



UNIVERSIDADE FEDERAL DA BAHIA
INSTITUTO DE FÍSICA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA

Dissertação de Mestrado em Física

**Medida de coeficientes de absorção de óxidos,
na faixa do visível ao infravermelho pelo método
foto-térmico.**

Por

JADIEL DOS SANTOS PEREIRA

Prof. Denis G. F. David
Orientador

Salvador, Março de 2011

JADIEL DOS SANTOS PEREIRA

**Medida de coeficientes de absorção de óxidos,
na faixa do visível ao infravermelho pelo método
foto-térmico.**

Dissertação submetida à avaliação,
como requisito parcial para a
obtenção do grau de Mestre em
Física.

Orientador: Prof. Dr. Denis G. F. David

Salvador, Março de 2011



UNIVERSIDADE FEDERAL DA BAHIA
INSTITUTO DE FÍSICA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA

Medida de coeficientes de absorção de óxidos, na faixa do visível ao infravermelho pelo método foto-térmico.

A comissão Julgadora dos trabalhos de Defesa de Dissertação de Mestrado, em sessão pública realizada em 30 de Março de 2011, considerou o candidato Jadiel dos Santos Pereira aprovado.

(Prof. Dr. Denis Gilbert Francis David, Professor Adjunto do Instituto de Física da UFBA)

(Prof. Dr. Thierry Jacques Lemaire, Professor Adjunto do Instituto de Física da UFBA)

(Prof. Dr. Juan Alberto Levya, Professor Adjunto do Departamento de Física da UEFS)

Agradecimentos

Primeiramente agradeço a Deus, o Senhor dos céus e da terra, pelo seu infinito amor, bondade, misericórdia, e pelas as bênçãos recebidas. Pois, sem o seu apoio não teria conseguido ultrapassar as barreiras que se levantaram contra mim.

Agradeço também aos meus pais, que com todo carinho, tiveram paciência durante esta fase de minha vida e, sempre me apoiaram em todos os momentos difíceis com palavras de incentivo e ajuda financeira.

A minha noiva Gleice, que sempre teve a maior paciência nos momentos em que precisava ficar estudando sozinho. E aos meus amigos Everton, Luciana, Luciano e Jonatas, que sempre estiveram presente em minha vida, dando força para que eu pudesse seguir em frente.

Aos meus colegas de graduação (Jemima, Jime, Jose Roberto e Pedro), que foram companheiros inseparáveis. Jemima com seu stress rotineiro, Jime com seu jeito desleixado, José Roberto com os seus questionamentos intermináveis e Pedro sempre falando de política e mulheres.

Agradeço também aos colegas que conquistei durante o mestrado (Erick, Yuri, Marcos, Vitor e Jessica), pelo companheirismo durante os momentos difíceis no mestrado, sempre dispostos a discutir e buscar juntos as respostas dos problemas que se levantaram.

Ao Prof.: Dr. Denis Gilbert David, pela orientação e paciência, ao longo das etapas de construção deste trabalho. E aos professores do Instituto de Física da UFBA do programa de Pós-Graduação, pelo conhecimento transmitido ao longo do curso, e funcionários pela paciência durante estes anos de convivência.

A Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior (CAPES), pelo auxílio financeiro durante o meu mestrado e a UFBA pelo espaço para estudo e as ferramentas necessárias para o bom desenvolvimento das atividades do mestrado.

RESUMO

A utilização de painéis solares planos tem aumentado nos últimos anos, diversas são as áreas em que esses são empregados, como, por exemplo, para a produção de vapor de água pela indústria alimentícia. Para a produção de vapor de água é necessário que os painéis alcancem uma temperatura de funcionamento mínima de 140°C.

Neste caso é interessante aumentar o desempenho dos painéis solares térmicos planos para que eles alcancem temperaturas elevadas. Uma condição para chegar a esse objetivo é reduzir as perdas térmicas desses painéis, particularmente suas perdas por radiação que passam a ser preponderantes acima de 100°C.

Para reduzir estas perdas, a solução encontrada é a deposição de uma camada de óxido metálico de espessura fina, a exemplo do óxido de cobre e do óxido de cromo, que deve apresentar um alto coeficiente de absorção no visível e uma baixa emissividade no infravermelho. Surge então a necessidade de determinar esse coeficiente de absorção tanto no visível, quanto no infravermelho. Mas os substratos sobre os quais estas camadas serão depositadas apresentam uma condutividade e capacidade térmica elevadas, com isto todo o calor gerado nelas é espalhado rapidamente por todo o material, dificultando a aplicação do método fotoacústico convencional, onde a medida do sinal modulado fica reduzida.

A fim de contornar este impasse, foi desenvolvido outro método, chamado de método foto-térmico, onde, no lugar de medir a variação da pressão do gás que aquece no contato com a amostra (fotoacústica), optamos por medir diretamente a variação da temperatura na amostra, quando está é incidida por uma radiação modulada. Em virtude das características do substrato no qual as superfícies serão tipicamente depositadas o tempo de exposição à radiação é superior a 20s.

Baseada nesse princípio, foi construída uma bancada para a realização da medida da emissividade de filmes finos. Esta é constituída de uma célula foto-térmica, duas fontes de radiação (uma visível e outra infravermelha), um sistema de conversão analógico digital e um sistema para a comutação das fontes de radiação.

Com a montagem desenvolvida para a região do espectro do visível ao infravermelho próximo 0,3 a 3,0 μm , para o substrato polido, encontramos uma variação de temperatura de 4,1K e para o substrato pintado com uma tinta preta fosca uma variação de 22,6K, sinalizando uma absorção de 5,1% e 28,2% respectivamente, mostrando que o método utilizado apresenta resultados significativos.

Abstract

The resort of solar panels has grown lately, and they are employed by many sectors, as by food industry, producing water vapour. For this, it would be necessary for these panels to be heated in an operation temperature of 140°C, at least. In this case, it's interesting to develop the thermal solar panel's efficiency, so they could increase its temperature up to those mentioned. One condition for attaining this goal is to reduce the losses, especially those by radiation, which are dominant above 100°C. The solution for this would be the deposition of a thin metallic oxide layer, as example using copper oxide, or chromo oxide. These have presented a high absorption coefficient in the visible spectrum, and low emissivity in the infrared. For this, it is necessary to characterize its absorption coefficient in the visible and infrared regions. On the other hand, the substrates in which these layers are deposited have high conductivity and thermal capacity, so the heat generated is quickly spread all over the material, and it turns the conventional photoacoustic method to be a difficult application, because the photoacoustic response gets very low. To overcome this difficulty it was proposed an alternative method to determine the absorption coefficient, where the sample temperature variations can be measured directly, instead of measuring gas pressure variations. This method was called photo-thermal. For these measurements, it was necessary to develop a workbench – it is composed of photo-thermal cell, two radiation sources (one emitting in the visible and other in the infrared), an analog-digital converter, and a radiation sources commuter. Because of the substrate characteristics, already mentioned, the radiation exposure time has to be superior to 20 s. The measurements are able among the spectral region between 0.3 and 3.0 μm ; it was found, for a polished substrate, thermal amplitude of 4.1 K, and, for the case where the substrate was painted with opaque dye, thermal amplitude of 22.6 K. The conclusion is that there is absorption of 5.1% and 28.2%, respectively, what shows this method can give substantial results.

LISTA DE FIGURAS

Figura 01: Representação do espectro eletromagnético.	04
Figura 02: Representação da redução da intensidade de um feixe que passa através de um meio com espessura d .	11
Figura 03: Representação de um campo elétrico atuando sobre um meio dielétrico.	15
Figura 04: Representação da distribuição de velocidade e temperatura dentro da camada limite.	20
Figura 05: Representação da camada limite por convecção natural para uma placa vertical.	21
Figura 06: Representação de uma superfície emitindo radiação.	24
Figura 07: Gráfico representativo da curva do corpo negro e da lei de deslocamento de Wien.	26
Figura 08: Representação dos fenômenos de reflexão, absorção e transmissão.	27
Figura 09: Distribuição de temperatura para a condução de calor.	31
Figura 10: Elemento de volume elementar para a análise da condução de calor tridimensional.	32
Figura 11: Relação trigonométrica.	38
Figura 12: Gráfico do comportamento do aquecimento e resfriamento da amostra de $\tau_i = 10s$, para um fluxo de luz periódico de 16mW, considerando absorção total $\alpha = 1$ e um período de exposição de 120s.	39
Figura 13: Gráfico do comportamento da variação da temperatura na amostra de $\tau_i = 10s$, para diferentes valores de frequência de modulação para um fluxo de 16mW.	40
Figura 14: Apresentação da montagem geral do experimento.	42
Figura 15: Esquema do monocromador.	43
Figura 16: Lâmpada H4 utilizada no espectrômetro.	45
Figura 17: Esquema utilizado medir a resistência do filamento da lâmpada em funcionamento.	46
Figura 18: Espectro do filamento lâmpada com temperatura de 3125 K e emissividade de 0,66.	48
Figura 19: Espectro do corpo negro com temperatura de 833 K.	50
Figura 20: Fotografia do resistor (fonte de IR) construído.	51
Figura 21: Fotografia externa da fonte de radiação infravermelha com a	

ventoinha.	51
Figura 22: Gráfico da função $f(\lambda_f)$.	53
Figura 23: Célula de detecção.	54
Figura 24: Transistor SMD soldado na amostra.	55
Figura 25: (a) Célula de detecção na caixa se tampa e isolante, (b) Célula de detecção dentro da caixa e com isolante, (c) Imagem da tampa da caixa com a fenda de entrada de luz e (d) Imagem dos transistores soldados no suporte e na amostra.	56
Figura 26: Gráfico da variação da temperatura calculado em função do tempo na amostra para o fluxo constante proveniente do resistor de $\Phi(\lambda) = 16,6 \text{ mW}$.	59
Figura 27: Gráfico da variação da amplitude da temperatura calculado em função da frequência, para um fluxo variável de $\Phi(\lambda) = 16,6 \text{ mW}$.	60
Figura 28: Esquema do circuito utilizado para amplificar o sinal do detector.	61
Figura 29: Transistor 2N3904 no invólucro SOT23, onde 1, 2 e 3 são os terminais do transistor, respectivamente: coletor, base e emissor.	61
Figura 30: Imagem da representação das dimensões do transistor 2N3904.	62
Figura 31: Esquema do circuito para o ADC e o 74LS151.	64
Figura 32: Placa de circuito impresso do ADC.	64
Figura 33: Esquema do circuito para comutação da lâmpada.	65
Figura 34: Esquema do circuito da fonte.	65
Figura 35: Desenho da fonte construída.	66
Figura 36: Interface Centronics.	67
Figura 37: Interface gráfica do programa desenvolvido para a aquisição dos dados.	68
Figura 38: Gráfico da variação do erro nos dados medidos: (a) Erro pra o ganho de 95, (b) Erro para o ganho de 542, (c) Erro para o ganho de 192 e (d) Erro para o ganho de 5007.	71
Figura 39: Gráfico da variação da temperatura com o substrato polido para o fluxo de $\Phi(\lambda) = 187 \text{ mW}$.	75
Figura 40: Gráfico da variação da temperatura com o substrato polido para o fluxo de $\Phi(\lambda) = 37 \text{ mW}$.	76

