durante a montagem do arranjo experimental.

A medição da potência óptica de saída do laser foi feita por meio do medidor de potência óptica PM100D em conjunto com um fotodetector térmico modelo S302C e a medição da corrente direta aplicada ao diodo laser foi obtida por meio da leitura do indicador digital da fonte de alimentação do laser modelo LDX-3545.

A medição da resposta espectral da FBG foi feita por meio do sistema de interrogação de grades de Bragg, citado anteriormente. Dependendo do tipo de ensaio realizado o sistema de interrogação composto pela fonte SLD, circulador óptico e pelo OSA, foi substituído por um dos canais do interrogador óptico FS2200, conforme mostrado na Figura (3.9.4), deste capítulo.

Nestes ensaios de verificação da resposta espectral os dispositivos híbridos LPG-FBG foram posicionados ao longo da superfície de lâminas de vidro comum, esticados e fixados com fita adesiva, a fim de manter uma pré-tensão e o alinhamento das redes (FBG e LPG) em condições similares às do processo de gravação das mesmas. A manutenção das condições de tensão mecânica, de curvatura e até de temperatura em que a fibra se encontra é fundamental,

principalmente para a LPG, uma vez que a resposta espectral da grade depende desses parâmetros físicos. Como o comprimento de onda da ressonância da LPG é convenientemente casado com o comprimento de onda central do laser de bombeamento, qualquer dessintonia da rede pode acoplar mais ou menos luz para o modo de casca e, portanto, provocar um aquecimento maior ou menor da região da fibra coberta com filme metálico.

3.8 ENSAIOS DE VERIFICAÇÃO DA POTÊNCIA RESIDUAL

Os ensaios de verificação da potência residual realizados na UOSE possibilitam a determinação da quantidade de potência que é absorvida ou transmitida pelo filme metálico do dispositivo híbrido LPG-FBG por meio das medições das potências de entrada e de saída do dispositivo. Enquanto que, o ensaio realizado no LSO possibilita medir a distribuição da potência óptica ao longo da fibra óptica após o término da grade LPG.

3.8.1 Arranjo experimental para verificação da potência residual – UOSE

Os ensaios de verificação da potência residual do dispositivo realizado na UOSE consistem na medição da potência óptica que efetivamente está sendo injetada no dispositivo híbrido LPG-FBG e da potência residual, ou seja, a quantidade de luz que não é absorvida pelo filme metálico ou transmitida através dele, mas que é refletida por ele, sendo lançada axialmente para fora da fibra após as redes LPG e FBG.

Nos ensaios realizados na UOSE o dispositivo híbrido LPG-FBG foi posicionado ao longo da superfície de lâminas de vidro e a medição da potência óptica foi efetuada na extremidade da fibra a uma distância do final da LPG de 30 cm, conforme mostrado na Figura (3.8.1), a seguir.

A corrente direta do laser (ILD) e, portanto, a potência de saída do laser de bombeamento foi aumentada a partir do valor de 0 mA (0 mW) até atingir 1650 mA (466 mW) e os valores de potência de saída no final da fibra, após o dispositivo híbrido LPG-FBG, foram medidos.

A medição da potência óptica de saída do final da fibra foi realizada por meio do medidor de potência modelo PM100D em conjunto com o fotodetector térmico modelo S302C, ambos da Thorlabs.

Figura 3.8.1 – Desenho ilustrativo do arranjo experimental utilizado na UOSE para verificação da potência residual do dispositivo LPG-FBG.

Fonte: autor.

Nestes ensaios de verificação da potência residual realizado na UOSE a fonte SLD e o OSA foram desligados.

3.8.2 Arranjo experimental para verificação da potência residual – LSO

Nos ensaios realizados na UOSE mediu-se a potência residual após os dispositivos híbridos LPG-FBG, enquanto que, nos ensaios realizados no LSO foi feito o levantamento da distribuição da potência óptica ao longo da fibra óptica após o término da LPG, na tentativa de se encontrar a posição da fibra com o maior nível de potência óptica, de modo a aproveitar a máxima potência óptica do laser de bombeamento.

Na Figura (3.8.2), a seguir, é mostrado um desenho do arranjo experimental utilizado no LSO para a medição da potência residual na saída da grade LPG.

Figura 3.8.2 – Desenho ilustrativo do arranjo experimental utilizado no LSO para verificação da distribuição da potência óptica após a LPG.

Fonte: autor.

A fibra óptica contendo a grade LPG foi posicionada entres os blocos de retenção (*fiber holder block*) da estação de trabalho para processamento de fibras ópticas GPX-3400 e as medições da potência óptica residual foram obtidas ao longo de diversos comprimentos da fibra, desde 92,5 cm até 10 cm do final do LPG.

A fibra óptica após o término da grade LPG tinha comprimento, inicialmente,

de 92,5 cm e foi cortada e clivada, primeiramente, a cada 10 cm até o comprimento atingir 22,5 cm. Na sequência, a fibra foi clivada nas seguintes distâncias do final da LPG: 20,0 cm; 18,5 cm; 16,0 cm; 13,5 cm e 10 cm.

Após cada corte e clivagem da fibra óptica foi realizada a medição da potência óptica de saída. Neste caso, a potência de saída do laser de bombeamento foi mantida fixa em 224 mW. A medição da potência óptica de saída do final da fibra foi realizada por meio do medidor de potência óptica modelo Maestro e do fotodetector XLP12-3S-H2 da Gentec-EO.

Nestes ensaios de verificação da distribuição da potência ao longo da fibra o interrogador óptico foi desligado.

3.9 ENSAIOS DE MEDIÇÃO DE CONDUTIVIDADE TÉRMICA

Para a caracterização funcional dos dispositivos híbridos LPG-FBG foram realizados pelo menos três tipos de ensaios de medição da condutividade térmica de fluidos. No primeiro ensaio foi realizada a medição da condutividade térmica do ar atmosférico utilizando o arranjo experimental disponível na UOSE, enquanto que, nos segundo e terceiro ensaios foram realizadas medições da condutividade térmica do ar atmosférico e da água comum, respectivamente, utilizando o arranjo experimental do LSO.

Uma célula de medição foi especialmente fabricada na UOSE para acomodar o dispositivo híbrido LPG-FBG para a realização dos ensaios de medição da

condutividade térmica de fluidos, como o ar e a água.

A célula de medição é totalmente construída em acrílico transparente e é composta por uma tampa e uma base, conforme mostrado na Figura (3.9.1), a seguir.

Figura 3.9.1 – Desenho meramente ilustrativo da célula de medição utilizada nos ensaios medição da condutividade térmica de fluidos.

Fonte: autor.

A tampa possui um bocal para encaixe na base e na parte externa há um semicilindro, que possibilita a acomodação da fibra óptica que contém o dispositivo híbrido LPG-FBG. A acomodação da fibra se dá em uma ranhura em V (*V-groove*) feita no centro da superfície reta do semicilindro e serve para manter o alinhamento físico da fibra e evitar a flexão da LPG.

Um orifício central na tampa possibilita a passagem da fibra para o interior da câmara de medição, de modo que a LPG fique apoiada e esticada sobre a superfície

do semicilindro e a região da fibra com o filme fino metálico depositado encontra-se centralizada no interior da câmara.

A fixação da fibra na superfície da câmara de medição foi feita com fita adesiva Scotch® 810 da 3M, uma fita de acetato de celulose tratado, com acabamento fosco translúcido e adesivo acrílico.

Na base da célula encontra-se a câmara cilíndrica de medição, que tem altura e diâmetro internos de 100 mm e 30 mm, respectivamente. A base possui pés com altura de 45 mm, suficiente para a colocação de um peso de aproximadamente 5 g na fibra óptica para mantê-la com levemente tensionada.

Uma ranhura e um orifício lateral, distantes 10 mm do centro da câmara, e onde está localizado o dispositivo híbrido, são utilizados para a colocação e a passagem de uma grade de Bragg para a câmara cilíndrica. A FBG instalada em paralelo foi utilizada para a medição da temperatura distante do dispositivo híbrido, ou seja, distante da fonte de calor.

A FBG utilizada para montagem em paralelo à fonte de calor nos ensaios realizados na UOSE é do mesmo lote das grades produzidas na FiberSensing e utilizadas na construção dos dispositivos híbridos LPG-FBG, enquanto que, nos ensaios feitos no LSO foi empregada uma grade comercial modelo TS-S-010-P0004 da Proximion.

As características principais das grades utilizadas nos dois arranjos

experimentais estão descritas na Tabela (3.9.1), a seguir.

Tabela 3.9.1 – Características técnicas das FBG em paralelo utilizadas nos arranjos experimentais montados na UOSE e no LSO.

Parâmetros	FBG UOSE	FBG LSO/DESEME
Características da FBG	Dispositivo 3	Dispositivo 4
Identificação da FBG	FBG2	C16-02639
Comprimento de onda $\lambda_B@25\text{ }^\circ\text{C}$ [nm]	1550,01	1560,0
Comprimento da grade [mm]	7,0	10
Refletividade [%]	$\geq 70,0$	$\geq 90,0$
Sensibilidade à temperatura [pm/ $^\circ\text{C}$]	10,14	10,27
Largura de banda em 3 dB [nm]	-	$<0,3$
Razão de rejeição do lóbulo lateral (SLSR) [dB]	-	>15
Faixa de temperatura de operação [$^\circ\text{C}$]	-	0 a 400
Data gravação da FBG	18/04/2013	30/03/2016

Fonte: autor.

3.9.1 Arranjo experimental para medição da condutividade térmica – UOSE

O arranjo experimental montado na UOSE possibilita a medição da condutividade térmica de dois modos, um deles baseado na técnica convencional de fio quente (RODER, 1981; ASSAEL; ANTONIADIS; WAKEHAM, 2010), na qual a medição da temperatura da amostra é tomada na mesma distância radial da fonte de calor e o outro baseado na técnica convencional de fio quente paralelo (GRAZZINI; BALOCCO; LUCIA, 1996; SANTOS; GREGÓRIO JR., 2002), cuja temperatura da amostra é medida a uma determinada distância da fonte de calor.

Um desenho ilustrativo do arranjo experimental para medição da condutividade térmica do ar utilizando o dispositivo híbrido LPG-FBG e uma FBG em paralelo montado na UOSE é mostrado na Figura (3.9.2), a seguir.

No arranjo experimental proposto o dispositivo híbrido LPG-FBG foi utilizado como fonte de calor para aquecimento da amostra e as duas grades de Bragg, a

inscrita sob o filme metálico e a montada paralelamente à fonte de calor, foram utilizadas como sensores de temperatura.

Figura 3.9.2 – Desenho meramente ilustrativo do arranjo experimental utilizado na UOSE para medição da condutividade térmica do ar.

Fonte: autor.

O laser de bombeamento (FOL1435R50-617-1480, Fitel) tem comprimento de onda central de 1479,9 nm e potência máxima de saída ajustada para 466 mW por meio do módulo de controle da corrente (LDX-3545, ILX Lightwave). O laser foi injetado na porta 1 (cor vermelha) do WDM (WD202C, Thorlabs), que transmite a luz para a porta 3 (cor azul), a qual está emendada no dispositivo híbrido LPG-FBG.

A LPG ligada após o WDM foi utilizada para acoplar a luz do laser de bombeamento guiada no núcleo para a casca da fibra, como mencionado anteriormente neste trabalho. Parte da luz acoplada nos modos de casca é absorvida pelo filme fino metálico provocando o aquecimento do mesmo. Outra parcela da luz é transmitida através do filme e é emitida para fora da fibra e outra

parcela é refletida pelo filme metálico, retornando ao interior da fibra como modo de casca ou até mesmo sendo reacoplada ao núcleo da fibra.

Na Figura (3.9.3), a seguir, é mostrada uma foto do arranjo experimental para medição da condutividade térmica do ar montado na UOSE.

Figura 3.9.3 – Foto do arranjo experimental utilizado na UOSE para medição da condutividade térmica do ar.

Fonte: autor.

A FBG inscrita no trecho de fibra sob o filme metálico e emendada logo após a LPG foi utilizada como elemento sensor para a medição da temperatura.

O circulador óptico que compõe o sistema de interrogação é utilizado para transmitir o sinal óptico proveniente da fonte SLD (S5FC-1550S-A, Thorlabs) injetado

na porta 1 para a porta 2, a qual está emendada no dispositivo WDM. Já o espectro de reflexão da FBG que retorna pelas portas 3 e 2 do WDM e que entra na porta 2 do circulador óptico é transmitido para a porta 3 deste dispositivo, a qual está conectada à entrada do OSA (AQ-6315B, Ando).

Com isso, o sinal refletido pela grade de Bragg do dispositivo híbrido LPG-FBG é transmitido para o OSA, que realiza a medição do comprimento de onda de ressonância do espectro de reflexão da FBG, o qual pode ser associado à temperatura a que o sensor está submetido.

A medição da resposta espectral da FBG em paralelo foi realizada por meio do interrogador óptico (FS2200, FiberSensing).

Dependendo do tipo de ensaio realizado o conjunto composto pela fonte SLD, circulador óptico e o OSA, foi substituído por um dos canais do interrogador óptico FS2200, conforme mostrado na Figura (3.9.4), a seguir. Esta substituição é necessária nos ensaios para medição da condutividade térmica, pois estes requerem uma sincronização temporal nas respostas espectrais das grades de Bragg do dispositivo híbrido LPG-FBG e da FBG em paralelo.

Figura 3.9.4 – Desenho meramente ilustrativo do arranjo experimental alternativo utilizado na UOSE para medição da condutividade térmica do ar.

Fonte: autor.

3.9.2 Arranjo experimental para medição da condutividade térmica – LSO

Na Figura (3.9.5), a seguir, é mostrado um desenho ilustrativo do arranjo experimental para medição da condutividade térmica de fluidos, como o ar e a água, utilizando o dispositivo híbrido LPG-FBG e uma FBG em paralelo montado no LSO.

Embora a configuração do arranjo experimental montado no LSO para a medição da condutividade térmica de fluidos seja bastante similar à do arranjo alternativo utilizado na UOSE e apresentado, anteriormente, na Figura (3.9.4), os modelos e fabricantes dos componentes, equipamentos e instrumentos utilizados na montagem são diferentes, conforme descrito neste trabalho.

O laser de bombeamento (FOL1404QQ0-317-JC21, Fitel) tem comprimento de onda central de 1471,4 nm e potência máxima de saída ajustada para 224 mW. O ajuste é feito por meio de um *trimpot* de ajuste disponível no *driver* de diodo laser

(LPLDD-5A-PID, Opt Lasers). O laser foi injetado na porta 1 (cor preta) do WDM (WD1415-LWCIS151, JDS Uniphase), que transmite a luz para a porta 3 (sem cor, transparente), a qual está emendada no dispositivo híbrido LPG-FBG.

Figura 3.9.5 – Desenho meramente ilustrativo do arranjo experimental utilizado no LSO para medição da condutividade térmica do ar e da água.

Fonte: autor.

Como mencionado anteriormente, a LPG ligada após o WDM é utilizada para acoplar a luz do laser de bombeamento guiada no núcleo para a casca da fibra, a fim de que parte dessa luz seja absorvida pelo filme fino metálico depositado na superfície da fibra provocando o aquecimento do mesmo.

A medição da resposta espectral da luz refletida pela FBG inscrita no trecho de fibra sob o filme metálico, que retorna pelas portas 3 e 2 do WDM, e da FBG em paralelo foi realizada por meio de canais distintos do interrogador óptico (sm130-200, Micron Optics).

Na Figura (3.9.6), a seguir, é mostrada uma foto do arranjo experimental para

medição da condutividade térmica do ar montado e utilizado no LSO.

Figura 3.9.6 – Foto do arranjo experimental utilizado no LSO para medição da condutividade térmica do ar.

Fonte: autor.

O dispositivo híbrido LPG-FBG e a FBG em paralelo foram montados na célula de medição, disposta sobre um suporte cilíndrico construído com um pedaço de tubo de policloreto de vinila (PVC). A colocação da célula de medição no suporte auxilia na manipulação das fibras ópticas durante a montagem do arranjo experimental.

Nos ensaios para medição da condutividade térmica da água a célula de medição foi colocada dentro de um recipiente de acrílico, que é lentamente preenchido com água comum, ou seja, sem passar por processos de deionização ou de destilação.

Na Figura (3.9.7), a seguir, é mostrada uma foto do arranjo experimental para

medição da condutividade térmica de água comum montado no LSO.

Figura 3.9.7 – Foto do arranjo experimental utilizado no LSO para medição da condutividade térmica da água comum.

Fonte: autor.

Devido a equívocos na concepção do projeto da célula de medição não foi possível colocar o líquido somente dentro da câmara de ensaio, sendo necessário, portanto, colocá-la dentro do recipiente com água. Com isso toda a câmara de ensaio foi preenchida com água, possibilitando a realização dos ensaios.

Tanto nos ensaios para medição da condutividade térmica do ar quanto nos ensaios de medição da condutividade térmica da água o dispositivo híbrido LPG-FBG (dispositivo 4) foi excitado por meio de um pulso óptico do laser de bombeamento com potência óptica de saída de 224 mW e largura de 4 s.

4 RESULTADOS EXPERIMENTAIS E DISCUSSÕES

4.1 ENSAIOS DE VERIFICAÇÃO ESPECTRAL DO LASER DE BOMBEAMENTO

Tanto os ensaios de verificação espectral realizados na UOSE quanto os realizados no LSO possibilitaram o levantamento dos espectros de resposta dos diodos laser de bombeamento, além de permitirem as verificações das perdas ópticas nas saídas dos diodos laser.

A medição do comprimento de onda central do diodo laser de bombeamento é fundamental, uma vez que este deve estar casado (sintonizado) com o comprimento de onda da LPG, a fim de maximizar o acoplamento da luz guiada no núcleo para os modos de casca da fibra óptica.

Já as perdas ópticas na saída do laser, no entanto, não são críticas para a realização dos experimentos deste trabalho, uma vez que o valor da potência óptica necessário para a determinação dos parâmetros térmicos de interesse, como a condutividade e a difusividade térmicas, é medido no final na ponta da fibra óptica antes da sua emenda no dispositivo híbrido LPG-FBG. Com efeito, as perdas ópticas são importantes do ponto de vista da quantidade restante, uma vez que a potência que sobra na ponta da fibra é utilizada para gerar o calor na amostra.

Como mencionado anteriormente, as perdas decorrem principalmente das emendas entre as fibras, da montagem dos componentes (diodo laser, placa de conexão, WDM) no gabinete, das conexões e das curvaturas excedentes das fibras.

As montagens das fibras nos arranjos experimentais foram feitas de forma que os diâmetros das curvaturas fossem os maiores possíveis, uma vez que as perdas por curvatura são mais acentuadas quanto menor for o diâmetro da curva a que a fibra está sujeita, conforme pode ser visto em publicação sobre a degradação de fibras ópticas devido à propagação de sinais de elevada intensidade (ROCHA *et al.*, 2012).

Outro ponto que pode produzir um erro adicional na medição da potência óptica do laser é a utilização de fotodetectores térmicos nos medidores de potência óptica, pois esses sensores captam grande largura espectral (S302C, faixa de 190 nm a 25 μ m e XLP12-3S-H2 de 190 nm a 20 μ m), possibilitando a captação de outros comprimentos de onda, além dos 1480 nm do laser, os quais podem ser observados nas curvas de respostas espectrais dos lasers utilizados na UOSE e no LSO, mostradas nos Gráficos (4.1.2) e (4.1.3), respectivamente.

4.1.1 Resultados dos ensaios realizados na UOSE

Pode-se verificar no relatório de teste do diodo laser (FOL1435R50-617-1480) que a potência nominal do laser PLD de 500 mW é atingida com a aplicação de uma corrente direta ILD de 1583,1 mA, entretanto, é possível observar na curva experimental da potência de saída do laser em função da corrente direta, que é necessária a aplicação de um valor de corrente maior (ILD de 1650 mA), para se obter uma potência de saída menor que a nominal (PLD de 466 mW). Esta diferença na potência óptica de saída é atribuída às perdas ópticas decorrentes dos fatores

citados o início deste item, como em curvaturas, emendas e nos próprios dispositivos.

No Gráfico (4.1.1), a seguir, é apresentada a curva experimental da potência óptica de saída do laser de bombeamento (FOL1435R50-617-1480) em função da corrente direta ILD.

Gráfico 4.1.1 – Curva experimental da potência de saída do laser em função da corrente direta do laser FOL1435R50-617-1480.

Fonte: autor.

Na curva experimental normalizada da resposta espectral do laser, mostrada no Gráfico (4.1.2), a seguir, pode-se observar um pequeno desvio no valor do comprimento de onda medido (1479,44 nm) em relação ao valor apontado no relatório de teste emitido pelo fabricante (1479,9 nm). Este desvio no comprimento

de onda é atribuído ao fato do diodo laser não ter sido excitado com o valor da corrente nominal indicada no relatório no ensaio de captura do espectro de saída do componente. De fato, neste ensaio o valor da corrente de excitação do laser foi limitado a 200 mA, a fim de não danificar a entrada do canal do analisador de espectros (AQ-6315B, Ando) utilizado, que tem a capacidade máxima de ler sinais de até 100 mW.

Gráfico 4.1.2 – Curva experimental normalizada da resposta espectral do diodo laser modelo FOL1435R50-617-1480.

Fonte: autor.

Para possibilitar a leitura da saída do laser na condição de excitação nominal pode-se utilizar um atenuador óptico na entrada do OSA, como por exemplo, um acoplador direcional com razão 99:1.

4.1.2 Resultados dos ensaios realizados no LSO

Nos ensaios para medição das perdas ópticas do arranjo experimental utilizado no LSO a corrente direta ILD do diodo laser foi ajustada e mantida em um valor de 769,1 mA, o que de acordo com o relatório de teste do componente (FOL1404QQ0-317-JC21) é a corrente necessária para que o laser forneça a potência óptica nominal de 250 mW. No entanto, a potência de saída do laser mensurada (224 mW) por meio do medidor de potência óptica Maestro e o fotodetector XLP12-3S-H2 mostra-se menor do que o valor apontado no relatório, mesmo com uma corrente de excitação de cerca de 770 mA. Como mencionado anteriormente, esta perda está relacionada às curvaturas a que as fibras ópticas estão sujeitas na montagem, às emendas e aos dispositivos.

No Gráfico (4.1.3), a seguir, é apresentada a curva experimental normalizada da resposta espectral do laser, na qual se pode observar o pequeno desvio no valor do comprimento de onda medido (1470,40 nm) em relação ao valor apontado no relatório de teste emitido pelo fabricante (1471,4 nm). Esta diferença no comprimento de onda se deve, provavelmente, à baixa corrente de excitação (75 mA) utilizada para alimentar o diodo laser, a fim de compatibilizar o valor da potência gerada no laser com o máximo valor permitido pela entrada do canal do OSA utilizado (AQ-8347, Advantest).

Alternativamente, um atenuador óptico poderia ser utilizado na entrada do OSA para possibilitar que o laser de bombeamento operasse com a corrente direta

nominal, sem que a potência óptica gerada danificasse a entrada do instrumento.

Gráfico 4.1.3 – Curva experimental normalizada da resposta espectral do diodo laser modelo FOL1404QQ0-317-JC21.

Fonte: autor.

4.2 ENSAIOS PARA DETERMINAÇÃO DA SENSIBILIDADE DAS FBG À TEMPERATURA

Como visto anteriormente, as FBG são sensíveis tanto à temperatura quanto à deformação mecânica e a determinação da sensibilidade às perturbações externas é fundamental no uso das grades no campo da metrologia.

Se a FBG está livre de deformação mecânica a sensibilidade à temperatura depende, fundamentalmente, do coeficiente de expansão térmica e do coeficiente termo-óptico da fibra, conforme visto na Equação (2.5.5). No entanto, isto é verdade

quando a FBG está inscrita em fibra nua, o que não ocorre nas grades utilizadas neste trabalho, que são recobertas por um filme metálico.

A deposição de filmes na superfície da fibra óptica pode alterar significativamente a sensibilidade das FBG inscritas sob a região do filme depositado, variando exponencialmente com a espessura do filme, conforme mostrado por Xie e outros (XIE *et al.*, 2007).

No caso das grades utilizadas na construção dos dispositivos LPG-FBG a sensibilidade não é alterada de modo significativo devido à pequena espessura do filme depositado na superfície da fibra óptica, por esse motivo a medição deste parâmetro é feita apenas após a deposição do filme fino metálico.

O valor da sensibilidade das grades é determinado por meio da ferramenta de ajuste linear disponível no próprio programa gráfico (Origin da Originlab) para análise dos dados obtidos experimentalmente. Neste caso, a sensibilidade das grades é o coeficiente angular da reta obtida por ajuste linear dos dados experimentais.

As sensibilidades das FBG utilizadas nos dispositivos híbridos LPG-FBG descritos neste trabalho são mostradas nas Tabelas (3.4.1) e (3.9.1) e as curvas de resposta do comprimento de onda das grades em função da variação da temperatura são mostrados, a seguir.

4.2.1 Resultados dos ensaios realizados na UOSE

No Gráfico (4.2.1), a seguir, são mostradas as curvas de resposta do

comprimento de onda das FBG em função da variação da temperatura, onde em (a) são mostrados os resultados da FBG1 (simples) do dispositivo 1, em (b) da FBG6 (simples) do dispositivo 2 e em (c) da FBGD4 (dupla) do dispositivo 3.

Os valores das sensibilidades das grades obtidos por meio da análise dos dados são os seguintes: FBG1 simples ($9,89 \text{ pm/}^{\circ}\text{C} \pm 0,13 \text{ pm/}^{\circ}\text{C}$), FBG6 simples ($9,73 \text{ pm/}^{\circ}\text{C} \pm 0,22 \text{ pm/}^{\circ}\text{C}$), FBGD4-1 dupla ($9,86 \text{ pm/}^{\circ}\text{C} \pm 0,08 \text{ pm/}^{\circ}\text{C}$) e FBGD4-2 dupla ($10,63 \text{ pm/}^{\circ}\text{C} \pm 0,12 \text{ pm/}^{\circ}\text{C}$).

Gráfico 4.2.1 – Curvas de resposta do comprimento de onda em função da temperatura da FBG1, FBG6 e FBGD4 utilizadas nos dispositivos híbridos 1, 2 e 3, respectivamente.

a)

b)

c)

No Gráfico (4.2.2), a seguir, é mostrada a curva de resposta do comprimento de onda em função da variação da temperatura da FBG2, utilizada como sensor de temperatura instalado paralelamente a fonte de calor (dispositivo híbrido LPG-FBG). A sensibilidade à temperatura da FBG2 é de $10,14 \text{ pm/}^{\circ}\text{C} \pm 0,05 \text{ pm/}^{\circ}\text{C}$.

Gráfico 4.2.2 – Curva de resposta do comprimento de onda em função da temperatura da FBG2 utilizada como sensor de temperatura em paralelo nos dispositivos híbridos 1, 2 e 3.

Fonte: autor.

Pode-se verificar nos resultados apresentados a semelhança nos valores das sensibilidades à temperatura das FBG com (FBG1, FBG6 e FBGD4) ou sem (FBG2) o filme metálico depositado na superfície das fibras, indicando que a espessura dos filmes utilizados é pequena o suficiente para não alterar de modo significativo o comportamento da resposta da grade ao parâmetro térmico.

4.2.2 Resultados dos ensaios realizados no DESEME

No Gráfico (4.2.3), a seguir, são mostradas as curvas de resposta do comprimento de onda das FBG em função da variação da temperatura, onde em (a) são mostrados os resultados da FBG5 (simples) do dispositivo 4 e em (b) da FBG-C16-02639 (simples) utilizada como sensor de temperatura instalado em paralelo à fonte de calor.

Gráfico 4.2.3 – Curvas de resposta do comprimento de onda em função da temperatura da FBG5 e da FBG-C16-02639 utilizadas no dispositivo híbrido 4.

a)

b)

Fonte: autor.

A sensibilidade à temperatura da FBG5 simples é de $9,53 \text{ pm/}^{\circ}\text{C} \pm 0,05 \text{ pm/}^{\circ}\text{C}$ e da FBG-C16-02639 simples é de $10,27 \text{ pm/}^{\circ}\text{C} \pm 0,04 \text{ pm/}^{\circ}\text{C}$.

4.3 ENSAIOS DE VERIFICAÇÃO DA RESPOSTA ESPECTRAL DAS FBG – UOSE

Nos ensaios de verificação da resposta espectral das FBG é possível verificar a evolução do comprimento de onda central de resposta das grades de Bragg em função do aumento do valor da corrente direta aplicada ao diodo laser (ILD), que tem relação com a potência de saída do laser PLD, conforme mostrado anteriormente no Gráfico (4.1.1).

De fato, com o aumento da potência óptica do laser mais energia óptica será

acoplada para os modos de casca da fibra óptica pela LPG. Portanto, uma quantidade maior de luz é absorvida pelo filme metálico, o que gera mais calor e eleva a temperatura da região da fibra óptica sob o filme. A medição da temperatura, por sua vez, é feita por meio da FBG inscrita na fibra sob o filme metálico depositado.

As evoluções das respostas espectrais das FBG em função do aumento do valor da corrente direta (ILD) podem ser observadas no Gráfico (4.3.1), a seguir, onde em (a) é apresentada a resposta espectral da FBG1 do dispositivo 1, em (b) da FBG6 do dispositivo 2 e em (c) da FBGD4 do dispositivo 3.

Gráfico 4.3.1 – Curvas das respostas espectrais das FBG dos dispositivos híbridos LPG-FBG com o aumento da corrente direta do laser.

a)

b)

c)

Fonte: autor.

A fim de possibilitar uma visualização mais adequada do comportamento das respostas espectrais das grades de Bragg com o aumento da corrente ILD são mostrados, nas curvas à esquerda do Gráfico (4.3.2), a seguir, os valores dos comprimentos de onda centrais de resposta das FBG para cada valor de corrente aplicada ao diodo laser.

Ainda no Gráfico (4.3.2), nas curvas à direita são mostrados os valores dos comprimentos de onda centrais de resposta das FBG para cada valor de potência de saída do laser PLD, correspondente às correntes ILD aplicadas, sendo que as curvas em (a) referem-se à FBG1 do dispositivo 1, em (b) à FBG6 do dispositivo 2 e em (c) à FBGD4 do dispositivo 3.

Gráfico 4.3.2 – Curvas do deslocamento do comprimento de onda das FBG dos dispositivos híbridos LPG-FBG em função da corrente ILD (esquerda) e da potência PLD (direita).

a)

b)

c)

Fonte: autor.

Na Tabela (4.3.1), a seguir, são apresentados os coeficientes angulares e lineares das retas de ajuste das curvas do deslocamento do comprimento de onda central das FBG em função da corrente ILD e da potência PLD, calculadas por meio do método de regressão linear.

Tabela 4.3.1 – Coeficientes angulares e lineares das retas de ajuste das curvas do deslocamento do comprimento de onda das FBG em função da ILD e da PLD.

Coeficientes ($y = ax + b$)		Dispositivo 1	Dispositivo 2	Dispositivo 3	
Curvas em função da corrente ILD (à esquerda)		FBG1	FBG6	FBGD4-1	FBGD4-2
Coeficiente angular - a	[pm/mA]	$0,93 \pm 0,02$	$1,12 \pm 0,01$	$3,02 \pm 0,04$	$0,08 \pm 0,00$
Coeficiente linear - b	[nm]	1549,89	1549,80	1540,03	1549,89
Coeficientes ($y = ax + b$)		Dispositivo 1	Dispositivo 2	Dispositivo 3	
Curvas em função da potência PLD (à direita)		FBG1	FBG6	FBGD4-1	FBGD4-2
Coeficiente angular - a	[pm/mW]	$3,16 \pm 0,03$	$3,83 \pm 0,01$	$10,3 \pm 0,04$	$0,29 \pm 0,01$
Coeficiente linear - b	[nm]	1549,89	1549,80	1540,04	1549,89

Fonte: autor.

Os dados apresentados na Tabela (4.3.1) mostram que a taxa de variação do

comprimento de onda de Bragg em função da potência PLD (coeficiente angular) da FBGD4-1 (10,3 pm/mW) do dispositivo 3, é aproximadamente 3,25 vezes maior do que a taxa da FBG1 (3,16 pm/mW) do dispositivo 1 e 2,68 vezes maior do que a taxa da FBG6 (3,83 pm/mW) do dispositivo 2.

Atribui-se a diferença na taxa de variação do comprimento de onda em função da potência PLD da FBGD4-1 em relação às das FBG1 e FBG6 o fato daquela grade estar posicionada, possivelmente, numa região da fibra óptica mais próxima do início do filme metálico e sujeita a uma condição de aquecimento mais elevado em comparação as outras duas grades.

De fato, a distância entre o final da LPG e o início do filme metálico do dispositivo 3 é de 5 mm, enquanto que, nos dispositivos 1 e 2 a distância é de 10 mm. Isto significa que no dispositivo 3 a luz acoplada nos modos de casca percorre uma distância menor, e portanto, tem menos perda óptica por espalhamento antes de interagir com o filme metálico. Com mais luz interagindo com o metal maiores serão a absorção da energia luminosa pelo filme e o aquecimento do mesmo.

Diversos outros fatores podem influenciar na quantidade de luz que é acoplada do núcleo da fibra para a sua casca, uma vez que o comprimento de onda da ressonância da LPG, responsável pela qualidade do acoplamento da potência óptica, pode ser alterada pela variação da temperatura, pela variação do índice de refração do meio que circunda a LPG, pela deformação axial da fibra ou pela

variação da curvatura da LPG.