Figura 41: Gráfico da variação da temperatura com o substrato polido para o fluxo de $\Phi(\lambda) = 32,8 \text{ mW}$	77
Figura 42: Gráfico da variação da temperatura com o substrato polido para o fluxo de $\Phi(\lambda) = 25,7 \text{ mW}$.	78
Figura 43: Gráfico da variação da temperatura com o substrato polido para o fluxo de $\Phi(\lambda) = 16,6 \text{ mW}$.	79
Figura 44: Gráfico da variação da temperatura com o substrato pintado com tinta preta fosca para o fluxo de $\Phi(\lambda) = 187 \text{ mW}$.	80
Figura 45: Gráfico da variação da temperatura com o substrato pintado com tinta preta fosca para o fluxo de $\Phi(\lambda) = 37 \text{ mW}$.	81
Figura 46: Gráfico da variação da temperatura com o substrato pintado com tinta preta fosca para o fluxo de $\Phi(\lambda) = 32,8 \text{ mW}$.	82
Figura 47: Gráfico da variação da temperatura com o substrato pintado com tinta preta fosca para o fluxo de $\Phi(\lambda) = 25,7 \text{ mW}$.	83
Figura 48: Gráfico da variação da temperatura com o substrato pintado com tinta preta fosca para o fluxo de $\Phi(\lambda) = 16,6 \text{ mW}$.	84
Figura 49: Gráfico da variação da temperatura com o substrato pintado com tinta preta fosca para o fluxo de $\Phi(\lambda) = 8,3 \text{ mW}$.	85
Figura 50: Gráfico da reflexão do espelho utilizado.	88

LISTA DE TABELAS

Tabela 01: Filtros da Passa Alto	44
Tabela 02: Filtros e fluxos correspondentes para o resistor aquecido	54
Tabela 03: Principais propriedades térmicas do latão	57
Tabela 04: Variação da temperatura para os fluxos constantes incidentes na amostra.	59
Tabela 05: Valores das amplitudes para os fluxos variáveis para as frequências de 0,1Hz e 20Hz.	60
Tabela 06: Características físicas do transistor 2N3904	62
Tabela 07: Sensibilidades com ganho	63
Tabela 08: Lista dos endereços na porta paralela para cada componente do circuito	68
Tabela 09: Grandezas medidas e seus erros	69
Tabela 10: Ganhos e os erros nas medidas de temperatura associados.	72
Tabela 11: Variações de temperatura para o substrato polido e pintado de preto e suas respectivas constante de tempo térmico.	86
Tabela 12: Frações de radiação absorvida pelo substrato polido e pintado de preto.	87
Tabela 13: Variações de temperatura para o substrato pintado de preto.	87
Tabela 14: Fluxos para $R_{esp-IR} = 0,36$ e frações de absorção da radiação para estes fluxos.	89

NOMENCLATURA

- \vec{E} - Vetor Campo elétrico
- \vec{D} - Vetor Deslocamento Elétrico
- \vec{B} - Vetor Indução Magnética
- \vec{H} - Vetor Campo Magnético
- $\varepsilon(\omega)$ - Permissividade elétrica do material
- ε_o - Permissividade elétrica no vácuo
- $\chi(\omega)$ - Susceptibilidade elétrica do material
- \vec{P} - Polarização elétrica
- \vec{J} - Densidade de corrente
- σ_{cond} - Condutividade elétrica
- $\hat{\mu}$ - Permeabilidade magnética do meio
- χ_m - Susceptibilidade magnética do meio material
- μ_o - Permeabilidade magnética no vácuo
- \vec{M} - Magnetização
- c - Velocidade da Luz no vácuo
- ω - Frequência angular
- n_{ind} - Índice de refração
- v_p - Velocidade de propagação de fase da onda
- \vec{k} - Vetor de onda
- \vec{E}_0 - Amplitude do campo elétrico
- \vec{H}_0 - Amplitude do campo magnético
- I_o - Intensidade eletromagnética
- $\alpha_{c.abs}$ - Coeficiente de absorção
- $\hat{\varepsilon}(\omega)$ - Função dielétrica
- $\hat{n}_{ind}(\omega)$ - Índice de refração complexo
- n_{real} - Parte real do índice de refração

- k_{ima} - Parte imaginaria do índice de refração
 ε' - Parte real da função dielétrica
 ε'' - Parte imaginaria da função dielétrica
 κ' - Parte real do vetor de onda
 κ'' - Parte imaginaria do vetor de onda
 \vec{F} - Força de Lorentz
 e - Carga da partícula
 \vec{V} - Velocidade da partícula
 \vec{u} - Vetor deslocamento
 ω_o - Frequência natural do oscilador não amortecido
 \vec{E}_m - Campo molecular
 E_x - Campo resultante das placas paralelas
 E_d - Campo despolarizante que surge em virtude das cargas que aparecem na superfície do dielétrico
 E_s - Campo gerado pelas cargas que aparecem na superfície S retirada do material
 E' - Campo gerado por todos os dipolos dentro da superfície S
 \mathcal{U} - Fator despolarizante
 \vec{E}_m^o - Amplitude do campo molecular
 \vec{u}_o - Amplitude do vetor deslocamento
 ω_p - Frequência de Plasma
 T_s - Temperatura da superfície
 T_∞ - Temperatura do fluido exterior
 q''_{conv} - Fluxo de calor por convecção
 h - Coeficiente de transferência de calor por convecção
 Nu_x - Número de Nusselt
 k_{cam} - Condutividade térmica da camada limite
 k - Condutividade Térmica
 Gr_x - Número de Grashof
 Pr - Número de Prandtl

- $v_{d.visco}$ - Taxa de difusão viscosa
- $\alpha_{d.térm}$ - Taxa de difusão térmica
- c_p - Calor específico
- μ - Viscosidade dinâmica.
- g - Gravidade local
- $\beta_{T^{-1}}$ - Inverso da temperatura na película
- T_p - Temperatura da placa
- $P_{negro}(\lambda, T)$ - Intensidade espectral do corpo irradiando
- $P_{negro}(T)$ - Potência emissiva total do corpo negro
- $P_{ambiente}(\lambda)$ - Quantidade de energia proveniente do ambiente
- σ_b - Constante de Stefan-Boltzmann
- λ_m - Comprimento de onda correspondente ao máximo de emissão
- A - Fração da radiação absorvida
- α - Fração da radiação absorvida
- ρ - Parcela da radiação refletida
- τ - Parcela da radiação transmitida
- $P_{arredor}(\lambda)$ - Quantidade de energia que chega sobre o corpo em função do comprimento de onda, irradiada pelo ambiente
- $P_i(\lambda)$ - Quantidade de energia (potência emissiva) por unidade de área e comprimento de onda
- $\varepsilon(\lambda)$ - Emissividade do corpo por comprimento de onda.
- ε_{corpo} - Emissividade do corpo cinza
- α_{cinza} - Absortividade do corpo cinza
- q_{rad}'' - Equação de balanço de troca de calor entre a superfície e o ambiente por unidade de área
- η - Difusividade térmica
- ρ_d - Densidade
- ℓ_d - Comprimento de difusão térmica do material
- τ_{int} - Tempo de interação

- ϕ_k - Fluxo de calor por condução
 $A_{seção}$ - Área da seção através da qual o calor flui por condução
 \vec{i} - Vetor diretor na direção x
 \vec{j} - Vetor diretor na direção y
 \vec{z} - Vetor diretor na direção z
U - Energia interna
C - Capacidade térmica
V - Volume
 e_{amo} - Espessura da amostra
 A_{amo} - Área da amostra
G - Taxa de geração de energia
 γ - Coeficiente de perdas térmicas
 τ_t - Constante de tempo térmico
 f - Foco do espelho
 λ_f - Comprimento de onda a partir do qual os filtros passam a transmitir
 d_f - Diâmetro do filtro
 $R(T)$ - Resistência variável com a temperatura (filamento e resistor)
 A_{esp} - Área do espelho
 R_{esp} - Coeficiente de reflexão do espelho
 T_{res} - Temperatura do resistor
 A_{fila} - Área do filamento
 ε_{fila} - Emissividade do filamento
 A_{res} - Área do resistor
 ε_{res} - Emissividade do resistor
 $\Phi(\lambda)$ - Fluxo incidente

SUMÁRIO

CAPÍTULO 1 - INTRODUÇÃO	1
CAPÍTULO 2 – TEORIA ELETROMAGNÉTICA DA RADIAÇÃO	4
2.1 INTRODUÇÃO	4
2.2 ONDAS ELETROMAGNÉTICAS	5
2.3 MODELO DO OSCILADOR HARMÔNICO DE DRUDE-LORENTZ	13
CAPITULO 3 - MODELIZAÇÃO TÉRMICA	19
3.1 INTRODUÇÃO	19
3.2 CONVECÇÃO	19
3.3 RADIAÇÃO	24
3.4 CONDUÇÃO	30
3.5 AVALIAÇÃO DA VARIAÇÃO DA TEMPERATURA DA AMOSTRA EM FUNÇÃO DO FLUXO INCIDENTE	35
CAPITULO 4 - INSTRUMENTAÇÃO E MÉTODOS DE MEDIDAS	41
4.1 INTRODUÇÃO	41
4.2 DESCRIÇÃO DO ESPECTRÔMETRO	42
4.2.1 MONOCROMADOR	42
4.2.2 FONTE DE RADIAÇÃO	44
4.2.2.1 FONTE DE RADIAÇÃO VISÍVEL	45
4.2.2.2 FONTE DE RADIAÇÃO INFRAVERMELHO	49
4.3 AVALIAÇÃO DO FLUXO INCIDENTE SOBRE A AMOSTRA	52
4.4 SISTEMA DE DETECÇÃO	54
4.5 PLACA ADC	63
4.6 COMUTAÇÃO DA LÂMPADA	64
4.7 FONTE DC DE ALIMENTAÇÃO DOS CIRCUITOS	65
4.8 SISTEMA DE COMUNICAÇÃO COM O COMPUTADOR	66
4.8.1 INTERFACE CENTRONICS	66

4.8.2 CONEXÃO DO ADC COM O COMPUTADOR PELA PORTA PARALELA	67
4.9 AVALIAÇÃO DOS ERROS	69
4.10 MÉTODO DE MEDIDAS	72
CAPITULO 5 - RESULTADOS E DISCUSSÕES	74
5.1 CONJUNTO DE MEDIDAS COM O SUBSTRATO POLIDO	75
5.2 CONJUNTO DE MEDIDAS COM O SUBSTRATO PINTADO COM TINTA FOSCA PRETA	80
5.3 SINTESE DOS RESULTADOS	86
CAPITULO 6 - CONCLUSÕES	90
BIBLIOGRAFIA	95

CAPÍTULO 1 - INTRODUÇÃO

A preocupação com fontes de energias renováveis tem aumentado nos últimos anos. Principalmente, depois que a demanda de energia mundial esta caminhando para a saturação (Nagaoka et al., 2005). Nos últimos anos são cada vez mais constantes os apagões, mostrando que a quantidade de energia elétrica produzida já não é mais o suficiente para atender a demanda da população.