Portanto, comparando a taxa de variação do comprimento de onda em função da potência PLD dos dispositivos 1 e 2, verifica-se que a taxa da FBG6 (dispositivo 2) é cerca de 21% maior do que a da FBG1 (dispositivo 1). Como os valores dos comprimentos de onda de ressonância das duas grades LPG λ_{LPG_W0046} e λ_{LPG_W0004} (1479,8 nm) são iguais, a diferença pode ser devida, além dos fatores citados anteriormente, ao valor da atenuação da ressonância das redes LPG dos dispositivos 1 e 2, que são, respectivamente, de -26,51 dB e -26,67 dB.

Neste caso, quanto maior o valor da atenuação da ressonância da LPG mais luz é acoplada do núcleo para a casca e, portanto, maior é o aquecimento na região do filme metálico.

Evidentemente, as larguras à meia altura (FWHM) dos vales de ressonância das LPG também devem ser levadas em consideração na determinação da quantidade de luz acoplada pelas LPG. Entretanto, como as larguras dos vales das LPG são maiores que as FWHM do espectro de saída do laser de bombeamento quase a totalidade da luz do laser pode ser considerada acoplada para os modos de casca da fibra óptica.

Os diferentes valores das propriedades ópticas dos materiais metálicos utilizados nos filmes dos dispositivos 1 e 2 podem ser fatores adicionais para justificar a diferença na taxa de variação do comprimento de onda em função da

potência PLD, uma vez que os metais depositados na superfície de cada uma das fibras são distintos.

O filme do dispositivo 1 é constituído por uma camada metálica de Titânio (Ti) com espessura de 150 nm, com coeficiente de absorção de $3,823 \times 10^5 \text{ cm}^{-1}$ para comprimentos de onda de 1480 nm, enquanto que o filme do dispositivo 2 é formado por uma camada inicial com 2 nm de espessura de Cromo (Cr), que possui um coeficiente de absorção de $3,420 \times 10^5 \text{ cm}^{-1}$ para o mesmo valor de comprimento de onda, recoberta com uma camada de 150 nm de Alumínio (Al), que tem um coeficiente de absorção de $13,016 \times 10^5 \text{ cm}^{-1}$ também considerado para o mesmo comprimento de onda.

Pode-se notar que para este comprimento de onda (1480 nm) que o coeficiente de absorção do titânio é maior (cerca de 11%) do que o do cromo. Portanto, uma fibra coberta com filme de Ti deve absorver um pouco mais de potência óptica do que uma coberta com filme de Cr, o que contraria os resultados obtidos para os dispositivos em questão.

Neste caso, o que acontece é que a camada de cromo com espessura em escala nanométrica tem elevada transmitância, sendo praticamente transparente à radiação do laser. Portanto, a interação do laser ocorre praticamente com a camada de alumínio depositada sobre o cromo, que tem coeficiente de absorção maior que do titânio.

No Gráfico (4.3.3), a seguir, onde são mostradas as curvas de transparência óptica de filmes de Cr e Ni em função do comprimento de onda.

Gráfico 4.3.3 – Curvas da transparência óptica de filmes UTMF de Ni e de Cr em função do comprimento de onda.

Fonte: adaptado de (GHOSH, 2013).

Os filmes metálicos em escalas nanométricas, ou filmes metálicos ultrafinos (UTMF), têm grandes transmitâncias desde a região do ultravioleta (UV), passando pelo visível (VIS), até atingir seu valor máximo na região do infravermelho (IR) (GHOSH, 2013), conforme pode ser visto no Gráfico (4.3.3).

Na Tabela (4.3.2), a seguir, são apresentadas propriedades ópticas de alguns materiais, incluindo os metais que são utilizados como filme de cobertura das FBG dos dispositivos 1, 2 e 3 (destacados em **negrito**). Adicionalmente, são apresentados os parâmetros de outros metais que podem ser utilizados como filme metálico em

substituição aos citados neste trabalho.

Tabela 4.3.2 – Propriedades ópticas dos metais (Al, Cu, Cr, Ni, Ag, Au, Ti) e da sílica (SiO₂).

Material			Coef. de absorção [x10 ⁵ cm ⁻¹]	Coef. de extinção	Índice de refração	Dispersão cromática [μm ⁻¹]	Referências bibliográficas
Alumínio	(Al)	@1480 nm	13,016	15,329	1,3887	1,0240	(ORDAL <i>et al.</i> , 1988)
Cobre	(Cu)	@1480 nm	8,387	9,877	0,7233	0,4875	(ORDAL <i>et al.</i> , 1985)
Cromo	(Cr)	@1480 nm	3,420	4,028	3,6780	-0,1382	(JOHNSON; CHRISTY, 1974)
Níquel	(Ni)	@1480 nm	6,311	7,432	3,0322	0,8295	(JOHNSON; CHRISTY, 1974)
Prata	(Ag)	@1480 nm	9,171	10,802	0,1380	0,0921	(JOHNSON; CHRISTY, 1972)
Ouro	(Au)	@1480 nm	8,658	10,197	0,4821	0,5991	(JOHNSON; CHRISTY, 1972)
Titânio	(Ti)	@1480 nm	3,823	4,502	3,6780	0,0921	(JOHNSON; CHRISTY, 1974)
Sílica	(SiO ₂)	@1480 nm	-	-	1,444	-0,0117	(MALITSON, 1965)

Fonte: Autor com informações do sítio de (POLYANSKIY, 2008-2017).

Os valores dos parâmetros apresentados na Tabela (4.3.2) são obtidos por meio de um visualizador de propriedades ópticas dos materiais disponível em uma página da *internet* e são baseados nos trabalhos experimentais realizados por diversos autores, conforme indicado na coluna denominada referências bibliográficas.

De fato, os valores das propriedades ópticas apresentadas na Tabela (4.3.2) referem-se aos materiais volumétricos e não a filmes finos destes elementos, que, normalmente, possuem os parâmetros como a densidade, a condutividade térmica e o índice de refração de filmes finos menores do que os do volume, embora existam técnicas de deposição atuais que minimizam essas diferenças (PAQUIN, 2010).

As propriedades ópticas dos materiais, como o índice de refração, os coeficientes de extinção e de absorção, entre outras, dependem de diversos fatores referentes, evidentemente, ao próprio material, como estrutura cristalina, a

distribuição dos elétrons nas camadas eletrônicas, espessura e da própria densidade do material. Além disso, as características da luz incidente, como o comprimento de onda e a energia do feixe luminoso incidente, também influenciam na determinação de algumas dessas propriedades ópticas.

Nos metais a interação da luz ocorre entre o campo elétrico óptico e os elétrons da banda de condução do metal (PAQUIN, 2010, p. 4.3), o que faz com que o comprimento de onda e a energia da luz influenciem diretamente no índice de refração e no coeficiente de extinção do material. Estes parâmetros ópticos podem variar acentuadamente em função do comprimento de onda da luz incidente, conforme observado nas curvas baseadas em dados experimentais mostradas no Gráfico (4.3.4), onde em (a) tem-se a curva para o alumínio e em (b) para o titânio.

Gráfico 4.3.4 – Curvas do índice de refração e do coeficiente de extinção em função do comprimento de onda da luz incidente no alumínio e no titânio.

a)

b)

Fonte: adaptado de (POLYANSKIY, 2008-2017).

O índice de refração e o coeficiente de extinção, normalmente, são utilizados para caracterizar os metais, uma vez que esses dois parâmetros ópticos compõem o índice de refração complexo, N , do material, conforme segue:

$$N = n + ik_{ec} \quad (4.3.1)$$

onde: n é o índice de refração (parte real) e k_{ec} é o coeficiente de extinção do material (parte imaginária).

As propriedades ópticas dos materiais (índice de refração e coeficiente de extinção) de um determinado material podem ter diferentes valores divulgados em literatura, ainda que sejam determinados para um mesmo valor de comprimento de onda. Isto se deve ao fato das medições desses parâmetros serem realizadas por meio de técnicas diferentes ou das simulações para a determinação deles serem

baseadas em diferentes modelos, como o de Drude (DRUDE, 1900), aplicado aos metais e suas variantes ou aprimoramentos como o de Lorentz-Drude e o de Brendel-Bormann (BREDEL; BORMANN, 1992), geralmente aplicados aos materiais metálicos e aos dielétricos, respectivamente.

Os resultados de ensaios de verificação da resposta espectral das FBG dos três dispositivos híbridos em função da potência de saída do laser em duas condições de corrente direta do laser ILD (0 mA e 1650 mA) são apresentados no Gráfico (4.3.5), a seguir.

Gráfico 4.3.5 – Curvas das respostas espectrais das FBG dos dispositivos híbridos LPG-FBG nas condições de ILD (0 mA e 1650mA).

a)

b)

c)

No Gráfico (4.3.5), as curvas em (a) mostram as respostas espectrais da FBG1 do dispositivo 1 nas duas condições de operação do laser: laser desligado (0 mA) e na potência máxima do laser (466 mW @ 1650 mA). Considerando o valor da sensibilidade à temperatura da FBG1 de 9,89 pm/°C, verifica-se que na potência máxima do laser (466 mW) a FBG1 do dispositivo 1 tem um deslocamento do comprimento de onda da FBG1 de 1,95 nm, o que representa um aumento de temperatura de aproximadamente 197 °C.

Nas curvas em (b) do Gráfico (4.3.5) têm-se as respostas espectrais da FBG6 do dispositivo 2, que tem um deslocamento em seu comprimento de onda de 2,15 nm, o que representa um aumento de temperatura de cerca de 221 °C, considerando o valor da sensibilidade à temperatura da FBG6 de 9,73 pm/°C.

Pode-se observar nas curvas em (c) do Gráfico (4.3.5) que os deslocamentos dos espectros das duas FBG do dispositivo 3, nas mesmas condições de operação do laser, têm os seguintes deslocamentos nos comprimentos de onda: FBGD4-1 de 4,73 nm e a FBGD4-2 de 0,14 nm, o que representam aumentos de temperatura de aproximadamente 479 °C e 13,1 °C, nas respectivas grades. Como mostrado anteriormente, as sensibilidades das FBGD4-1 e da FBGD4-2 são, respectivamente, 9,86 pm/°C e 10,63 pm/°C.

É possível verificar nas curvas das FBG1, FBG6 e FBGD4-1, que estão inscritas mais próximas da emenda entre o final da LPG e o início do filme metálico, que os espectros de respostas dessas grades sofrem um fenômeno de alargamento

espectral.

O fenômeno apresentado é característico de grades de Bragg que estão sujeitas a um perfil de temperatura não uniforme (gradiente) ao longo do seu comprimento. O perfil de temperatura não uniforme ao longo da fibra produz um efeito de gorjeio (*chirp*) da FBG, alargando a resposta espectral da grade, conforme pode ser visto em trabalhos sobre dispositivos de compensação de dispersão óptica baseados em FBG com gorjeio termicamente induzido (DABARSYAH *et al.*, 2003; LIMA *et al.*, 2005).

O alargamento espectral controlado da FBG dos dispositivos de compensação de dispersão é bastante útil em telecomunicações, entretanto, em metrologia esse efeito pode prejudicar a medição do espectro de resposta da grade e, portanto, deteriorar a exatidão do mensurando.

Para corrigir este efeito é necessário o desenvolvimento de técnicas de calibração que reproduzam as condições específicas deste arranjo e forneçam temperaturas de referência que sirvam para correção das medidas. Este assunto faz parte dos trabalhos futuros propostos nesta tese.

A fim de verificar o comportamento da temperatura ao longo da fibra coberta com o filme metálico uma inspeção visual na superfície do filme do dispositivo 3 foi realizada utilizando uma câmera térmica de espectro IR. A imagem obtida, de fato, confirmou que uma grande quantidade de potência óptica é absorvida nos primeiros

milímetros da fibra com cobertura metálica, resultando em um substancial aumento de temperatura nesta região e que cai rapidamente ao longo do comprimento da fibra.

Como as FBG dos dispositivos possuem comprimento em torno de 7 mm e estão gravadas equidistantes das bordas do filme entre 2,5 mm e 3 mm de distância, somente a região inicial da extremidade das FBG está sujeita ao máximo aquecimento, conforme mostrou a inspeção visual com a câmera IR.

A câmera IR utilizada possibilitou apenas a visualização da imagem térmica e não o armazenamento ou registro da mesma. Assim, pretende-se realizar uma avaliação do perfil de temperatura ao longo da fibra utilizando câmeras IR, conforme indicado nos trabalhos futuros.

A caracterização do perfil de temperatura ao longo do comprimento do filme fino metálico é considerada importante para se verificar a condição de temperatura constante da fonte de calor exigida pelo método HWM convencional.

O perfil de temperatura foi obtido por meio de um termopar tipo K utilizado para fazer a varredura da temperatura na superfície do filme metálico ao longo do comprimento da fibra óptica do dispositivo 3. Para tal, o dispositivo híbrido LPG-FBG foi mantido esticado entre dois suportes mecânicos e o termopar, que está preso em um estágio mecânico de movimentação linear, foi deslocado longitudinalmente à fibra para se medir a temperatura, que tem um perfil conforme resultados mostrados

no Gráfico (4.3.6), a seguir.

O termopar tipo K utilizado é formado por fios com diâmetro de 0,26 mm (0,01”) de ligas metálicas de cromel e alumel e o sistema de aquisição de dados utilizado para a leitura do termopar foi o modelo DLG4000 da Lynx, que tem 08 entradas analógicas universais, resolução de 16 *bits*, taxa de amostragem máxima de 12.800 Hz e comunicação Ethernet (protocolo UDP/IP) com o microcomputador. Foram utilizados os programas AqDados 7.02 e AqDAnalysis, ambos da Lynx, para a aquisição e o tratamento dos dados, respectivamente.

Gráfico 4.3.6 – Curva do perfil de temperatura normalizada na superfície do filme metálico ao longo do comprimento da fibra óptica do dispositivo 3.

Fonte: autor.

O método de obtenção do perfil da temperatura utilizando termopar apresenta alguns problemas e limitações, uma vez que os diâmetros dos fios do termopar (2x

0,26 mm) são maiores que o diâmetro da fibra óptica (0,125 mm), o que afeta a medição da temperatura. Além disso, o deslocamento da junta quente do termopar ao longo da fibra e o posicionamento da mesma na superfície do filme apresentam problemas no alinhamento e de contato efetivo, respectivamente.

De qualquer forma, a título de visualização, a curva do perfil de temperatura normalizada ao longo da fibra coberta com o filme metálico mostra que a temperatura não é uniforme. Aparentemente, o perfil de temperatura tem a forma exponencial, o que é razoável uma vez que a absorção da luz pelo filme pode ser explicada pela lei de Lambert (LAMBERT, 1760), a qual afirma que a intensidade da luz emitida decresce exponencialmente à medida que a espessura do meio absorvente aumenta aritmeticamente.

O HWM convencional prevê uma distribuição de temperatura uniforme ao longo do fio. Entretanto, no caso do dispositivo híbrido LPG-FBG o perfil de temperatura não é uniforme e, assim, como no método convencional ocorre o efeito das pontas. De modo a considerar nos cálculos da determinação da condutividade térmica o efeito das pontas propõe-se a utilização de um comprimento de filme efetivo. Para a determinação deste comprimento de filme efetivo utiliza-se o valor da raiz quadrática média (RMS) do perfil de temperatura ao longo do filme. Para definir o comprimento efetivo considera-se a distância entre os dois pontos do gráfico do perfil de temperatura que cruzam o valor RMS obtido.

Como as curvas dos dispositivos 1, 2 e 4 não foram levantadas, o

comprimento efetivo do filme destes dispositivos foi calculado com base no perfil de temperatura do dispositivo 3, uma vez que acredita-se que os perfis de temperaturas sejam similares, pois os filmes metálicos possuem características semelhantes. Como os filmes têm comprimentos diferentes utilizam-se apenas os 12 mm iniciais da curva do Gráfico (4.3.6).

De fato, um estudo pormenorizado sobre os fenômenos sofridos pela luz ao longo do filme é necessário e faz parte dos trabalhos futuros propostos nesta tese.

4.4 ENSAIOS DE VERIFICAÇÃO DA POTÊNCIA RESIDUAL DO DISPOSITIVO

Como visto anteriormente, a estrutura periódica da LPG possibilita o acoplamento do modo fundamental guiado no núcleo para os modos co-propagantes da casca da fibra.

A condição para o guiamento dos modos de casca é criada devido ao índice de refração do meio externo ser menor do que o da casca. Da mesma maneira que ocorre a condição para o guiamento da luz entre o núcleo, que tem um índice de refração ligeiramente superior ao da casca, e a própria casca, também acontece com os modos de casca que são guiados por meio do fenômeno de reflexão interna total na interface casca-meio devido ao índice de refração do meio ser menor do que o da casca.

Entretanto, quando o índice de refração do meio é igual ao da casca os modos deixam de ser conduzidos ao longo da fibra, pois a casca se torna infinita e a

condição necessária para criar o mecanismo da reflexão interna total é desfeita, o que faz com que os modos guiados na casca se tornem modos de radiação ou *leaky modes* (MENDES, 2007).

No caso de índices de refração maiores do que o da casca, por exemplo, com a deposição de um filme metálico na superfície da casca da fibra óptica, também há a ausência da condição de guiamento por reflexão total, entretanto, uma parcela da luz é refletida por reflexão de Fresnel (HOU *et al.*, 2001).

Sendo a cobertura metálica um filme metálico de pequena espessura, considerado filme fino, parte da luz é transmitida através dele e se perde no meio externo (ROUARD; MEESEN, 1977).

Por fim, outra parcela da luz é absorvida pelo filme metálico sendo convertida em energia térmica, como é o caso da luz com comprimentos de onda no espectro IR quando interage com metais (HILSUM, 1954; BAUER, 1992).

Além da absorção, da reflexão e da transmissão a que a luz está submetida, outros efeitos podem ocorrer devido à interação da luz com o metal, como o espalhamento Mie e o espalhamento Rayleigh (NOLTE, 1994), entretanto, as eventuais ocorrências desses efeitos não são consideradas neste trabalho.

De modo geral, o espalhamento Mie refere-se principalmente à dispersão elástica de luz de partículas atômicas e moleculares cujo diâmetro é maior do que o comprimento de onda da luz incidente, enquanto que o espalhamento Rayleigh

refere-se à dispersão da luz por partículas atômicas e moleculares cujo diâmetro é inferior a cerca de um décimo do comprimento de onda da luz incidente (SKOLNIK, 1981, p. 33-37; LOCKWOOD, 2016).

Os coeficientes de absorção, reflexão e transmissão da luz IR nos filmes finos metálicos podem ser determinados com base na teoria sobre transmitância e refletância em filmes finos, que consiste na aplicação direta das equações de Maxwell, como podem ser vistos detalhadamente nos trabalhos apresentados por Hadley e Dennison sobre filtros de interferência de reflexão e transmissão (HADLEY; DENNISON, 1947; HADLEY; DENNISON, 1948).

Na aplicação da teoria feita por aqueles autores considera-se um filme fino metálico plano com incidência de luz normal ao plano, além disso, para simplificar alguns cálculos os autores consideram que o meio de onde a luz parte tem índice de refração real e unitário. De fato, as considerações feitas pelos autores diferem das condições encontradas no caso do dispositivo híbrido LPG-FBG proposto.

Primeiramente, o filme fino metálico depositado sobre a superfície da fibra óptica não é plano, mas sim cilíndrico. No entanto, isso pode ser resolvido com a aplicação de tratamento matemático adequado de uma área do filme que possa ser considerada plana com a posterior extrapolação para a forma cilíndrica.

Outra questão a ser considerada é que o ângulo de incidência da luz no filme metálico não é exclusivamente normal ao plano, uma vez que a luz acoplada do

modo fundamental guiado no núcleo para os modos de casca da fibra apresenta certo ângulo de escape ao longo da LPG, o que complica bastante a solução analítica do problema. O levantamento dos ângulos de escape da luz a partir da LPG é bastante relevante, uma vez que o coeficiente de absorção do filme metálico varia consideravelmente com o ângulo de incidência da luz, conforme mostrado por Hilsum (HILSUM, 1955).

Em vista disso, necessita-se realizar, no futuro, um estudo detalhado do comportamento da luz de escape da LPG, a fim de servir de informação em eventual simulação do perfil de absorção da luz no filme metálico.

Por último, no dispositivo híbrido a luz parte de meio com índice de refração real, mas não unitário (fibra óptica SMF-28) fazendo com que as simplificações consideradas por aqueles autores não sejam válidas, elevando bastante o esforço matemático.

No entanto, o fato de a luz provir do meio dielétrico para o metal e não do ar, como nas considerações daqueles autores, é um fator positivo para a absorção da energia óptica pelo filme fino metálico, uma vez que isso pode elevar consideravelmente o coeficiente de absorção, dependendo do comprimento de onda da luz incidente (HILSUM, 1954).

Portanto, da análise geométrica que se utiliza na teoria de filmes finos tem-se que a energia óptica da luz incidente é igual à soma das parcelas das energias

transmitida, refletida e absorvida, conforme ilustrado na Figura (4.4.1), a seguir.

Desse modo, conhecendo a potência de entrada do dispositivo e considerando que a potência óptica residual do dispositivo seja a luz guiada nos modos de casca da fibra e que foi refletida pelo filme metálico pode-se encontrar a quantidade de potência óptica que não saiu do dispositivo. Assim, a diferença entre as potências de entrada e a de saída (residual) do dispositivo deve ser, portanto, a quantidade de luz que é absorvida pelo filme metálico ou é transmitida através dele.

Figura 4.4.1 – Desenho representativo da interação da luz incidente no filme fino metálico e as parcelas transmitida, refletida e absorvida da luz.

Fonte: autor.

4.4.1 Resultados dos ensaios realizados na UOSE

A realização dos ensaios de verificação da potência residual possibilita a medição e a comparação das quantidades de potência óptica tanto na entrada como na saída do dispositivo híbrido LPG-FBG.

No Gráfico (4.4.1), a seguir, são apresentadas as curvas da potência PLD de saída do laser (entrada do dispositivo) e da potência residual de saída do dispositivo (PR), ambas em função da corrente direta do laser. As curvas em (a), (b) e (c) referem-se aos dispositivos 1, 2 e 3, respectivamente.

Para cada valor de potência óptica injetada no dispositivo híbrido LPG-FBG realiza-se a medição da quantidade da potência óptica residual após o dispositivo LPG-FBG e a relação percentual de quanto PR representa de cada valor de PLD é mostrada na Tabela (4.4.1), a seguir.

Gráfico 4.4.1 – Curvas da potência PLD de saída do laser e da potência residual de saída dos dispositivos híbridos LPG-FBG 1, 2 e 3.

a)

b)

c)

Fonte: autor.

A relação percentual entre a potência óptica aplicada e de saída para os dispositivos 1, 2 e 3, respectivamente, é em média de 1,4%, 1,3% e 6,5%. Este baixo nível de potência óptica na saída da fibra indica que grande parte da potência óptica não está saindo do dispositivo LPG-FBG. Logo, parte dessa luz está sendo absorvida pelo filme metálico e transformada em energia térmica e outra parte pode estar sendo transmitida através do filme fino metálico e se perdendo para o ambiente.

Tabela 4.4.1 – Valores das medições das potências de entrada e de saída dos dispositivos híbridos LPG-FBG 1, 2 e 3.

Corrente ILD [mA]	Potência PLD [mW]	Potência residual PR [mW]	Percentual PR/PLD [%]	Potência residual PR [mW]	Percentual PR/PLD [%]	Potência residual PR [mW]	Percentual PR/PLD [%]
		Dispositivo 1		Dispositivo 2		Dispositivo 3	
0	0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,4	0,0
50	4	0,0	0,0	0,0	0,0	0,5	13,8
100	19	0,1	0,5	0,4	2,1	1,2	6,3
200	48	1,6	3,3	1,0	2,1	4,2	8,8
300	84	2	2,4	1,2	1,4	4,8	5,7
400	116	2,3	2,0	1,5	1,3	6,4	5,5
500	149	2,4	1,6	2,1	1,4	10,3	6,9
600	180	4,2	2,3	3,0	1,7	12,0	6,7
700	212	4,6	2,2	3,4	1,6	13,5	6,4
800	240	5,4	2,3	3,7	1,5	16,5	6,9
900	270	5,0	1,9	3,9	1,4	18	6,7
1000	302	4,6	1,5	4,5	1,5	21,8	7,2
1100	328	4,7	1,4	4,3	1,3	22,2	6,8
1200	358	4,9	1,4	5,0	1,4	24,8	6,9
1300	384	4,3	1,1	5,2	1,4	23,9	6,2
1400	410	4,4	1,1	5,3	1,3	24,9	6,1
1500	433	3,5	0,8	5,1	1,2	25	5,8
1600	455	3,3	0,7	5,4	1,2	25	5,5
1650	466	2,5	0,5	5,3	1,1	24,8	5,3
Valor médio		3,1	1,4	3,2	1,3	14,7	6,5

Fonte: autor.

4.4.2 Resultados do ensaio realizado no LSO

O ensaio de verificação da potência residual realizado no LSO possibilitou o levantamento do perfil da potência óptica ao longo da fibra óptica após o término da grade LPG. A partir do perfil de distribuição da potência procurou-se verificar em que comprimento de fibra havia a maior quantidade de luz do laser para que ali então pudesse ser feita a emenda da fibra com a FBG.

Conforme descrito anteriormente, o comprimento da fibra óptica após o término da grade LPG era, inicialmente, de 92,5 cm e foi cortada e clivada, a cada 10 cm até o comprimento atingir 22,5 cm. Na sequência, a fibra foi clivada nas seguintes distâncias do final da LPG: 20,0 cm; 18,5 cm; 16,0 cm; 13,5 cm e 10 cm.

No Gráfico (4.4.2), a seguir, é apresentada a curva do perfil de potência óptica residual ao longo da fibra óptica após o término da LPG. A LPG, denominada W0004, foi utilizada para a construção do dispositivo 4 e suas características encontram-se ao longo deste trabalho.

Pode-se verificar na curva do Gráfico (4.4.2) que a potência de saída da LPG é de 17 mW desde 92,5 cm até 42,5 cm, quando passa para 4 mW em 32,5 cm e permanece em 5 mW dos 22,5 cm a 10 cm do final da LPG. De fato, este perfil de potência residual da LPG ao longo da fibra não é esperado, uma vez que quanto mais próximo da LPG maior deveria ser a potência óptica.

Gráfico 4.4.2 – Curva do perfil de potência residual em função do comprimento da fibra óptica ao término da LPG.

Fonte: autor.

Acredita-se que este efeito tenha ocorrido por causa da tração mecânica à qual a LPG estava submetida durante a realização do ensaio, uma vez que a LPG foi fixada entre os blocos de retenção da máquina GPX-3400 da Vytran, que aplicavam uma tensão de puxamento da fibra característica do processo de emenda de fibras. No entanto, é provável que esta tensão mecânica seja suficiente para provocar o desajuste da sintonia (dessintonização) espectral da LPG em relação ao espectro de saída do laser de bombeamento, fazendo com que uma quantidade maior de luz não seja acoplada para os modos de casca e, com isso, mais luz seja mantida no núcleo da fibra.

Na posição de corte da fibra óptica de 32,5 cm a fibra contendo a LPG foi retirada dos blocos de retenção devido às questões de dimensionamento da máquina de emenda, provocando a remoção da tensão mecânica aplicada à grade. Este alívio de tensão faz com que a LPG voltasse à condição de sintonia com o laser de bombeio fazendo com que quase a totalidade da luz do modo fundamental guiada no núcleo fosse acoplada para os modos de casca.

Nota-se que o valor de potência óptica após a LPG se mantém baixa (5 mW) dos 22,5 cm até a distância de 10 cm do final da grade, que é a menor distância de corte da fibra possível com o arranjo utilizado. Ademais, para cortes de tamanhos menores que 10 cm a LPG é necessariamente posicionada dentro do bloco de retenção, o que deve ser evitado por risco de rompimento durante a tração de pré-clivagem. A colocação da fibra óptica contendo a LPG dentro do bloco de retenção pode causar danos físicos ou o rompimento da fibra, uma vez que há contato físico entre as partes mecânicas e a fibra, que é bastante fragilizada em decorrência do método de inscrição da grade por arco elétrico utilizado.

Portanto, para evitar danos a LPG não foi feito o levantamento experimental do perfil da distribuição da potência óptica de saída da LPG para distâncias menores que 10 cm, exceto na posição de emenda descrita adiante.

A fibra foi então cortada e clivada a 0,5 cm (5 mm) do término da LPG e a potência óptica medida nesta posição é de 224 mW. A face clivada desta fibra é posteriormente emendada a uma distância de 5 mm do início do filme metálico,

conforme informado na Tabela (3.4.1).

Embora o perfil de distribuição da potência óptica não tenha sido medido experimentalmente neste trabalho ele pode ser determinado por meio da obtenção dos campos elétricos modais dos modos de casca, conforme descrito por Bhatia (BHATIA, 1996, p. 73-80).

4.5 ENSAIOS DE MEDIÇÃO DE CONDUTIVIDADE TÉRMICA

Conforme visto no decorrer deste trabalho, o modelo ideal do método HWM convencional consiste, de um modo simplificado, em uma fonte de calor contínua, infinitamente longa e fina, com fluxo de calor q por unidade de comprimento aplicada por meio de um degrau a partir do tempo, $t = 0$. Considera-se que a fonte de calor perde calor por condução para um meio infinito e incompressível de difusividade térmica α e condutividade térmica k , aumentando a temperatura do meio à medida que o tempo avança.

A elevação da temperatura em qualquer ponto do material depende, acima de tudo, da sua condutividade térmica e a distribuição do campo de temperatura é uma solução da equação de condução de Fourier (Equação (2.3.1)).

A Equação (2.3.1) pode ser resolvida com algumas aproximações e com condições iniciais e de contorno adequadas (BLACKWELL, 1954; HEALY; DE GROOT; KESTIN, 1976). Assim, para uma fonte linear de calor infinitamente longa o perfil de temperatura em função do tempo e da distância radial $T(r, t)$ é dado pela

Equação (2.3.6).

Para valores de $(r^2/4\alpha t)$ pequenos, correspondendo a pequenos raios ou grandes valores de tempo, a condutividade térmica pode ser determinada conhecendo-se a taxa de calor por unidade de comprimento e os valores da temperatura em dois momentos diferentes, sem a necessidade de especificar o raio em que a temperatura é medida, conforme mostrado anteriormente na Equação (2.3.15) e repetido a seguir:

$$k = \frac{q}{4\pi(T_2 - T_1)} \cdot \left(\ln \frac{t_2}{t_1} \right) \quad (4.5.1)$$

Assim, se uma curva da variação da temperatura ΔT em função do $\ln t$ for traçada, conforme ilustrada na Figura (2.3.31), obtém-se uma curva que tem relação com a condutividade térmica. De fato, a curva experimental obtida pode ser ajustada por uma reta, cujo coeficiente angular m é dado por:

$$m = \frac{(T_2 - T_1)}{\ln(t_2/t_1)} = \frac{q}{4\pi k} \quad (4.5.2)$$

4.5.1 Resultados dos ensaios realizados na UOSE

A seguir, são apresentados os resultados dos ensaios de medição da condutividade térmica do ar utilizando o dispositivo híbrido LPG-FBG e a FBG paralela montados na UOSE.

A condutividade térmica da amostra de fluido que envolve o dispositivo híbrido

LPG-FBG na célula de medição pode ser determinada utilizando a Equação (2.3.15). Isto é possível se a taxa de calor por unidade de comprimento aplicada à amostra e os valores da temperatura da amostra em dois instantes diferentes são conhecidos.

As medições das temperaturas, assim como os instantes da leitura do parâmetro térmico são obtidos por meio do interrogador óptico FS2200 da FiberSensing, enquanto que a taxa de calor por unidade de comprimento pode ser determinada conhecendo-se a potência óptica aplicada ao dispositivo híbrido LPG-FBG e o comprimento do filme absorvedor, similarmente à proposta da Equação (2.3.16) para o modelo HWM convencional.

Para a realização do ensaio a fonte do laser de bombeamento é acionada por aproximadamente 22 s, para então ser desligada. Durante o pulso de saída do laser de bombeamento é realizada a medição da temperatura da amostra (ar) por meio das respostas espectrais das grades FBGD4-1 e FBGD4-2 inscritas sob o filme metálico e pela FBG2 paralela.

No Gráfico (4.5.1), a seguir, são apresentadas em (a) as curvas de resposta das grades FBG2 paralela, que está posicionada a uma determinada distância da fonte de calor no centro da célula de medição e da FBGD4-1, localizada sob o filme fino metálico do dispositivo 3 e em (b) são mostradas as curvas de resposta da FBG2 paralela e da FBGD4-2, que também está localizada sob o filme fino metálico do dispositivo 3, mas distante 10 mm da FBGD4-1. Adicionalmente, são mostradas em (c) as curvas das grades inscritas sob o filme metálico (FBGD4-1 e FBGD4-2).

Verifica-se nas curvas em (a) e (b) do Gráfico (4.5.1) que os deslocamentos dos comprimentos de onda das grades FBGD4-1 e FBGD4-2, que estão inscritas no trecho da fibra óptica sob o filme metálico, são de 3,59 nm e 0,74 nm, respectivamente. Considerando as sensibilidades das FBGD4-1 e FBGD4-2 mostradas na Tabela (3.4.1) têm-se as seguintes medições de temperatura associadas aos deslocamentos dos comprimentos de ondas das grades, respectivamente, de 364 °C e 69 °C.

Já o deslocamento do comprimento de onda central da FBG2 paralela, que está posicionada a uma distância de 10 mm da fibra aquecida (fonte de calor), é de pouco mais de 26 pm, o que corresponde a um aumento de temperatura de aproximadamente 2,6 °C, se considerada a sensibilidade dada na Tabela (3.9.1).

Embora os parâmetros necessários para a determinação da condutividade térmica do ar tenham sido obtidos experimentalmente não é possível calcular o parâmetro térmico devido ao fato de que o interrogador óptico FS2200 utilizado tem baixa taxa de amostragem (0,5 Hz), o que inviabiliza a medição da temperatura com uma resolução temporal mínima para a obtenção da curva característica do método HWM, necessária à extração do parâmetro térmico.

Gráfico 4.5.1 – Curvas das respostas espectrais da FBGD4-1/ FBGD4-2 do dispositivo 3 e da FBG2 paralela montadas na célula de medição da condutividade térmica de fluidos.

a)

b)

c)

Fonte: autor.

No Gráfico (4.5.2), a seguir, é mostrada uma ampliação das respostas espectrais das FBGD4-1 e FBGD4-2 apresentadas em (c) do Gráfico (4.5.1), a fim de possibilitar a visualização da baixa resolução temporal no traçado do pulso térmico.

A baixa taxa de amostragem não permite que seja traçada uma curva da variação da temperatura ΔT em função do $\ln t$ com resolução adequada para a obtenção da condutividade térmica.

Gráfico 4.5.2 – Curvas das subidas das respostas espectrais da FBGD4-1/ FBGD4-2 do dispositivo 3 com baixa resolução temporal.

Fonte: autor.

4.5.2 Resultados dos ensaios realizados no LSO

Nos ensaios de medição da condutividade térmica do ar atmosférico realizados no LSO o dispositivo híbrido LPG-FBG (dispositivo 4), composto pela LPG W0004 e pela FBG5, foi montado no centro da célula de medição, enquanto que a FBG_C16-02639 foi utilizada para medição da temperatura a 10 mm de distância do centro.

A medição da temperatura do fio quente foi feita por meio da FBG5, que está inscrita sob o filme metálico do dispositivo 4. O comprimento do filme metálico sobre a FBG5 é de 12 mm, conforme mostrado na Tabela (3.4.1).

O sistema de interrogação óptica utilizado para a medição das respostas espectrais das FBG é o modelo sm130-200 da MicronOptics que tem taxa de amostragem de 100 Hz. A utilização de um equipamento com taxa de amostragem mais elevada possibilita a obtenção de curvas de respostas com resoluções temporais compatíveis com a adequada aplicação desta abordagem na determinação dos parâmetros térmicos.

A saída do laser de bombeamento é configurada para emitir um pulso óptico com potência de 224 mW e largura de 4 s. Como visto, a largura do pulso é controlada por meio do gerador 33220A da Agilent, o qual está ligado na entrada de controle do *driver* LPLDD-5A-PID Opt Lasers que alimenta e controla o módulo do diodo laser.

Embora a potência óptica de saída do laser tenha sido ajustada para 224 mW não se pode afirmar que toda essa potência seja absorvida pelo filme metálico, uma vez que parte da luz é transmitida através do filme e outra parte é refletida por ele. No entanto, para efeito de cálculo é considerado neste trabalho que a parte refletida da luz está 1,3% a 6,5%, conforme dados experimentais e a potência de saída do laser absorvida pelo filme é de 50%.

Os coeficientes de absorção, de reflexão e de transmissão para o filme fino metálico do dispositivo híbrido LPG-FBG ainda não foram determinados neste trabalho, no entanto, a estimativa feita para o coeficiente de absorção é bastante razoável, uma vez que para a incidência da luz partindo de um dielétrico para o filme

metálico tem o coeficiente de absorção máximo de 75%. De fato, os coeficientes de absorção, de reflexão e de transmissão dependem do índice de refração do dielétrico e de características do filme metálico, como a resistência quadrada e a espessura do filme, conforme mostra Hilsum por meio de curvas daqueles coeficientes (HILSUM, 1954).

Conforme visto anteriormente, a condutividade térmica do fluido utilizando o dispositivo híbrido LPG-FBG pode ser obtida por meio da curva da variação da temperatura em função do logaritmo natural (neperiano) do tempo, vide exemplo na Figura (2.3.31).

Assim, foram realizados pelo menos três ensaios para levantamento das curvas da variação da temperatura em função do logaritmo do tempo para determinação da condutividade térmica do ar atmosférico.

No Gráfico (4.5.3), a seguir, são apresentadas as curvas experimentais com os dados brutos (*raw*) da variação da temperatura do ar atmosférico em função do logaritmo natural do tempo dos três ensaios realizados. Além disso, são apresentados nas curvas dos ensaios: o coeficiente de correlação de Pearson (ρ de Pearson), também chamado de coeficiente de correlação produto-momento, o coeficiente de determinação (R^2) e a soma de quadrados residuais, ou soma de quadrados dos erros, denotado por SQR. As curvas em (a), (b) e (c) referem-se, respectivamente, aos ensaios denominados: ensaio 1-P3, ensaio 2-P4 e ensaio 3-P5.

Os coeficientes angulares das retas são obtidos por meio de ajuste linear realizado entre o logaritmo 3,5 e 4,5, que corresponde ao intervalo de tempo de ensaio de 0,32 s a 0,89 s.

A escolha deste intervalo de tempo para determinação do coeficiente angular é pautada pelas seguintes considerações: as necessidades de se evitar o início da curva, devido aos efeitos causados pela inércia térmica do ar e do dispositivo híbrido LPG-FBG e o final da curva, devido os efeitos decorrentes da condição de estado estacionário e das eventuais convecções axial e radial. Adicionalmente, o comportamento da curva também é levado em consideração, sendo escolhida a região visualmente linear e sem muitas variações.

Além disso, o intervalo de tempo utilizado para a determinação da condutividade térmica está dentro dos limites recomendados de tempo encontrados em trabalhos na literatura, como o de Azarfar e outros que recomendam que o intervalo seja entre 0,4 s e 6 s (AZARFAR *et al.*, 2016).

A escolha do intervalo mais adequado para a determinação da condutividade térmica pode ser feita por meio de algoritmos, como mostra o trabalho de Bran-Anleu e outros (BRAN-ANLEU *et al.*, 2014).

Gráfico 4.5.3 – Curvas experimentais da variação da temperatura do ar atmosférico em função logaritmo do tempo do dispositivo 4.

a)

b)

c)

Fonte: autor.

A faixa da variação da temperatura utilizada nestes ensaios para a medição da condutividade térmica do ar atmosférico é de aproximadamente 170 K, conforme mostrado nas curvas do Gráfico (4.5.3). De fato, este valor é muito maior do que a faixa de variação aconselhada por alguns autores, como Assel que recomenda até 5 °C (5 K) (ASSAEL, 1980). O principal motivo do uso de pequenas variações de temperatura durante a medição é evitar os efeitos da radiação térmica e da convecção (axial e radial) causados por elevados gradientes de temperatura, como visto anteriormente.

No entanto, não foi possível a realização de ensaios para a medição da condutividade térmica do ar atmosférico com faixa de variação da temperatura

menor devido a problemas técnicos apresentados no arranjo experimental do LSO.

Na Tabela (4.5.1), a seguir, são mostrados os valores obtidos dos coeficientes angulares das curvas e das condutividades térmicas do ar atmosférico utilizando as curvas do Gráfico (4.5.3).

Tabela 4.5.1 – Valores dos coeficientes angulares e das condutividades térmicas do ar atmosférico obtidos por meio da curva da variação da temperatura em função logaritmo do tempo.

Potência LD [W]	Comprimento do filme efetivo [10 ⁻³ m]	Coef. de Absorção [%]	Fluxo de calor [W/m]	Denominação dos ensaios	Coef. Angular m [K]	Condutividade térmica [W/m.K]
0,224	8,2	50	13,66	Ensaio 1-P3	57,973 ± 0,534	0,0187
				Ensaio 2-P4	57,791 ±0,579	0,0188
				Ensaio 3-P5	57,335 ±0,566	0,0190
					Valor médio	0,0188

Fonte: autor.

Por último, o comprimento efetivo do filme foi calculado utilizando o valor RMS do perfil de temperatura ao longo do filme, conforme comentado anteriormente.

O valor médio da condutividade térmica do ar obtido experimentalmente utilizando o dispositivo híbrido LPG-FBG 4 é de 0,0188 W/m.K, ou seja, cerca de 27% menor do que o valor de referência da condutividade térmica do ar adotado que é de 0,024 W/m.K (YOUNG; FREEDMAN; FORD, 2012).

No Gráfico (4.5.4) são mostradas as curvas das variações das temperaturas do ar atmosférico utilizando as grades FBG5 e FBG_C16-02639 durante a realização do ensaio 1-P3. São apresentadas em (a) as curvas traçadas com os dados brutos (*raw*) e em (b) são mostradas as mesmas curvas, porém, com o intuito de filtrar o elevado ruído presente no sinal da FBG_C16-02639, os dados foram manipulados

por meio de um filtro digital de média móvel de 5 amostras.

As curvas em (b) do Gráfico (4.5.4) apresentam as variações das temperaturas do ar na célula de medição que são medidas por meio da FBG5 e da FBG_C16-02639, que está a 10 mm de distância da FBG5. A variação da temperatura do ar apresentada pela FBG é de 173 °C, enquanto que a FBG_C16-02639 varia aproximadamente 1,3 °C.

O cálculo da condutividade térmica por meio da análise dos dados da FBG5 é mostrado na Tabela (4.5.1), entretanto, devido à pequena variação da temperatura apresentada pela FBG_C16-02639 e pelo nível de ruído apresentado pelo interrogador óptico não foi possível a determinação dos parâmetros térmicos do fluido com os resultados obtidos.

Gráfico 4.5.4 – Curvas experimentais das variações das temperaturas do ar atmosférico utilizando as grades FBG5 e FBG_C16-02639.

a)

b)

Para a determinação da condutividade térmica da água comum foram realizados pelo menos três ensaios para levantamento das curvas da variação da temperatura em função do logaritmo do tempo.

No Gráfico (4.5.5), a seguir, são apresentadas as curvas experimentais com os dados brutos (*raw*) da variação da temperatura da água comum em função do logaritmo natural do tempo dos três ensaios realizados, sendo que as curvas em (a), (b) e (c) referem-se, respectivamente, aos ensaios denominados: ensaio 1-P1, ensaio 2-P2 e ensaio 3-P3.

Gráfico 4.5.5 – Curvas experimentais da variação da temperatura da água comum em função logaritmo do tempo obtidas utilizando o dispositivo 4.

a)

b)

c)

Para a determinação da condutividade térmica da água comum utiliza-se o mesmo procedimento para escolha do intervalo de tempo para determinação do coeficiente angular da reta empregado no caso dos ensaios com ar atmosférico.

Na Tabela (4.5.2), a seguir, são mostrados os valores obtidos dos coeficientes angulares das curvas e das condutividades térmicas da água comum utilizando as curvas do Gráfico (4.5.5).

Tabela 4.5.2 – Valores dos coeficientes angulares e das condutividades térmicas da água comum obtidos por meio da curva da variação da temperatura em função logaritmo do tempo.

Potência LD	Comprimento do filme efetivo	Coef. de Absorção	Fluxo de calor	Ensaio	Coef. Angular m	Condutividade térmica
[W]	[10 ⁻³ m]	[%]	[W/m]		[K]	[W/m.K]
0,224	8,2	50	13,66	Ensaio 1-P1	1,576 ± 0,042	0,690
				Ensaio 2-P2	1,658 ± 0,042	0,656
				Ensaio 3-P3	1,444 ± 0,044	0,753
					Valor médio	0,699

Fonte: autor.

O valor médio da condutividade térmica da água comum obtido experimentalmente utilizando o dispositivo híbrido LPG-FBG 4 é de 0,699 W/m.K, ou seja, cerca de 14% maior do que o valor de referência adotado da condutividade térmica da água destilada que é de 0,6096 W/m.K @ 300 K (RAMIRES *et al.*, 1995).

A utilização de água comum e não destilada na realização dos ensaios pode ter sido um fator adicional no erro apresentado nos resultados do parâmetro térmico.

A faixa da variação da temperatura utilizada nestes ensaios para a medição da condutividade térmica da água é de aproximadamente 8 K, conforme mostrado no Gráfico (4.5.5). Esta faixa de variação é semelhante à recomendada por

Codreanu, Codreanu e Obreja, que utilizam a faixa entre 1,5 K e 6 K para líquidos, como água deionizada e etilenoglicol puro (CODREANU; CODREANU; OBREJA, 2007)

Como a variação da temperatura que FBG5 está sujeita é de somente 8 K é possível verificar nas curvas experimentais mostradas no Gráfico (4.5.5) que o nível de ruído apresentado pelo interrogador óptico em conjunto com a FBG5 fica mais evidenciado. Isto se deve ao fato do nível do ruído ser relevante em relação à reduzida faixa de variação da temperatura, o que afeta a precisão e a exatidão na determinação do parâmetro térmico.

Devido à pequena variação da temperatura utilizada nos ensaios de medição da condutividade térmica da água comum não é possível detectar mudanças significativas da temperatura distante da fonte de calor. Por esse motivo, os resultados da temperatura lida por meio da grade FBG_C16-02639 não são apresentados neste trabalho.

Com o intuito de minimizar o ruído apresentado nos sinais de resposta da FBG5 utilizou-se o filtro de média móvel (de cinco amostras) nos dados e as curvas mostradas no Gráfico (4.5.5) foram traçadas novamente, conforme Gráfico (4.5.6), abaixo.

Gráfico 4.5.6 – Curvas experimentais da variação da temperatura da água comum em função logaritmo do tempo do dispositivo 4 – média móvel.

a)

b)

c)

Fonte: autor.

Na Tabela (4.5.3), a seguir, são mostrados os valores obtidos dos coeficientes angulares das curvas e das condutividades térmicas da água comum utilizando as curvas do Gráfico (4.5.6).

Tabela 4.5.3 – Valores dos coeficientes angulares e das condutividades térmicas da água comum obtidos por meio da curva da variação da temperatura em função logaritmo do tempo – média móvel.

Potência LD	Comprimento do filme efetivo	Coef. de Absorção	Fluxo de calor	Ensaio	Coef. Angular m	Condutividade térmica
[W]	[10 ⁻³ m]	[%]	[W/m]		[K]	[W/m.K]
0,224	8,2	50	13,66	Ensaio 1-P1	1,580 ± 0,020	0,688
				Ensaio 2-P2	1,651 ± 0,021	0,658
				Ensaio 3-P3	1,455 ± 0,025	0,747
					Valor médio	0,697

Fonte: autor.

As condutividades térmicas obtidas por meio das curvas com os dados brutos ou com os dados filtrados utilizando a média móvel não possuem divergências

significativas entre os valores, entretanto, a apresentação visual das curvas fica consideravelmente melhorada.

Como mencionado, os resultados obtidos das condutividades térmicas do ar atmosférico e da água comum utilizando o dispositivo híbrido LPG-FBG apresentam diferenças significativas se comparado ao método convencional HWM, que pode atingir precisão de 0,1% (DAVIS *et al.*, 1971; NIETO DE CASTRO *et al.*, 1976).

De fato, algumas características físicas e funcionais do dispositivo híbrido LPG-FBG proposto são diferentes das considerações feitas nos modelos real e ideal do método HWM convencional, conforme visto na Tabela (2.3.1).

No modelo ideal do HWM o raio do fio considerado para a determinação da condutividade térmica é zero, enquanto que na prática encontram-se arranjos que utilizam fios com diâmetros que vão desde 6,2 μm (DAVIS *et al.*, 1971) a 500 μm , conforme mostra Azarfar e outros (AZARFAR *et al.*, 2016).

No caso do dispositivo proposto o diâmetro do fio corresponde ao diâmetro da fibra óptica (125 μm) somado à espessura do filme metálico (150 nm), o que não difere das dimensões usualmente utilizadas no método convencional.

Já o comprimento do fio no modelo ideal é considerado infinitamente longo ao passo que no modelo real o comprimento do fio é finito e pode variar de alguns poucos centímetros (1,3 cm), como no arranjo de Davis e outros (DAVIS *et al.*, 1971), a dezenas de centímetros, como na célula de Weber, com fio de 54,5 cm de

comprimento (WEBER, 1917a; WEBER, 1917b).

O comprimento do fio nos dispositivos híbridos LPG-FBG propostos correspondem ao comprimento do filme depositado. Portanto nos dispositivos 1, 2 e 4, com FBG simples o comprimento é de 12 mm, enquanto que, no dispositivo 3 com FBG dupla o comprimento do filme é de 30 mm. Embora os comprimentos dos fios dos dispositivos tenham tamanhos compatíveis com os arranjos reais, na prática o comprimento efetivo do fio é menor, uma vez que o aquecimento do filme não é uniforme.

Portanto, o fato do perfil da temperatura do filme não ser uniforme, como requerido no método convencional HWM, e do aquecimento mais acentuado ocorre no início do filme, além de complicar muito a solução da Equação (2.3.6), pode provocar efeitos convectivos tanto axiais quanto radiais não desprezíveis. Assim, um estudo aprofundado sobre o perfil de temperatura deve ser considerado em um eventual aprimoramento da técnica utilizando o dispositivo híbrido LPG-FBG.

Outra consideração feita no modelo ideal é que a condutividade térmica do fio é considerada infinita, enquanto que no modelo real a condutividade térmica do fio é finita e considerada constante. A condutividade térmica varia com a temperatura, mas no caso do modelo real ela é considerada constante para simplificar a análise dos resultados.

No caso dos dispositivos híbridos LPG-FBG considera-se que a condutividade

térmica do fio quente também é finita e o seu valor depende fundamentalmente do tipo de metal depositado sobre a superfície da fibra. De fato, a condutividade térmica do fio quente é uma composição das condutividades térmicas do metal do filme e da fibra óptica. A condutividade térmica do filme depende, evidentemente, do metal utilizado na deposição, da espessura e da qualidade do filme. A condutividade térmica da fibra óptica (sílica fundida, SiO_2) é de 1,46 W/m.K a 20 °C (MOLTECH, 2009-2016), podendo variar de 0,59 W/m.K a 1,8 W/m.K dependendo da temperatura (SHACKELFORD; ALEXANDER, 2001, p. Tab. 105).

A capacidade do calor específico do fio é considerada como sendo zero no modelo ideal, enquanto que no modelo real ela é finita e considerada constante. O calor específico também varia com a temperatura, mas assim como a condutividade térmica, considera-se constante para simplificação da análise dos resultados.

No dispositivo híbrido LPG-FBG a capacidade do calor específico do fio é uma composição deste parâmetro físico tanto do filme metálico quanto da fibra óptica (sílica fundida, SiO_2). O valor do calor específico da sílica fundida varia de 670 a 740 J/kg.K, dependendo da temperatura (MOLTECH, 2009-2016).

O contorno da célula de medição no modelo ideal é infinito, o que na prática não ocorre. Assim, nos casos do modelo real e do dispositivo híbrido LPG-FBG proposto considera-se a célula de medição com contornos finitos, tanto no diâmetro quanto no comprimento da célula.

No modelo ideal o perfil de temperatura radial é contínuo a partir do eixo da fonte de calor, enquanto que no modelo real há uma descontinuidade da temperatura na interface fio/meio. No caso do dispositivo híbrido LPG-FBG o fio quente também está sujeito à descontinuidade no perfil da temperatura naquela interface.

Além disso, devido ao aquecimento ocorrer na camada de filme metálico depositado sobre a superfície da fibra deve-se analisar no futuro o comportamento e o perfil da temperatura radialmente a partir do eixo da fibra.

No modelo real o meio tem volume que não pode ser reduzido por meio de compressão, ao passo que no modelo real e no caso do dispositivo híbrido LPG-FBG o fluido é compressível.

A transferência de calor no modelo ideal ocorre apenas por condução, o que de fato, não é verdade, pois ocorrem transferências de calor por radiação e convecção térmicas, como descritas no modelo real.

Sabe-se que todo corpo com temperatura acima do zero absoluto ($T > 0 \text{ K}$) emite radiação térmica, assim no modelo real é necessário saber quão significativa é a quantidade de calor que está sendo transferida por radiação.

De fato, quanto maior a temperatura do corpo maior é a quantidade de calor transferida por meio da radiação térmica. Portanto, nos ensaios realizados para medição da condutividade térmica do ar atmosférico com uso do dispositivo híbrido

LPG-FBG, nos quais são utilizadas elevadas variações de temperatura, inevitavelmente, parte considerável do calor será transferida por este mecanismo de troca térmica. Por isso, faixas de variação de temperatura menores são requeridas na prática, como nos ensaios de medição da condutividade térmica da água comum.

Por último, no modelo real deve-se considerar o efeito decorrente do coeficiente de temperatura do fio, que no caso do dispositivo híbrido LPG-FBG é fruto da composição formada pela fibra óptica e pelo filme fino metálico, também pode ter causado erro na medição, uma vez que o período da FBG é alterado com variações tanto da temperatura quanto da deformação mecânica, causada pela expansão térmica da fibra. Isso ocorre porque os tensores fotoelásticos (elasto-ópticos) e termoelásticos (termo-ópticos) de uma fibra óptica não são nulos, o que faz com que aspectos físicos e ópticos da fibra sejam alterados em função de variações daqueles parâmetros físicos.

Na Tabela (4.5.4), a seguir, é apresentado um resumo das considerações feitas para os modelos ideal e real, além das ponderações feitas no caso do dispositivo híbrido LPG-FBG proposto.

Tabela 4.5.4 – Diferenças entre as considerações feitas nos modelos ideal e real do método HWM convencional e do dispositivo híbrido LPG-FBG proposto.

Modelo ideal	Modelo real	Dispositivo híbrido LPG-FBG
Raio do fio: zero	Raio do fio: finito 3,1 μm a 250 μm .	Raio finito: 125 μm + espessura do filme metálico
Comprimento do fio: infinito Sem efeitos de bordas.	Comprimento do fio: finito 1,3 cm a dezenas de centímetros, efeitos de bordas presentes.	Comprimento finito do fio: 12 mm a 30 mm, efeitos decorrentes da não uniformidade do perfil longitudinal da temperatura.
Condutividade térmica do fio: infinita	Condutividade térmica do fio: finita e constante	Condutividade térmica do fio: finita e constante, composição de fibra óptica e filme metálico.
Capacidade de calor específico do fio: zero	Capacidade de calor específico do fio: finita e constante	Capacidade de calor específico do fio: finita e constante, composição de fibra óptica e filme metálico.
Meio infinito	Célula com contornos finitos	Célula com contornos finitos
Perfil de temperatura radial contínuo a partir do eixo da fonte de calor	Descontinuidade da temperatura na interface fio/meio	Descontinuidade da temperatura na interface fio/meio
Meio incompressível – propriedades físicas constantes	Meio compressível – propriedades físicas variáveis	Meio compressível – propriedades físicas variáveis
Transferência do calor feita somente por condução	Contribuição da radiação e convecção em tempos longos	Contribuição da radiação e convecção em tempos longos
Não há considerações sobre o coeficiente de expansão térmica do fio	Coeficiente de expansão térmica do fio: finito e constante	Coeficiente de expansão térmica do fio: finito e constante, composição de fibra óptica e filme metálico.

Fonte: Adaptado de (JOHNS *et al.*, 1988).

Além disso, as considerações referentes aos efeitos Knudsen, aquecimento viscoso e trabalho de compressão, que geralmente são negligenciados no WHM convencional e as correções da fronteira externa, das propriedades variáveis do fluido, de misturas sequeiras são consideradas na análise deste trabalho.

Evidentemente, que as correções dos efeitos citados anteriormente devem ser levadas em consideração para se melhorarem a exatidão e a precisão do arranjo experimental utilizando o dispositivo híbrido LPG-FBG proposto.

5 CONCLUSÕES E TRABALHOS FUTUROS

5.1 CONCLUSÕES

O dispositivo híbrido LPG-FBG baseado no HWM convencional fabricado todo em fibra óptica para medição de propriedades térmicas de materiais foi apresentado.

Foram construídos e caracterizados quatro protótipos de dispositivos baseados na configuração proposta.

Os dispositivos propostos e desenvolvidos neste trabalho apresentam algumas vantagens importantes em relação aos outros métodos ópticos apresentados anteriormente, pois não possuem componentes de óptica volumétrica, não utilizam elemento ativo (fio elétrico) para aquecer a amostra e são potencialmente mais robustos, visto que a emenda entre duas fibras de mesmo diâmetro compromete menos a integridade física da fibra, proporcionando uma maior resistência mecânica na emenda.

Acredita-se que o sistema de medição de propriedades térmicas proposto, baseado em dispositivos sensores totalmente a fibras ópticas, uma vez tendo a sua viabilidade totalmente demonstrada, possa ser de grande utilidade na medição de condutividade e difusividade térmicas de materiais inflamáveis ou explosivos, em que o uso de elemento ativo de aquecimento da amostra é potencialmente perigoso.

Ressalta-se que o método de acoplamento da potência óptica do laser de bombeamento por meio da LPG é bastante eficiente, o que indica que são

necessários valores menores de potência óptica do laser de bombeio para a operação dos dispositivos, resultando em redução do custo de fabricação do sistema de medição.

O sistema desenvolvido apresenta ainda baixa precisão na determinação da condutividade térmica do ar atmosférico, principalmente devido a elevada potência óptica utilizada nos ensaios, o que pode ser corrigido e verificado com a aplicação de potências ópticas reduzidas. O valor da condutividade térmica do ar atmosférico foi de 0,0188 W/m.K, ou seja, cerca de 27% menor do que o valor de referência da condutividade térmica do ar adotado. No caso da determinação da condutividade térmica da água a precisão obtida foi maior, pois a elevação da temperatura utilizada está dentro da faixa considerada adequada para o HWM.

O valor da condutividade térmica da água foi de 0,699 W/m.K, ou seja, cerca de 14% maior do que o valor de referência da condutividade térmica adotada. No entanto, a exatidão ficou prejudicada neste caso devido à resolução do conjunto interrogador óptico e FBG. Para melhorar esta exatidão devem-se buscar interrogadores com melhor resolução ou com FBG com maiores sensibilidades à temperatura. Adicionalmente, devem-se buscar interrogadores com taxa de amostragem mais elevadas do que os 100 amostras por segundo, visto que no HWM convencional encontram-se na literatura exemplos que empregam taxas de amostragem de 250 a 2000 amostras por segundo. Além disso, a não utilização de água destilada pode ter contribuído para a imprecisão da medida da condutividade

térmica do líquido.

Com o arranjo experimental construído neste trabalho não foi possível calcular diretamente a difusividade térmica utilizando a FBG instalada a 10 mm de distância devido à baixa variação da temperatura sobre ela. Esta dificuldade pode ser superada pelo posicionamento da FBG numa distância mais próxima da fonte de calor ou com o uso de um conjunto de interrogador óptico e FBG mais sensível. Vale ressaltar que atualmente são disponíveis comercialmente interrogadores ópticos de FBG com resoluções muito melhores e taxas de amostragens muito maiores do que as dos equipamentos utilizados neste trabalho.

Alternativamente, pode-se calcular a difusividade térmica dos fluidos ensaiados de modo indireto utilizando a condutividade térmica medida, uma vez que sejam conhecidos os valores do calor específico e da densidade do material.

Em vista dos resultados alcançados neste trabalho, pode-se concluir que foi demonstrada com sucesso a aplicabilidade original do arranjo experimental utilizando o dispositivo híbrido LPG-FBG em fibra óptica autoaquecida para a medição de propriedades térmicas de fluidos (ar e água).

5.2 TRABALHOS FUTUROS

Foram detectadas limitações do arranjo desenvolvido e diversas necessidades de melhorias que oferecem oportunidades de estudos e desenvolvimentos posteriores ligados ao tema.

A seguir, são apresentados alguns desses possíveis trabalhos que se pretende realizar no futuro.

5.2.1 Simular a resposta da LPG

Pretende-se realizar simulações das LPG por meio de programas de métodos numéricos, como os baseados em método de propagação de feixe (BPM), que possibilitam o cálculo da propagação de luz em guias de onda de geometria arbitrária. Com isto, pode-se verificar o comportamento de saída da luz ao longo da LPG, de modo a determinar os ângulos de escape da luz para serem utilizados como dados de entrada na determinação da absorção da potência óptica pelo filme metálico.

5.2.2 Estudar a absorção da luz IR pelo filme metálico depositado sobre a fibra óptica

Com o levantamento do comportamento de saída da luz ao longo da LPG, por exemplo, por meio do BPM, pretende-se realizar um estudo detalhado sobre a absorção da luz IR pelo filme metálico. Assim, com base na literatura existente sobre filmes finos metálicos absorvedores de radiação IR pretende-se realizar simulações

para traçar o perfil de atenuação/absorção da luz, e com isso, determinar o perfil de temperatura esperado ao longo do filme. Pode-se utilizar este resultado para melhorar o projeto da estrutura, a fim de obter um perfil de temperatura mais uniforme ao longo da FBG.

5.2.3 Aplicar eventuais correções do modelo real

Pretende-se aplicar as correções apontadas no item 2.3.4 – Modelo real do HWM considerando as condições encontradas no dispositivo híbrido LPG-FBG, tais como, as correções do calor específico do fio quente, do coeficiente de expansão térmico e do comprimento efetivo do fio.

5.2.4 Calibrar a FBG com perfil de temperatura não uniforme

Pretende-se realizar a calibração da FBG submetida a um perfil de temperatura não uniforme, de modo a reproduzir as condições específicas de funcionamento do dispositivo híbrido LPG-FBG atual.

5.2.5 Caracterização do dispositivo 3 utilizando o arranjo experimental do LSO

Como foi demonstrado que o perfil de temperatura apresenta um pico próximo a região sob a qual está inscrita FBGD4-1 do dispositivo 3 e o mesmo não foi testado com o arranjo experimental montado no LSO, pretende-se realizar ensaios de caracterização do mesmo uma vez que acredita-se que o gorjeio da FBG provocado pela não uniformidade do perfil de temperatura possa ser minimizado neste caso, o que conduziria a medidas mais precisas.

5.2.6 Aumentar da espessura do filme metálico

O funcionamento do dispositivo híbrido LPG-FBG em fibra óptica é diferente do sensor de fio quente convencional, uma vez que no dispositivo óptico o calor é gerado no início da região da fibra com cobertura metálica e sua distribuição ao longo do comprimento de fibra não é uniforme. Com isso, a condição inicial do modelo convencional que considera um fio longo (infinito) com distribuição de calor uniforme não é satisfeita no modelo óptico.

Assim, na tentativa de promover uma distribuição da temperatura ao longo do filme metálico de forma mais uniforme, pretende-se aumentar a espessura do filme metálico. Com o aumento da espessura do filme metálico o calor total gerado irá mudar, devido ao aumento do volume de material e do fator de absorção. Em contrapartida espera-se que a distribuição do calor por condução térmica no filme metálico seja mais uniforme.

Para se conseguir depositar de filmes metálicos mais espessos em fibras ópticas, técnicas como a eletrodeposição química poderão ser utilizadas. Com o aumento da espessura do filme metálico de 150 nm para espessuras, por exemplo, maiores que 1 μm até dezenas de micrometros a sensibilidade à temperatura das FBG poderá aumentar devido à maior influência da expansão térmica do filme metálico (ZHANG; ALEMOHAMMAD; TOYSERKANI, 2013).

De certa maneira, esse aumento da sensibilidade é útil, pois mesmo mantendo a resolução do interrogador óptico, a resolução final do sistema

(interrogador e sensor) poderá ser melhorada, uma vez que a taxa de variação de comprimento de onda em função da temperatura será maior.

5.2.7 Construir sensor com uma FBG entre duas LPG com incidência do laser de bombeamento em ambos os lados da fibra

Adicionalmente, pretende-se utilizar alternativas para se tentar uniformizar o perfil de temperatura no filme metálico, por exemplo, com a construção de um dispositivo híbrido com uma rede FBG ($\lambda_B=1550$ nm, $R=70\%$) entre duas LPG ($\lambda=1480$ nm, $\Lambda=385$ μm) sintonizadas no mesmo comprimento de onda do laser de bombeamento.

A potência óptica do laser será aplicada em ambos os lados da fibra, conforme desenho ilustrativo do arranjo experimental mostrado na Figura (5.5.1), a seguir:

Figura 5.5.1 – Desenho ilustrativo do arranjo experimental para medição da condutividade térmica do ar utilizando o dispositivo com 02 LPG e 01 FBG entre elas.

Fonte: autor.

5.2.8 Construir um dispositivo híbrido LPG-FBG baseado no método da agulha quente

Pretende-se construir um dispositivo híbrido LPG-FBG baseado no método da agulha quente (LPM) de modo a possibilitar o uso da técnica em aplicações em campo e comparar os resultados dos eventuais ensaios com os resultados obtidos neste trabalho.

Figura 5.5.2 – Desenho ilustrativo do dispositivo híbrido LPG-FBG baseado no método da agulha quente.

Fonte: Autor.

5.2.9 Calcular a difusividade térmica de fluidos pelo método indireto

Após melhorias na técnica de medição da condutividade térmica de fluidos utilizando o dispositivo híbrido LPG-FBG pretende-se calcular a difusividade térmica de modo indireto, ou seja, a partir da condutividade térmica e dos valores do calor específico e da densidade do material.