O sol por apresentar um grande potencial energético se apresenta como uma boa alternativa para fonte de energia para os mais variados fins. O Brasil apresenta um grande potencial para utilização da energia solar por seus altos índices solarimétricos durante o ano todo. Um exemplo de utilização de energia elétrica é para o aquecimento de água que pode ser amplamente utilizado pela rede hoteleira, para o fornecimento de água quente para os hóspedes. Principalmente durante os horários de pico em que consumo de energia elétrica alcança os seus maiores índices (Baptista, 2006).

O meio mais comum para captar a energia proveniente do sol são os coletores solares planos. Os coletores solares planos convertem a energia radiante do sol em energia térmica. Eles são constituídos por uma superfície absorvedora, que geralmente é pintada de preto para aumentar a absorção da radiação do sol, um vidro transparente que fica posicionado acima da superfície coletora, o vidro serve também para diminuir as perdas por convecção e radiação da placa absorvedora para a atmosfera. O fundo e as laterais são construídos por material isolante, que auxiliam na redução de perdas por condução (Zilles, 1987).

A transferência da energia produzida por coletores solares planos para o aquecimento de água é feita pela transferência de energia térmica para os tubos que estão em contato com a placa coletora. Por consequência o fluido que passa dentro destes tubos é aquecido, onde finalmente pode ser utilizado (Siqueira, 2003).

Na utilização de painéis solares para a produção de vapor de água, muito utilizado pela indústria de alimentos é necessário que os painéis solares alcancem uma temperatura mínima de funcionamento de 140°C. Por isso é interessante aumentar as performances dos coletores solares planos, para que eles alcancem temperaturas elevadas. Uma condição para chegar a esse objetivo é de reduzir as perdas térmicas

desses painéis, particularmente às perdas por radiação que passam a ser preponderantes acima de 100°C (David et al., 2007).

Como alternativa para reduzir as perdas térmicas dos coletores solares é a utilização de superfícies seletivas, que podem ser depositadas sobre a placa absorvedora ou sobre a janela transparente. As superfícies selecionadas devem propiciar a máxima transmitância para a banda de energia solar para a janela transparente e o máximo de absorção para o coletor. Para reduzir as perdas térmicas, as superfícies devem proporcionar a mínima emissividade do absorvedor e a máxima reflexão da janela transparente para a radiação proveniente do absorvedor aumentando a eficiência do painel solar (Krenzinger, 1979).

Na busca para otimizar o funcionamento dos painéis solares são desenvolvidas superfícies no Laboratório de Propriedade Óticas (Lapo) pelo Prof. Denis Gilbert Francis David (UFBA). As superfícies seletivas estudadas apresentam coeficientes de absorção interessantes, mas elas são finas ($\approx 1\mu m$) enquanto os substratos utilizados (metais) apresentam uma condutividade e capacidade térmicas elevadas. Devido a estas características qualquer aquecimento na superfície da amostra é rapidamente espalhado por toda a massa da amostra, reduzindo muito o aquecimento da mesma e estas amostras também apresentam um tempo de resposta muito longo. Com estas propriedades o método fotoacústico convencional não apresenta ser uma boa solução para o estudo de suas características ópticas. Pois com o método foto-acústico convencional utilizando uma frequência de modulação da ordem de 20Hz, a modulação do sinal da temperatura fica muito fraco, prejudicando a detecção do sinal.

Em alternativa para estudar as características das superfícies produzidas no laboratório está sendo desenvolvida uma outra metodologia de estudo, na qual busca medir a variação da temperatura diretamente na amostra. O método consiste em uma termometria diferencial no qual são colocados dois sensores de temperatura, um na parte de trás da amostra e outro colocado na carcaça do equipamento.

Como sensores de temperaturas estão sendo utilizados transistores SMD, por sua baixa massa e boa sensibilidade a variação de temperatura. Outra consideração que esta sendo realizada é que a luz que incide sobre a amostra apresente uma baixa frequência com períodos típicos de $T \approx 10$ a 20 s.

Para o desenvolvimento deste método de análise foi necessária a construção de um conjunto de aparelhagem que viabilizasse a sua aplicabilidade. Entre os equipamentos construídos estão: Fontes de radiação, Célula de detecção, Sistema de conversão analógico digital, Sistema de comutação da fonte e desenvolvimento de um programa específico para interpretação dos sinais obtidos.

São duas as fontes de radiação utilizadas neste trabalho: uma é a lâmpada H4, para a região do visível e do próximo infravermelho e a segunda é um resistor aquecido, que fornece regiões do infravermelho mais distante no espectro eletromagnético.

No capítulo 2 deste trabalho é apresentada a teoria do eletromagnetismo que descreve o comportamento da radiação e a descrição do modelo do Drude-Lorentz, que apresenta uma descrição microscópica para o fenômeno de absorção da radiação pela matéria. No capítulo 3 são apresentadas as teorias que descrevem o fenômeno de transferência de calor e é descrita a equação que modeliza a variação de temperatura pela amostra quando esta é iluminada por uma radiação modulada.

O capítulo 4 apresenta a descrição dos equipamentos construídos, como estão dispostas as suas montagens e as suas características. Sendo o capítulo 4 a apresentação dos resultados obtidos com os testes realizados com o equipamento e finalmente são apresentadas as considerações finais.

CAPÍTULO 2 - TEORIA ELETROMAGNÉTICA DA RADIAÇÃO

2.1 INTRODUÇÃO

A compreensão das características da matéria deve-se em grande parte a utilização da radiação eletromagnética como ferramenta fundamental para a realização deste estudo. As ondas eletromagnéticas possuem a característica de se propagar no vácuo e em um meio material. Quando esta propagação ocorre um meio material, a onda interage com este meio e esta interação depende do comprimento de onda da radiação incidente e das características do próprio meio.

O estudo dos efeitos sofridos pela onda eletromagnética nos fornece as características do meio no qual ela está se propagando. A resposta de como a radiação interage com o meio material pode ser obtido através da análise do feixe refletido, transmitido ou absorvido.

A radiação eletromagnética é formada por uma grande variedade de comprimentos de onda, que é chamado de espectro eletromagnético. O espectro varia desde as ondas cósmicas até as ondas de rádio, como mostrado na Figura 01.

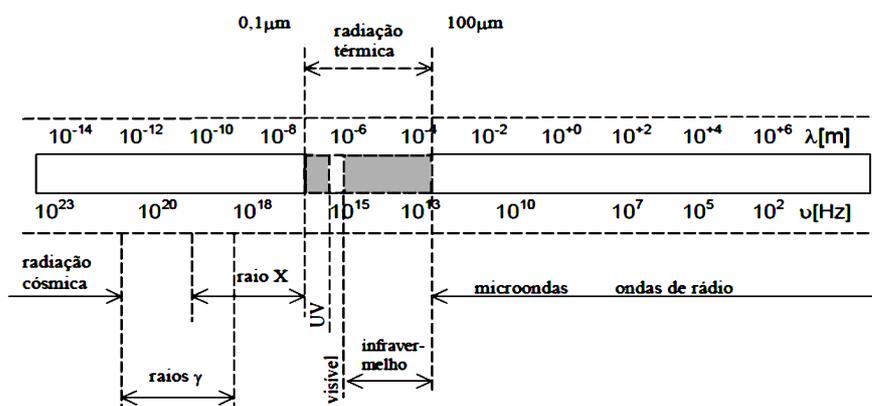


Figura 01: Representação do espectro eletromagnético

Neste trabalho são utilizadas duas fontes de radiação: uma para produzir ondas que se compreendem na região do visível e outra para ondas na região do infravermelho, a radiação que é produzida atravessa um certo caminho até atingir a amostra, que é o material que se tem o interesse de estudar. No meio deste percurso a radiação é refletida por um espelho para ser focalizada sobre a amostra.

Portanto, a compreensão das características das ondas eletromagnéticas é de fundamental importância, por isso, neste capítulo será apresentada a teoria que descreve o comportamento da radiação eletromagnética se propagando em um dado meio e o Modelo de Drude-Lorentz que apresenta uma visão microscópica para esta interação.

2.2 ONDAS ELETROMAGNÉTICAS

Para descrever o comportamento das ondas eletromagnéticas que se propagam através de um meio infinito, que não apresenta cargas prescritas no volume, utilizamos as equações de Maxwell (1864) (Jackson, 1975; Reitz et al., 1982):

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{\mathbf{D}} = 0 \quad (\text{Lei de Gauss}) \quad (2.1)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{\mathbf{B}} = 0 \quad (\text{Lei de Gauss}) \quad (2.2)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{\mathbf{E}} + \frac{\partial \vec{\mathbf{B}}}{\partial t} = \vec{\mathbf{0}} \quad (\text{Lei de Faraday}) \quad (2.3)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{\mathbf{H}} - \frac{\partial \vec{\mathbf{D}}}{\partial t} = \sigma_{cond} \vec{\mathbf{E}} \quad (\text{Lei de Ampère-Maxwell}) \quad (2.4)$$

onde definimos $\vec{\mathbf{E}}$ como sendo o vetor campo elétrico, $\vec{\mathbf{H}}$ o vetor campo magnético e σ_{cond} a condutividade elétrica. Temos também $\vec{\mathbf{D}}$ e $\vec{\mathbf{B}}$ que são os vetores deslocamento elétrico e indução magnética respectivamente.