5.2.10 Construir dispositivo com FBG inscrita em um pedaço de fibra de elevada atenuação

Pretende-se construir um dispositivo sensor autoaquecido (*self-heated in fiber sensor*) que utiliza um pedaço de fibra dopada com cobalto de elevado coeficiente de absorção de luz, como o proposto por Gao e outros (GAO et al., (2011); TAM et al., 2011) e comparar os resultados com o do dispositivo híbrido LPG-FBG.

Figura 5.5.3 – Desenho ilustrativo do dispositivo com FBG inscrita em um pedaço de fibra de elevada atenuação.

Fonte: Autor.

5.2.11 Realizar ensaios para medição do perfil de temperatura com câmera térmica

Como visto anteriormente, a distribuição da potência óptica absorvida no comprimento da fibra sob o filme metálico dos dispositivos híbrido LPG-FBG não é uniforme e, portanto, o aquecimento do filme também não o é. Como alternativa ao método utilizado neste trabalho para levantamento do perfil de temperatura utilizando termopar em contato direto com o filme metálico, pode-se medir a distribuição da temperatura ao longo do trecho de fibra coberta com filme metálico sem contato físico com o mesmo utilizando imagens de câmeras térmicas.

Como exemplo do que se pretende medir, são apresentadas na Figura

(5.5.4), a seguir, duas imagens térmicas da zona de curvatura de uma fibra óptica sujeita a uma curvatura de diâmetro 4,86 mm (imagem esquerda) e de 15,04 mm (imagem da direita) utilizadas para analisar o perfil de temperatura em função do raio de curvatura em um trabalho apresentado por Rocha e outros (ROCHA *et al.*, 2012) sobre a degradação de fibras ópticas devido à propagação de sinais de elevada intensidade.

Figura 5.5.4 – Imagens de aquecimento de fibras em curvaturas distintas captadas por meio de câmera térmica de IR (ThermaCAM™ Flir i40).

Fonte: Adaptado de outros (ROCHA *et al.*, 2012).

REFERÊNCIAS

- AAMODT, L. C.; MURPHY, J. C. "Photothermal measurements using a localized excitation source". **Journal of Applied Physics**, v. 52, n. (8), p. 4903-4914, August 1981. DOI: 10.1063/1.329451.
- AAMODT, L. C.; MURPHY, J. C. "Thermal effects in photothermal spectroscopy and photothermal imaging". **Journal of Applied Physics**, v. 54, n. (2), p. 581-591, February 1983. DOI: 10.1063/1.332062.
- ABELES, B.; CODY, G. D.; BEERS, D. S. "Apparatus for the Measurement of the Thermal Diffusivity of Solids at High Temperatures". **J. Appl. Phys.**, v. 31, n. (9), p. 1585-1592, September 1960. DOI: 10.1063/1.1735897.
- ABRAMOWITZ, M.; STEGUN, I. A. (Eds.). **Handbook of Mathematical Functions with Formulas, Graphs, and Mathematical Tables**. 10th. ed. Washington, D.C.: Dover Publications, 1964 (1972). 1046 p. ISBN -13: 978-0486612720.
- AGARI, Y.; TANAKA, M.; NAGAI, S. "Thermal Conductivity of Carbon Fiber Filled Polymer Composites". **Thermophysical Properties 8**, Tokyo, 1987. , Japanese Society of Thermophysical Properties.
- AHUJA, A. S. et al. "Thermal Conductivity and Diffusivity and Neuroblastoma Tumor". **Journal of Medical Physiology**, 5, n. (5), 1978. 418-421.
- AL NAKSHABANDI, G.; KOHNKE, H. "Thermal Conductivity and Diffusivity of Soils as Related to Moisture Tension and other Physical Properties". **Agricultural Meteorology**, v. 2, n. (4), p. 271-279, August 1965. DOI: 10.1016/0002-1571(65)90013-0.
- ALFANO, D. "Spectroscopic Properties of Carbon Fibre Reinforced Silicon Carbide Composites for Aerospace Applications". In: GERHARDT, R. **Properties and Applications of Silicon Carbide**. [S.l.]: InTech, 2011. p. 546. ISBN ISBN: 978-953-307-201-2.
- AL-KHUDARY, N.; CRESSON, P.-Y.; LASRI, T. "Measuring the thermal conductivity of substrates using the 3 omega method". **Journées Nationales du Réseau Doctoral en Micro-nanoélectronique (JNRDM 2012)**, Marseille, France, 2012. 1-4.
- ALLAN KARDEC. **O livro dos Espíritos**. Tradução de Guillon Ribeiro. 4ª. ed. Rio de Janeiro: Federação Espírita Brasileira (FEB), v. 1, 2006. 604 p. ISBN -13: 978-85-7328-752-3. (original Le Livre des Esprits, 1857, in france).
- ALLOUSH, A.; GOSNEY, W. B.; WAKEHAM, W. A. "A transient hot-wire instrument for thermal conductivity measurements in electrically conducting liquids at elevated temperatures". **International Journal of Thermophysics**, v. 3, n. (3), p. 225-235, September 1982. DOI: 10.1007/BF00503318.
- ALMEIDA, D. S. et al. "Thermal conductivity investigation of zirconia co-doped with yttria and niobia EB-PVD TBCs". **Materials Science and Engineering A**, 443, n. (1-

2), Jan. 2007. 60–65. DOI:10.1016/j.msea.2006.09.072.

AL-SIBAHY, A.; EDWARDS, R. "Mechanical and thermal properties of novel lightweight concrete mixtures containing recycled glass and metakaolin". **Construction and Building Materials**, 31, June 2012. 157–167. doi:10.1016/j.conbuildmat.2011.12.095.

AMERI, S. et al. "Photo-displacement imaging". **Electronics Letters**, 17, n. (10), May 1981. 337-338. DOI: 10.1049/el:19810238.

ANDERSON, D. Z. et al. "Production of in-fibre gratings using a diffractive optical element". **Electronics Letters**, 29, n. (6), March 1993. 566-568. DOI: 10.1049/el:19930379.

ANDERSON, G. P. et al. "Automatic operation of a high-precision Wheatstone bridge". **Journal of Physics E: Scientific Instruments**, v. 7, n. (11), p. 948-951, 1974. DOI: 10.1088/0022-3735/7/11/025.

ANDRÉ, S. et al. "Hot Wire Method for the Thermal Characterization of Materials: Inverse Problem Application". **Revista da Engenharia Térmica**, v. 4, n. (2), p. 55-64, 2003. DOI: 10.5380/ret.v2i2.3470.

ÅNGSTRÖM, A. J. "Neue Methode, das Wärmeleitungsvermögen der Körper zu bestimmen". **Annalen der Physik**, v. 190, n. (12), p. 513-530, 1862. DOI: 10.1002/andp.18621901202, (in German) (New method to determine the thermal conductivity of bodies).

ÅNGSTRÖM, A. J. "Nachtrag zu dem Aufsatz: Neue Methode, das Wärmeleitungsvermögen der Körper zu bestimmenn". **Philosophical Magazine Series 4**, v. 199, n. (12), p. 628-640, 1864. DOI: 10.1002/andp.18641991207, (in German) (Addendum to the article: New method of determining the thermal conductivity of bodies).

ARANA, I. [**Physical Properties of Foods - Novel Measurement Techniques and Applications**]. 1st. ed. Boca Raton: CRC Press, 2012. 420 p. ISBN ISBN-10: 1439835365; ISBN-13: 978-1439835364. Contemporary Food Engineering Series.

ARCHAMBAULT, J.-L.; REEKIE, L.; RUSSEL, P. S. J. "100% Reflectivity Bragg reflectors produced in optical fibres by single excimer laser pulses". **Electronics Letters**, 29, n. (5), March 1993. 453-455. DOI: 10.1049/el:19930303.

ARCHAMBAULT, J.-L.; REEKIE, L.; RUSSEL, P. S. J. "High reflectivity and narrow bandwidth fibre gratings written by single excimer pulse". **Electronics Letters**, 29, n. (1), January 1993. 28-29. DOI: 10.1049/el:19930018.

ARKIN, H. et al. "Thermal Pulse Decay Method for Simultaneous Measurement of Local Thermal Conductivity and Blood Perfusion: A Theoretical Analysis". **Journal of Biomechanical Engineering**, v. 108, n. (3), p. 208-214, August 1986. DOI: 10.1115/1.3138604.

ASDRUBALI, F.; BALDINELLI, G. "Thermal transmittance measurements with the hot box method: Calibration, experimental procedures, and uncertainty analyses of

three different approaches". **Energy and Building**, 43, n. (7), 2011. 1618-1626. DOI:10.1016/j.enbuild.2011.03.005.

ASHBY, M. F. **Materials Selection in Mechanical Design**. 4th. ed. Oxford, UK: Elsevier, 2011. 646 p. ISBN -13: 978-1-85617-663-7.

ASHER, G. B.; SLOAN, E. D.; GRABOSKI, M. S. "A Computer-Controlled Transient Needle-Probe Thermal Conductivity Instrument for Liquids". **International Journal of Thermophysics**, v. 7, n. (2), March 1986. DOI: 10.1007/BF00500155.

ASHKIN, A. et al. "Optically-Induced Refractive Index Inhomogeneities in LiNbO₃ and LiTaO₃". **Applied Physics Letters**, 9, n. (1), July 1966. 72-74. DOI: 10.1063/1.1754607.

ASKINS, C. G. et al. "Fiber Bragg reflectors prepared by a single excimer pulse". **Optics Letters**, 17, n. (11), June 1992. 833-835. DOI: 10.1364/OL.17.000833.

ASSAEL, M. "**Accurate Measurements of the Thermal Conductivity of Gases**". University of London - Imperial College. London, p. 205. 1980. Doctoral Thesis.

ASSAEL, M. J. et al. Transient Methods for Thermal Conductivity. In: WAKEHAM, W. A.; NAGASHIMA, A.; SENGERS, J. V. **Measurement of the Transport Properties of Fluids - Experimental Thermodynamics**. 1st. ed. London: Blackwell Scientifics, v. III, 1991. Cap. 7, p. 161-194. ISBN -13: 978-0632029976.

ASSAEL, M. J. et al. "Compression Work Using the Transient Hot-Wire Method". **International Journal of Thermophysics**, v. 13, n. (2), p. 223-235, March 1992. DOI: 10.1007/BF00504433.

ASSAEL, M. J. et al. "The Transient Hot-Wire Technique: A Numerical Approach". **International Journal of Thermophysics**, v. 19, n. (2), p. 379-389, March 1998. DOI: 10.1023/A:1022553125155.

ASSAEL, M. J. et al. "Application of the Transient Hot-Wire Technique to the Measurement of the Thermal Conductivity of Solids". **International Journal of Thermophysics**, v. 23, n. (3), p. 615-633, May 2002. DOI: 10.1023/A:1015494802462.

ASSAEL, M. J. et al. "Thermal Conductivity of Suspensions of Carbon Nanotubes in Water". **International Journal of Thermophysics**, v. 25, n. (4), p. 971-985, July 2004. DOI: 10.1023/B:IJOT.0000038494.22494.04.

ASSAEL, M. J. et al. "Thermal Conductivity of Nanofluids – Experimental and Theoretical". **International Journal of Thermophysics**, v. 27, n. (4), p. 999-1017, July 2006. DOI: 10.1007/s10765-006-0078-6.

ASSAEL, M. J.; ANTONIADIS, K. D.; WAKEHAM, W. A. "Historical Evolution of the Transient Hot-Wire Technique". **International Journal of Thermophysics**, 31, n. (6), 2010. 1051-1072. DOI: 10.1007/s10765-010-0814-9.

ASTM-C1113/C1113M-09(2013). "**Standard Test Method for Thermal Conductivity of Refractories by Hot Wire (Platinum Resistance Thermometer**

Technique)". American Society for Testing and Materials. West Conshohocken, PA, p. 6. 2013. (DOI: 10.1520/C1113_C1113M). www.astm.org.

ASTM-C1774-13. **"Standard Guide for Thermal Performance Testing of Cryogenic Insulation Systems"**. American Society for Testing and Materials. West Conshohocken, PA, p. 23. 2013. (DOI: 10.1520/C1774). www.astm.org.

AZARFAR, S. et al. "Low cost and new design of Transient Hot-Wire technique for the thermal conductivity measurement of fluids". **Applied Thermal Engineering**, v. 105, p. 142-150, July 2016. DOI: 10.1016/j.applthermaleng.2016.05.138.

BALANDIN, A. A. et al. "Superior Thermal Conductivity of Single-Layer Graphene". **Nano Letters**, 8, n. (3), February 2008. 902-907. DOI: 10.1021/nl0731872.

BANASZKIEWICZ, M. et al. "A new method for the determination of thermal conductivity and thermal diffusivity from linear heat source measurements". **Review of Scientific Instruments**, v. 68, n. (11), p. 4184-4190, November 1997. DOI: 10.1063/1.1148365.

BAPTISTA, F. D. V. **"Simulação do Comportamento Espectral de Redes de Período Longo em Fibra Óptica"**. Universidade da Madeira. Funchal, p. 73. 2009. Dissertação (Mestrado).

BARKER, J. A. "Cooperative Orientation Effects in Solutions". **The Journal of Chemical Physics**, v. 20, n. (10), p. 1526-1532, October 1952. DOI: 10.1063/1.1700209.

BARUËL, P. **On Transient Hot-Wire Determination of the Thermal Conductivity of Pure, Dielectric Liquids**. (Denmark. Forskningscenter Risoe. Risoe-R; N°. 263). [S.I.], p. 65. 1972a. Annual report.

BARUËL, P. **On Transient Hot-Wire Measurement of the Thermal Conductivity of Electrolytic Solutions**. (Denmark. Forskningscenter Risoe. Risoe-R; N°. 264). [S.I.], p. 65. 1972b. Annual report.

BAUER, S. "Optical properties of a metal film and its application as an infrared absorber and as a beam splitter". **American Journal of Physics**, v. 60, n. (3), p. 257-261, March 1992. DOI: 10.1119/1.16906.

BAUMARD, J. F. "High-Temperature Measurements of Electrical Conductivity". In: MAGLIĆ, K. D.; CEZAIIRLIYAN, A.; PELETISKY, V. E. **[Compendium of Thermophysical Property Measurement Methods - Volume 1 - Recommended Measurement Techniques and Practices]**. 1st edition. ed. New York, NY: Springer US (originally published by Plenum Press), v. 1, 1992. Cap. 7, p. 271-294.

BECK, J. V.; ARNOLD, K. J. **Parameter Estimation in Engineering and Science**. 1st. ed. New York: John Wiley & Sons, 1977. 501 p.

BELL, A. G. "The photophone". **Science**, 1, n. (11), 11 September 1880. 130-134. <http://www.jstor.org/stable/2900889>.

BERGMAN, T. L. et al. **Introduction to Heat Transfer**. 6th. ed. Jefferson: John

Wiley & Sons, 2011a. 960 p. ISBN -13: 978-0470501962.

BERGMAN, T. L. et al. **Fundamentals of Heat and Mass Transfer**. 7th. ed. Jefferson: John Wiley & Sons, Inc, 2011b. 1048 p. ISBN -13: 978-0470501979.

BHATIA, V. "**Properties and sensing applications of long-period gratings**". Virginia Polytechnic Institute and State University. Blacksburg, Virginia, p. 300. 1996. Doctoral Thesis.

BHATIA, V. "Applications of long-period gratings to single and multi-parameter sensing". **Optics Express**, 4, n. (11), May 1999. 457-466. DOI: 10.1364/OE.4.000457.

BHATIA, V. et al. "Simultaneous strain and temperature measurement with long-period grating". **Optics Letters**, 22, n. (9), May 1997a. 648-650. DOI: 10.1364/OL.22.000648.

BHATIA, V. et al. "Temperature-insensitive and strain-insensitive long-period grating sensors for smart structures". **Optical Engineering**, 36, n. (7), July 1997b. 1872-1876. DOI: 10.1117/1.601379.

BHATIA, V.; VENGSARKAR, A. M. "Optical fiber long-period grating sensors". **Optics Letters**, 21, n. (9), May 1996. 692-694. DOI: 10.1364/OL.21.000692.

BHAVARAJU, N. C. et al. "Measurement of Directional Thermal Properties of Biomaterials". **IEEE Transactions on Biomedical Engineering**, v. 48, n. (2), p. 261-267, February 2001. DOI: 10.1109/10.909647.

BIALKOWSKI, S. E. **Photothermal Spectroscopy Methods for Chemical Analysis**. 1st edition. ed. New York: Wiley-Interscience, v. 134, 1995. 584 p. ISBN ISBN-10: 0471574678; ISBN-13: 978-0471574675.

BILEK, J.; ATKINSON, J. K.; WAKEHAM, W. A. "Validation of FE Model for Transient Hot Wire Thermal Conductivity Measurements". **Proceedings of the 6th International Conference on Thermal, Mechanical and Multi-Physics Simulation and Experiments in Micro-Electronics and Micro-Systems, EuroSimE 2005**, p. 134-138, 2005. DOI: 10.1109/ESIME.2005.1502788.

BILEK, J.; ATKINSON, J. K.; WAKEHAM, W. A. "Repeatability and Refinement of a Transient Hot-Wire Instrument for Measuring the Thermal Conductivity of High-Temperature Melts". **International Journal of Thermophysics**, v. 27, n. (6), p. 1626-1637, November 2006. DOI: 10.1007/s10765-006-0124-4.

BILEK, J.; ATKINSON, J. K.; WAKEHAM, W. A. "Measurements of the Thermal Conductivity of Molten Lead Using a New Transient Hot-Wire Sensor". **International Journal of Thermophysics**, v. 28, n. (2), p. 496-505, April 2007. DOI: 10.1007/s10765-007-0182-2.

BILODEAU, F. et al. "Efficient, narrowband LP01 $\leftrightarrow$ LP02 mode convertors fabricated in photosensitive fibre: spectral response". **Electronics Letters**, 27, n. (8), April 1991. 682-684. DOI: 10.1049/el:19910426.

BILSKIE, J. R. **Dual-probe methods for determining soil thermal properties: numerical and laboratory study**. Iowa State University. Ames, Iowa, p. 87. 1994. Doctoral Thesis.

BIOT, J. B. **Traité de physique expérimentale et mathématique**. Paris: Deterville, v. 4, 1816. 631 p. ISBN OL15210401M Open Library. , (in French).

BLACKWELL, J. H. "A Transient-Flow Method for Determination of Thermal Constants of Insulating Materials in Bulk Part I - Theory". **Journal of Applied Physics**, v. 25, n. (2), p. 137-144, 1954. DOI: 10.1063/1.1721592.

BLACKWELL, J. H. "The Axial-Flow Error in the Thermal-Conductivity Probe". **Canadian Journal of Physics**, v. 34, n. (4), p. 412-417, 1956. DOI: 10.1139/p56-048.

BLAKE, J. N.; KIM, B. Y.; SHAW, H. J. "Fiber-optic modal coupler using periodic microbending". **Optics Letters**, 11, n. (3), March 1986. 177-179. DOI: 10.1364/OL.11.000177.

BLEAZARD, J. G.; TEJA, A. S. "Thermal Conductivity of Electrically Conducting Liquids by the Transient Hot-Wire Method". **Journal of Chemical & Engineering Data**, v. 40, n. (4), p. 732-737, July 1995. DOI: 10.1021/je00020a003.

BLOWS, J.; TANG, D. Y. "Gratings written with tripled output of Q-switched Nd:YAG laser". **Electronics Letters**, 36, n. (22), October 2000. 1837-1839. DOI: 10.1049/el:20001290.

BOBB, L. C. et al. **"Optical fiber sensor for measuring physical properties of fluids"**. Patent US5115127A, Concession, deposit date: September 17, 1990, 19 May 1992. Assignees: The United States of America represented by Secretary of the Navy.

BOCCARA, A. C.; FOURNIER, D.; BADOZ, J. "Thermo-optical spectroscopy: Detection by the "mirage effect"". **Applied Physics Letters**, 36, n. (2), 1980. 130-132. DOI: 10.1063/1.91395.

BOHÁČ, V. "Thermal Properties of Materials and Their Characterization by Classic and Transient Methods". **Proceedings of the 11th International Conference on Measurement**, Smolenice, Slovakia, 29-31 May 2017. 53-62. DOI: 10.23919/MEASUREMENT.2017.7983535.

BORGES, V. L. **"Desenvolvimento do método de aquecimento plano parcial para a determinação simultânea de propriedades térmicas sem o uso de transdutores de fluxo de calor"**. Universidade Federal de Uberlândia (UFU). Uberlândia, p. 109. 2008.

BORN, M.; HUANG, K. **[Dynamical Theory of Crystal Lattices]**. London: Oxford University Press, 1954. 432 p. ISBN ISBN-10: 0198503695; ISBN-13: 978-0198503699. Series: Oxford Classic Texts in the Physical Sciences.

BOVESECCHI, G.; COPPA, P. "Basic Problems in Thermal-Conductivity Measurements of Soils". **International Journal of Thermophysics**, v. 34, n. (10), p.

1962-1974, October 2013. DOI: 10.1007/s10765-013-1503-2.

BRAN-ANLEU, G. et al. "Algorithm to optimize transient hot-wire thermal property measurement". **Review of Scientific Instruments**, v. 85, n. (4), p. 045105-1-6, April 2014. DOI: 10.1063/1.4870275.

BRANDT, R.; NEUER, G. "Measurement of the Electric Resistivity of Metals up to and Above the Melting Temperature". **Advanced Engineering Materials**, 5, n. (1-2), February 2003. 52-55. DOI: 10.1002/adem.200390007.

BRENDEL, R.; BORMANN, D. "An infrared dielectric function model for amorphous solids". **Journal of Applied Physics**, v. 71, n. (1), p. 1-6, January 1992. DOI: 10.1063/1.350737.

BRISTOW, K. L. "Measurement of thermal properties and water content of unsaturated sandy soil using dual-probe heat-pulse probes". **Agricultural and Forest Meteorology**, v. 58, n. (2), p. 75-84, February 1998. DOI: 10.1016/S0168-1923(97)00065-8.

BRISTOW, K. L. et al. "Comparison of techniques for extracting soil thermal properties from dual-probe heat-pulse data". **Soil Science**, 160, n. (1), July 1995. 1-7.

BRISTOW, K. L. et al. "A small multi-needle probe for measuring soil thermal properties, water content and electrical conductivity". **Computers and Electronics in Agriculture**, v. 31, n. (3), p. 265-280, May 2001. DOI: 10.1016/S0168-1699(00)00186-1.

BRISTOW, K. L.; CAMPBELL, G. S.; CALISSENDORFF, K. "Test of a Heat-Pulse Probe for Measuring Changes in Soil Water Content". **Soil Science Society of America Journal**, v. 57, n. (4), p. 930-934, July-August 1993. DOI:10.2136/sssaj1993.03615995005700040008x.

BRISTOW, K. L.; KLUITENBERG, G. J.; HORTON, R. "Measurement of Soil Thermal Properties with a Dual-Probe Heat-Pulse Technique". **Soil Science Society of America Journal**, v. 58, n. (5), p. 1288-1294, September-October 1994. DOI: 10.2136/sssaj1994.03615995005800050002x.

BRISTOW, K. L.; WHITE, R. D.; KLUITENBERG, G. J. "Comparison of single and dual probes for measuring soil thermal properties with transient heating". **Australian Journal of Soil Research**, v. 32, n. (2), p. 447-464, January 1994. DOI: 10.1071/SR9940447.

BUCARO, J. A.; DARDY, H. D.; CAROME, E. F. "Fiber optic hydrophone". **Journal of the Acoustical Society of America**, 52, n. (5), November 1977. 1302-1304. DOI: 10.1121/1.381624.

BUCK, W.; RUDTSCH, S. "Thermal Properties". In: CZICHOS, H.; SAITO, T.; SMITH, L. [**Springer Handbook of Materials Measurement Methods**]. 1st. ed. Berlin Heidelberg: Springer, 2006. Cap. Chapter 08, p. 399-429. ISBN ISBN-10: 3-540-20785-6; ISBN-13: 978-3-540-20785-6. http://dx.doi.org/10.1007/978-3-540-30300-8_8.

BUONGIORNO, J. et al. "A Benchmark Study on the Thermal Conductivity of Nanofluids". **Journal of Applied Physics**, v. 106, n. (9), p. 094312-1-14, September 2009. DOI: 10.1063/1.3245330.

BURES, J.; LACROIX, S.; LAPIERE, J. "Bragg reflector induced by photosensitivity in an optical fibre: Model of growth and frequency response". **Applied Optics**, 21, n. (19), October 1982. 3502-3506. DOI: 10.1364/AO.21.003502.

BURGE, H. L.; ROBINSON, L. B. "Thermal Conductivities of He, Ne, Ar, and of their Mixtures". **Journal of Applied Physics**, v. 39, n. (1), January 1968. DOI: 10.1063/1.1655777.

CAHILL, D. G. . G. K.; MAJUMDAR, A. "Thermometry and Thermal Transport in Micro/Nanoscale Solid-State Devices and Structures". **Journal of Heat Transfer**, 124, n. (2), April 2002. 223-241. DOI: 10.1115/1.1454111.

CAHILL, D. G. "Analysis of heat flow in layered structures for time-domain thermoreflectance". **Review of Scientific Instruments**, 75, n. (12), November 2004. 5119-5122. DOI: 10.1063/1.1819431.

CAHILL, D. G.; POHL, R. O. "Thermal conductivity of amorphous solids above the plateau". **Physical Review B**, 35, n. (8), March 1987. 4067-4073. DOI: 10.1103/PhysRevB.35.4067.

CAHILL, D. G.; POHL, R. O. "Thermal properties of a tetrahedrally bonded amorphous solid: CdGeAs₂". **Physical Review B**, 37, n. (15), 1988. 8773-8780. DOI: 10.1103/PhysRevB.37.8773.

CALDAS, P. et al. "Fiber optic hot-wire flowmeter based on a metallic coated hybrid long period grating/fiber Bragg grating structure". **Applied Optics**, v. 50, n. (17), p. 2738-2743, June 2011. DOI: 10.1364/AO.50.002738.

CALDAS, P. S. D. A. "**Fiber Optic Sensing by Evanescent Field Interaction**". University of Porto. Porto, p. 291. 2011. Doctoral Thesis.

CALLISTER JR., W. D. **Fundamentals of Materials Science and Engineering - An Interactive**. 5th. ed. New York: John Wiley & Sons, 2000. 552 p. ISBN -13: 978-0471395515.

CALLISTER JR., W. D.; RETHWISCH, D. G. **Materials Science and Engineering - An Introduction**. 8th. ed. United States of America: John Wiley & Sons, Inc, 2010. 992 p. ISBN ISBN-10: 0470419970; ISBN-13: 978-0470419977.

CAMPBELL, G. S.; CALISSENDORFF, C.; WILLIAMS, J. H. "Probe for Measuring Soil Specific Heat Using A Heat-Pulse Method". **Soil Science Society of America Journal**, v. 55, n. (1), p. 291-293, January 1991. DOI: 10.2136/sssaj1991.03615995005500010052x.

CAROLLO, L. F. S.; GRAVENA, D. A.; SILVA, S. M. M. L. "Sonda metálica reduzida para a caracterização térmica de polímeros". **Polímeros**, v. 22, n. (3), p. 282-287, Junho 2012. DOI: 10.1590/S0104-14282012005000035.

CARRUTHERS, P. "Theory of Thermal Conductivity of Solids at Low Temperatures". **Review of Modern Physics**, 33, n. (1), January 1961. 92-138. DOI: 10.1103/RevModPhys.33.92.

CARSLAW, H. S.; JAEGER, J. C. "Some Two-Dimensional Problems in Conduction of Heat with Circular Symmetry". **Proceedings of the London Mathematical Society**, v. S2-46, n. (1), p. 361-388, 1940. DOI: 10.1112/plms/s2-46.1.361.

CARSLAW, H. S.; JAEGER, J. C. **Conduction of Heat in Solids**. 2nd. ed. London: Oxford University Press, 1959. 520 p. ISBN -13: 978-0198533689.

CASHDOLLAR, L. J.; CHEN, K. P. "Fiber Bragg Grating Flow Sensors Powered by In-Fiber Light". **IEEE Sensors Journal**, 5, n. (6), December 2005. 1327-1331. DOI: 10.1109/JSEN.2005.855599.

ÇENGEL, Y. A. **Heat Transfer - A Pratical Approach**. 2nd. ed. Nevada: Mcgraw-Hill, 2003. 853 p. ISBN -10: 0072458933, ISBN-13: 978-0072458930.

ÇENGEL, Y. A.; BOLES, M. A. **Thermodynamics: An Engineering Approach**. 8th. ed. New York, NY: McGraw-Hill , 2015. 1024 p. ISBN 13: 978-0-07-339817-4.

CEZAIIRLIYAN, A.; BABA, T.; TAYLOR, R. "A high-temperature laser-pulse thermal diffusivity apparatus". **International Journal of Thermophysics**, 15, n. (2), March 1994. 317-341. DOI: 10.1007/BF01441589.

CHAPMAN, S.; COWLING, T. G. **The Mathematical Theory of Non-uniform Gases An Account of the Kinetic Theory of Viscosity, Thermal Conduction and Diffusion in Gases**. 3rd. ed. New York: Cambridge University Press, 1970 (1995). 448 p. ISBN -13: 978-0521408448.

CHARITIDOU, E. et al. "A computer-controlled instrument for the measurement of the thermal conductivity of liquids". **International Journal of Thermophysics**, v. 8, n. (5), p. 511-519, September 1987. DOI: 10.1007/BF00503639.

CHATO, J. C. "A Method for the Measurement of the Thermal Properties of Biological Materials". **Symposium on Thermal Problems in Biotechnology**, New York, Presented at the winter annual meeting of the American Society of Mechanical Engineers, 3 December 1968. 16-25.

CHEN, K. P. et al. "Rapid long-period grating formation in hydrogen-loaded fibre with 157 nm F2-laser radiation". **Electronics Letters**, 36, n. (24), November 2000. 2000-2001. DOI: 10.1049/el:20001418.

CHEN, K. P. et al. "Self-heated fiber Bragg grating sensors". **Applied Physics Letters**, 86, n. (14), March 2005. 143502-1-3. DOI: 10.1063/1.1895485.

CHEN, K. P.; CASHDOLLAR, L. J.; XU, W. "Controlling Fiber Bragg Grating Spectra With In-Fiber Diode Laser Light". **IEEE Photonics Technology Letters**, v. 16, n. (8), p. 1897-1899, August 2004. DOI: 10.1109/LPT.2004.829760.

CHEN, M. M.; HOLMES, K. R. "The Thermal Pulse-Decay Method for Simultaneous Measurement of Thermal Conductivity and Local Blood Perfusion Rate of Living

Tissues". **Advances in Bioengineering**, New York, American Society of Mechanical Engineers, p. 113-115, 1980.

CHEN, M. M.; HOLMES, K. R.; RUPINSKAS, V. "Pulse-Decay Method for Measuring the Thermal Conductivity of Living Tissues". **Journal of Biomechanical Engineering**, v. 103, n. (4), p. 253-260, November 1981. DOI: 10.1115/1.3138289.

CHEN, T. et al. "Distributed flow sensing using optical hot-wire grid". **Optics Express**, 20, n. (8), April 2012. 8240-8249. DOI: 10.1364/OE.20.008240.

CHIANG, C.-C. et al. "Fabrication of Corrugated Long-period Fiber Gratings by wet bulk micromachining". **Proceedings of SPIE 7591, Advanced Fabrication Technologies for Micro/Nano Optics and Photonics III**, San Francisco, California (USA), 7591, 16 February 2010. 759110-1-8. DOI: 10.1117/12.841217.

CHOI, S. U. S.; EASTMAN, J. A. "Enhancing Thermal Conductivity of Fluids with Nanoparticles". **ASME International Mechanical Engineering Congress & Exposition**, San Francisco, CA, 231, 12-17 November 1995. 99-105.

CHUDZIK, S. "Measuring system with a dual needle probe for testing the parameters of heat-insulating materials". **Measurement Science and Technology**, v. 22, n. (7), p. 1-10, June 2011. DOI: 10.1088/0957-0233/22/7/075703.

CINTRA JR., J. S.; SANTOS, W. N. "Numerical analysis of sample dimensions in hot wire thermal conductivity measurements". **Journal of the European Ceramic Society**, v. 20, n. (11), p. 1871-1875, October 2000. DOI: 10.1016/S0955-2219(00)00041-8.

CLEMENS, B. M.; EESLEY, G. L.; PADDOCK, C. A. "Time-resolved thermal transport in compositionally modulated metal films". **Physical Review B**, 37, n. (3), January 1988. 1085-1096. DOI: 10.1103/PhysRevB.37.1085.

CLIFFORD, A. A.; KESTIN, J.; WAKEHAM, W. A. "A further contribution to the theory of the transient hot-wire technique for thermal conductivity measurements". **Physica A: Statistical Mechanics and its Applications**, 100, n. (2), February 1980. 370-374. DOI: 10.1016/0378-4371(80)90126-0.

CODREANU, C.; CODREANU, N.-I.; OBREJA, V. V. N. "Experimental Set-Up for The Measurement of The Thermal Conductivity of Liquids". **Romanian Journal for Information Science and Technology**, v. 10, n. (3), p. 215–231, 2007.

COLLADON, D. "On the reflections of a ray of light inside a parabolic liquid stream", *Comptes Rendus*, n. 15, Oct. 24, 1842. 800–802.

COPPA, P.; BOVESECCHI, G.; FABRIZI, F. "Thermal conductivity and thermal linear expansion measurements on molten salts for assessing their behaviour as heat transport fluid in thermodynamics solar systems". **Proceedings in Sixth International Symposium on Precision Engineering Measurements and Instrumentation**, Hangzhou, China, 7544, 28 December 2010. 75440G-1-7. DOI: 10.1117/12.886181.

COQUARD, R.; BAILLIS, D.; QUENARD, D. "Experimental and theoretical study of

the hot-wire method applied to low-density thermal insulators". **International Journal of Heat and Mass Transfer**, v. 49, n. (23-24), p. 4511-4524, November 2006. DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2006.05.016.

CORREIA, C. D. M. P. "**Conforto termo – acústico de uma habitação de baixo custo**". Universidade de São Paulo. São Carlos, p. 93. 2009.

CORSAN, J. M. "Axial Heat Flow Methods of Thermal Conductivity Measurement for Good Conducting Materials". In: MAGLIĆ, K. D.; CEZIRLIYAN, A.; PELETSKY, V. E. [**Compendium of Thermophysical Property Measurement Methods - Volume 2 - Recommended Measurement Techniques and Practices**]. New York, NY: Springer US (originally published by Plenum Press), v. 2, 1992. Cap. 1, p. 2-32. ISBN -13: 978-1-4613-6445-0. (DOI: 10.1007/978-1-4615-3286-6_1).

COSTANTINI, D. M. et al. "Tunable loss filter based on metal coated long period grating". in **24th European Conference on Optical Communication (ECOC'98)**, Madrid, Spain, 20-24 September 1998. 391-392.

COSTANTINI, D. M. et al. "Tunable Loss Filter Based on Metal-Coated Long-Period Fiber Grating". **IEEE Photonics Technology Letters**, 11, n. (11), November 1999. 1458-1460. DOI: 10.1109/68.803078.

COUMOU, K. G.; TYE, R. P. "A Laboratory Instrument for Rapid Determination of Thermal Conductivity in the Range 0.4 to 5 W/mK". **High Temperatures-High Pressures**, v. 13, n. (6), p. 695-699, 1981. ISSN : 1472-3441.

CZICHOS, H.; SAITO, T.; SMITH, L. M. [**Springer Handbook of Materials Measurement Methods**]. 1st edition. ed. Stürtz AG, Würzburg: Springer-Verlag, 2006. 1234 p. ISBN ISBN-10: 3540207856, ISBN-13: 978-3540207856.

DABARSYAH, B. et al. "Adjustable dispersion-compensation devices with wavelength tunability based on enhanced thermal chirping of fiber Bragg gratings". **IEEE Photonics Technology Letters**, v. 15, n. (3), p. 416-418, March 2003. DOI: 10.1109/LPT.2002.807918.

DAMES, C. "Measuring the thermal conductivity of thin films: 3 omega and related electrothermal methods". In: _____ [**Annual Review of Heat Transfer**]. [S.l.]: Begell Digital Library, v. 16, 2013. Cap. Chapter 02, p. 7-49. ISBN ISBN: 1-978-56700-313-0. DOI: 10.1615/AnnualRevHeatTransfer.v16.

DANG, L.; LEONG, W. H. "Thermal conductivity probe – Part I – A theoretical error analysis". **International Journal of Heat and Mass Transfer**, v. 86, p. 992-1003, July 2015a. DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2015.03.020.

DANG, L.; LEONG, W. H. "Thermal conductivity probe – Part II – An experimental analysis". **International Journal of Heat and Mass Transfer**, v. 86, p. 1004-1014, July 2015b. DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2015.03.021.

DANTAS, A. L. L.; WALTON, D.; SHIBLI, S. M. "Collinear mirage effect measurement of the thermal diffusivity in ferrofluids". **Brazilian Journal of Physics**, São Paulo, 28, n. (4), December 1998. 428-433. DOI: 10.1590/S0103-97331998000400017.

DAVIS, D. D. et al. "Long-period fibre grating fabrication with focused CO₂ laser pulses". **Electronics Letters**, 34, n. (3), February 1998. 302-303. DOI: 10.1049/el:19980239.

DAVIS, J. P. et al. "Short -time optical fiber thermal conductivity sensor". **Proc. SPIE 0985, Fiber Optic and Laser Sensors VI**, 0985, 1 February 1989. 315-319. DOI: 10.1117/12.948875.

DAVIS, P. S. et al. "Non-Steady-State, Hot Wire, Thermal Conductivity Apparatus". **The Journal of Chemical Physics**, v. 55, n. (10), p. 4776-4783, 1971. DOI: 10.1063/1.1675577.

DAVIS, W. R. "The determination of thermal conductivity of refractory insulation material by the hot-wire method". **The British Ceramic Research Association**, v. 224, July 1974. Technical note.

DAVIS, W. R. "Determination of the Thermal Conductivity of Refractory Insulating Materials by the Hot-Wire Method". In: TYE, R. P. **Thermal Transmission Measurements of Insulation**. ASTM Special Technical Publication 660 (STP-660). ed. Philadelphia, PA: American Society for Testing and Materials, 1978. Cap. Line Source Methods for Insulations, p. 186-202. A symposium sponsored by ASTM Committee C-16 on Thermal and Cryogenic Insulating Materials, Philadelphia, PA., 19-20 Sept. 1977.

DAVIS, W. R. "Hot-Wire Method for the Measurement of the Thermal Conductivity of Refractory Materials". In: MAGLIĆ, K. D.; CEZAIRLIYAN, A.; PELETISKY, V. E. **[Compendium of Thermophysical Property Measurement Methods - Volume 1 - Recommended Measurement Techniques and Practices]**. 1st. ed. New York, NY: Springer US (originally published by Plenum Press), v. 1, 1992. Cap. 5, p. 231-254.

DAW, J. E.; REMPE, J. L.; KNUDSON, D. L. "Hot Wire Needle Probe for In-Reactor Thermal Conductivity Measurement". **IEEE Sensors Journal**, v. 12, n. (8), p. 2554-2560, August 2012. DOI: 10.1109/JSEN.2012.2195307.

DAW, J. et al. "Hot Wire Needle Probe for In-Pile Thermal Conductivity Detection". **7th International Topical Meeting on Nuclear Plant Instrumentation, Control, and Human-Machine Interface Technologies (NPIC&HMIT 2010)**, Las Vegas, Nevada, 7-11 November 2010. 1-12.

DE BOER, J. et al. "Hot Wire Technique for Determining High Thermal Conductivities". **Refractories Journal**, v. 55, p. 22-28, October 1980.

DE GROOT, J. J. et al. "The thermal conductivity of four monatomic gases as a function of density near room temperature". **Physica A: Statistical Mechanics and its Applications**, v. 92, n. (1-2), p. 117-144, June 1978. DOI: 10.1016/0378-4371(78)90024-9.

DE GROOT, J. J.; KESTIN, J.; SOOKIAZIAN, H. "Instrument to measure the thermal conductivity of gases". **Physica**, 75, n. (3), August 1974. 454-482. DOI: 10.1016/0031-8914(74)90341-3.

DE KONINC, D. **"Thermal Conductivity Measurements Using the 3-Omega**

Technique: Application to Power Harvesting Microsystems". McGill University. Montréal, Canada, p. 106. 2008.

DE PONTE, F.; LANGLAIS, C.; KLARSFELD, S. "Reference Guarded Hot Plate Apparatus for the Determination of Steady-State Thermal Transmission Properties". In: MAGLIĆ, K. D.; CEZIRLIYAN, A.; PELETSKY, V. E. **[Compendium of Thermophysical Property Measurement Methods - Volume 2 - Recommended Measurement Techniques and Practices]**. New York: Springer US (originally published by Plenum Press), v. 2, 1992. Cap. 4, p. 99-132. ISBN -13: 978-1-4613-6445-0. (DOI: 10.1007/978-1-4615-3286-6_4).

DE VRIES, D. A. "A Nonstationary Method for Determining Thermal Conductivity of Soil in Situ". **Soil Science**, 73, n. (2), February 1952. 83-90. DOI: 10.1097/00010694-195202000-00001.

DE VRIES, D. A.; PECK, A. J. "On the Cylindrical Probe Method of Measuring Thermal Conductivity with Special Reference to Soils - I. Extension of Theory and Discussion of Probe Characteristics". **Australian Journal of Physics**, 11, n. (2), 1958a. 255-271. DOI: 10.1071/PH580255.

DE VRIES, D. A.; PECK, A. J. "On the Cylindrical Probe Method of Measuring Thermal Conductivity with Special Reference to Soils. II. Analysis of Moisture Effects". **Australian Journal of Physics**, v. 11, n. (3), p. 409-423, 1958b. DOI: 10.1071/PH580409.

D'EUSTACHIO, D.; SCHREINER, R. E. "A study of a transient heat method for measuring thermal conductivity". **Heating, Piping, and Air Conditioning**, v. 24, n. (6), p. 113-117, June 1952.

DIANOV, E. M. et al. "Near-UV photosensitivity of germanosilicate glass: application for fiber grating fabrication". in **Lasers and Electro-Optics Society Annual Meeting, (LEOS 96), IEEE**, Boston, MA, USA, 1, 18-19 November 1996. 374-375. DOI: 10.1109/LEOS.1996.565289.

DIANOV, E. M. et al. "Thermo-induced long period fibre grating". in **Integrated Optics and Optical Fibre Communications, 11th International Conference on, and 23rd European Conference on Optical Communications (Conf. Publ. No.: 448)**, Edinburgh, 2, 22-25 September 1997. 53-56. DOI: 10.1049/cp:19971415.

DIANOV, E. M. et al. "Long-period fiber gratings and mode-field converters fabricated by thermodiffusion in phosphosilicate fibers". in **24th European Conference on Optical Communication**, Madrid, Spain, 1, 20-24 September 1998. 395-396.

DICKERSON, R. W. "An apparatus for the measurement of thermal diffusivity of foods". **Food Technologies**, Chicago, 19, n. (5), May 1965. 198-204.

DIEMEER, M. B. J.; TROMMEL, E. S. "Fiber-optic microbend sensors: sensitivity as a function of distortion wavelength". **Optics Letters**, 9, n. (6), June 1984. 260-262. DOI: 10.1364/OL.9.000260.

DIETZ, F. J.; DE GROOT, J. J.; FRANCK, E. U. "High pressure thermal conductivity measurements of water with AC and DC transient hot-wire methods". **Proceedings**

of the 9th International Conference on the Properties of Steam held at the Technische Universität München, München, 10-14 September 1979. 425-430.

DIXON-JACKSON, K. "Heat flow calorimetry - application and techniques". **Hazards X: Process Safets in Fine and Speciality Chemical Plants, Symposium Series n° 115, (ICChemE)**, Rugby/UK, 1989. 65-84.

DOCKNEY, M. L.; JAMES, S. W.; TATAM, R. P. "Fibre Bragg gratings fabricated using a wavelength tuneable laser source and a phase mask based interferometer". **Measurement Science and Technology**, 7, n. (4), January 1996. 445-448. DOI: 10.1088/0957-0233/7/4/001.

DONG, X. et al. "Compact Anemometer Using Silver-Coated Fiber Bragg Grating". **IEEE Photonics Journal**, v. 4, n. (5), p. 1381-1386, October 2012. DOI: 10.1109/JPHOT.2012.2208946.

DONG, Y.; MCCARTNEY, J. S.; LU, N. "Critical Review of Thermal Conductivity Models for Unsaturated Soils". **Geotechnical and Geological Engineering**, v. 33, n. (2), p. 207-221, April 2015. DOI: 10.1007/s10706-015-9843-2.

DRABBLE, H.; GOLDSMID, J. R. **[Thermal Conduction in Semiconductors]**. 1st edition. ed. London: Pergamon Press, 1961. 235 p. ISBN ASIN: B005Z44JHG.

DROUZAS, A. E.; SARAVALCOS, G. D. "Effective Thermal Conductivity of Granular Starch Materials". **Journal of Food Science**, v. 53, n. (6), p. 1795-1799, November 1988. DOI: 10.1111/j.1365-2621.1988.tb07845.x.

DRUDE, P. "Zur Elektronentheorie der Metalle" (The Electron Theory of Metals). **Annalen der Physik**, v. 306, n. (3), p. 566-612, 1900. DOI:10.1002/andp.19003060312, (in German).

DRURY, M. J. "A simple needle-probe method for measuring thermal diffusivity of unconsolidated materials". **Geothermics**, v. 17, n. (5-6), p. 757-763, 1988. DOI: 10.1016/0375-6505(88)90035-1.

DYER, P. E.; FARLEY, R. J.; GIEDL, R. "Analysis and application of a 0/1 order Talbot interferometer for 193 nm laser grating formation". **Optics Communications**, 129, n. (1-2), August 1996. 98-108. DOI: 10.1016/0030-4018(96)00107-1.

EGGLETON, B. J. et al. "Experimental demonstration of compression of dispersed optical pulses by reflection from self-chirped optical fiber Bragg gratings". **Optics Letters**, 19, n. 12, June 1994. 877-879. DOI: 10.1364/OL.19.000877.

EN993-14:1998. **"Methods of test for dense shaped refractory products. Determination of thermal conductivity by the hot-wire (cross-array) method"**. European Committee for Standardization. European Standard, p. 12. 1998. www.cen.eu.

EN993-15:2005. **"Methods of test for dense shaped refractory products. Determination of thermal conductivity by the hot wire (parallel) method"**. European Committee for Standardization. European Standard, p. 20. 2005. www.cen.eu.

ERDOGAN, T. et al. "Decay of ultraviolet-induced fiber Bragg gratings". **Journal of Applied Physics**, 76, n. (1), July 1994. 73-80. DOI: 10.1063/1.357062.

ESCHNER, A.; GROISSKOPF, B.; JESCHKE, P. "Erfahrungen mit dem Heißdrahtverfahren zur Bestimmung der Wärmeleitfähigkeit feuerfester Baustoffe" (Experience with the hot wire method for determining the thermal conductivity of refractory materials). **Tonindustrie-Zeitung** 98, v. 98, n. 9, p. 212-219, 1974. , (in German).

EUCKEN, A.; ENGLERT, H. "Die experimentelle Bestimmung des Wärmeleitvermögens einiger verfestigter Gase und Flüssigkeiten" (The experimental determination of the thermal conductivity of some solidified gases and liquids). **Zeitschrift für die gesamte Kälte-Industrie**, v. 45, p. 109-118, 1938. , (in German).

EVITHERM. "Measurement methods". **site Virtual Institute for Thermal Metrology**, 2012. Disponível em: <<http://www.evitherm.org/default.asp?ID=308>>. Acesso em: 23 jun. 2016.

EYRING, H.; MARCHI, R. P. "Significant Structure Theory of Liquids". **Journal of Chemical Education**, v. 40, n. (11), p. 562-572, November 1963. DOI: 10.1021/ed040p562.

FAROUKI, O. T. "**Thermal properties of soils**". U.S. Army Corps of Engineers. Hanover, New Hampshire, p. 151. 1981.

FERDINAND, P. et al. "Applications of Bragg grating sensors in Europe". in **12th International Conference on Optical Fiber Sensors, Vol. 16 of 1997 OSA Technical Digest Series (Optical Society of America, 1997), paper OTuB1**, Williamsburg, Virginia, (USA), 16, 28 October 1997. 14-19. DOI:10.1364/OFS.1997.OTuB1.

FIELDS, J. N. et al. "Fiber optic pressure sensor". **The Journal of the Acoustical Society of America**, 67, n. (3), March 1980. 816-818. DOI: 10.1121/1.383957.

FIELDS, J. N.; COLE, J. H. "Fiber microbend acoustic sensor". **Applied Optics**, 19, n. (19), October 1980. 3265-3267. DOI: 10.1364/AO.19.3265_1.

FISCHER, J. "Zur Bestimmung der Wärmeleitfähigkeit und der Temperaturleitfähigkeit aus dem Ausgleichvorgang beim Schleiermacherschen Meßrohrverfahren und beim Plattenverfahren". **Annalen der Physik**, v. 426, n. (8), p. 669-688, April 1939. DOI: 10.1002/andp.19394260802, (For the determination of the thermal conductivity and the thermal conductivity of the equalization process in Schleiermacher's measuring tube method and plate method) (in German).

FLEURENCE, N. et al. "Thermal conductivity measurements of thin films at high temperature modulated photothermal radiometry at LNE". **Physica Status Solidi A**, 212, n. (3), February 2015. 535-540. DOI: 10.1002/pssa.201400084.

FLIK, M. I.; CHOI, B. I.; GOODSON, K. E. "Heat Transfer Regimes in Microstructures". **Journal of Heat Transfer**, v. 114, n. (3), p. 666-674, August 1992. doi:10.1115/1.2911332.

FLORIAN, M. et al. "Compósitos SiCf/SiC utilizados em sistemas de proteção térmica". **Cerâmica**, 51, n. n. 319, Set. 2005. 280-284. <http://dx.doi.org/10.1590/S0366-69132005000300017>.

FLYNN, D. R. "A Radial-Flow Apparatus for Determining the Thermal Conductivity of Loose-Fill Insulations to High Temperatures". **Journal of Research of the National Bureau of Standards, Section C: Engineering and Instrumentation**, 67C, n. (2), April-June 1963. 129-137. <http://dx.doi.org/10.6028/jres.067C.013>.

FONTANA, A. J. et al. "Thermal properties of selected foods using a dual needle heat-pulse sensor". **Transaction of ASAE Meeting Presentation**, Toronto, Ontário, 12-21 July 1999. 1-10. Paper Nº 996063.

FORSBERG, C. "The Advanced High-Temperature Reactor: High-Temperature Fuel, Molten Salt Coolant, and Liquid-Metal-Reactor Plant". **Progress in Nuclear Energy**, Tokyo, Japan, paper 71, October 31–November 4 2004. 1-13.

FOURIER, J. B. J. **The Analytical Theory of Heat**. Tradução de Alexander Freeman. 1st. ed. London: Cambridge University Press, 1878 (2009). 495 p. ISBN - 13: 978-1108001786.

FOURIER, J.-B. J. **Théorie Analytique de La Chaleur**. 1st. ed. Paris: Imprimeur du Roi de l'institute et de la Marine, 1822. 639 p. DOI: 10.1017/CBO9780511693229, (in French).

FUJIMAKI, M. et al. "Fabrication of long-period optical fiber gratings by use of ion implantation". **Optics Letters**, 25, n. (2), January 2000. 88-89. DOI: 10.1364/OL.25.000088.

FUKUYAMA, H. et al. "Thermal Conductivity Measurements of Liquid Mercury and Gallium by a Transient Hot-Wire Method in a Static Magnetic Field". **International Journal of Thermophysics**, v. 27, n. (6), p. 1760-1777, November 2006. DOI: 10.1007/s10765-006-0089-3.

GAITHO, F. M. et al. "Effect of thermal conductivity on the efficiency of single crystal silicon solar cell coated with an anti-reflective thin film". **Solar Energy**, 83, n. (8), August 2009. 1290–1293. doi:10.1016/j.solener.2009.03.003.

GALLAGHER, P. K. **Handbook of Thermal Analysis and Calorimetry: Principles and Practice**. 1st. ed. Amsterdam: Elsevier Science, 1998. 722 p. ISBN ISBN-10: 0-444-82085-X; ISBN-13: 978-0-444-82085-3.

GAO, G. et al. "All-optical fiber anemometer based on laser heated fiber Bragg gratings". **Optics Express**, 19, n. (11), May 2011. 10124-10130. DOI: 10.1364/OE.19.010124.

GAPONENKO, Y. A.; ZAKHVATAEV, V. E. "Nonboussinesq thermal convection in microgravity under nonuniform heating". **Journal of Applied Mechanics and Technical Physics**, 43, n. (6), November 2002. 823-829. DOI: 10.1023/A:1020704318378.

GARNIER, J. P. et al. "A New Transient Hot-Wire Instrument for Measuring the

Thermal Conductivity of Electrically Conducting and Highly Corrosive Liquids using Small Samples", v. 29, n. (2), p. 468-482, April 2008. DOI: 10.1007/s10765-008-0388-y.

GHOSH, D. S. **Ultrathin Metal Transparent Electrodes for the Optoelectronics Industry**. 1st. ed. New York: Springer, 2013. 96 p. ISBN -13: 978-3-319-00347-4. Doctoral Thesis accepted by The Institute of Photonic Sciences, Barcelona, Spain.

GHRIB, T.; YACOUBI, N.; SAADALLAH, F. "Simultaneous determination of thermal conductivity and diffusivity of solid samples using the "Mirage effect" method". **Sensors and Actuators A: Physical**, 135, n. (2), April 2007. 346-354. DOI: 10.1016/j.sna.2006.07.024.

GIARETTO, V. "Hot-Wire Method for Kinematic Viscosity Estimation". **International Journal of Thermophysics**, v. 31, n. (3), p. 475-487, March 2010. DOI: 10.1007/s10765-010-0757-1.

GILLAM, D. G. et al. "Accurate Determination of Thermal Conductivities". **Acta Chemica Scandinavica**, v. 9, p. 641-656, 1955. DOI: 10.3891/acta.chem.scand.09-064.

GLASS, A. M. "The Photorefractive Effect". **Optical Engineering**, 17, n. (5), September- October 1978. 470-479. DOI: 10.1117/12.7972267.

GLATZMAIER, G. C.; RAMIREZ, W. F. "Simultaneous measurement of the thermal conductivity and thermal diffusivity of unconsolidated materials by the transient hot wire method". **Review of Scientific Instruments**, v. 56, n. (7), p. 1394-1398, July 1985. DOI: 10.1063/1.1138491.

GOCH, G. et al. "Review of non-destructive measuring methods for the assessment of surface integrity: a survey of new measuring methods for coatings, layered structures and processed surfaces". **Precision Engineering**, 23, n. (1), January 1999. 9-33. DOI: 10.1016/S0141-6359(98)00021-X.

GODBOUT, N. et al. "Long-period fiber grating by electrical discharge". in **24th European Conference on Optical Communication, 1998**, Madrid, 1, 20-24 September 1998. 397-398. DOI: 10.1109/ECOC.1998.732616.

GOLDSTEIN, R. J.; BRIGGS, D. G. "Transient Free Convection about Vertical Plates and Circular Cylinders". **Journal of Heat Transfer**, v. 86, n. (4), p. 490-500, November 1964. DOI: 10.1115/1.3688728.

GOLDSTEIN, S. "Some Two-Dimensional Diffusion Problems with Circular Symmetry". **Proceedings of the London Mathematical Society**, v. S2-34, n. (1), p. 51-88, 1932. DOI: 10.1112/plms/s2-34.1.51.

GOODSON, K. E. et al. "Experimental Investigation of Thermal Conduction normal to Diamond-Silicon Boundaries". **Journal of Applied Physics**, 77, n. (4), February 1995. 1385-1392. doi: 10.1063/1.358950.

GOODSON, K. E.; JU, Y. S. "Heat conduction in novel electronic films". **Annual Review of Materials Science**, 29, 1999. 261-293. DOI:

10.1146/annurev.matsci.29.1.261.

GOPAL, E. S. R. [**Specific Heats at Low Temperatures**]. 1st edition. ed. New York: Plenum Press, 1966. 240 p. ISBN ISBN-10: 1468490834; ISBN-13: 978-1-4684-9083-1. (The International Cryogenics Monograph Series).

GORDON, J. P. et al. "Long transient effects in lasers with inserted liquids samples". **Bull. Am. Phys. Soc.**, 9, 1964. 501.

GORDON, J. P. et al. "Long transient effects in lasers with inserted liquids samples". **J. Applied Physics**, 36, n. (1), January 1965. 3-8. DOI: 10.1063/1.1713919.

GOUVEIA, C. A. D. J. "**Sensores em fibra óptica para monitorização ambiental**". Universidade da Madeira. Funchal, p. 104. 2008. Dissertação (Mestrado).

GRASSMANN, P.; STRAUMANN, W. "Ein instationäres verfahren zur messung der wärmeleitfähigkeit von flüssigkeiten und gasen". **International Journal of Heat and Mass Transfer**, v. 1, n. (1), p. 50-54, June 1960. DOI: 10.1016/0017-9310(60)90008-9, (in German).

GRAZZINI, G.; BALOCCO, C.; LUCIA, U. "Measuring thermal properties with the parallel wire method: a comparison of mathematical models". **International Journal of Heat and Mass Transfer**, 39, n. (10), July 1996. 2009-2013. DOI: 10.1016/0017-9310(95)00311-8.

GRIMVALL, G. **Thermophysical Properties of Materials**. 1st. ed. New York: Elsevier, 1999. 424 p. ISBN -13: 978-0-444-82794-4.

GROSS, K. J.; HARDY, B. "**Recommended Best Practices for Characterizing Engineering Properties of Hydrogen Storage Materials**". H2 Technology Consulting. [S.I.], p. 282. 2013.

GROßMANN, K.; MISCHKE, M. "A non-steady-state probe measurement method to determine heat conductivity, heat capacity as well as moisture in solids and bulk materials". **Measurement**, v. 14, n. (3-4), p. 191-197, January 1995. DOI: 10.1016/0263-2241(94)00010-5.

GROVE, W. R. "LXXI - On the Application of Voltaic Ignition to Lighting Mines". **Philosophical Magazine - Series 3**, v. 27, n. (182), p. 442-446, 1845.

GROVE, W. R. "On the Peculiar Cooling Effects of Hydrogen and Its Compounds in Cases of Voltaic Ignition". **Proc. of Royal Society of London**, v. 46, p. 358, 1848.

GUSTAFSSON, S. E. "Transient Hot-Strip Techniques for Measuring Thermal Conductivity and Thermal Diffusivity". **The Rigaku Journal**, 4, n. (1-2), 1987. 16-28.

GUSTAFSSON, S. E. "Transient plane source techniques for thermal conductivity and thermal diffusivity measurements of solid materials". **Rev. Sci. Instrum.**, 62, n. (3), 1991. 797-804. DOI: 10.1063/1.1142087.

GUSTAFSSON, S. E.; KARAWACKI, E.; KHAN, M. N. "Transient hot-strip method for simultaneously measuring thermal conductivity and thermal diffusivity of solids and

fluids". **Journal of Physics D: Applied Physics**, 12, n. (9), 1979. 1411-1421. DOI: 10.1088/0022-3727/12/9/003.

GUSTAFSSON, S.; HAMDAN, A. J.; KARAWACKI, E. "New method for measuring thermal properties of transparent solids". **Journal of Physics E: Scientific Instruments**, 12, n. (5), 1979. 387-390. DOI: 10.1088/0022-3735/12/5/015.

GUSTAVSSON, M.; KARAWACKI, E.; GUSTAFSSON, S. E. "Thermal conductivity, thermal diffusivity, and specific heat of thin samples from transient measurements with hot disk sensors". **Rev. Sci. Instrum.**, 65, n. (12), December 1994. 3856-3859. DOI: 10.1063/1.1145178.

HAARMAN, J. W. **Een nauwkeurige methode voor het bepalen van de warmtegeleidingscoëfficiënt van gassen (de niet-stationaire draadmethode)**. Technische Hogeschool Delft. Delft, Netherlands, p. 150. 1969. Doctoral Thesis, uuid:013f15c0-8376-4bad-a25a-ace9fe36b181, (in Dutch).

HAARMAN, J. W. "A contribution to the theory of the transient hot-wire method". **Physica**, 52, n. (4), April 1971. 605-619. DOI:10.1016/0031-8914(71)90165-0.

HAASE, K. "Strain Sensors based on Gragg Gratings". **IMEKO 20th TC3, 3rd TC16 and 1st TC22 International Conference Cultivating Metrological Knowledge**, Merida, Mexico, 27-30 November 2007. 1-8.

HADLEY, L. N.; DENNISON, D. M. "Reflection and Transmission Interference Filters - Part I. Theory". **Journal of the Optical Society of America**, v. 37, n. (6), p. 451-465, June 1947. DOI: 10.1364/JOSA.37.000451.

HADLEY, L. N.; DENNISON, D. M. "Reflection and Transmission Interference Filters - Part II. Experimental, Comparison with Theory, Results". **Journal of the Optical Society of America**, v. 36, n. (6), p. 483-496, June 1948. DOI: 10.1364/JOSA.38.000483.

HÅKANSSON, B.; ANDERSSON, P.; BÄCKSTRÖM, G. "Improved hot-wire procedure for thermophysical measurements under pressure". **Review of Scientific Instruments**, v. 59, n. (10), p. 2269-2275, June 1988. DOI: 10.1063/1.1139946.

HAMILTON, R. L.; CROSSER, O. K. "Thermal Conductivity of Heterogeneous Two-Component Systems". **Industrial & Engineering Chemistry Fundamentals**, v. 1, n. (3), p. 187-191, August 1962. DOI: 10.1021/i160003a005.

HAMMERSCHMIDT, U. "A Quasi-Steady State Technique to Measure the Thermal Conductivity". **International Journal of Thermophysics**, v. 24, n. (5), p. 1291-1312, September 2003. DOI: 10.1023/A:1026151101668.

HAMMERSCHMIDT, U. et al. "Critical Review of Industrial Techniques for Thermal-Conductivity Measurements of Thermal Insulation Materials". **International Journal of Thermophysics**, v. 36, n. (7), p. 1530-1544, July 2015. DOI: 10.1007/s10765-015-1863-x.

HAMMERSCHMIDT, U.; SABUGA, W. "Transient Hot Strip (THS) Method: Uncertainty Assessment". **International Journal of Thermophysics**, 21, n. (1),

2000. 217-248. DOI: 10.1023/A:1006621324390.

HANSON, E. G. "Origin of temperature dependence of microbending attenuation in fiber optic cables". **Fiber and Integrated Optics**, 3, n. (2-3), 1980. 113-148. DOI: 10.1080/01468038008202298.

HARAN, E. N.; WAKEHAM, W. A. "A transient hot-wire cell for thermal conductivity measurements over a wide temperature range". **Journal of Physics E: Scientific Instruments**, v. 15, n. (8), p. 839-842, August 1982. DOI: 10.1088/0022-3735/15/8/010.

HARTLEY, J. G.; BLACK, W. Z. "Minimization of Measurement Errors Involved in the Probe Method of Determining Soil Thermal Conductivity". **Journal of Heat Transfer**, v. 98, n. (3), p. 530-531, August 1976. DOI: 10.1115/1.3450594.

HATHI, B. et al. "In situ thermal conductivity measurements of Titan's lower atmosphere". **Icarus**, v. 197, n. (2), p. 579-584, October 2008. DOI: 10.1016/j.icarus.2008.05.006.

HAUPIN, W. E. "Hot Wire Method for Rapid Determination of Thermal Conductivity". **American Ceramic Society Bulletin**, v. 39, n. (3), p. 139-141, 1960.

HAYASHI, K.; FUKUI, M.; UEI, I. "Determination of Thermal Conductivity of Solid Materials by means of the Hot Wire Method". **Mem. Fac. Ind. Arts, Kyoto Tech. Univ. Sci. Technol.**, v. 20, p. 81-103, 1971.

HE, Y. "Rapid thermal conductivity measurement with a hot disk sensor: Part 1. Theoretical considerations". **Thermochimica Acta**, 436, n. (1-2), October 2005. 122-129. DOI:10.1016/j.tca.2005.06.026.

HEALY, J. J.; DE GROOT, J. J.; KESTIN, J. "The theory of the transient hot-wire method for measuring thermal conductivity". **Physica B+C**, 82, n. (2), April 1976. 392-408. DOI: 10.1016/0378-4363(76)90203-5.

HECHT, J. [**City of Light: The Story of Fiber Optics**]. revised and expanded edition. ed. New York - USA: Oxford University Press, 2004. 368 p. ISBN ISBN-10: 0195162552, ISBN-13: 978-0195162554.

HEMMINGER, W.; HÖHNE, G. **Calorimetry - Fundamentals and Practice**. Tradução de Y. Goldman. 1st edition. ed. Weinheim: Verlag Chemie GmbH, 1984. 310 p. ISBN ISBN-10: 0-89573-056-1; ISBN-13: 978-0-89573-056-5.

HILL, K. O. et al. "Photosensitivity in optical fiber waveguides: Application to reflection filter fabrication". **Applied Physics Letters**, 32, n. (10), May 1978. 647-649. DOI: 10.1063/1.89881.

HILL, K. O. et al. "Efficient mode conversion in telecommunication fibre using externally written gratings". **Electronics Letters**, 26, n. (16), August 1990. 1270-1272. DOI: 10.1049/el:19900818.

HILL, K. O. et al. "Birefringent photosensitivity in monomode optical fibre: application to external writing of rocking filters". **Electronics Letters**, 27, n. (17), August 1991.

1548-1550. DOI: 10.1049/el:19910971.

HILL, K. O. et al. "Bragg gratings fabricated in monomode photosensitive optical fiber by UV exposure through a phase mask". **Applied Physics Letters**, v. 62, n. (10), p. 1035-1037, March 1993. DOI: 10.1063/1.108786.

HILL, K. O.; MELTZ, G. "Fiber Bragg grating technology fundamentals and overview". **Journal of Lightwave Technology**, 15, n. 8, 1997. 1263-1276,.

HILL, K. O.; MELTZ, G. "Fiber Bragg grating technology fundamentals and overview". **Journal of Lightwave Technology**, 15, n. (8), August 1997. 1263-1276. DOI: 10.1109/50.618320.

HILL, K. O.; MELTZ, G. "Fiber Bragg grating technology fundamentals and overview". **Journal of Lightwave Technology**, 15, n. (8), August 1997. 1263-1276. DOI: 10.1109/50.618320.