Quando as ondas eletromagnéticas se propagam por um meio, o campo elétrico e magnético interagem com este, os efeitos da interação dos campos com a matéria pode ser traduzido através das chamadas equações constitutivas. A equação constitutiva do campo elétrico o relaciona com o vetores deslocamento elétrico $\vec{\mathbf{D}}$ através da equação 2.5 (Klingshirn, 2005):

$$\vec{\mathbf{D}} = \varepsilon_o \varepsilon(\omega) \vec{\mathbf{E}} \quad (2.5)$$

onde $\varepsilon(\omega)$ é a permissividade elétrica relativa do material, que pode ser escrita em função da susceptibilidade elétrica $\chi(\omega)$ do material pela equação 2.6:

$$\varepsilon(\omega) = 1 + \chi(\omega) \quad (2.6)$$

Substituindo a equação 2.6 na equação 2.5 obtemos:

$$\vec{\mathbf{D}} = (\varepsilon_o + \varepsilon_o \chi(\omega)) \vec{\mathbf{E}} \quad (2.7)$$

onde finalmente temos que $\vec{\mathbf{P}} = \varepsilon_o \chi(\omega) \vec{\mathbf{E}}$, temos então a equação constitutiva que relaciona o vetor deslocamento elétrico com o campo elétrico e a polarização elétrica equação 2.8.

$$\vec{\mathbf{D}} = \varepsilon_o \vec{\mathbf{E}} + \vec{\mathbf{P}} \quad (2.8)$$

Outra relação que também descreve a interação do campo elétrico no meio é a chamada densidade de corrente que está relacionada com o campo elétrico através da Lei de Ohm equação 2.9..

$$\vec{\mathbf{J}} = \sigma_{cond} \vec{\mathbf{E}} \quad (2.9)$$

A equação constitutiva que descreve a relação entre o campo magnético $\vec{\mathbf{H}}$ e o vetor indução magnética $\vec{\mathbf{B}}$ é dada como sendo:

$$\vec{\mathbf{B}} = \mu \vec{\mathbf{H}} \quad (2.10)$$

onde μ é a permeabilidade magnética do meio que pode ser relacionada com a susceptibilidade magnética do meio material χ_m e com a permeabilidade magnética do vácuo μ_0 através da equação 2.11.

$$\mu = \mu_0(1 + \chi_m) \quad (2.11)$$

substituindo a equação 2.11 na equação 2.10 e tendo o conhecimento que a magnetização é dada como sendo $\vec{M} = \chi_m \vec{H}$, podemos então escrever a relação entre o vetor indução magnética, campo magnético e magnetização pela equação 2.12.

$$\vec{B} = \mu_0(\vec{H} + \vec{M}) \quad (2.12)$$

Utilizando as equações de Maxwell (2.1 a 2.4) podemos chegar a encontrar as equações de onda para os campos \vec{H} e \vec{E} determinadas como:

$$\nabla^2 \vec{H} - \frac{\varepsilon\mu}{\mu_0 c^2} \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} - \mu\sigma \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = 0 \quad (2.13)$$

$$\nabla^2 \vec{E} - \frac{\varepsilon\mu}{\mu_0 c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} - \mu\sigma \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = 0 \quad (2.14)$$

onde ε, μ são a constante dielétrica e a permeabilidade magnética da onda que está se propagando no meio e c é a velocidade da luz.

Considerando a ausência cargas prescritas ($\sigma_{cond} = 0$) as soluções das equações de ondas são ondas planas que se propagam na direção \vec{k} com frequência angular ω , dadas por:

$$\vec{E} = \vec{E}_0 e^{-i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})} \quad (2.15)$$

$$\vec{H} = \vec{H}_0 e^{-i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})} \quad (2.16)$$

onde \vec{E}_0 e \vec{H}_0 são as amplitudes iniciais dos campos elétrico e magnético respectivamente.

A onda eletromagnética que se propaga no vácuo possui uma velocidade constante c que está relacionada com $\epsilon_0 \mu_0$ por:

$$c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \quad (2.17)$$

Quando a onda eletromagnética está se propagando em um meio não condutor a sua velocidade de propagação está relacionada com o *índice de refração do meio* por:

$$v_p = \frac{c}{n_{ind}} \quad (2.18)$$

O índice de refração do meio n é definido como sendo (Greiner, 1998):

$$n_{ind} = \sqrt{\frac{\epsilon \mu}{\mu_0}} \quad (2.19)$$

Substituindo a equação 2.19 na equação 2.18 escrevemos a velocidade de propagação de fase da onda eletromagnética no meio em função da permissividade elétrica e permeabilidade magnética deste mesmo meio:

$$v_p = \frac{c}{\sqrt{\epsilon \mu / \mu_0}} \quad (2.20)$$

Quando a onda eletromagnética se propaga através de um meio como um semicondutor e este meio interage com o campo da radiação incidente, absorvendo esta radiação, surge neste meio uma densidade de corrente \vec{J} que está relacionado com o campo elétrico através da condutividade elétrica, ou seja, $\sigma_{cond}(\omega) \neq 0$ que depende da frequência angular da radiação incidente.

Para este meio temos que o índice de refração $\hat{n}_{ind}(\omega)$, função dielétrica $\hat{\varepsilon}(\omega)$ e o vetor de onda \vec{k} são grandezas complexas. Os acentos circunflexos sobre as grandezas indicam que elas são complexas.

$$\hat{n}_{ind} = n_{real} + i k_{ima} \quad (2.21)$$

$$\hat{\varepsilon} = \varepsilon' + i\varepsilon'' \quad (2.22)$$

$$\vec{k} = |\vec{k}| \vec{u} = (\kappa' + i\kappa'')\vec{u} \quad (2.23)$$

onde \vec{u} é o vetor que determina a direção de propagação da onda em relação aos eixos do material e a onda incidente atinge o meio condutor a incidência normal.

Substituindo o vetor de onda \vec{k} nas equações 2.15 e 2.16 teremos:

$$\vec{E} = \vec{E}_0 e^{-i(\omega t - \kappa' \vec{u} \cdot \vec{r})} e^{-\kappa'' \vec{u} \cdot \vec{r}} \quad (2.24)$$

$$\vec{H} = \vec{H}_0 e^{-i(\omega t - \kappa' \vec{u} \cdot \vec{r})} e^{-\kappa'' \vec{u} \cdot \vec{r}} \quad (2.25)$$

passando a satisfazer as equações de onda, equações 2.13 e 2.14.

A relação entre as grandezas complexas, número de onda e índice de refração do meio é dada como:

$$\hat{k} = \frac{\omega}{c} \hat{n}_{ind} \quad (2.26)$$

Igualando as equações 2.23 e 2.26 temos:

$$\kappa' + i\kappa'' = \frac{\omega}{c} (n_{real} + i k_{ima}) \quad (2.27)$$

Da equação 2.27 temos a parte real e a parte imaginária do vetor de onda:

$$\kappa' = \frac{\omega}{c} n_{real} \quad (2.28)$$

$$\kappa'' = \frac{\omega}{c} k_{ima} \quad (2.29)$$

Escrevendo as equações 2.28 e 2.29 em função do comprimento de onda λ no vácuo:

$$\kappa' = \frac{2\pi}{\lambda} n_{real} \quad (2.30)$$

$$\kappa'' = \frac{2\pi}{\lambda} k_{ima} \quad (2.31)$$

As equações 2.24 e 2.25 escritas em função das grandezas n_{real} , k_{ima} , ω e c serão:

$$\vec{\mathbf{E}} = \vec{\mathbf{E}}_0 e^{-i(\omega t - \frac{\omega n_{real}}{c} \vec{u} \cdot \vec{r})} e^{-\frac{\omega k_{ima}}{c} \vec{u} \cdot \vec{r}} \quad (2.32)$$

$$\vec{\mathbf{H}} = \vec{\mathbf{H}}_0 e^{-i(\omega t - \frac{\omega n_{real}}{c} \vec{u} \cdot \vec{r})} e^{-\frac{\omega k_{ima}}{c} \vec{u} \cdot \vec{r}} \quad (2.33)$$

As mesmas equações 2.24 e 2.25 podem ser escritas em função do comprimento de onda λ :

$$\vec{\mathbf{E}} = \vec{\mathbf{E}}_0 e^{-i(\omega t - \frac{2\pi n_{real}}{\lambda} \vec{u} \cdot \vec{r})} e^{-\frac{2\pi k_{ima}}{\lambda} \vec{u} \cdot \vec{r}} \quad (2.34)$$

$$\vec{\mathbf{H}} = \vec{\mathbf{H}}_0 e^{-i(\omega t - \frac{2\pi n_{real}}{\lambda} \vec{u} \cdot \vec{r})} e^{-\frac{2\pi k_{ima}}{\lambda} \vec{u} \cdot \vec{r}} \quad (2.35)$$

Das equações 2.32 e 2.33 é possível perceber que o termo $e^{-\frac{\omega k_{ima}}{c} \vec{u} \cdot \vec{r}}$ é o responsável pela atenuação na onda que se propaga no meio.

Uma onda eletromagnética de intensidade I , ao se propagar através de um meio sofre atenuação em sua intensidade. Em virtude da atenuação sofrida através do meio a nova intensidade da onda passa a ser $I-dI$, como mostrado na Figura 02:

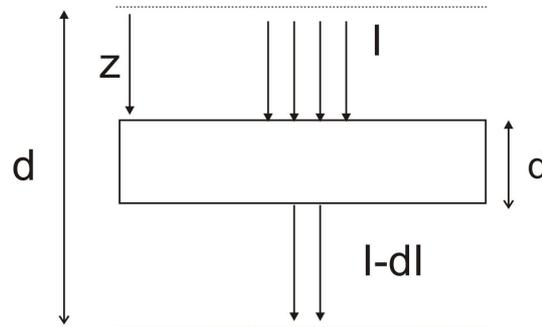


Figura 02: Representação da redução da intensidade de um feixe que passa através de um meio com espessura d .

Logo a intensidade do feixe atenuado através do meio é dada pela relação:

$$\alpha_{c.abs} = \frac{1}{I} \frac{dI}{dz} \quad (2.36)$$

Ao se integrar a equação 2.36, recuperamos a Lei de Bouguer-Lambert-Beer que é uma relação exponencial entre a intensidade da onda incidente e a intensidade da onda atenuada ao penetrar no meio em uma distância z (Rose et al., 1966).

$$I(z) = I e^{-\alpha_{c.abs} z} \quad (2.37)$$

O coeficiente de absorção $\alpha_{c.abs}$ é uma característica do meio absorvedor e depende do comprimento de onda da radiação incidente e descreve a quantidade de energia que é absorvida por unidade de profundidade. Quando se realiza uma análise de $\alpha_{c.abs}$ em função do comprimento de onda $\alpha_{c.abs}(\lambda)$ ou da frequência da onda incidente $\alpha_{c.abs}(\nu)$ obtemos assim o chamado espectro de absorção do meio em análise.

Para os óxidos e os semicondutores, a absorção de radiação pode estar vinculada com o estado energético dos elétrons, assim como a variação de energia vibracional dos átomos da rede.

Ao incidir radiação eletromagnética sobre a matéria, e esta sendo absorvida, pode surgir fenômenos fototérmicos em que uma parcela da radiação absorvida é transformada em calor. Esta geração de energia térmica pode ocorrer a partir de diversos processos de absorção seguido por processos de decaimento não radiativos.

Entre os processos de absorção, temos fenômenos de absorção quantizados (efeito fotoelétrico, por exemplo) e contínuos (interação com os elétrons “livres”, por exemplo). Esses processos de absorção podem ser descritos grosso modo pelo modelo de Drude-Lorentz, e com maior precisão com modelos quânticos. (Bube, 1960; Shalimova, 1975; Kittel, 1996; Gerlach, 1974)

Neste processo de absorção da radiação, as primeiras camadas da superfícies são que interagem com a radiação produzindo assim calor.

Da relação entre as equações 2.32 e 2.35 determinamos o coeficiente de absorção, que expressa a quantidade de energia absorvida do feixe como sendo:

$$\alpha_{c.abs} = \frac{2\omega k_{ima}}{c} \quad (2.36)$$

onde temos k_{ima} a parte imaginaria do índice de refração do meio, conhecido com coeficiente de extinção.

Através da equação 2.19 é possível estabelecer uma relação entre o índice de refração do meio $\hat{n}_{ind}(\omega)$ e a sua função dielétrica $\hat{\epsilon}(\omega)$. Levando em consideração que para a maioria dos óxidos e semicondutores a permeabilidade magnética relativa é igual a um, $\frac{\mu}{\mu_0} = 1$, para uma boa aproximação levando a equação 2.19 a ter a forma abaixo:

$$\hat{n}_{ind} = \sqrt{\hat{\epsilon}(\omega)} \quad (2.37)$$

Utilizando as equações 2.21 e 2.22 teremos:

$$(n_{real} + ik_{ima})^2 = \epsilon' + i\epsilon'' \quad (2.38)$$

Igualando as partes imaginária e real da equação 2.38 temos:

$$\varepsilon' = n_{real}^2 - k_{ima}^2 \quad (2.39)$$

$$\varepsilon'' = 2n_{real}k_{ima} \quad (2.40)$$

Resolvendo as equações 2.39 e 2.40 para n_{real} e k_{ima} teremos:

$$n_{real} = \sqrt{1/2[\sqrt{\varepsilon'^2 + \varepsilon''^2} + \varepsilon']} \quad (2.41)$$

$$k_{ima} = \sqrt{1/2[\sqrt{\varepsilon'^2 + \varepsilon''^2} - \varepsilon']} \quad (2.42)$$

Ainda podemos escrever a parte imaginária da função dielétrica em função da condutividade do meio, que é dada através da equação 2.43 (Reitz e Milford, 1982):

$$\varepsilon'' = \frac{\sigma}{\varepsilon_0 \omega} \quad (2.43)$$

Com estas equações verificamos que o comportamento da onda eletromagnética que se propaga dentro do meio é determinado pelas características deste, representadas pelo índice de refração $\hat{n}_{ind}(\omega)$ e pela função dielétrica $\hat{\varepsilon}(\omega)$ ambas complexas e dependentes da frequência da onda incidente e também através da condutividade $\sigma(\omega)$ do meio.

2.3 MODELO DO OSCILADOR HARMÔNICO DE DRUDE-LORENTZ

Um modelo clássico utilizado para descrever o comportamento que as ondas eletromagnéticas apresentam ao se propagarem através de um meio material é a chamada Teoria clássica de Drude-Lorentz, que apresenta uma explicação para o fenômeno da absorção da radiação pela matéria.

No modelo de Drude-Lorentz, os elementos constituintes da matéria (elétrons ligados ao núcleo, íons carregados) são considerados como osciladores harmônicos amortecidos, vibrando em torno de uma posição de equilíbrio sobre a ação de uma força de amortecimento linear proporcional a velocidade.

Na incidência da onda eletromagnética sobre a matéria os campos elétrico e magnético interagem com as partículas carregadas, produzindo uma força conhecida como Força de Lorentz:

$$\vec{F} = e\left(\vec{E} + \vec{V} \times \vec{B}\right) \quad (2.44)$$

onde \vec{F} é a força de Lorentz, e é a carga da partícula, \vec{E} e \vec{H} são o campo elétrico e o campo magnético da onda incidente e \vec{V} é a velocidade da partícula. Verifica-se que

$\left|e\vec{V} \times \vec{B}\right| \approx e \frac{\left|\vec{V}\right|}{c} \left|\vec{E}\right|$, enquanto $\left|\vec{V}\right| \ll c$ (caso da partícula não relativística). Considerando

esta situação a componente da força de Lorentz apresenta na equação 2.44 devido a \vec{B} é desprezível comparado com a componente devido a \vec{E} . Então escrevemos a força de Lorentz como sendo:

$$\vec{F} = e\vec{E} \quad (2.45)$$

onde pela equação 2.45 podemos perceber que a força sobre a partícula depende apenas da interação com o campo elétrico.

A equação clássica para o oscilador harmônico amortecido, que em resposta ao campo aplicado é deslocado de sua posição de equilíbrio pelo vetor \vec{u} é escrita como sendo:

$$\frac{d^2 \vec{u}}{dt^2} + \gamma \frac{d\vec{u}}{dt} + \beta \vec{u} = \frac{e\vec{E}_m}{m} \quad (2.46)$$

onde e e m são a carga e a massa da partícula, γ é a constante de amortecimento que apresenta a dimensão de frequência, $\beta = \omega_o^2$ sendo que ω_o é a frequência natural do oscilador não amortecido. Finalmente temos \vec{E}_m que é conhecido como campo molecular (Reitz e Milford, 1982).

Um entendimento do campo molecular pode ser visto na Figura 03(a), onde é colocado um meio dielétrico entre duas placas paralelas carregadas de cargas opostas. Como pode ser visto ao se colocar o dielétrico entre as placas, surgem neste meio dipolos induzidos. Uma maneira de avaliar o efeito destes dipolos é retirar de dentro deste material uma pequena esfera e fixar um ponto em seu centro para estudo. E ir se colocando aos poucos as cargas que foram retiradas.

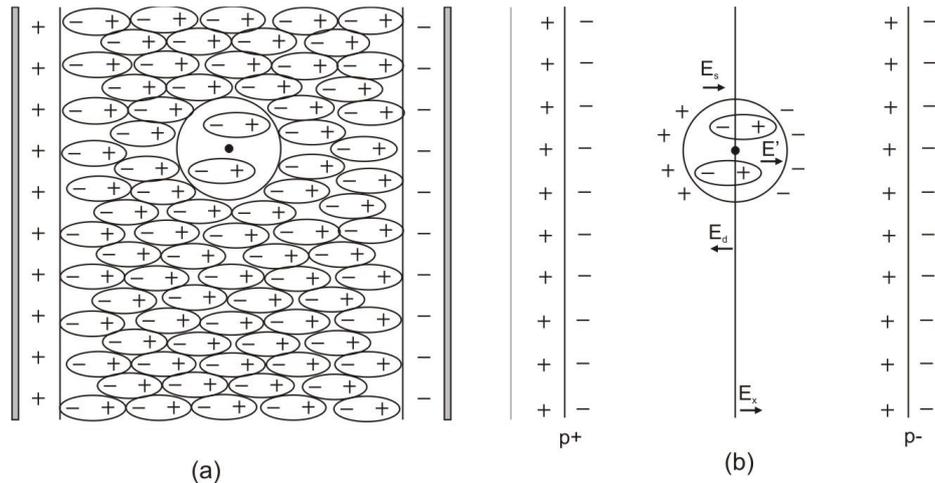


Figura 03: Representação de um campo elétrico atuando sobre um meio dielétrico

Analisando a Figura 03(b) é possível perceber nitidamente as concentrações de cargas que surgem no material. Estas concentrações de cargas é que fazem surgir os campos dentro do material, onde podemos avaliar o campo molecular como sendo a soma de todos estes campos (Reitz e Milford, 1982; Pedrotti e Pedrotti, 1993):

$$E_m = E_x + E_d + E_s + E' \quad (2.47)$$

onde E_x é o campo resultante das placas paralelas, E_d é o chamado campo despolarizante que surge em virtude das cargas que aparecem na superfície do dielétrico, E_s é o campo gerado pelas cargas que aparecem na superfície S retirada do material e E' é o campo gerado por todos os dipolos dentro da superfície S.

Da interação de todos estes campos presentes no meio dielétrico é possível deduzir uma expressão geral para o campo molecular em função do campo macroscópico e da polarização que surge no meio como sendo:

$$\vec{E}_m = \vec{E} + \frac{\nu \vec{P}}{\epsilon_o} \quad (2.48)$$

onde ν é conhecido como fator despolarizante.

Nas aplicações em análise o comprimento de onda λ é muito maior em relação ao deslocamento sofrido pela partícula. Com isto, podemos realizar simplificações em que só será levando em conta a parte temporal do campo, desprezando a variação espacial:

$$E_m = E_m^o e^{-i\omega t} \quad (2.49)$$

A partir da simplificação adotada na equação 2.49 em que o campo é considerado uniforme na escala de um oscilador, e considerando o estado estacionário a equação do oscilador tem as suas soluções obtidas através do método da substituição que nos fornece:

$$\vec{u}(t) = \vec{u}_o e^{-i\omega t} \quad (2.50)$$

A amplitude \vec{u}_o apresentada na equação 2.50 possui dependência com o campo molecular e com a frequência angular expressa da seguinte forma:

$$\vec{u}_o = \frac{e \vec{E}_m / m}{\omega_o^2 - \omega^2 - i\gamma\omega} \quad (2.51)$$

onde ω_o é chamada de frequência angular de ressonância do dipolo.

Na presença de um campo eletromagnético um oscilador fica polarizado, ou seja, a sua carga tende a se deslocar de sua posição de equilíbrio. O momento de dipolo gerado devido ao deslocamento da partícula de sua posição de equilíbrio \vec{u} e o valor de sua carga e implica a expressão a seguir da polarização do material:

$$\vec{P} = Ne\vec{u} \quad (2.52)$$

onde N é o número de carga por unidade de volume. A polarização em uma aproximação linear também pode ser considerada como sendo linearmente proporcional ao campo elétrico aplicado. Expressando a polarização em relação ao campo temos:

$$\vec{P} = \chi\epsilon_0\vec{E} \quad (2.53)$$

onde χ é a susceptibilidade elétrica.