HILSUM, C. "Infrared Absorption of Thin Metal Films". **Journal of the Optical Society of America**, v. 44, n. (3), p. 188-191, March 1954. DOI: 10.1364/JOSA.44.000188.

HILSUM, C. "Infrared Absorption of Thin Metal Films at Non-Normal Incidence". **Journal of the Optical Society of America**, v. 45, n. (2), p. 135-136, February 1955. DOI: 10.1364/JOSA.45.000135.

HÖHNE, G. W. H.; HEMMINGER, W. F.; FLAMMERSHEIM, H.-J. **Differential Scanning Calorimetry**. 2nd revised and enlarged edition. ed. Berlin Heidelberg: Springer-Verlag, 2003. 298 p. ISBN ISBN-10: 354000467X; ISBN-13: 978-3540004677.

HONG, S. W. et al. "Parametric Study on Transient Hot-Wire Method to Measure Nanofluid Conductivities". **International Journal of Air-Conditioning and Refrigeration**, v. 18, n. (3), p. 191-199, September 2010. DOI: 10.1142/S2010132510000186.

HONG, S. W. et al. "Impact analysis of natural convection on thermal conductivity measurements of nanofluids using the transient hot-wire method". **International Journal of Heat and Mass Transfer**, v. 54, n. (15-16), p. 3448-3456, July 2011. DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2011.03.041.

HOOPER, F. C.; CHANG, S. C. "Development of the thermal conductivity probe". **ASHVE Transactions**, v. 59, p. 463-472, 1953.

HOOPER, F. C.; LEEPER, F. R. "Transient Heat Flow Apparatus for the Determination of Thermal Conductivities". **Heating, Piping, and Air Conditioning**, v. 22, n. (8), p. 129-135, August 1950.

HOPKINS, H. H.; KAPANY, N. S. "A Flexible Fibrescope, using Static Scanning". **Nature**, 1954. 39-41.

HOPKINS, P. E. et al. "Manipulating thermal conductance at metal-graphene contacts via chemical functionalization". **Nano Letters**, 12, n. (2), February 2012.

590-595. DOI: 10.1021/nl203060j.

HOPMANS, J. W.; SIMUNEK, J.; BRISTOW, K. L. "Indirect estimation of soil thermal properties and water flux using heat pulse probe measurements: Geometry and dispersion effects". **Water Resources Research**, 38, n. (1), 2002. 7.1-7.14.

HORROCKS, J. K.; MCLAUGHLIN, E. "Non-Steady-State Measurements of the Thermal Conductivities of Liquid Polyphenyls". **Proceedings of The Royal Society A**, v. 273, n. (1353), p. 259-274, May 1963. DOI: 10.1098/rspa.1963.0087.

HOU, R. et al. "Modelling of long-period fibre grating response to refractive index higher than that of cladding". **Measurement Science and Technology**, v. 12, n. (10), p. 1709-1713, September 2001. DOI: 10.1088/0957-0233/12/10/314.

HU, C.; WHINNERY, J. R. "New Thermo-optical Measurement Method and a Comparison with Other Methods". **Applied Optics**, 12, n. (1), January 1973. 72-79. DOI: 10.1364/AO.12.000072.

HUANG, Z. X. et al. "Thermal conductivity of nanoscale polycrystalline ZnO thin films". **Physica B: Condensed Matter**, 406, n. (4), February 2011. 818-823. DOI:10.1016/j.physb.2010.11.099.

IEEE-STD-442-1981. "**IEEE Guide for Soil Thermal Resistivity Measurements**". Institute of Electrical and Electronics Engineers. New York, NY, p. 16. 1981 (2003). (DOI: 10.1109/IEEESTD.1981.81018). <http://ieeexplore.ieee.org/>.

IIDA, T.; GUTHRIE, R. I. L. **The Physical Properties of Liquid Metals**. Oxford: Oxford University Press, 1988. 312 p. ISBN -13: 978-0198563310.

IIDA, T.; GUTHRIE, R. I. L. **The Thermophysical Properties of Metallic Liquids**. 1st. ed. Oxford: Oxford University Press, v. 1: Fundamentals, 2015. 353 p. ISBN -13: 978-0-19-872983-9.

INGERSOLL, L. R.; ZOBEL, O. J.; INGERSOLL, A. C. **Heat Conduction - with Engineering and Geological Applications**. 1st. ed. New York: McGraw Hill Book Co, INC, 1948 (2007). 292 p. ISBN -13: 978-1406766790.

ISO8894-1:2010. "**Refractory materials -- Determination of thermal conductivity -- Part 1: Hot-wire methods (cross-array and resistance thermometer)**". International Organization for Standardization. New York, NY, p. 19. 2010. www.iso.org.

ISO8894-2:2007. "**Refractory materials -- Determination of thermal conductivity -- Part 2: Hot-wire method (parallel)**". International Organization for Standardization. New York, NY, p. 13. 2007. www.iso.org.

JACKSON, W. B. et al. "Photothermal deflection spectroscopy and detection". **Applied Optics**, 20, n. (8), April 1981. 1333-1344. DOI: 10.1364/AO.20.001333.

JAEGER, J. C. "Conduction of Heat in a Solid in Contact with a Thin Layer of a Good Conductor". **The Quarterly Journal of Mechanics and Applied Mathematics**, v. 8, n. (1), p. 101-106, 1955. DOI: 10.1093/qjmam/8.1.101.

JAEGER, J. C. "Conduction of Heat in an Infinite Region Bounded Internally by a Circular Cylinder of a Perfect Conductor". **Australian Journal of Physics**, v. 9, n. (2), p. 167-179, 1956. DOI: 10.1071/PH560167.

JAEGER, J. C.; SASS, J. H. "A Line Source Method for Measuring the Thermal Conductivity and Diffusivity of Cylindrical". **British Journal of Applied Physics**, v. 15, n. (10), p. 1187-1194, 1964. DOI: 10.1088/0508-3443/15/10/307.

JANZ, G. J. **Molten Salts Handbook**. [S.l.]: Elsevier Science, 1967. 602 p. ISBN ISBN-10: 0-323-14483-7, ISBN-13: 978-0-323-14483-4.

JÁUREGUI, J.; MATTHIAS, E. "Thermal Diffusivities Measured by Photodisplacement Detection of Transient Thermal Gratings". **Applied Physics A**, 54, n. (1), January 1992. 35-39. DOI: 10.1007/BF00348127.

JAWAD, S. H.; DIX, M. J.; WAKEHAM, W. A. "Vapor-Phase Thermal Conductivity Measurements of Refrigerants". **International Journal of Thermophysics**, v. 20, n. (1), p. 45-54, January 1999. DOI: 10.1023/A:1021417911538.

JEANS, S. J. **An Introduction to the Kinect Theory of Gases**. 1st. ed. New York: Cambridge University Press, 1967 (1982). 320 p. ISBN -13: 978-0-521-09232-6.

JENSEN, H. G. "Kohlrausch Heat Conductivity Apparatus for Intermediate or Advanced Laboratory". **American Journal of Physics**, 38, n. (7), 1970. 870-874. DOI: 10.1119/1.1976485.

JEWART, C. et al. "X-probe flow sensor using self-powered active fiber Bragg gratings". **Sensors and Actuators A**, v. 127, n. (1), p. 63-68, February 2006. DOI: 10.1016/j.sna.2005.12.024.

JIN, H. et al. "Experimental Study and Modelling of the Thermal Conductivity of Sandy Soils of Different Porosities and Water Contents". **Applied Sciences**, v. 7, n. (2), Paper 119, p. 1-17, January 2017. DOI: 10.3390/app7020119.

JIN, L.; JIN, W.; JU, J. "Directional Bend Sensing with a CO₂-Laser-Inscribed Long Period Grating in a Photonic Crystal Fiber". **Journal of Lightwave Technology**, 27, n. (21), November 2009. 4884-4891. DOI: 10.1109/JLT.2009.2026723.

JOHNS, A. I. et al. "Measurement of the Thermal Conductivity of Gases by the Transient Hot-Wire Method". **Philosophical Transactions A**, 325, n. (1585), June 1988. 295-356. DOI: 10.1098/rsta.1988.0054.

JOHNSON, D. C. et al. "Long-length, long-period rocking filters fabricated from conventional monomode telecommunications optical fiber". **Optics Letters**, 17, n. (22), November 1992. 1635-1637.

JOHNSON, P. B.; CHRISTY, R. W. "Optical Constants of the Noble Metals". **Physical Review B**, v. 6, n. (12), p. 4370-4379, December 1972. DOI: 10.1103/PhysRevB.6.4370.

JOHNSON, P. B.; CHRISTY, R. W. "Optical constants of transition metals: Ti, V, Cr, Mn, Fe, Co, Ni, and Pd". **Physical Review B**, v. 9, n. (12), p. 5056-5070, June 1974.

DOI: 10.1103/PhysRevB.9.5056.

JONES, B. W. "Thermal conductivity probe: development of method and application to a coarse granular medium". **Journal of Physics E: Scientific Instruments**, v. 21, n. (9), p. 832-839, September 1988. DOI: 10.1088/0022-3735/21/9/002.

KÄDING, O. W.; SKURK, H.; GOODSON, K. E. "Thermal Conduction in Metallized Silicon-Dioxide Layers on Silicon". **Applied Physics Letters**, 65, n. (13), September 1994. 1629-1631. DOI: 10.1063/1.112933.

KADJO, A. et al. "A New Transient Two-Wire Method for Measuring the Thermal Diffusivity of Electrically Conducting and Highly Corrosive Liquids Using Small Samples". **International Journal of Thermophysics**, v. 29, n. (4), p. 1267-1277, August 2008. DOI: 10.1007/s10765-008-0472-3.

KAKARANTZAS, G. et al. "Miniature all-fiber devices based on CO₂ laser microstructuring of tapered fibers". **Optics Letters**, 26, n. (15), August 2001. 1137-1139. DOI: 10.1364/OL.26.001137.

KAKARANTZAS, G.; BIRKS, T. A.; RUSSELL, P. S. J. "Structural long-period gratings in photonic crystal fibers". **Optics Letters**, 27, n. (12), June 2002. 1013-1015. DOI: 10.1364/OL.27.001013.

KAMIKAWACHI, R. C. "**Dispositivos sensores em Fibra para uso em refratometria**". Universidade Tecnológica Federal do Paraná. Curitiba, Tese (Doutorado), p. 121. 2007. <http://repositorio.utfpr.edu.br/jspui/handle/1/96>.

KAO, C. K.; HOCKHAM, G. A. "Dielectric fiber surface waveguides for optical frequencies". **Proceedings Institute of Electrical and Electronics Engineers (IEEE)**, 113, n. (7), July 1966. 1151-1158. DOI: 10.1049/piee.1966.0189.

KASHYAP, R. "Assessment of tuning the wavelength of chirped and unchirped fibre Bragg grating with single phase-masks". **Electronics Letters**, 34, n. (21), October 1998. 2025-2027. DOI: 10.1049/el:19981147.

KASHYAP, R. **[Fiber Bragg Gratings]**. 2nd edition. ed. San Diego, USA: Academic Press, 2009. 632 p. ISBN ISBN-10: 0123725798; ISBN-13: 978-0123725790.

KASHYAP, R. et al. "All-fibre narrowband reflection gratings at 1500 nm". **Electronics Letters**, 26, n. (11), May 1990. 730-732. DOI: 10.1049/el:19900476.

KAVIANY, M. "**Principles of Heat Transfer in Porous Media**". 2nd edition. ed. New York: Springer-Verlag, 1995. 712 p. ISBN ISBN-10: 0387945504; ISBN-13: 978-1855673861. Mechanical Engineering Series.

KAWAGUCHI, N.; NAGASAKA, Y.; NAGASHIMA, A. "Fully automated apparatus to measure the thermal conductivity of liquids by the transient hotwire method". **Review of Scientific Instruments**, v. 56, n. (9), p. 1788-1794, September 1985. DOI: 10.1063/1.1138095.

KAWASAKI, B. S. et al. "Narrow-band Bragg reflectors in optical fibers". **Optics Letters**, 3, n. (2), August 1978. 66-68. DOI: 10.1364/OL.3.000066.

KERBAGE, C.; EGGLETON, B. J. "Tunable microfluidic optical fiber gratings". **Applied Physics Letters**, 82, n. (9), March 2003. 1338-1340. DOI: 10.1063/1.1557334.

KESTIN, J. "Experimental determination of the viscosity and thermal conductivity of fluids". **Physics and Chemistry of the Earth**, v. 13-14, p. 295-319, 1981. DOI: 10.1016/0079-1946(81)90015-X.

KESTIN, J. et al. "Absolute determination of the thermal conductivity of the noble gases at room temperature up to 35 MPa". **Physica A: Statistical Mechanics and its Applications**, v. 100, n. (2), p. 349-369, February 1980. DOI: 10.1016/0378-4371(80)90125-9.

KESTIN, J.; WAKEHAM, W. A. "A contribution to the theory of the transient hot-wire technique for thermal conductivity measurements". **Physica A: Statistical Mechanics and its Applications**, 92, n. (1-2), June 1978. 102-116. DOI: 10.1016/0378-4371(78)90023-7.

KHALIFA, H. E.; KESTIN, J.; WAKEHAM, W. A. "The theory of the transient hot-wire cell for measuring the thermal conductivity of gaseous mixtures". **Physica A: Statistical Mechanics and its Applications**, v. 97, n. (2), p. 273-286, July 1979. DOI: 10.1016/0378-4371(79)90106-7.

KHALIQ, W.; KODUR, V. "Thermal and mechanical properties of fiber reinforced high performance self-consolidating concrete at elevated temperature". **Cement and Concrete Research**, 41, n. (11), November 2011. 1112-1122. doi:10.1016/j.cemconres.2011.06.012.

KIM, C. S. et al. "Induction of the refractive index change in B-doped optical fibers through relaxation of the mechanical stress". **Optics Communications**, 185, n. (4-6), November 2000. 337-342. DOI: 10.1016/S0030-4018(00)01045-2.

KING, W.; BANKS, D.; FINDLAY, J. "Field determination of shallow soil thermal conductivity using a short-duration needle probe test". **Quarterly Journal of Engineering Geology and Hydrogeology**, v. 45, n. (4), p. 497-504, November 2012. DOI: 10.1144/qjegh2012-002.

KITTEL, C. "**Introduction to Solid State Physics**". 8th edition. ed. Hoboken: John Wiley & Sons, 2004. 704 p. ISBN ISBN-10: 047141526X; ISBN-13: 978-0471415268.

KLARSFELD, S. "Guarded hot plate method for thermal conductivity measurements". In: MAGLIĆ, K. D.; CEZIRLIYAN, A.; PELETISKY, V. E. [**Compendium of Thermophysical Property Measurement Methods - Volume 1 - Recommended Measurement Techniques and Practices**]. 1st. ed. New York: Springer US (originally published by Plenum Press), v. 1, 1984. Cap. 4, p. 169-230. ISBN -13: 978-1-4615-6680-9.

KLEMENS, P. G. "The Thermal Conductivity of Dielectric Solids at Low Temperatures (Theoretical)". **Proceedings of the Royal Society of London A, Mathematical and Physical Sciences**, 208, n. (1092), August 1951. 108-133. DOI: 10.1098/rspa.1951.0147.

KLEMENS, P. G. "Thermal Conductivity of Solids at Low Temperatures". In: DAUNT, J. G., et al. **"Handbuch der Physik/Encyclopedia of Physics Group 3 - Mechanical and Thermal Behaviour of Matter"**. Berlin: Springer-Verlag, v. 14, 1956. p. 198-281. ISBN ISBN: 978-3-642-45837-8. - Mechanical and Thermal Behaviour of Matter.

KLEMENS, P. G. "Thermal Conductivity and Lattice Vibrational Modes". In: SEITZ, F.; TURNBULL, D. **"Solid State Physics"**. New York: Academic Press, v. 7, 1958. p. 1-99. ISBN ISBN-10: 0-12-607707-X; ISBN-13: 978-0-12-607707-0. ISBN-10: 0-12-607707-X; ISBN-13: 978-0-12-607707-0.

KLEMENS, P. G. "Theory of the Thermal Conductivity of Solids". In: TYE, R. P. **"Thermal Conductivity"**. 1st. ed. London: Academic Press, v. 1, 1969. Cap. Chapter 1, p. 1-68. ISBN -13: 978-0127054018.

KLETT, J.; OTT, R.; MCMILLAN, A. "Heat Exchangers for Heavy Vehicles Utilizing High Thermal Conductivity Graphite Foams". **SAE Technical Paper**, 2000-01-2207, 2000. 1-4.

KNIBBE, P. G. **Simultaneous measurement of the thermal conductivity and thermal diffusivity of liquids**. University of KwaZulu-Natal. Durban, Republic of South Africa. 1985. Doctoral Thesis.

KNIBBE, P. G. "The end-effect error in the determination of thermal conductivity using a hot-wire apparatus". **International Journal of Heat and Mass Transfer**, v. 29, n. (3), p. 463-473, March 1986. DOI: 10.1016/0017-9310(86)90215-2.

KNIBBE, P. G. "An accurate instrument for fast thermal-conductivity and thermal-diffusivity measurements at elevated temperatures and pressures". **Journal of Physics E: Scientific Instruments**, v. 20, n. (10), p. 1205-1211, October 1987. DOI: 10.1088/0022-3735/20/10/011.

KNIBBE, P. G.; RAAL, J. D. "Simultaneous measurement of the thermal conductivity and thermal diffusivity of liquids". **International Journal of Thermophysics**, v. 8, n. (2), p. 181-191, March 1987. DOI: 10.1007/BF00515201.

KOHLRAUSCH, F. "On the Stationary Temperature State of a Conductor Heated by an Electric Current". **Sitz. Berlin Akad.**, v. 38, p. 711-718, 1899.

KOHLRAUSCH, F. "On the Stationary Temperature State of an Electrically Heated Conductor". **Annalen der Physik**, 306, n. (1), 1900. 132-158. DOI: 10.1002/andp.19003060107 (in German).

KOLE, M.; DEY, T. K. "Thermal conductivity and viscosity of Al₂O₃ nanofluid based on car engine coolant". **Journal of Physics D: Applied Physics**, 43, n. (31), 2010. 315501.

KÖMLE, N. I. et al. "In situ methods for measuring thermal properties and heat flux on planetary bodies". **Planetary and Space Science**, v. 59, n. (8), p. 639-660, June 2011. DOI: 10.1016/j.pss.2011.03.004.

KONDO, Y. et al. "Fabrication of long-period fiber gratings by focused irradiation of

infrared femtosecond laser pulses". **Optics Letters**, 24, n. (10), May 1999. 646-648. DOI: 10.1364/OL.24.000646.

KOSKY, P. G.; MAYLOTTE, D. H.; GALLO, J. P. "Ångström methods applied to simultaneous measurements of thermal diffusivity and heat transfer coefficients: Part 1, theory". **International Communications in Heat and Mass Transfer**, v. 26, n. (8), p. 1051-1059, November 1999. DOI: 10.1016/S0735-1933(99)00096-2.

KOSTIC, M. M.; SIMHAM, K. C. "Computerized, Transient Hot-Wire Thermal Conductivity (HWTC) Apparatus for Nanofluids". **Proceedings of the 6th WSEAS International Conference on Heat and Mass Transfer (HMT'09)**, Zhejiang, China, 10-12 January 2009. 71-78.

KOSTIC, M. M.; WALLECK, C. J. "Design of a Steady-State, Parallel-Plate Thermal Conductivity Apparatus for Nanofluids and Comparative Measurements With Transient HWTC Apparatus". **Proceedings in International Mechanical Engineering Congress and Exposition (ASME)**, Vancouver, British Columbia, Canada, 5, n. IMECE2010-38187, 10-12 November 2010. 1457-1464. DOI: 10.1115/IMECE2010-38187.

KREITH, F.; MANGLIK, R. M.; BOHN, M. S. **Principles of Heat Transfer**. 7th. ed. Stamford: Cengage Learning, 2011. 696 p. ISBN -13: 978-0-495-66770-4.

KRISTIANSEN, J. I. "NEPR: A FORTRAN-77 program for determining thermal conductivity and diffusivity by needle-probe inversion". **Computers & Geoscience**, v. 17, n. (3), p. 351-390, 1991. DOI: 10.1016/0098-3004(91)90046-G.

KUBIČÁR, Ľ. et al. "Thermophysical Parameters Measured by Classic and Transient Methods". **Meeting of the Thermophysical Society Working Group of the Slovak Physical Society**, Bratislava, Slovakia, 2003. 24-30. http://www.tpl.fpv.ukf.sk/engl_vers/thermophys/proceedings/03/kubicar.pdf.

KUBIČÁR, Ľ.; BOHÁČ, V. "Review of several dynamic methods of measuring thermophysical parameters". in **Proc. of 24th Int. Conf on Thermal Conductivity and 12th Int. Thermal Expansion Symposium, October 26-29 1997, Pittsburgh, Pennsylvania, USA**, Lancaster, PA, p. 135-149, 1999. ISSN -13: 978-0585349558.

KUBIČÁR, Ľ.; BOHÁČ, V. "Transient Methods for the Measurement of Thermophysical Properties". **Meeting of the Thermophysical Society Working Group of the Slovak Physical Society**, Nitra, Slovakia, 2000b. 39-47.

KUNTNER, J.; KOHL, F.; JAKOBY, B. "Simultaneous thermal conductivity and diffusivity sensing in liquids using a micromachined device". **Sensors and Actuators A: Physical**, v. 130-131, p. 62-67, August 2006. DOI: 10.1016/j.sna.2005.11.021.

KUO, P. K. et al. "Mirage-effect measurement of thermal diffusivity. Part I: experiment". **Canadian Journal of Physics**, 65, n. (9), September 1986. 1165-1167. DOI: 10.1139/p86-202.

KUO, P. K. et al. "Mirage-effect measurement of thermal diffusivity. Part II: theory". **Canadian Journal of Physics**, 64, n. (9), September 1986. 1168-1171. DOI: 10.1139/p86-203.

KUSIAK, A. et al. "Using pulsed and modulated photothermal radiometry to measure the thermal conductivity of thin films". **Thermochimica Acta**, 556, March 2013. 1-5. DOI: 10.1016/j.tca.2013.01.010.

KUSIAK, A.; PRADERE, C.; BATTAGLIA, J. L. "Measuring the thermal conductivity of liquids using photo-thermal radiometry". **Meas. Sci. Technol.**, 21, n. (1), 2010. 1-6. DOI:10.1088/0957-0233/21/1/015403.

KWON, S.; LEE, J.; KIM, D. H. "Reliability of Thermal Conductivity Measurement of Liquids by Using Transient Hot-Wire, Photon-Correlation Spectroscopy and the Laser Flash Method". **Journal of the Korean Physical Society**, v. 68, n. (10), p. 1145-1155, May 2016. DOI: 10.3938/jkps.68.1145.

LAGAKOS, N. et al. "Multimode optical fiber displacement sensor". **Applied Optics**, 20, n. (2), January 1981. 167-168. DOI: 10.1364/AO.20.000167.

LAGAKOS, N.; COLE, J. H.; BUCARO, J. A. "Microbend fiber-optic sensor". **Applied Optics**, 26, n. (11), June 1987. 2171-2180. DOI: 10.1364/AO.26.002171.

LAM, D. K. W.; GARSIDE, B. K. "Characterization of single-mode optical fiber filters". **Applied Optics**, 20, n. (3), February 1981. 440-445. DOI: 10.1364/AO.20.000440.

LAMBERT, J. H. "**Photometria sive de mensura et gradibus luminis, colorum et umbrae**". Augsburg ("Augusta Vindelicorum"): Eberhardt Klett, 1760. 547 p. [Photometry, or, on the measure and gradations of light, colors, and shade] (in German).

LARKIN, B. K. "Heat Flow to a Confined Fluid in Zero Gravity". **AIAA Thermophysics Specialist Conference**, New Orleans, Louisiana, p. 819-832, 17-20 April 1967. DOI: 10.2514/6.1967-337.

LARSON, T. H. "Thermal measurement of soils using a multineedle probe with a pulsed-point source". **Geophysics**, v. 53, n. (2), p. 266-270, February 1988. DOI:10.1190/1.1442461.

LAUBITZ, M. J. "Axial Heat Flow Methods of Measuring Thermal Conductivity". In: MAGLIĆ, K. D.; CEZAIRLIYAN, A.; PELETISKY, V. E. [**Compendium of Thermophysical Property Measurement Methods - Volume 1 - Recommended Measurement Techniques and Practices**]. 1st. ed. New York, NY: Springer US (originally published by Plenum Press), v. 1, 1984. Cap. 1, p. 11-60. ISBN -13: 978-1-4615-6680-9.

LAUBITZ, M. J.; MCELROY, D. L. "Precise Measurement of Thermal Conductivity at High Temperatures (100-1200 K)". **Metrologia**, v. 7, n. (1), p. 1-15, January 1971. DOI: 10.1088/0026-1394/7/1/002.

LAYE, P. G. "Differential Thermal Analysis and Differential Scanning Calorimetry". In: HAINES, P. J., et al. **Principles of Thermal Analysis and Calorimetry**. 1st edition. ed. Cambridge: The Royal Society of Chemistry (RSC Paperbacks), 2002. Cap. Chapter 03, p. 55-93. ISBN ISBN-10: 0854046100; ISBN-13: 978-0854046102.

LEE, B. et al. "Thermally conductive and electrically insulating EVA composite

encapsulants for solar photovoltaic (PV) cell". **Express Polymer Letters**, 2, n. (5), 2008. 357–363. DOI: 10.3144/expresspolymlett.2008.42.

LEE, J. et al. "Quantitative analyses of factors affecting thermal conductivity of nanofluids using an improved transient hot-wire method apparatus". **International Journal of Heat and Mass Transfer**, v. 89, p. 116-123, October 2015. DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2015.05.064.

LEE, S. et al. "Measuring Thermal Conductivity of Fluids Containing Oxide Nanoparticles". **Journal of Heat Transfer**, v. 121, n. (2), p. 280-289, May 1999. DOI: 10.1115/1.2825978.

LEE, S.-H.; JANG, S. P. "Note: Effect of the tilting angle of the wire on the onset of natural convection in the transient hot wire method". **Review of Scientific Instruments**, v. 83, n. (7), p. 076103-1-4, June 2012. DOI: 10.1063/1.4731727.

LEE, S.-J. et al. "Use of a Pre-Drilled Hole for Implementing Thermal Needle Probe Method for Soils and Rocks". **Energies**, v. 9, n. (10), Paper 846, p. 1-10, October 2016. DOI: 10.3390/en9100846.

LEESE, M. R. et al. "The Huygens surface science package (SSP): Flight performance review and lessons learned". **Planetary and Space Science**, v. 70, n. (1), p. 28-45, September 2012. DOI: 10.1016/j.pss.2012.06.005.

LEITE, R. C. C.; MOORE, R. S.; WHINNERY, J. R. "Low absorption measurement by mean of the thermal lens effect using a He-Ne laser". **Appl. Phys. Lett.**, n. 5, October 1964. 141-143. DOI: 10.1063/1.1754089.

LEMAIRE, P. J. "High pressure hydrogen sensitization of fibers for enhanced photosensitivity". in **Lasers and Electro-Optics Society Annual Meeting, 1994. LEOS '94 Conference Proceedings. IEEE**, 2, 1994. 124. DOI: 10.1109/LEOS.1994.586349.

LEMAIRE, P. J. et al. "High pressure H₂ loading as a technique for achieving ultrahigh UV photosensitivity and thermal sensitivity in GeO₂ doped optical fibres". **Electronics Letters**, 29, n. (13), June 1993. 1191-1193. DOI: 10.1049/el:19930796.

LIANG, X.-G. "The boundary induced error on the measurement of thermal conductivity by transient hot wire method". **Measurement Science and Technology**, v. 6, n. (5), p. 467-471, May 1995. DOI: 10.1088/0957-0233/6/5/005.

LIENHARD IV, J. H.; LIENHARD V, J. H. **A Heat Transfer Textbook**. 3rd. ed. Massachusetts: Phlogiston Press, 2003. 760 p. ISBN -13: 978-0971383524.

LIMA, M. J. N. et al. "Thermal Chirping of Type IIA Fiber Bragg Gratings". **WSEAS Trans. on Communications**, 4, n. (2), February 2005. 37-39.

LIMBERGER, H. G. et al. "Optical low-coherence reflectometry (OLCR) characterization of efficient Bragg gratings in optical fiber". **Proc. SPIE 2044, Photosensitivity and Self-Organization in Optical Fibers and Waveguides**, 2044, 22 December 1993. 272-283. DOI: 10.1117/12.165670.

LIN, C. Y.; WANG, L. A. "Loss-tunable long period fibre grating made from etched corrugation structure". **Electronics Letters**, 35, n. (21), October 1999. 1872-1873. DOI: 10.1049/el:19991143.

LIN, C.-Y.; CHERN, G.-W.; WANG, L. A. "Periodical corrugated structure for forming sampled fiber Bragg grating and long-period fiber grating with tunable coupling strength". **Journal of Lightwave Technology**, 19, n. (8), August 2001. 1212-1220. DOI: 10.1109/50.939803.

LIN, S. H.; EYRING, H.; DAVIS, W. J. "Thermal Conductivity of Liquids". **Journal of Physical Chemistry**, v. 68, n. (10), p. 3017-3020, October 1964. DOI: 10.1021/j100792a048.

LIU, G. et al. "A Self-Calibrated Dual Probe Heat Pulse Sensor for In Situ Calibrating the Probe Spacing". **Soil Science Society of America Journal**, v. 77, n. (2), p. 417-421, March 2013. DOI: 10.2136/sssaj2012.0434n.

LIU, S. et al. "Structural long period gratings made by drilling micro-holes in photonic crystal fibers with a femtosecond infrared laser". **Optics Express**, 18, n. (6), March 2010. 5496-5503. DOI: 10.1364/OE.18.005496.

LOCKMULLER, N.; REDGROVE, J.; KUBIČAR, L. "Measurement of Thermal Conductivity with the Needle Probe". **High Temperatures - High Pressures**, v. 35/36, n. (2), p. 127-138, 2003. DOI: 10.1068/htjr099.

LOCKWOOD, D. J. Rayleigh and Mie Scattering. In: LUO, M. R. **Encyclopedia of Color Science and Technology**. 1st. ed. New York: Springer Science, 2016. p. 1097-1107. DOI: 10.1007/978-1-4419-8071-7 (book) DOI: 10.1007/978-3-642-27851-8_218-2 (chapter).

LOG, T.; GUSTAFSSON, S. E. "Transient Plane Source (TPS) Technique for Measuring Thermal Transport Properties of Building Materials". **Fire and Materials**, 19, n. (1), 1995. 43-49. DOI: 10.1002/fam.810190107.

LONGAKER, P. R.; LITVAK, M. M. "Perturbation of the Refractive Index of Absorbing Media by a Pulsed Laser Beam". **Journal of Applied Physics**, 40, n. (10), September 1969. 4033-4041. DOI: 10.1063/1.1657139.

LONGMIRE, C. L. "Method for Determining Thermal Conductivity at High Temperatures". **Review of Scientific Instruments**, v. 28, n. (11), p. 904-906, November 1957. DOI: 10.1063/1.1715760.

LÓPEZ-HIGUERA, J. M. **[Optical sensors]**. 1st Edition. ed. Santander, Spain: Editorial Universidad de Cantabria, 1998. 257 p. ISBN 10: 84-8102-197-0; ISBN 13: 978-84-8102-197-4.

LOURO, C. S. C. **"Thermal Conductivity of Gases Transient Hot-Wire Method"**. Instituto Superior Técnico. Lisboa, Portugal, p. 120. 2008. Master's Dissertation.

MACDOUGALL, T. W. et al. "Generalized Expression for the Growth of Long Period Gratings". **IEEE Photonics Technology Letters**, 10, n. (10), October 1998. 1449-1451. DOI: 10.1109/68.720290.

MAGLIĆ, K. D.; TAYLOR, R. E. "The Apparatus for Thermal Diffusivity Measurement by the Laser Pulse Method". In: MAGLIĆ, K. D.; CEZIRLIYAN, A.; PELETSKY, V. E. **[Compendium of Thermophysical Property Measurement Methods - Volume 2 - Recommended Measurement Techniques and Practices]**. 1st. ed. New York, NY: Springer US (originally published by Plenum Press), v. 2, 1992. Cap. 10, p. 281-314. ISBN -13: 978-1-4613-6445-0. (DOI: 10.1007/978-1-4615-3286-6_10).

MAGNUS, G. "The Conduction of Heat by Gases". **Philosophical Magazine - Series 4**, v. 22, n. (144), p. 1-12, 1861. DOI: 10.1080/14786446108643109.

MAITLAND, G. C. et al. "Transient Hot-Wire Measurements of the Thermal Conductivity of Gases at Elevated Temperatures". **International Journal of Thermophysics**, v. 7, n. (2), p. 245-258, March 1986. DOI: 10.1007/BF00500152.

MALDONADO, O. "Pulse method for simultaneous measurement of electric thermopower and heat conductivity at low temperatures". **Cryogenics**, 32, n. (10), 1992. 908-912. DOI: 10.1016/0011-2275(92)90358-H.

MALHERBE, G. et al. "Measurement of thermal conductivity of granular materials over a wide range of temperatures. Comparison with theoretical models". **Journal of Physics: Conference Series**, v. 395, n. (1), p. 012081, 2012. DOI: 10.1088/1742-6596/395/1/012081.

MALITSON, I. H. "Interspecimen comparison of the refractive index of fused silica". **Journal of the Optical Society of America**, v. 55, n. (10), p. 1205-1208, October 1965. DOI: 10.1364/JOSA.55.001205.