Igualando as equações 2.52 e 2.53, teremos:

$$\chi\epsilon_0\vec{E} = Ne\vec{u} \quad (2.54)$$

Utilizando as equações acima podemos escrever a susceptibilidade elétrica como sendo:

$$\chi(\omega) = \frac{\omega_p^2}{(\omega_o^2 - \nu\omega_p^2) - \omega^2 - i\gamma\omega} \quad (2.55)$$

onde $\omega_p = \sqrt{\frac{Ne^2}{m\epsilon_0}}$ é a frequência de plasma. Utilizando a equação 2.6 é possível

também escrever a susceptibilidade elétrica em termos da frequência angular e da frequência de plasma como sendo:

$$\epsilon(\omega) = 1 + \frac{\omega_p^2}{(\omega_o^2 - \nu\omega_p^2) - \omega^2 - i\gamma\omega} \quad (2.56)$$

A correção do campo local pode ser desconsiderada para o caso em que a constante dielétrica não é muito diferente de 1 para frequências específicas. Esta simplificação também pode ser adotada em caso que o pico de ressonância domine sobre todos os outros. Com esta simplificação a equação 2.56 se torna finalmente:

$$\varepsilon(\omega) = 1 + \frac{\omega_p^2}{\omega_o^2 - \omega^2 - i\gamma\omega} \quad (2.57)$$

O material normalmente é constituído de vários materiais diferentes. As diferentes partículas constituintes de um meio podem apresentar diferentes propriedades. Cada partícula pode ser tratada como um oscilador harmônico independente, para tratar este efeito, a equação 2.57 pode ser generalizada para descrever os diferentes osciladores constituinte do meio.

$$\varepsilon(\omega) = 1 + \sum_i^N \frac{\omega_{p,i}^2}{\omega_{o,i}^2 - \omega^2 - i\gamma_i\omega} \quad (2.58)$$

A função dielétrica de um material real pode ser escrita como sendo a soma da contribuição dos diferentes elementos que o constitui. Portanto, podemos separar a contribuição dos elétrons de valência e elétrons livres e dos fônons (vibrações de rede) (Yu e Cardona, 2010). Com estas contribuições a equação 2.58 se torna:

$$\hat{\varepsilon}(\omega) = 1 + \sum_{\tau}^N \frac{\omega_{p,\tau}^2}{\omega_{o,\tau}^2 - \omega^2 - i\gamma_{\tau}\omega} - \sum_{\zeta}^N \frac{\omega_{p,\zeta}^2}{\omega(\omega + i\gamma_{\zeta})} + \sum_{\delta}^N \frac{\omega_{p,\delta}^2}{\omega_{o,\delta}^2 - \omega^2 - i\gamma_{\delta}\omega} \quad (2.59)$$

onde o primeiro somatório representa a contribuição dos elétrons de valência, o segundo dos elétrons livres e o terceiro e último dos fônons. Através da equação 2.59 é possível distinguir como os diferentes constituintes do meio podem contribuir para a absorção da radiação eletromagnética.

CAPITULO 3 - MODELIZAÇÃO TÉRMICA

3.1 INTRODUÇÃO

O processo conhecido como transmissão de calor tem despertado o interesse de vários estudiosos quanto aos fenômenos físicos que estão envolvidos em seu surgimento. A transmissão de calor surge sempre em que dois sistemas com temperaturas diferentes são colocados em contato, ou quando existe um gradiente de temperatura dentro do sistema.

O ramo da ciência que fornece o entendimento de como o calor se relaciona com as outras formas de energia é a termodinâmica. No entanto, ela só trata os sistemas em estado de equilíbrio térmico, sendo então utilizada para calcular a quantidade de energia que um dado sistema necessita para passar de um estado de equilíbrio térmico para outro.

É através do estudo da transferência de calor que se têm informações de como esta energia é transferida de um corpo para outro e qual é a taxa de transferência de calor em que ocorrem as interações entre os corpos. Portanto, o estudo da transferência de calor fornece o conhecimento necessário para completar o primeiro e o segundo princípios da termodinâmica (Kern, 1999; Incropera e DeWitt, 1999).

A energia pode ser transmitida entre dois sistemas de três formas básicas, convecção, radiação e condução. Durante o processo de transferência de energia os três fenômenos podem ocorrer de forma independente, ou os três podem ocorrer simultaneamente.

Neste capítulo serão apresentadas as características de cada modo de transmissão de calor e as suas peculiaridades. As equações que regem cada processo serão apresentadas. Em particular serão discutidos os efeitos da condução de calor em regime permanente e transitório, onde serão apresentadas as formas possíveis para a determinação da absorvidade dos materiais em estudo.

3.2 CONVECÇÃO

A transferência de calor conhecida como convecção surge da interação entre uma superfície e uma camada de fluido, ambas com temperaturas diferentes. Este modo

de transferência de calor se baseia em dois mecanismos básicos: (1) o movimento molecular aleatório conhecido como difusão e (2) o movimento global ou macroscópico do fluido. Nestes mecanismos, as moléculas do fluido em contato com a superfície adquirem a temperatura presente na superfície, e através dos movimentos aleatórios e ou global se movimentam no fluido transmitindo a temperatura que adquiriu, com isto, transmitindo calor (Incropera e DeWitt, 1999).

Em conseqüência da interação entre a superfície e o fluido surge uma região em que a velocidade do fluido varia de zero na superfície até uma velocidade u_x finita no fluido, esta camada é conhecida como camada limite hidrodinâmica de velocidade. Como a temperatura do fluido e da superfície são diferentes, esta região apresenta uma variação de temperatura que varia de T_s em $y = 0$ a T_∞ no fluido exterior, temperatura da superfície e temperatura do fluido respectivamente. Na Figura 04 é possível observar a distribuição de velocidade e de temperatura para a camada de ar próxima a superfície.

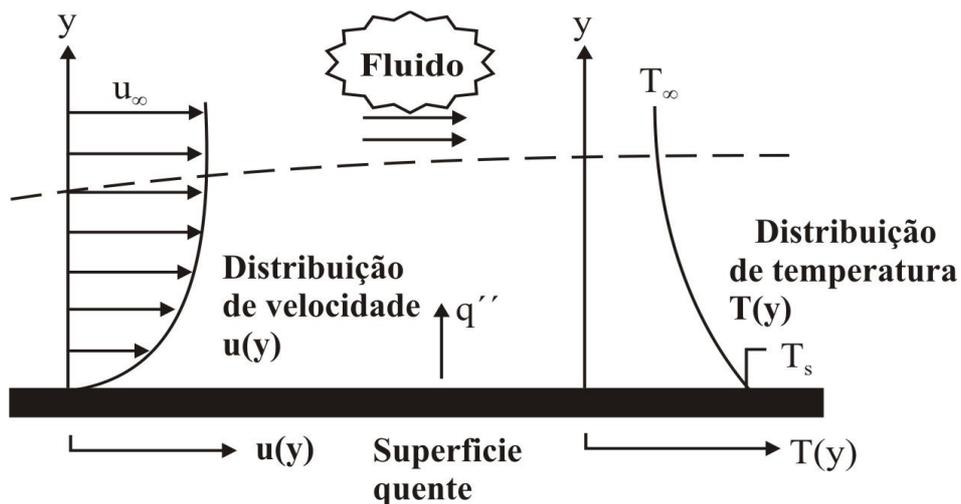


Figura 04: Representação da distribuição de velocidade e temperatura dentro da camada limite.

A convecção é classificada de acordo com a velocidade do fluido, que interage com a superfície. Quando o fluido que interage com a superfície se origina de uma fonte externa como um ventilador, uma bomba de ar atmosférico possuindo uma velocidade alta, o processo de convecção é conhecido como convecção forçada. Estando o fluido em repouso em relação a superfície, o processo de transmissão de calor é conhecido como convecção natural onde o fluido é induzido por forças de empuxo que surgem a partir de diferenças de densidade ocasionadas por variações de

temperatura no fluido. Os dois processos de convecção podem coexistir ao mesmo tempo, produzindo uma convecção combinada. No entanto, nesse trabalho, só consideramos a convecção natural.

A descrição matemática do processo de convecção independente da natureza do fenômeno pode ser escrita como sendo:

$$q''_{conv} = h A_{amo} (T_s - T_\infty) \quad (3.1)$$

onde q''_{conv} é o fluxo de calor por convecção (W/m^2), h é o coeficiente de transferência de calor por convecção ($W/m^2.K$), A_{amo} a área da superfície (amostra), T_s e T_∞ são as temperaturas na superfície e no fluido, respectivamente.

O coeficiente de transferência de calor por convecção h , possui dependência com a geometria da superfície, as condições da camada limite e a natureza do movimento do fluido. Um exemplo de como se pode avaliar o coeficiente de transferência de calor por convecção, é imaginando uma placa situada na vertical, como pode ser vista na Figura 05.

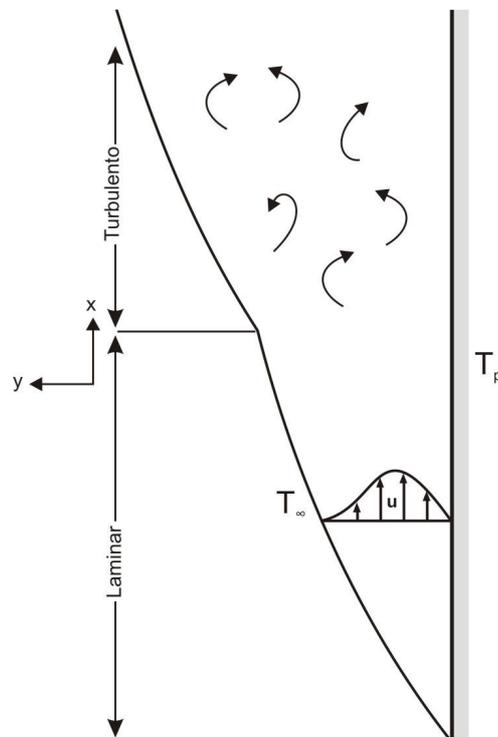


Figura 05: Representação da camada limite por convecção natural para uma placa vertical

Observando a Figura 05 apresentada e percebemos a formação da camada limite, que apresenta duas regiões bem definidas: região laminar e a região turbulenta.

Na formação da primeira região, conhecida com região laminar o fluido apresenta a característica de possuir um escoamento linear. Na segunda região formada, região turbulenta, o fluido não apresenta mais as características de linearidade no seu escoamento. Através do desenho ainda é possível perceber que a velocidade na camada limite, varia de zero na superfície da placa até um máximo e novamente decai até zero, por se tratar de um fluido estático.

A determinação do valor de \bar{h} (valor médio) no regime de convecção natural tem como base a equação abaixo:

$$\frac{\bar{h} x}{k_{cam}} = \overline{Nu}_x \quad (3.2)$$

onde Nu_x é um grupo adimensional conhecido com número de Nusselt e x é o comprimento da placa e k_{cam} é a condutividade térmica da camada limite.

O número de Nusselt foi apresentado por Churchill e Chu em duas equações diferentes dependentes de uma relação empírica conhecida como número de Rayleigh:

$$\overline{Nu}_x = 0,68 + \frac{0,670 Ra^{1/4}}{[1 + (0,492 / Pr)^{9/16}]^{4/9}} \quad (3.3)$$

$$\overline{Nu}_x = \sqrt{0,825 + \frac{0,387 Ra^{1/6}}{[1 + (0,492 / Pr)^{9/16}]^{8/27}}} \quad (3.4)$$

onde a equação 3.3 é aplicável para números de Rayleigh $Ra_x < 10^9$ e a equação 3.4 para $10^{-1} < Ra_x < 10^{12}$. O número de Rayleigh é igual ao produto entre as grandezas empíricas número de Grashof (Gr_x) e número de Prandtl (Pr).

O número de Prandtl é uma grandeza adimensional e representa a relação entre as espessuras relativas das camadas de limites térmica e hidrodinâmica, sendo representado pela equação abaixo:

$$\text{Pr} = \frac{\nu_{d.visco}}{\alpha_{d.térm}} \quad (3.5)$$

onde ν e α são taxa de difusão viscosa e taxa de difusão térmica. A equação 3.5 pode ser escrita também em termos do calor específico c_{p-cam} , da condutividade térmica da camada k_{cam} e de μ_{cam} , a viscosidade dinâmica.

$$\text{Pr} = \frac{c_{p-cam} \mu_{cam}}{k_{cam}} \quad (3.6)$$

O número de Grashof também é grupo adimensional, e representa a relação entre as forças de empuxo e as forças viscosas na convecção natural, sendo expresso pela equação 3.7.

$$\text{Gr}_x = \frac{g \beta_{T^{-1}} (T_p - T_\infty) x^3}{\nu_{d.visco}^2} \quad (3.7)$$

onde g é gravidade local, $\beta_{T^{-1}}$ é o inverso da temperatura na película, T_p é a temperatura da placa, T_∞ é a temperatura do fluido, x é o comprimento da placa e $\nu_{d.visco}$ é a viscosidade.

A partir da equação 3.2 até a equação 3.7 é possível estabelecer um valor médio para o coeficiente de perdas térmicas por convecção \bar{h} . Utilizando os valores presentes na literatura para a viscosidade da camada limite, condutividade térmica, taxa de difusão viscosa para a faixa de temperatura alcançada no experimento (Incropera e DeWitt, 1999), e considerando as dimensões da amostra, encontramos um coeficiente de perdas térmicas por convecção de $\bar{h} \approx 4 \text{ W} / \text{m}^2 \cdot \text{K}$.

3.3 RADIAÇÃO

A radiação é o processo no qual todos os corpos que apresentam uma temperatura finita emitem energia para o meio. A matéria em seus três estados básicos líquido, sólido e gasoso emite radiação, para isso bastando apenas possuir uma temperatura diferente do zero absoluto. Essa radiação emitida pode ser atribuída às mudanças que ocorrem nas configurações eletrônicas dos átomos ou moléculas constituintes da matéria. O campo de radiação que é emitido é formado por ondas eletromagnéticas, sendo portanto descrito na teoria clássica pelas equações de Maxwell.

Enquanto as outras maneiras de troca de calor entre uma superfície e o ambiente necessitam de um meio no qual a energia possa se propagar, a troca de calor por radiação, que se baseia em ondas eletromagnéticas, pode se propagar no vácuo ou através de um meio material. No entanto, a troca de calor por radiação é mais eficaz quando o meio no qual a radiação se propaga é o vácuo (Welty et al., 1976; Incropera e DeWitt, 1999).

Considerando uma quantidade de matéria limitada por uma superfície, mostrada na Figura 06, podemos estabelecer que a quantidade de radiação que a superfície emite tem como origem a energia térmica da matéria limitada por esta superfície e que a taxa de energia liberada por unidade de área é dada como sendo o seu poder emissivo P .

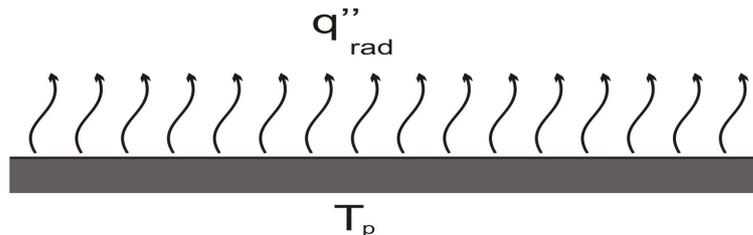


Figura 06: Representação de uma superfície emitindo radiação

No caso ideal, temos o chamado corpo negro, que se apresenta como um corpo que pode ser considerado um irradiador ideal, em que se admite que ele absorva toda a radiação incidente sobre ele sem refletir ou transmitir qualquer parcela dessa radiação e emite a máxima quantidade de energia possível em todos os comprimentos de onda a especificada temperatura.

Em 1900 Max Planck deduziu uma lei de distribuição da potência emissiva para diferentes comprimentos de onda para o corpo negro que depende da temperatura do corpo, dada pela equação 3.8:

$$\frac{dP_{negro}}{d\lambda}(\lambda, T) = \frac{C_1}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{C_2}{\lambda \cdot T}} - 1} \quad (3.8)$$

onde $P_{negro}(\lambda, T)$ ($W/m^2/m$) é a intensidade espectral do corpo irradiando, $C_1 = 2\pi^5 hc^2 = 374,5 \times 10^{-18} W/m^2$ e $C_2 = \frac{hc}{k_B} = 1,439 \times 10^{-2} K \cdot m$ são as duas constantes dessa lei, λ (m) é o comprimento de onda da radiação e T (K) é a temperatura do corpo.

A potência emissiva total de um corpo negro pode ser obtida integrando a equação de Planck (equação 3.8) em todo o espectro, obtendo:

$$P_{negro}(T) = \int_0^{\infty} P_{negro}(\lambda, T) d\lambda = \int_0^{\infty} \frac{C_1}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{C_2}{\lambda \cdot T}} - 1} d\lambda \quad (3.9)$$

Resolvendo esta integração, chegamos a conhecida lei de Stefan-Boltzmann, que estabelece uma dependência com a quarta potência da temperatura para a potência total emitida por unidade de área pelo corpo negro e dada pela equação 3.10:

$$P_{negro}(T) = \sigma_b T^4 \quad (3.10)$$

onde $\sigma_b = 5.67 \times 10^{-8} W m^{-2} K^{-4} s^{-1}$ é a conhecida constante de Stefan-Boltzmann e T é a temperatura do corpo negro.

Outra consequência derivada da equação de Planck é a possibilidade de determinar qual o comprimento de onda referente ao ponto de máxima emissão de radiação do corpo emissor. Para determinar a expressão correspondente basta derivar a equação de Planck com respeito ao comprimento de onda e igualar a zero, determinando assim o ponto de máximo e obtendo a seguinte expressão:

$$T\lambda_m = 2897 (K \cdot \mu m) \quad (3.11)$$

onde λ_m é comprimento de onda correspondente ao máximo. Esta expressão mostra que o quanto menor for a temperatura do corpo, maior será o comprimento de onda no qual irá ocorrer o máximo de emissão de radiação. A expressão estabelecida na equação 3.11 é chamada de lei de deslocamento de Wien.

Através da Figura 07 podemos verificar o comportamento de emissão do corpo negro para diferentes temperaturas e a sua intensidade com respeito ao comprimento de onda. Neste mesmo gráfico é possível identificar a parte do espectro eletromagnético correspondente ao comprimento de onda no visível.

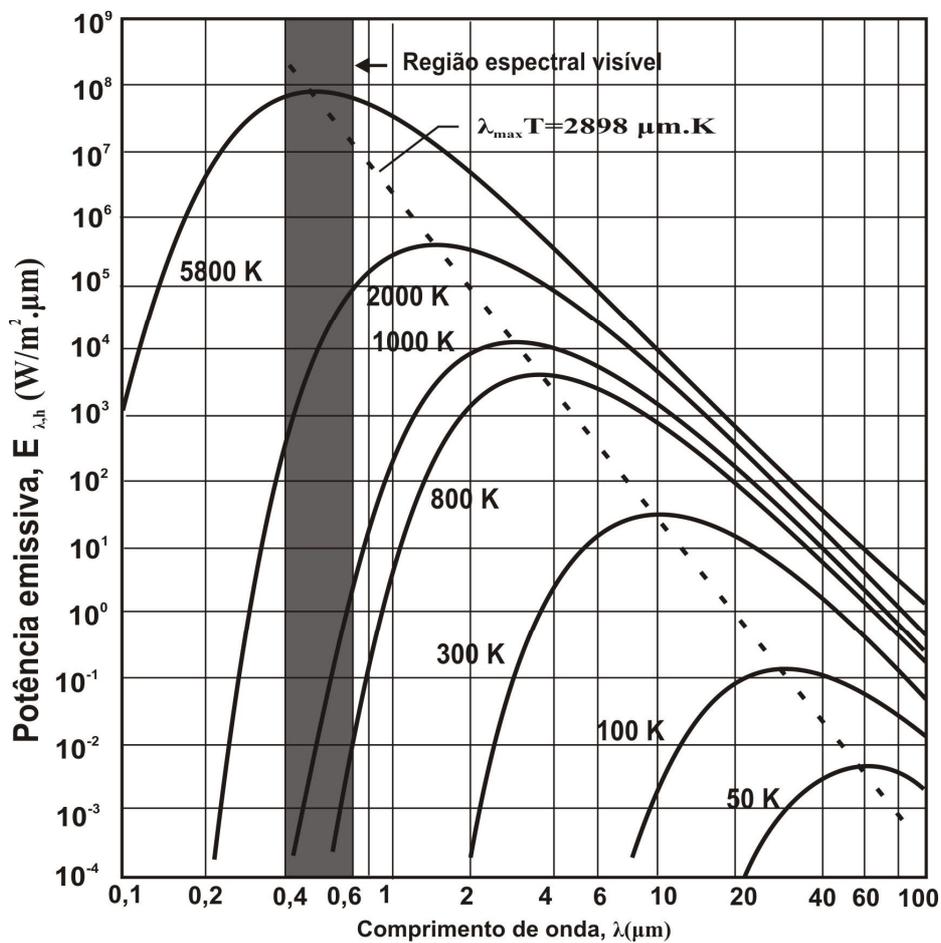


Figura 07: Gráfico representativo da curva do corpo negro e da lei de deslocamento de Wien

Ao contrário do que acontece com o corpo negro, os corpos reais não apresentam a característica de absorver toda a radiação que incide sobre ele. Quando uma radiação incidente sobre uma superfície real, parte desta radiação pode ser

absorvida, parte refletida e outra transmitida (Incropera e DeWitt, 1999). As frações da radiação podem ser representadas por:

$$\alpha + \rho + \tau = 1 \quad (3.12)$$

onde α é a fração da radiação que é absorvida (absortividade), ρ a parcela da radiação que é refletida (refletividade) e τ é a parcela da radiação que é transmitida através do corpo. A representação dos três fenômenos que ocorrem quando a radiação incide sobre o material podem ser visto na Figura 08.