MALO, B. et al. "Point-by-point fabrication of micro-Bragg gratings in photosensitive fibre using single excimer pulse refractive index modification techniques". **Electronics Letters**, 29, n. (18), September 1993. 1668-1669. DOI: 10.1049/el:19931110.

MANSHADI, M. D.; ESFEH, M. K. "Analytical and Experimental Investigation About Heat Transfer of Hot-Wire Anemometry". In: KAZI, S. N. **An Overview of Heat Transfer Phenomena**. 1st. ed. [S.l.]: InTech, 2012. Cap. 3, p. 67-88. ISBN -13: 978-953-51-0827-6. DOI: 10.5772/51989.

MASON, V. V.; KURTZ, M. "Rapid Measurement of the Thermal Resistivity of Soil". **Transactions of the American Institute of Electrical Engineers. Part III: Power Apparatus and Systems**, v. 71, n. (1), p. 570-577, August 1952. DOI: 10.1109/AIEEPAS.1952.4498511.

MATJASEC, Z.; DONLAGIC, D. "All-optical, all-fiber, thermal conductivity sensor for identification and characterization of fluids". **Sensors and Actuators B: Chemical**, v. 242, p. 577-585, April 2017. DOI: 10.1016/j.snb.2016.11.084.

MATTOS, C.; ALBERTO, G. "Uma Medida de Calor Específico sem Calorímetro". **Revista Brasileira de Ensino de Física**, 25, n. (1), Março 2003. 45-48.

MAXWELL, J. C. "On the Dynamical Theory of Gases". **Philosophical Transactions of the Royal Society of London**, 157, 1867. 49-88. <http://www.jstor.org/stable/108968>.

MCDONALD, D.; HUNT, L. B. **A History of Platinum and its Allied Metals**. 1st. ed. London: Johnson Matthey, 1982. 450 p. ISBN -10: 0-905118-83-9.

MCELROY, D. L.; MOORE, J. P. "Radial Heat Flow Methods for the Measurement of the Thermal Conductivity of Solids". In: TYE, R. P. **[Thermal Conductivity]**. New York: Academic Press, v. 1, 1969. Cap. Chapter 4, p. 186-238.

MCLAUGHLIN, E. "The thermal conductivity of liquids and dense gases". **Chemical Reviews**, 64, n. (4), March 1964. 389-428.

MCLAUGHLIN, E. "Theory of the Thermal Conductivity of Fluids". In: TYE, R. P. **Thermal conductivity**. New York: Academic Press Inc., v. 1, 1969. p. 185-239. ISBN ISBN 10: 0127054014; ISBN 13: 9780127054018.

MCLAUGHLIN, E.; PITTMAN, J. F. T. "Determination of the Thermal Conductivity of Toluene-A Proposed Data Standard-from 180 to 400K under Saturation Pressure by the Transient Hot-Wire Method I. The Theory of the Technique". **Philosophical Transactions of the Royal Society of London A**, v. 270, n. (1209), p. 557-578, December 1971a. DOI: 10.1098/rsta.1971.0089.

MCLAUGHLIN, E.; PITTMAN, J. F. T. "Determination of the Thermal Conductivity of Toluene-A Proposed Data Standard-from 180 to 400K under Saturation Pressure by the Transient Hot-Wire Method II. New Measurements and a Discussion of Existing Data". **Philosophical Transactions of the Royal Society of London A**, v. 270, n. (1209), p. 579-602, December 1971b. DOI: 10.1098/rsta.1971.0090.

MCLEAN, E. A.; SICA, L.; GLASS, A. J. "Interferometric Observation of Absorption Induced Index Change Associated With Thermal Blooming". **Applied Physics Letters**, 13, n. (11), December 1968. 369-371. DOI: 10.1063/1.1652475.

MCMILLEN, B. W. **"Self-Powered Fiber Bragg Grating Sensors"**. University of Pittsburgh. Pittsburgh, Pensilvânia. 2007. (URN: ETD-11302007-123745). Master's Thesis.

MELTZ, G.; MOREY, W. W.; GLENN, W. H. "Formation of Bragg gratings in optical fibers by a transverse holographic method". **Optics Letters**, 14, n. (15), August 1989a. 823-825. DOI: 10.1364/OL.14.000823.

MENASHE, J.; WAKEHAM, W. A. "Absolute Measurements of the Thermal Conductivity of Liquids at Pressures up to 500 MPa". **Berichte der Bunsengesellschaft für physikalische Chemie**, v. 85, n. (4), p. 340-347, April 1981. DOI: 10.1002/bbpc.19810850418.

MENDELSSOHN, K.; ROSENBERG, H. M. "The Thermal Conductivity of Metals at Low Temperatures". In: MENDELSSOHN, K.; ROSENBERG, H. M. **"Solid State Physics"**. Oxford: Academic Press, v. 12, 1961. p. 223-274. ISBN ISBN-13: 978-0126077124. ISBN-13: 978-0126077124; [http://dx.doi.org/10.1016/S0081-1947\(08\)60655-4](http://dx.doi.org/10.1016/S0081-1947(08)60655-4).

MENDES, C. D. J. E. S. **"Estruturas Sensoras em Fibra Óptica para Monitorização Ambiental Baseadas em Redes de Período Longo"**. Faculdade de Ciências da Universidade do Porto. Porto, p. 111. 2007.

MERCKX, B. et al. "Simplified Transient Hot-Wire Method for Effective Thermal Conductivity Measurement in Geo Materials: Microstructure and Saturation Effect". **Advances in Civil Engineering**, 2012, n. Article ID 625395, 2012. 10. DOI: 10.1155/2012/625395.

MIRANDA, L. C. M. "Photodisplacement spectroscopy of solids: theory". **Applied Optics**, 22, n. (18), September 1983. 2882-2886. DOI: 10.1364/AO.22.002882.

MITTENBÜHLER, V. A. "Bestimmung der Wärmeleitfähigkeit von feuerfesten Stoffen nach der Heissdrahtmethode". **Berichte der Deutschen Keramischen Gesellschaft**, v. 39, p. 387-392, 1962. , (in German).

MITTENBÜHLER, V. A. "Apparatur zur Messung der Wärmeleitfähigkeit von feuerfesten Steinen, Körnungen und Pulvern". **Berichte der Deutschen Keramischen Gesellschaft**, v. 41, p. 15-20, 1964. , (in German).

MOLTECH, G. Crystal Quartz (SiO₂) and Fused Silica. **Molecular Technology (MolTech) GmbH**, 2009-2016. Disponível em: <http://www.mt-berlin.com/frames_cryst/descriptions/quartz%20.htm>. Acesso em: 01 set. 2017.

MONTEVERDEW, F.; SCATTEIA, L. "Resistance to thermal shock and to oxidation of metal diborides–SiC ceramics for aerospace application". **J. Am. Ceram. Soc.**, 90, n. (4), 2007. 1130–1138. DOI: 10.1111/j.1551-2916.2007.01589.x.

MOREY, W. W.; MELTZ, G.; GLENN, W. H. "Fiber optic Bragg grating sensors". **Proceedings of SPIE - Fiber Optic and Laser Sensor VII**, Boston, 1169, September 1989b. 98-107. DOI: 10.1117/12.963022.

MORI, Y. et al. "Multi-Functional Heat Pulse Probe for the Simultaneous Measurement of Soil Water Content, Solute Concentration, and Heat Transport Parameters". **Vadose Zone Journal**, 2, n. (4), November 2003. 561-571. DOI: 10.2113/2.4.561.

MORROW, G. D. "Improved Hot Wire Thermal Conductivity Technique". **American Ceramic Society Bulletin**, v. 58, n. (7), p. 687-690, 1979.

MULLIGAN, J. C. "Measurement of the thermal conductivity of frost by a transient hot-wire technique". **Journal of Geophysical Research**, v. 75, n. (21), p. 4180-4183, July 1970. DOI: 10.1029/JC075i021p04180.

MUMAW, J. R. "Calibrated Hot Box: An Effective Means for Measuring Thermal Conductance in Large Wall Sections". In: TYE, R. P. **"Heat Transmission Measurements in Thermal Insulations"**. ASTM Special Technical Publication 544 (STP-544). ed. Philadelphia, PA: American Society for Testing and Materials, 1974. p. 193-211. ISBN -13: 978-0-8031-0372-6, (DOI: 10.1520/STP34779S). A symposium sponsored by ASTM Committee C-16 on Thermal and Cryogenic Insulating Materials, Philadelphia, PA., 16-17 April 1973.

MUMAW, J. R. "Thermal Research Facility - A Large Calibrated Hot Box for Horizontal Building Elements". In: MCELROY, D. L.; TYE, R. P. **[Thermal Insulation Performance]**. ASTM Special Technical Publication 718 (STP-718). ed. West Conshohocken, PA: American Society for Testing and Materials, 1980. p. 195-207.

ISBN -13: 978-0-8031-0794-6, (DOI: 10.1520/STP29274S). A symposium sponsored by ASTM Committee C-16 on Thermal and Cryogenic Insulating Materials Tampa, Fla., 22-25 Oct. 1978.

MURAKAMI, E. G. et al. "Recommended design parameters for thermal conductivity probes for nonfrozen food materials". **Journal of Food Engineering**, v. 27, n. (2), p. 109-123, 1996a. DOI: 10.1016/0260-8774(94)00088-3.

MURAKAMI, E. G. et al. "Analysis of various design and operating parameters of the thermal conductivity probe". **Journal of Food Engineering**, v. 30, n. (1-2), p. 209-225, October-November 1996b. DOI: 10.1016/S0260-8774(96)00010-6.

MURAMATSU, Y. et al. "Simultaneous estimation of the thermophysical properties of three kinds of fruit juices based on the measured result by a transient heat flow probe method". **Journal of Food Engineering**, v. 96, n. (4), p. 607-613, February 2010. DOI: 10.1016/j.jfoodeng.2009.09.008.

MURPHY, J. C.; AAMODT, L. C. "Photothermal spectroscopy using optical beam probing: Mirage effect". **Journal of Applied Physics**, 51, n. (9), September 1980. 4580-4588. DOI: 10.1063/1.328350.

NABIL, M.; KHODADADI, J. M. "Computational/analytical study of the transient hot wire-based thermal conductivity measurements near phase transition". **International Journal of Heat and Mass Transfer**, v. 111, p. 895-907, August 2017. DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2017.04.043.

NAGAI, H. et al. "Thermal Conductivity Measurement of Molten Silicon by a Hot-Disk Method in Short-Duration Microgravity Environments". **Materials Science and Engineering A276**, 39, n. (1), 2000. 117-123. DOI:10.1143/JJAP.39.1405.

NAGASAKA, Y.; NAGASHIMA, A. "Precise measurements of the thermal conductivity of toluene and n-heptane by the absolute transient hot-wire method". **Industrial & Engineering Chemistry Fundamentals**, v. 20, n. (3), p. 216-220, August 1981a. DOI: 10.1021/i100003a006.

NAGASAKA, Y.; NAGASHIMA, A. "Simultaneous measurement of the thermal conductivity and the thermal diffusivity of liquids by the transient hotwire method". **Review of Scientific Instruments**, v. 52, n. (2), p. 229-232, February 1981b. DOI: 10.1063/1.1136577.

NAGASAKA, Y.; NAGASHIMA, A. "Absolute measurement of the thermal conductivity of electrically conducting liquids by the transient hot-wire method". **Journal of Physics E: Scientific Instruments**, v. 12, n. (14), p. 1435-1440, June 1981c. DOI: 10.1088/0022-3735/14/12/020.

NAGIHARA, S. et al. "Development of a Compact, Deep-Penetrating Heat Flow Instrument for Lunar Landers: In-Situ Thermal Conductivity System". **International Workshop on Instrumentation for Planetary Missions (IPM-2012)**, Greenbelt, MD, United States, 10-12 October 2012. 1-4.

NAGIHARA, S. et al. "Improved data reduction algorithm for the needle probe method applied to in-situ thermal conductivity measurements of lunar and planetary

regoliths". **Planetary and Space Science**, v. 92, p. 49-56, March 2014. DOI: 10.1016/j.pss.2013.12.012.

NARAYANAN, C.; PRESBY, H. M.; VENGSARKAR, A. M. "Band-rejection fibre filter using periodic core deformation". **Electronics Letters**, 33, n. (4), February 1997. 280-281. DOI: 10.1049/el:19970227.

NIELD, D. A.; BEJAN, A. "**Convection in Porous Media**". 4th edition. ed. New York: Springer, 2013. 778 p. ISBN ISBN-10: 1461455405; ISBN-13: 978-1461455400.

NIETO DE CASTRO, C. A. et al. "An apparatus to measure the thermal conductivity of liquids". **Journal of Physics E: Scientific Instruments**, v. 9, n. (12), p. 1073-1080, December 1976. DOI: 10.1088/0022-3735/9/12/020.

NIETO DE CASTRO, C. A. et al. "Standard Reference Data for the Thermal Conductivity of Liquids". **Journal of Physical and Chemical Reference Data**, 15, n. (3), July 1986. 1073-1086. DOI: 10.1063/1.555758.

NIETO DE CASTRO, C. A. et al. "Thermal Diffusivity Measurement by the Transient Hot-Wire Technique: A Reappraisal". **International Journal of Thermophysics**, v. 9, n. (3), p. 293-316, May 1988. DOI: 10.1007/BF00513073.

NIX, G. H. et al. "Direct Determination of Thermal Diffusivity and Conductivity with a Refined Line-Source Technique". **AIAA Thermophysics Specialist Conference**, New Orleans, 17-20 April 1967. 865-878. Paper 67-314, DOI: 10.2514/5.9781600864940.0865.0878.

NOLTE, D. D. "Optical scattering and absorption by metal nanoclusters in GaAs". **Journal of Applied Physics**, v. 76, n. (6), p. 3740-3745, September 1994. DOI: 10.1063/1.357445.

NORDAL, P.; KANSTAD, S. O. "Photothermal Radiometry". **Physica Scripta**, (5-6), November-December 1979. 659-662. DOI:10.1088/0031-8949/20/5-6/020.

OLMSTEAD, M. A. et al. "Photothermal Displacement Spectroscopy: An Optical Probe for Solids and Surfaces". **Applied Physics A**, 32, n. (3), November 1983. 141-154. doi: 10.1007/BF00616610.

OLMSTEAD, M. A.; AMER, N. M. "A new probe of the optical properties of surfaces". **Journal of Vacuum Science & Technology B**, 1, n. (3), July-September 1983. 751-755. doi: 10.1116/1.582686.

OLSHANSKY, R. "Mode Coupling Effects in Graded-index Optical Fibers". **Applied Optics**, 14, n. (4), April 1975. 935-945. DOI: 10.1364/AO.14.000935.

ORDAL, M. A. et al. "Optical properties of fourteen metals in the infrared and far infrared: Al, Co, Cu, Au, Fe, Pb, Mo, Ni, Pd, Pt, Ag, Ti, V, and W". **Applied Optics**, v. 24, n. (24), p. 4493-4499, December 1985. DOI: 10.1364/AO.24.004493.

ORDAL, M. A. et al. "Optical properties of Al, Fe, Ti, Ta, W, and Mo at submillimeter wavelengths" *Appl. Opt.* 27, 1203-1209 (1988). **Applied Optics**, v. 27, n. (6), p. 1203-1209, March 1988. DOI: 10.1364/AO.27.001203.

OTHONOS, A. . A. K. K. **"Fiber Bragg Gratings: Fundamentals and Applications in Telecommunications and Sensing"**. Boston, London: Artech House Optoelectronics Library, 1999. ISBN ISBN-10: 0890063443, ISBN-13: 978-0890063446.

OTHONOS, A. "Fiber Bragg Gratings". **Review of Scientific Instruments**, 68, n. (12), December 1997. 4309-4341. DOI: 10.1063/1.1148392.

OUALID, J. "Sur une méthode de détermination du coefficient de diffusivité thermique des métaux ou des semi-conducteurs". **J. Phys. Radium**, 22, n. (2), Février 1961. 124-126. DOI: 10.1051/jphysrad:01961002202012401.

ÖZERİNÇ, S.; KAKAÇ, S.; YAZICIOĞLU, A. G. "Enhanced thermal conductivity of nanofluids: A state-of-the-art review". **Microfluidics and Nanofluidics**, v. 8, n. (2), p. 145-170, February 2009. DOI: 10.1007/s10404-009-0524-4.

PADDOCK, C. A.; EESLEY, G. L. "Transient thermorefectance from metal films". **Optics Letters**, 11, n. (5), May 1986a. 273-275. DOI: 10.1364/OL.11.000273.

PADDOCK, C. A.; EESLEY, G. L. "Transient thermorefectance from thin metal films". **Journal of Applied Physics**, 60, n. (1), July 1986b. 285-290. DOI: 10.1063/1.337642.

PALAI, P. et al. "Characterization and simulation of long period gratings fabricated using electric discharge". **Optics Communications**, 193, n. (1-6), June 2001. 181-185. DOI: 10.1016/S0030-4018(01)01231-7.

PANZER, M. A. et al. "Temperature-Dependent Phonon Conduction and Nanotube Engagement in Metalized Single Wall Carbon Nanotube Films". **Nano Letters**, 10, n. (7), May 2010. 2395-2400. DOI: 10.1021/nl100443x.

PAQUIN, R. A. "Properties of Metals". In: BASS, M. **Handbook of Optics - Volume IV - Optical Properties of Materials, Nonlinear Optics, Quantum Optics**. 3rd. ed. New York: McGraw-Hill Professional, v. IV, 2010. Cap. 4, p. 4.1-4.74. ISBN -13: 978-0-07-162929-4.

PARK, H. K.; GRIGOROPOULOS, C. P.; TAM, A. C. "Optical measurements of thermal diffusivity of a material". **International Journal of Thermophysics**, v. 16, n. (4), p. 973-995, July 1995. DOI: 10.1007/BF02093477.

PARK, H. K.; GRIGOROPOULOS, C. P.; TAM, A. C. "Optical measurements of thermal diffusivity of a material". **International Journal of Thermophysics**, 16, n. (4), July 1995. 973-995. DOI: 10.1007/BF02093477.

PARKER, W. J. et al. "Flash Method of Determining Thermal Diffusivity, Heat Capacity, and Thermal Conductivity". **Journal of Applied Physics**, 32, n. (9), 1961. 1679-1684. DOI: 10.1063/1.1728417.

PASS, H. **"Thermal conductivity measurement of Dragon type graphite: a survey of the methods being used"**. Atomic Energy Establishment. Winfrith (United Kingdom). 1961. (OSTI Identifier: 4099617). <http://www.osti.gov/scitech/biblio/4099617>.

PASSOS, J. P. R. D. "**Espectroscopia de Lente Térmica aplicada ao sistema Ácido oléico/Beta Caroteno**". Universidade Federal do Pará (UFPA). Belém, p. 106. 2007. Dissertação (Mestrado), <http://repositorio.ufpa.br/jspui/handle/2011/5041>.

PATRICK, H. J.; KERSEY, A. D.; BUCHOLTZ, F. "Analysis of the Response of Long Period Fiber Gratings to External Index of Refraction". **Journal of Lightwave Technology**, 16, n. (9), September 1998. 1606-1612. DOI: 10.1109/50.712243.

PEAVY, B. A. "Steady State Heat Conduction in Cylinders With Multiple Continuous Line Heat Sources". **Journal of Research of the National Bureau of Standards, Section C: Engineering and Instrumentation**, v. 67C, n. (2), p. 119-127, April-June 1963. ISSN ISSN: 0022-4316. <http://dx.doi.org/10.6028/jres.067C.012>.

PELANNE, C. M.; BRADLEY, C. B. "A Rapid Heat-Flow-Meter Thermal-Conductivity Apparatus". **Materials Research and Standards**, v. 2, p. 549-552, July 1962.

PENG, X. et al. "Measurement of soil-surface heat flux with a multi-needle heat-pulse probe". **European Journal of Soil Science**, v. 68, n. (3), p. 336-344, May 2017. DOI: 10.1111/ejss.12421.

PENNER, E. "Thermal conductivity of frozen soils". **Canadian Journal of Earth Sciences**, v. 7, n. (3), p. 982-987, March 1970. DOI: 10.1139/e70-091.

PERALTA-MARTINEZ, M. V. et al. "A Novel Instrument for the Measurement of the Thermal Conductivity of Molten Metals. Part I: Instrument's Description". **International Journal of Thermophysics**, v. 27, n. (2), p. 353-375, March 2006a. DOI: 10.1007/s10765-005-0008-z.

PERALTA-MARTINEZ, M. V. et al. "A Novel Instrument for the Measurement of the Thermal Conductivity of Molten Metals. Part II: Measurements". **International Journal of Thermophysics**, v. 27, n. (3), p. 681-698, May 2006b. DOI: 10.1007/s10765-006-0057-y.

PERKINS, R. A.; RODER, H. M.; NIETO DE CASTRO, C. A. "A High-Temperature Transient Hot-Wire Thermal Conductivity Apparatus for Fluids". **Journal of Research of the National Institute of Standards and Technology**, v. 96, n. (3), p. 247-269, May-June 1991. DOI: 10.6028/jres.096.014.

PEVEC, S.; DONLAGIC, D. "MultiParameter Fiber-Optic Sensor for Simultaneous Measurement of Thermal Conductivity, Pressure, Refractive Index, and Temperature". **IEEE Photonics Journal**, v. 9, n. (1), p. 1-12, February 2017. DOI: 10.1109/JPHOT.2017.2651978, Article number: 2500114.

PHILIBERT, J. "One and a Half Century of Diffusion: Fick, Einstein, Before and Beyond". **Diffusion Fundamentals 4**, Leipzig, v. 4, p. 6.1-6.19, 2006. Journal for the Basic Principles of Diffusion Theory, Experiment and Application.

PHILLIPS, S. R. "**Fiber optic thermal anemometer**". Patent US4621929A, Concession, deposit date: October 12, 1983, 11 November 1986. Assignees: Luxtron Corporation.

PILKINGTON, B. "**In situ measurements of building materials using a thermal**

probe". University of Plymouth. Plymouth, UK, p. 347. 2008.

PILKINGTON, B. et al. "Thermal Probe Technology for Buildings: Transition from Laboratory to Field Measurements". **Journal of Architectural Engineering**, v. 14, n. (4), p. 111-118, December 2008. DOI: 10.1061/(ASCE)1076-0431(2008)14:4(111).

POENSGEN, R. "Ein technisches Verfahren zur Ermittlung der Wärmeleitfähigkeit plattenförmiger Stoffe". In: GRÖBER, H. **[Mitteilungen über Forschungsarbeiten auf dem Gebiete des Ingenieurwesens: insbesondere aus den Laboratorien der technischen Hochschulen]**. Berlin Heidelberg: Springer-Verlag, v. 130, 1912. p. 25-40. ISBN -13: 978-3-662-01922-1, (DOI: 10.1007/978-3-662-02217-7_2). , (in German).

POLING, B. E.; PRAUSNITZ, J. M.; O'CONNELL, J. P. **"The Properties of Gases and Liquids"**. 5th edition. ed. New York: McGraw-Hill Professional, 2000. 768 p. ISBN ISBN-10: 0070116822; ISBN-13: 063-9785322160.

POLYANSKIY, M. N. "Refractive index database", 2008-2017. Disponível em: <<https://refractiveindex.info/>>. Acesso em: 12 set. 2017.

POOLE, C. D.; PRESBY, H. M. "Two-mode fibre spatial-mode converter using periodic core deformation". **Electronics Letters**, 30, n. (17), August 1994. 1437-1438. DOI: 10.1049/el:19940948.

POURNOROUZ, Z. et al. "Enhanced thermophysical properties via PAO superstructure". **Nanoscale Research Letters**, v. 12:29, p. 1-10, January 2017. DOI: 10.1186/s11671-016-1802-1.

PUTKONEN, J. "Determination of frozen soil thermal properties by heated needle probe". **Permafrost and Periglacial Processes**, v. 14, n. (4), p. 343-347, October/December 2003. DOI: 10.1002/ppp.465.

RAHMAN, M. S. **"Handbook of Food Preservation"**. 2nd. ed. Boca Raton: CRC Press, 2007. 1088 p. ISBN ISBN-10: 1574446061; ISBN-13: 978-1574446067. Food Science and Technology Series.

RAMIRES, M. L. V. et al. "Standard Reference Data for the Thermal Conductivity of Water". **Journal of Physical and Chemical Reference Data**, v. 24, n. (3), p. 1377-1381, May 1995. DOI: 10.1063/1.555963.

RAMIRES, M. L. V. et al. "Reference Data for the Thermal Conductivity of Saturated Liquid Toluene". **Journal of Physical and Chemical Reference Data**, v. 29, n. (2), p. 133-139, March 2000. DOI: 10.1063/1.556057.

RAO, Y. J. "Recent progress in applications of in-fibre Bragg grating sensors". **Optics and Lasers in Engineering**, 31, n. (4), April 1999. 297-324. DOI: 10.1016/S0143-8166(99)00025-1.

RAO, Y. J. et al. "Novel fiber-optic sensors based on long-period fiber gratings written by high-frequency CO2 laser pulses". **Journal of Lightwave Technology**, 21, n. (5), May 2003. 1320-1327. DOI: 10.1109/JLT.2003.810561.

REBAY, M.; KAKAÇ, S.; COTTA, R. M.. **Microscale and Nanoscale Heat Transfer - Analysis, Design, and Application**. 1st. ed. Boca Raton, FL: CRC Press, 2016. 505 p. ISBN -13: 978-1498736305.

REGO, G. et al. "High-Temperature Stability of Long-Period Fiber Gratings Produced Using an Electric Arc". **Journal of Lightwave Technology**, 19, n. (10), October 2001. 1574-1579. DOI: 10.1109/50.956145.

REGO, G. et al. "New technique to mechanically induce long-period fibre gratings". **Optics Communications**, 220, n. (1-3), May 2003. 111-118. DOI: 10.1016/s0030-4018(03)01374-9.

REGO, G. et al. "Arc-Induced Long-Period Gratings". **Fiber and Integrated Optics**, 24, n. (3-4), 2005. 245-259. DOI: 10.1080/01468030590922975.

REGO, G. M. D. **"Arc-Induced Long-Period Fibre Gratings. Fabrication and Their Applications in Optical Communications and Sensing"**. University of Porto. Porto, p. 233. 2006. Doctoral Thesis.

REMPE, J. L. et al. "Enhanced In-Pile Instrumentation at the Advanced Test Reactor". **Proc. in 2nd International Conference on Advancements in Nuclear Instrumentation, Measurement Methods and their Applications (ANIMMA 2011)**, Ghent, Belgium, 6-9 June 2011. 1-10. DOI: 10.1109/ANIMMA.2011.6172884.

REN, T.; OCHSNER, T. E.; HORTON, R. "Development of Thermo-Time Domain Reflectometry for Vadose Zone Measurements". **Vadose Zone Journal**, v. 2, n. (4), p. 544-551, November 2003. DOI: 10.2113/2.4.544.

RIBEIRO, A. B. L. **"Esquemas de Multiplexagem de Sensores de Fibra Óptica"**. Faculdade de Ciência da Universidade do Porto. Porto, Portugal, p. 225. 1996.

RICHARD, R. G.; SHANKLAND, I. R. "A transient hot-wire method for measuring the thermal conductivity of gases and liquids". **International Journal of Thermophysics**, v. 10, n. (3), p. 673-686, May 1989. DOI: 10.1007/BF00507988.

RIHA, S. J. et al. "A Finite Element Calculation for Determining Thermal Conductivity". **Soil Science Society of America Journal**, v. 44, n. (6), p. 1323-1325, June 1980. DOI: 10.2136/sssaj1980.03615995004400060039x.

ROCHA, A. M. et al. "Degradação de fibras ópticas devido à propagação de sinais de elevada intensidade". **Revista Ciência & Tecnologia dos Materiais**, v. 24, n. (1-2), p. 59-67, 2012.

ROCHA, A. M. et al. "Optical Fiber Degradation due to High Intensity Signals Propagation". **Revista Ciência & Tecnologia dos Materiais**, v. 24, n. (1-2), p. 59-67, 2012.

RODER, H. M. "A Transient Hot Wire Thermal Conductivity Apparatus for Fluids". **Journal of research of the National Bureau of Standards**, 85, n. (5), September-October 1981. 457-493. DOI: 10.6028/jres.086.020.

RODER, H. M.; PERKINS, R. A. "Relation Between Wire Resistance and Fluid

Pressure in the Transient Hot-Wire Method". **Journal of Research of the National Institute of Standards and Technology**, v. 94, n. (2), p. 113-116, March-April 1989. DOI: 10.6028/jres.094.014.

ROGERS, A. J. "Optical methods for measurement of voltage and current in power systems". **Optics and Laser Technology**, 9, n. (6), December 1977. 273-283. DOI: 10.1016/0030-3992(77)90006-8.

ROHDE, M. "Photoacoustic characterization of thermal transport properties in thin films and microstructures". **Thin Solid Films**, 238, n. (2), February 1994. 199-206. DOI:10.1016/0040-6090(94)90056-6.

ROHSENOW, W. M.; HARTNETT, J. P.; CHO, Y. I. **Handbook of Heat Transfer**. 3rd. ed. New York: McGraw-Hill Professional, 1998. 1344 p. ISBN -13: 978-0070535558.

ROSENBERG, H. M. "The Thermal Conductivity of Metals at Low Temperatures". **Philosophical Transactions of the Royal Society of London - A, Mathematical and Physical Sciences**, 247, n. (933), March 1955. 441-497. DOI: 10.1098/rsta.1955.0003.

ROSENCWAIG, A. "Photo-acoustic spectroscopy of solids". **Rev. Sci. Instrum.**, 49, n. (9), September 1977. 1133-1137. DOI: 10.1063/1.1135213.

ROTH, P.; REUSS, D. "A new method of illuminating internal organs". **The Lancet**, Vienna, 5 Jan 1889. 52.

ROUARD, P.; MEESEN, A. "Optical properties of thin metal films". **Progress in Optics**, v. 15, n. (C), p. 77-137, January 1977. DOI: 10.1016/S0079-6638(08)70477-3.

RUSSELL, C. T. (Ed.). **The Cassini-Huygens Mission - Overview, Objectives and Huygens Instrumentarium**. 1st. ed. Los Angeles: Springer, v. 1, 2003. 640 p. ISBN -13: 978-90-481-6208-6. DOI: 10.1007/978-94-017-3251-2.

SAADALLAH, F. et al. "Photothermal investigations of thermal and optical properties of liquids by mirage effect". **Sensors and Actuators A: Physical**, 138, n. (2), August 2007. 335-340. DOI: 10.1016/j.sna.2007.05.022.

SACHS, M. **"Solid State Theory"**. 1st edition. ed. New York: Dover Publications Inc., 1963. 350 p. ISBN ISBN-10: 0486617726; ISBN-13: 978-0486617725.

SAHIN, S.; SUMNU, S. G. "Thermal Properties of Foods". In: SAHIN, S.; SUMNU, S. G. **"Physical Properties of Foods"**. 1st. ed. New York: Springer, 2006. Cap. Chapter 3, p. 107-155. ISBN ISBN-10: 038730780X; ISBN-13: 978-0387307800. ISBN-10: 038730780X; ISBN-13: 978-0387307800.

SAMUEL, D. **"Molten Salt Coolants for High Temperature Reactors"**. The International Atomic Energy Agency (IAEA). [S.l.], p. 59. May, 2009.

SANDBERG, O.; ANDERSSON, P.; BÄCKSTRÖM, G. "Heat capacity and thermal conductivity from pulsed wire probe measurements under pressure". **Journal of**

Physics E: Scientific Instruments, v. 10, n. (5), p. 474-477, May 1977. DOI: 10.1088/0022-3735/10/5/016.

SANTOS, W. N. "**Contribuição ao estudo da condutividade térmica do material cerâmico concreto refratário utilizando a técnica de fio quente com ajuste por regressão não linear**". Instituto de Pesquisas Energéticas Nucleares (IPEN). São Paulo, p. 136. 1988.

SANTOS, W. N. "Métodos transientes de troca de calor na determinação das propriedades térmicas de materiais cerâmicos: I - O método de pulso de energia". **Cerâmica**, São Paulo, 51, n. (319), July/September 2005. 205-213.

SANTOS, W. N. et al. "Propriedades térmicas de polímeros por métodos transientes de troca de calor". **Polímeros**, São Carlos, 13, n. (4), October/December 2003. 265-269.

SANTOS, W. N. et al. "Thermal diffusivity of polymers by modified Angström method". **Polymer Testing**, 27, n. (1), 2010. 107-112. DOI:10.1016/j.polymertesting.2009.09.011.

SANTOS, W. N.; CINTRA FILHO, J. S. "Método do fio quente com ajuste por regressão não linear na determinação da condutividade térmica de materiais cerâmicos". **Cerâmica**, v. 32, n. (198), p. 151-154, 1986.

SANTOS, W. N.; GREGÓRIO JR., R. "Hot-Wire Parallel Technique: A New Method for Simultaneous Determination of Thermal Properties of Polymers". **Journal of Applied Polymer Science**, 85, n. (8), 2002. 1779-1786.

SASSI, M. B. H. et al. "Heat Conduction Models for the Transient Hot Wire Technique". **High Temperatures-High Pressures**, v. 38, n. (2), p. 97-117, 2009. Selected papers from 19th International Congress of Mechanical Engineering of ABCM (COBEM 2007).

SAVIN, S. et al. "Tunable mechanically induced long-period fiber gratings". **Optics Letters**, 25, n. (10), May 2000. 710-712. DOI: 10.1364/OL.25.000710.

SCHLEIERMACHER, A. "Ueber die Wärmeleitung der Gase". **Annalen der Physik**, v. 270, n. (8A), p. 623-646, 1888. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1002/andp.18882700803>>. DOI: 10.1002/andp.18882700803, (in German).

SCHNEIRDER, E. "Thermal conductivity of air and hydrogen". **Journal of the Franklin Institute**, v. 202, n. (3), p. 372, September 1926. DOI: 10.1016/S0016-0032(26)91377-X.

SELL, J. A. **Photothermal Investigations of Solids and Fluids**. 1st. ed. San Diego, CA: Academic Press, 1989. 304 p. ISBN -13: 978-0-12-636345-6.

SENGERS, J. V. et al. **Equations of State for Fluids and Fluid Mixtures**. 1st. ed. Amsterdam: Elsevier Science, v. 5, 2000. 869 p. ISBN -13: 978-0-444-50384-8.

SHACKELFORD, J. F.; ALEXANDER, W. **Materials Science and Engineering**

Handbook. 3rd. ed. Boca Raton: CRC Press, 2001. 1980 p. ISBN -10: 0-8493-2696-6. Disponível em: <<http://www.iue.tuwien.ac.at/phd/filipovic/node26.html>>.

SHARIATY-NIASSAR, M.; HOZAWA, M.; TSUKADA, T. "Development of probe for thermal conductivity measurement of food materials under heated and pressurized conditions". **Journal of Food Engineering**, v. 43, n. (3), p. 133-139, February 2000. DOI: 10.1016/S0260-8774(99)00141-7.

SHENG, W. et al. "A Multi-Functional Penta-Needle Thermo-Dielectric Sensor for Porous Media Sensing". **IEEE Sensors Journal**, v. 16, n. (10), p. 1-10, May 2016. DOI: 10.1109/JSEN.2016.2527020.

SHING, C. C. "**An investigation of chirped fibre Bragg gratings Fabry-Perot interferometer for sensing applications**". Cranfield University. United Kingdom, p. 292. 2005. Doctoral Thesis.

SHIRTLIFFE, C. J.; TYE, R. P. (Eds.). [**Guarded Hot Plate and Heat Flow Meter Methodology**]. 1st. ed. Philadelphia, PA: American Society for Testing and Materials, v. ASTM Special Technical Publication 879 (STP-879), 1985. 244 p. ISBN 978-0-8031-0423-5, (DOI: 10.1520/STP879-EB). A symposium sponsored by ASTM Committee C-16 on Thermal Insulation and The National Research Council of Canada, Quebec, Can., 7-8 Oct. 1982.

SIDLES, P. H.; DANIELSON, G. C. "Thermal Diffusivity of Metals at High Temperatures". **Journal of Applied Physics**, 25, n. (1), January 1954. 58-66. DOI: 10.1063/1.1721521.

SIDLES, P. H.; DANIELSON, G. C. "Thermal Diffusivity Measurements at High Temperature". In: EGLI, P. H. [**Thermoelectricity**]. 1st. ed. New York, NY: John Wiley & Sons, 1960. Cap. 16, p. 270-287.

SILVA, G. E. "**Implementação e caracterização da resposta dinâmica de transdutores de deformação e temperatura a fibras ópticas baseados em redes de Bragg**". Universidade de São Paulo. São Paulo/SP, Brasil, p. 238. 2011. Dissertação (Mestrado).

SILVA, G. E. et al. "All-Fiber Sensor Based on a Metallic Coated Hybrid LPG-FBG Structure for Thermal Characterization of Materials". **Proc. of SPIE 9157, 23rd International Conference on Optical Fibre Sensors**, Santander, Spain, 9157, 2-6 June 2014. 91571R-1-4.

SILVA, G. E. et al. "Optical Fiber Sensor Based on LPG-FBG Hybrid Structure to Measurement of Thermal Properties of Materials". **Applied Thermal Engineering**, p. 1-6, 2017 (submitted).

SKOLNIK, M. I. **Introduction to Radar System**. 2nd. ed. Singapore: McGraw-Hill, 1981. 581 p. ISBN -10: 0-07-066572-9.

SMOLUCHOWSKI, M. S. "Some Remarks on Conduction of Heat through Rarefied Gases". **Philosophical Magazine - Series 6**, v. 21, n. (121), p. 11-14, 1911a. DOI: 10.1080/14786440108636999.

SMOLUCHOWSKI, M. V. "Zur Theorie der Wärmeleitung in verdünnten Gasen und der dabei auftretenden Druckkräfte". **Annalen der Physik**, v. 340, n. (10), p. 983-104, 1911b. DOI: 10.1002/andp.19113401008 (in German).

SNITZER, E. "**Apparatus for controlling the propagation characteristics of coherent light within an optical fiber**". Patent US3625589A, Concession, deposit date: August 19, 1969, 7 December 1971. Assignees: American Optical Corp.

SOLVASON, K. R. "Large-scale wall heat-flow measuring apparatus". **ASHRAE Transactions**, v. 65, p. 541-550, July 1960. American Society of Heating, Refrigerating and Air-Conditioning Engineers.

SOMMERFELD, A.; BETHE, H. "**Elektronentheorie der Metalle**". 1st edition. ed. Berlin: Springer-Verlag, v. 19, 1967. 290 p. ISBN ISBN-10: 3540038663; ISBN-13: 978-3540038665. Heidelberger Taschenbücher Series.

SOUZA, R.; PIMENTEL, L. C. G.; ORLANDE, H. R. B. "Determinação da Condutividade Térmica utilizando o Método da Sonda Linear". **Proceedings of 15th Brazilian Congress of Mechanical Engineering (COBEM)**, Águas de Lindóia, 22-26 November 1999. 1-10.

STÅLHANE, J. B.; PYK, S. C. "Ny metod för bestämning av värmeledningskoefficienter". **Teknisk Tidskrift**, Häft. 28, n. Årg. 61, 1931. 389-393. , (in Swedish).

STANIMIROVIĆ, A. M. et al. "Application and testing of a new simple experimental set-up for thermal conductivity measurements of liquids". **Thermal Science**, v. 21, n. (3), p. 1195-1202, 2017. DOI: 10.2298/TSCI160324219S.

STOLEN, R. H. et al. "In-line fiber-polarization-rocking rotator and filter". **Optics Letters**, 9, n. (7), July 1984. 300-302. DOI: 10.1364/OL.9.000300.

SWEET, J. N.; MOSS, M.; SISSON, C. E. "The Use of Numerical Heat Transfer Techniques to Analyze Thermal Comparator Conductivity Measurements". In: ASHWORTH, T.; SMITH, D. R. [**Thermal Conductivity 18**]. Boston, MA: Springer US (originally published by Plenum Press), v. 18, 1985. Cap. Session C, p. 43-59. ISBN -13: 978-1-4684-4918-1. (DOI: 10.1007/978-1-4684-4916-7_5).

SZELAGOWSKI, H.; TAYLOR, R. "Measurement of thermal diffusivity of liquid metals". **High Temperatures - High Pressures**, 30, n. (3), 1998. 343-350. DOI: 10.1068/htec299.

TAIT, R. W. F.; HILLS, B. A. "Methods for Determining Liquid Thermal Conductivities". **Journal of Industrial & Engineering Chemistry**, v. 56, n. (7), p. 29-35, July 1964. DOI: 10.1021/ie50655a005.

TAM, A. C. "Applications of photoacoustic sensing techniques". **Reviews of Moderns Physics**, 58, n. (2), April 1986. 381-431. DOI: 10.1103/RevModPhys.58.381.

TAM, H. Y. et al. "**Sensor for measuring flow speed of a fluid**". Patent US20130014577A1, Requirement, Issue date: Jan. 17, 2013 , 12 deposit: July 2011. Assignees: The Hong Kong Polytechnic University.

TARNAWSKI, V. R. et al. "Thermal Conductivity of Standard Sands. Part I. Dry-State Conditions". **International Journal of Thermophysics**, v. 30, n. (3), p. 949-968, June 2009. DOI: 10.1007/s10765-009-0596-0.

TARNAWSKI, V. R. et al. "Thermal Conductivity of Standard Sands. Part III. Full Range of Saturation". **International Journal of Thermophysics**, v. 34, n. (6), p. 1130-1147, June 2013. DOI: 10.1007/s10765-013-1455-6.

TARNAWSKI, V. R.; MOMOSE, T.; LEONG, W. H. "Thermal Conductivity of Standard Sands II. Saturated Conditions". **International Journal of Thermophysics**, v. 32, n. (5), p. 984-1005, May 2011. DOI: 10.1007/s10765-011-0975-1.

TAUSCHER, W. "Messung der Wärmeleitfähigkeit flüssiger Kältemittel mit einem instationären Hitzdrahtverfahren". **Wärme - und Stoffübertragung**, v. 1, n. (3), p. 140-146, September 1968a. DOI: 10.1007/BF00751144, (in German).

TAUSCHER, W. "**Messung der Wärmeleitfähigkeit flüssiger Kältemittel mit einem instationären Hitzdrahtverfahren**". Eidgenössische Technische Hochschule Zürich. Zürich. 1968b. Doctoral Thesis (Nr. 4144), DOI: 10.3929/ethz-a-000093465, (in German).

TAYLOR, H. F. "Bending Effects in Optical Fibers". **Journal Lightwave Technology**, 2, n. (5), October 1984. 617-628. DOI: 10.1109/JLT.1984.1073659.

TAYLOR, H. F.; YARIV, A. "Guided Wave Optics". **Proceedings of the IEEE**, v. 62, n. (8), p. 1044-1060, August 1974. DOI: 10.1109/PROC.1974.9569.

TAYLOR, R. E.; DAVIS, F. E.; POWELL, R. W. "Direct Heating Methods for Measuring Thermal Conductivity of Solids at High Temperatures". **High Temperatures-High Pressures**, v. 1, n. (6), p. 663-673, 1969.

THÉVENOT, G.; SAILLARD, J. "**Cellule de mesure de la conductivité et de la diffusivité thermique d'un fluide et sonde pour cette cellule**". Patent EP1724572A1, Requirement, Issue date: Nov. 22, 2006, 19 deposit: May 2006. Assignees: Commissariat à L'énergie Atomique.

THOMAS, H. R.; EWEN, J. "A Reappraisal of Measurement Errors Arising From the Use of a Thermal Conductivity Probe". **Journal of Heat Transfer**, v. 108, n. (3), p. 705-707, August 1986. DOI: 10.1115/1.3246997.

THOMSON, N. H.; ORLANDE, H. R. B. "Development of Linear Heat Source Probe". **Proceedings of 17th International Congress of Mechanical Engineering (COBEM)**, São Paulo/SP - Brazil, 10-14 November 2003. 1-10.

TIAN, F. et al. "Development of a thermal conductivity cell with nanolayer coating for thermal conductivity measurement of fluids". **Journal of Thermal Analysis and Calorimetry**, v. 94, n. (1), p. 37-43, October 2008. DOI: 10.1007/s10973-008-9185-x.

TIEFENBACHER, P. et al. "Influence of probe geometry on measurement results of non-ideal thermal conductivity sensors". **Geoscientific Instrumentation, Methods and Data Systems**, v. 5, n. (2), p. 383-401, September 2016. DOI: 10.5194/gi-5-383-

2016.

TOBERER, E. S.; BARANOWSKI, L. L.; DAMES, C. "Advances in Thermal Conductivity". **Annual Review of Materials Research**, 42, August 2012. 179-209. DOI: 10.1146/annurev-matsci-070511-155040.

TOULOUKIAN, Y. S. et al. **"Thermophysical Properties of Matter: Thermal Conductivity - Metallic Elements and Alloys"**. New York: IFI/Plenum, v. 1, 1970a. 1522 p. ISBN ISBN-10: 0306670216; ISBN-13: 978-0306670213. The TPRC Data Series.

TOULOUKIAN, Y. S. et al. **"Thermophysical Properties of Matter: Thermal Conductivity - Nonmetallic Solids"**. New York: IFI/Plenum, v. 2, 1970b. 1227 p. ISBN ISBN-10: 0306670224; ISBN-13: 978-0306670220. The TPRC Data Series.

TOULOUKIAN, Y. S. et al. **"Thermophysical Properties of Matter: Thermal Diffusivity"**. New York: IFI/Plenum, v. 10, 1973. 734 p. ISBN ISBN-10: 0306670305; ISBN-13: 978-0306670305. The TPRC Data Series.

TOULOUKIAN, Y. S.; BUYCO, E. H. **"Thermophysical Properties of Matter: Specific Heat - Metallic Elements and Alloys"**. New York: IFI/Plenum, v. 4, 1970d. 782 p. ISBN ISBN-10: 0306670240; ISBN-13: 978-0306670244. The TPRC Data Series.

TOULOUKIAN, Y. S.; BUYCO, E. H. **"Thermophysical Properties of Matter: Specific Heat - Nonmetallic Solids"**. New York: IFI/Plenum, v. 5, 1970e. 1681 p. ISBN ISBN-10: 0306670259; ISBN-13: 978-0306670251. The TPRC Data Series.

TOULOUKIAN, Y. S.; LILEY, P. E.; SAXENA, S. C. **"Thermophysical Properties of Matter: Thermal Conductivity - Nonmetallic Liquids and Gases"**. New York: IFI/Plenum, v. 3, 1970c. 632 p. ISBN ISBN-10: 0306670232; ISBN-13: 978-0306670237. The TPRC Data Series.

TOULOUKIAN, Y. S.; TADASHI, M. **"Thermophysical Properties of Matter: Specific Heat - Nonmetallic Liquids and Gases"**. New York: IFI/Plenum, v. 6, 1970f. 339 p. ISBN ISBN-10: 0306670267; ISBN-13: 978-0306670268. The TPRC Data Series.

TURNBULL, A. G. "The Thermal Conductivity of Molten Salts. I. A Transient Measurement Method". **Australian Journal of Applied Sciences**, v. 12, p. 325-329, 1961a.

TURNBULL, A. G. "The Thermal Conductivity of Molten Salts. II. Theory and Results for Pure Salts". **Australian Journal of Applied Sciences**, v. 12, p. 324-329, 1961b.

TYE, R. P. "The Measurement of Thermal Conductivity by the Comparative Method". In: MAGLIĆ, K. D.; CEZIRLIYAN, A.; PELETISKY, V. E. **[Compendium of Thermophysical Property Measurement Methods - Volume 2 - Recommended Measurement Techniques and Practices]**. New York, NY: Springer US (originally published by Plenum Press), v. 2, 1992. Cap. 3, p. 77-97. ISBN -13: 978-1-4613-6445-0. (DOI: 10.1007/978-1-4615-3286-6_3).

TYE, R. P. et al. "Historical Development of Large Heat Flow Meter Apparatus for Measurements of Thermal Resistance of Insulations". In: POWELL, F. J.; MATTHEWS, S. L. [**Thermal Insulation - Materials and Systems - STP922**]. 1st. ed. Dallas, TX: ASTM International, v. ASTM Special Technical Publication 922 (STP-922), 1987. p. 14. ISBN ISBN-13: 978-0-8031-0493-8, (DOI: 10.1520/STP18510S). A conference sponsored by ASTM Committee C-16 on Thermal Insulation of Dallas, TX., 2-6 Dec. 1984.

TYNDALL, J. **Heat Considered as a Mode of Motion**. 2nd. ed. New York: D. Appleton & Co, 1869. 542 p.

UGALE, S. P.; MISHRA, V. "Tunable Optical Filter Based on Mechanically Induced Cascaded Long Period Optical Fiber Grating". **Journal of Photonics**, Vol. 2013, 2013. 1-4. Article ID 415059, DOI: 10.1155/2013/415059.

VALDES, L. B. "Resistivity Measurements on Germanium for Transistors". **Proceedings of the Institute of Radio Engineers (IRE)**, 42, n. (2), February 1954. 420-427. DOI: 10.1109/JRPROC.1954.274680.

VALENTE, A. et al. "Multi-functional probe for small-scale simultaneous measurements of soil thermal properties, water content, and electrical conductivity". **Sensors and Actuators A: Physical**, v. 132, n. (1), p. 70-77, November 2006. DOI: 10.1016/j.sna.2006.05.010.

VALI, V.; SHORTHILL, R. W. "Fiber ring interferometer". **Applied Optics**, 15, n. (5), May 1976. 1099-1100. DOI: 10.1364/AO.15.001099.

VAN DER HELD, E. F. M.; HARDEBOL, J.; KALSHOVEN, J. "On the Measurement of the Thermal Conductivity of Liquids by a Non-Stationary Method". **Physica**, v. 19, n. (1), p. 208-216, 1953. DOI: 10.1016/S0031-8914(53)80022-4.

VAN DER HELD, E. F. M.; VAN DRUNEN, F. G. "A method of measuring the thermal conductivity of liquids". **Physica**, 15, n. (10), October 1949. 865-881. DOI: 10.1016/0031-8914(49)90129-9.

VAN DUSEN, M. S.; FINCK, J. L. "Heat Transfer through Insulating Materials". **The American Institute of Refrigeration**, v. 17, p. 137-150, 1928.

VAN EIJKELNBORG, M. A.; PADDEN, W.; BESLEY, J. A. "Mechanically induced long-period gratings in microstructured polymer fibre". **Optics Communications**, 236, n. (1-3), June 2004. 75-78. DOI: 10.1016/j.optcom.2004.03.004.

VAN LOON, W. K. P.; VAN HANEGHEM, I. A.; SCHENK, J. "A new model for the non-steady-state probe method to measure thermal properties of porous media". **International Journal of Heat and Mass Transfer**, v. 32, n. (8), p. 1473-1481, August 1989. DOI: 10.1016/0017-9310(89)90069-0.

VARTANYAN, M. A. et al. "Study of Heat Insulation Material Thermal Conductivity by a Hot-Wire Method". **Refractories and Industrial Ceramics**, v. 57, n. (3), p. 332-333, September 2016. DOI: 10.1007/s11148-016-9979-5.

VENART, J. E. S.; PRASAD, R. C.; WANG, G. "Knudsen-effect errors with transient

line-source measurement in fluids". **International Journal of Thermophysics**, v. 8, n. (1), p. 39-46, January 1987. DOI: 10.1007/BF00503223.

VENGSARKAR, A. M. et al. "Long-period fiber gratings as band-rejection filters". in **Proceedings Optical Fiber Communications Conference**, San Diego, California - United States, 8 of OSA Technical Digest Series (Optical Society of America, 1995), paper PD4, 26 February 1995. DOI: 10.1364/OFC.1995.PD4.

VENGSARKAR, A. M. et al. "Long-period fiber gratings as band-rejection filters". **Journal of Lightwave Technology**, 14, n. (1), January 1996a. 58-65. DOI: 10.1109/50.476137.

VENGSARKAR, A. M. et al. "Long-period fiber-grating-based gain equalizers". **Optics Letters**, 21, n. (5), March 1996b. 336-338. DOI: 10.1364/OL.21.000336.

VERSCHOOR, J. D.; WILBER, A. "Heat Meter Thermal Conductivity Apparatus". **Transactions of the American Society of Heating and Ventilating Engineers**, v. 60, p. 329, 1954.

VINCENTI, W. G.; KRUGER JR., C. H. "Introduction to Physical Gas Dynamics". 2nd revised edition. ed. Malabar: Krieger Publishing (by Wiley), 1975. 538 p. ISBN ISBN: 0-88275-309-6; ISBN-13: 978-0-88275-309-6.

VISHNEVSKII, I. I.; SKRIPAK, V. N. "Thermal conductivity of insulating refractories measured by the standard method and by the cylinder method". **J. Refractories**, 12, n. (7-8), July–August 1971. 523-529.

VOLTAIRE. "La Bégueule - Conte Moralet stances sur le jour de la st. Barthélemy". A Geneve: Taylor Institution, 1772. 16 p. François-Marie Arouet: Voltaire.

VON HERZEN, R.; MAXWELL, A. E. "The Measurement of Thermal Conductivity of Deep-Sea Sediments by a Needle-Probe Method". **Journal of Geophysical Research**, v. 64, n. (10), p. 1557-1563, October 1959. DOI: 10.1029/JZ064i010p01557.

VOS, B. H. "Measurements of Thermal Conductivity by a Non-Steady-State Method". **Applied Scientific Research A**, v. 5, n. (6), p. 425-438, November 1956. DOI: 10.1007/BF03184603.

VOZÁR, L. "A computer-controlled apparatus for thermal conductivity measurement by the transient hot wire method". **Journal of Thermal Analysis and Calorimetry**, v. 46, n. (2), p. 495-505, 1996. DOI: 10.1007/BF02135027.

WAITE, W. F. et al. "Estimating thermal diffusivity and specific heat from needle probe thermal conductivity data". **Review of Scientific Instruments**, v. 77, n. (4), p. 044904-1-5, April 2006. DOI: 10.1063/1.2194481.

WAITE, W. F. et al. "Simultaneous determination of thermal conductivity, thermal diffusivity and specific heat in sl methane hydrate". **Geophysical Journal International**, v. 169, n. (2), p. 767-774, May 2007. DOI: 10.1111/j.1365-246X.2007.03382.x.

WAKEHAM, W. A. et al. "Thermophysical Property Measurements: The Journey from Accuracy to Fitness for Purpose". **International Journal of Thermophysics**, v. 28, n. (2), p. 372-416, April 2007. DOI: 10.1007/s10765-007-0189-8.

WAKEHAM, W. A.; ZALAF, M. "The thermal conductivity of electrically-conducting liquids at high pressures". **Physica B+C**, v. 139-140, p. 105-108, May 1986. DOI: 10.1016/0378-4363(86)90533-4.

WAKEHAM, W. A.; ZALAF, M. "The thermal conductivity of some electrically conducting liquids". **Fluid Phase Equilibria**, v. 36, p. 183-194, October 1987. DOI: 10.1016/0378-3812(87)85022-7.

WANG, M. et al. "Mesoscopic predictions of the effective thermal conductivity for microscale random porous media". **Physical Review E**, v. 75, n. (3 Pt 2), p. 036702-1-10, March 2007. DOI: 10.1103/PhysRevE.75.036702.

WANG, X.; XU, X.; CHOI, S. U. S. "Thermal Conductivity of Nanoparticle–Fluid Mixture". **Journal of Thermophysics and Heat Transfer**, v. 13, n. (4), p. 474-480, October-December 1999.

WARNKE, K.; WOELK, G. "Das Heizdrahtverfahren zur Messung der Wärme- und Temperaturleitfähigkeit von elektrisch leitenden und nichtleitenden Stoffen". **Steel research international**, v. 45, n. (11), p. 785-789, 1974. DOI: 10.1002/srin.197403958, (in German).

WATANABE, H. "Accurate and simultaneous measurement of the thermal conductivity and thermal diffusivity of liquids using the transient hot-wire method". **Metrologia**, v. 33, n. (2), p. 101-115, 1996. DOI: 10.1088/0026-1394/33/2/1.

WATANABE, H. "Further examination of the transient hot-wire method for the simultaneous measurement of thermal conductivity and thermal diffusivity". **Metrologia**, v. 39, n. (1), p. 65-81, 2002. DOI: 10.1088/0026-1394/39/1/9.

WEBER, S. "Experimentelle Untersuchungen über die Wärmeleitfähigkeit der Gase. I". **Annalen der Physik**, v. 359, n. (21), p. 325-356, 1917a. DOI: 10.1002/andp.19173592102.

WEBER, S. "Untersuchungen über die Wärmeleitfähigkeit der Gase. II". **Annalen der Physik**, v. 359, n. (22), p. 437-462, 1917b. DOI: 10.1002/andp.19173592203, (in German).

WECHSLER, A. E. **Development of thermal conductivity probes for soils and insulations**. US Army Corp of Engineers, Cold Regions Research and Engineering Laboratory. Hanover, NH, p. 83. 1966. (Technical Report 182).

WECHSLER, A. E. "The Probe Method for Measurement of Thermal Conductivity". In: MAGLIĆ, K. D.; CEZIRLIYAN, A.; PELETISKY, V. E. **"Compendium of Thermophysical Property Measurement Methods - Recommended Measurement Techniques and Practices"**. 1st edition. ed. New York: Springer (originally published by Plenum Press), 1992. Cap. Chapter 6, p. 161-186. ISBN-10: 1461364450; ISBN-13: 978-1461364450. ISBN-10: 1461364450; ISBN-13: 978-1461364450.

WEISHAUPT, J. "Nichtstationäres Verfahren zur bestimmung der Wärmeleitzahl von Flüssigkeiten". **Forschung im Ingenieurwesen**, v. 11, n. (1), p. 20-34, January 1940. DOI: 10.1007/BF02584104.

WENNER, F. "A method of measuring earth resistivity". **Bulletin of the Bureau of Standards**, 12, n. (4), May 1916. 469-478.

WHINNERY, J. R. "Laser measurement of optical absorption in liquids". **Acc. Chem. Res.**, 7, n. (7), July 1974. 225-231. DOI: 10.1021/ar50079a003.

WHITE, B. J. et al. "Optical-fiber thermal modulator". **Journal of Lightwave Technology**, v. 5, n. (9), p. 1169-1175, September 1987. DOI: 10.1109/JLT.1987.1075628.

WHITE, B. J. et al. "An Optical Fiber Thermal Conductivity Sensor". **Conference of Optical Fiber Sensors**, 2 of OSA Technical Digest Series (Optical Society of America, 1988), n. FFF - Temperature Sensors, 27 January 1988. FFF5-1-FFF5-5. DOI:10.1364/OFS.1988.FFF5.

WHITE, B. J. et al. "Thermal Conductivity Measurements with Optical Fiber Sensors". **Thermal Conductivity** 20, 20, n. (6), 1989. 277-286. DOI: 10.1007/978-1-4613-0761-7_27.

WILDE, P.; GRIFFITHS, R.; GOODHEW, S. "Validation of Data Analysis Routines for a Thermal Probe Apparatus Using Numerical Data Sets". **Building Simulation**, v. 1, n. (1), p. 36-45, March 2008. DOI: 10.1007/s12273-008-8105-0.

WILLSON, R. J. "Calorimetry". In: HAINES, P. J., et al. **Principles of Thermal Analysis and Calorimetry**. 1st. ed. Cambridge: The Royal Society of Chemistry (RSC Paperbacks), 2002. Cap. Chapter 05, p. 129-165. ISBN ISBN-10: 0854046100; ISBN-13: 978-0854046102.

WILSON, R. B. et al. "Thermoreflectance of metal transducers optical pump-probe studies of thermal properties". **Optics Express**, 20, n. (27), 2012. 28829-28838. DOI: 10.1364/OE.20.028829.

WOISARD, E. L. "Pulse Method for the Measurement of Thermal Diffusivity of Metals". **Journal of Applied Physics**, 32, n. (1), 1961. 40-45. DOI: 10.1063/1.1735957.

WOODSIDE, W.; MESSMER, J. H. "Thermal Conductivity of Porous Media. I. Unconsolidated Sands". **Journal of Applied Physics**, v. 32, n. (9), p. 1688-1699, September 1961a. DOI: 10.1063/1.1728419.

WOODSIDE, W.; MESSMER, J. H. "Thermal Conductivity of Porous Media. II. Consolidated Rocks". **Journal of Applied Physics**, v. 32, n. (9), p. 1699-1706, September 1961b. DOI: 10.1063/1.1728420.

WYLIE, M. T. V.; BROWN, A. W.; COLPITTS, B. G. "Distributed hot-wire anemometry based on Brillouin optical time-domain analysis". **Optics Express**, 20, n. (14), July 2012. 15669-15678. DOI: 10.1364/OE.20.015669.

XIE, H. et al. "Short hot wire technique for measuring thermal conductivity and thermal diffusivity of various materials". **Measurement Science and Technology**, v. 17, n. (1), p. 208-214, 2006. DOI: 10.1088/0957-0233/17/1/032.

XIE, J.-F. et al. "A study of the temperature sensitivity of fiber Bragg gratings after metallization". **Smart Materials and Structures**, v. 16, n. (5), p. 1837-1842, September 2007. DOI: 10.1088/0964-1726/16/5/039.

YANG, J. Theory Thermal Conductivity. In: TRITT, T. M. **Thermal Conductivity - Theory, Properties, and Applications**. 1st. ed. New York: Kluwer Academic / Plenum Publishers, 2004. Cap. 1.1, p. 290. ISBN -13: 978-1441934444.

YARIV, A. "Coupled-mode theory for guided-wave optics". **IEEE Journal of Quantum Electronics**, v. 9, n. (9), p. 919-933, September 1973. DOI: 10.1109/JQE.1973.1077767.

YARIV, A. "The Coupled-Mode Formalism in Guided-Wave Optics". In: OSTROWSKY, D. B. **Fiber and Integrated Optics**. 1st. ed. New York: Plenum Press, 1979. Cap. 11, p. 223-256. ISBN -13: 978-1-4613-2939-8.

YI, M. et al. "Micromachined hot-wire thermal conductivity probe for biomedical applications". **Proc. SPIE 6440, Thermal Treatment of Tissue: Energy Delivery and Assessment IV**, San Jose, California (US), 10 February 2007. 64400O-1-7. DOI: 10.1117/12.700814.

YI, M. et al. "Micromachined Hot-Wire Thermal Conductivity Probe for Biomedical Applications". **IEEE Transactions on Biomedical Engineering**, v. 56, n. (10), p. 2477-2484, October 2009. DOI: 10.1109/TBME.2009.2020991.

YOKOGAWA. Datasheet OSA ANDO AQ-6315A/AQ-6315B. **Site da Yokogawa**, 2015. Disponível em: <<http://www.yokogawa.com/ymi/ylink/pdf/comm/aq6315/buaq6315e.pdf>>. Acesso em: 10 maio 2015. Obsoleto.

YOKOTA, M.; OKA, H.; YOSHINO, T. "Mechanically induced long period fiber grating and its application for distributed sensing". in **15th Optical Fiber Sensors Conference Technical Digest, (OFS2002)**, IEEE, Portland, OR, USA, 1, May 2002. 135-138. DOI: 10.1109/OFS.2002.1000520.

YOON, S. et al. "Integrity of Optical Fiber Sensor for Measurement of Ground Thermal Conductivity". **The 6th International Workshop on Advanced Smart Materials and Smart Structures Technology**, Dalian, China, 25-26 July 2011. 1-7.

YOUNG, H. D.; FREEDMAN, R. A.; FORD, A. L. **Sears and Zemansky's University Physics - with modern physics**. 13th. ed. São Paulo: Addison-Wesley, 2012. 1521 p. ISBN -13: 978-0-321-69686-1.

YU, X.; SHUM, P.; REN, G. B. "Highly Sensitive Photonic Crystal Fiber-Based Refractive Index Sensing Using Mechanical Long-Period Grating". **Photonics Technology Letters**, 20, n. (20), October 2008. 1688-1690. DOI: 10.1109/LPT.2008.2003376.

YUAN, S.; RUSSELL, G. A.; GOSS, W. P. "Uncertainty Analysis of A Calibrated Hot Box". In: DESJARLAIS, A. O.; ZARR, R. R. **[Insulation Materials - Testing and Applications]**. STP1426. ed. West Conshohocken, PA: ASTM International, v. 4th, 2002. p. 14. ISBN -13: 978-0-8031-2898-9, (DOI: 10.1520/STP11013S).

ZARNECKI, J. C. et al. "The Huygens Surface Science Package". **Huygens: Science, Payload and Mission, Proceedings of an ESA Conference**, Noordwijk, The Netherlands, SP 1177, 1997. 177-195.

ZARR, R. R. "A History of Testing Heat Insulators at the National Institute of Standards and Technology". **ASHRAE Transactions**, v. 107, n. (Pt. 2), p. 1-11, 23-27 June 2001. Annual Meeting of the American Society of Heating, Refrigerating and Air-Conditioning Engineers.

ZHANG, H. et al. "An Improved Hot Probe for Measuring Thermal Conductivity of Liquids". **Measurement Science and Technology**, v. 16, n. (7), p. 1430-1435, May 2005. DOI: 10.1088/0957-0233/16/7/004.

ZHANG, X.; ALEMOHAMMAD, H.; TOYSERKANI, E. "Sensitivity alteration of fiber Bragg grating sensors with additive micro-scale bi-material coatings". **Measurement Science and Technology**, 24, n. (2), February 2013. 1-10. DOI: 10.1088/0957-0233/24/2/025106.

ZHANG, X.; FUJII, M. "Simultaneous Measurements of the Thermal Conductivity and Thermal Diffusivity of Molten Salts with a Transient Short-Hot-Wire Method". **International Journal of Thermophysics**, v. 21, n. (1), p. 71-84, January 2000. DOI: 10.1023/A:1006604820755.

ZHANG, X.; FUJIWARA, S.; FUJII, M. "Measurements of Thermal Conductivity and Electrical Conductivity of a Single Carbon Fiber". **International Journal of Thermophysics**, v. 21, n. (4), p. 965-980, 2000. DOI: 10.1023/A:1006674510648.

ZHANG, Z. **"Nano/Microscale Heat Transfer"**. 1st edition. ed. New York: McGraw-Hill Professional, 2007. 504 p. ISBN ISBN-10: 007143674X; ISBN-13: 978-0071436748.

ZIMAN, J. M. **"Electrons and Phonons: The Theory of Transport Phenomena in Solids"**. 1st edition. ed. New York: Oxford University Press, 1960 (2001). 576 p. ISBN ISBN-10: 0198507798; ISBN-13: 978-0198507796. Series: Oxford Classic Texts in the Physical Sciences.