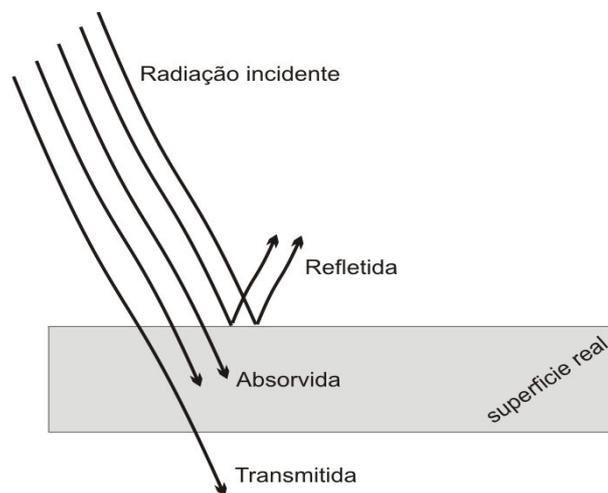


Figura 08: Representação dos fenômenos de reflexão, absorção e transmissão

Um tipo de corpo que apresenta a característica de não transmitir uma parcela da radiação que incide sobre ele é considerado como sendo opaco. Para estes tipos de corpos a equação 3.12 se torna:

$$\alpha + \rho = 1 \quad (3.13)$$

Para um corpo no estado de equilíbrio termodinâmico com o seu arredor, o balanço de energia entre a quantidade de energia recebida pelo corpo e a quantidade emitida por unidade de área e comprimento de onda $P_i(\lambda)$ deve permanecer constante. Se definirmos $P_{ambiente}(\lambda)$ como sendo a quantidade de energia proveniente do ambiente que chega sobre o corpo em função do comprimento de onda.

$$P_i(\lambda) = \alpha_i(\lambda)P_{ambiente}(\lambda) \quad (3.14)$$

Podendo escrever como sendo

$$\frac{P_1(\lambda)}{\alpha_1(\lambda)} = \frac{P_2(\lambda)}{\alpha_2(\lambda)} = \dots = \frac{P_i(\lambda)}{\alpha_i(\lambda)} = P_{ambiente}(\lambda) = constante \quad (3.15)$$

onde $P_1(\lambda), P_2(\lambda) \dots P_i(\lambda)$ representam a potência emissiva de cada parcela do corpo e $\alpha_1(\lambda), \alpha_2(\lambda) \dots \alpha_i(\lambda)$ a absorvidade espectral a uma determinada temperatura de equilíbrio e comprimento de onda. Esta relação mostra que a razão entre o fluxo emitido por unidade de área e a absorvidade de qualquer corpo é uma constante.

Imaginando um corpo negro dentro deste mesmo sistema da mesma forma e na mesma temperatura, a relação entre a quantidade de energia emitida e a quantidade absorvida fornece:

$$P_{negro}(\lambda) = P_{ambiente}(\lambda) \quad (3.16)$$

pois a absorvidade do corpo negro é igual a unidade.

Dividindo a equação 3.15 pela equação 3.16, obtemos a razão entre o poder emissivo de um corpo e o poder emissivo do corpo negro a mesma temperatura.

$$\alpha_i(\lambda) = \frac{P_i(\lambda, T)}{P_{negro}(\lambda, T)} \quad (3.17)$$

Esta relação é definida com sendo a emissividade $\varepsilon(\lambda)$ do corpo.

$$\varepsilon_i(\lambda) = \frac{P_i(\lambda, T)}{P_{negro}(\lambda, T)} \quad (3.18)$$

logo podemos escrever:

$$\alpha_i(\lambda) = \varepsilon_i(\lambda) \quad (3.19)$$

A equação representa que o valor da absorvidade e da emissividade de um corpo no estado de equilíbrio termodinâmico são constantes para os comprimentos de onda considerados.

Geralmente, a radiação de superfícies reais é diferente da radiação do corpo negro. Pois um corpo real sempre irradia menos que um corpo negro ($\varepsilon = \alpha \leq 1$). Os corpos reais que se comportam de forma semelhante ao corpo negro são ditos como corpo cinza. Para os corpos cinzas $\varepsilon_i(\lambda)$ é considerado como sendo independente de λ na faixa de temperatura considerada, (faixa que define a faixa espectral do corpo negro considerado).

A emissividade está relacionada com a propriedade radiativa da superfície, e é esta propriedade que proporciona uma medida da eficiência com que uma superfície emite energia em relação a um corpo negro. Somente o corpo negro como emissor ideal possui emissividade igual a 1.

Se for realizada a análise do espectro de emissão ou de absorção, as curvas serão semelhantes à de um corpo negro, mas a altura é reduzida por conta da emissividade do corpo que pode variar entre 0 e 1. A radiação emitida para o um corpo cinza tem dependência com a sua emissividade, sua área A_{amo} e com a quarta potência de sua temperatura.

$$P_{cinza} = \varepsilon_{corpo} A_{amo} \sigma_b T^4 \quad (3.20)$$

onde ε_{corpo} é a emissividade do corpo cinza, T é a temperatura do corpo cinza e σ_b é a constante de Stefan-Boltzmann.

Supondo uma superfície com característica de uma superfície cinza $\alpha_{cinza} = \varepsilon_{cinza}$, podemos escrever a equação de balanço de troca de calor entre a superfície e o ambiente, como sendo:

$$q_{rad}'' = \varepsilon_{corpo} \sigma_b A_{amo} (T_s^4 - T_{ambiente}^4) \quad (3.21)$$

onde $T_{ambiente}$ é a temperatura do ambiente. Esta expressão fornece a diferença entre a radiação emitida pela superfície e o quanto ele absorve de radiação do meio que a cerca.

3.4 CONDUÇÃO

Como os coeficientes de absorção dos filmes estudados são geralmente elevados, a radiação se transforma, como foi visto no capítulo anterior, em calor na superfície da amostra. O calor produzido na superfície da amostra que está em contato direto com a radiação incidente se espalha por toda a massa da amostra. O modo pelo qual este calor se espalha pela amostra está relacionado com o fluxo de calor no material. Esse fluxo de calor depende da condutividade térmica (k) e do calor específico do material c_p .

O fator que determina o quanto o material irá aceitar e conduzir a energia térmica é chamado de difusividade térmica do material. É dado por:

$$\eta = \frac{k}{\rho_d c_p} \quad (3.22)$$

onde η é a difusividade térmica, k a condutividade térmica, ρ_d a densidade e c_p é o calor específico do material.

A profundidade de penetração do calor por unidade de tempo, é chamado de comprimento de difusão térmica do material e é estabelecido como sendo:

$$\ell_d = (4\eta\tau_{int})^{1/2} \quad (3.23)$$

onde η é a difusividade térmica e τ_{int} é o tempo de interação.

Considerando uma amostra de comprimento d , o tempo necessário para que o calor percorra toda a amostra é chamado de tempo de difusão térmica:

$$\tau_{\text{int}} = \frac{d^2}{4\eta} \quad (3.24)$$

O método pelo qual o calor se propaga por toda a amostra é o da condução. As moléculas da superfície da amostra que se encontra com temperatura mais elevada, portanto, uma maior energia cinética, transferem esta energia para as outras moléculas do material (ver Figura 09). Durante a interação, as moléculas vão trocando energia cinética entre si, com isso aumentando a temperatura.

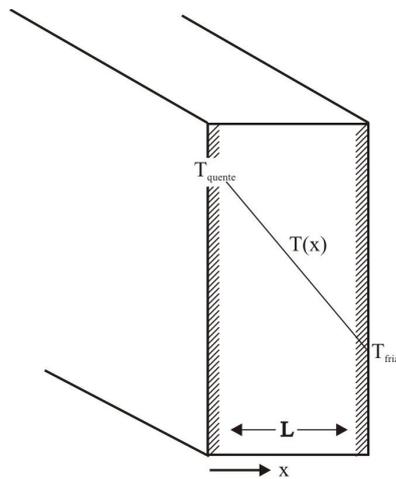


Figura 09: Distribuição de temperatura para a condução de calor

Foi o cientista francês, J.B. Fourier, em 1822, que enunciou que o fluxo de calor por condução está relacionado pela seguinte equação (Kreith, 1973; Holman, 1983):

$$\phi_k = -kA_{\text{seção}} \frac{dT}{dx} \quad (3.25)$$

onde consideramos que x é a direção do fluxo de calor positivo, ϕ_k é o fluxo do calor, $A_{\text{seção}}$ a área da seção através da qual o calor flui por condução, esta área é medida perpendicular ao fluxo de calor e $\frac{dT}{dx}$ é o gradiente de temperatura.

O sinal menos presente na equação 3.25 é uma convenção de sinal adotada para indicar que o fluxo de calor positivo deve ser na direção em que x aumenta. Com isto fluxo de calor será positivo quando o gradiente de temperatura for negativo, pois pela

segunda lei da termodinâmica, o calor flui naturalmente da região de maior temperatura para a de menor temperatura.

Para determinarmos a equação que governa a transferência de calor dentro de um sólido, podemos utilizar a equação 3.25 como ponto de partida. Para o caso em que o sistema se encontra em regime permanente, ou seja, a temperatura se mantém constante basta integrar a equação 3.25. Na situação em que a temperatura do sólido varia com o tempo, a situação é mais complexa.

Para encontrar a equação de condução de calor, para o caso em que a temperatura varia com o tempo e que fontes de calor podem surgir dentro do corpo, vamos considerar um elemento de volume do material que é atravessado por um fluxo de calor variando com tempo.

O elemento considerado apresenta um elemento de volume dV escrito em coordenadas cartesianas com:

$$dV=dx dy dz \quad (3.26)$$

A Figura 10 apresenta o esquema do fluxo de calor que atravessa o elemento de volume dV .

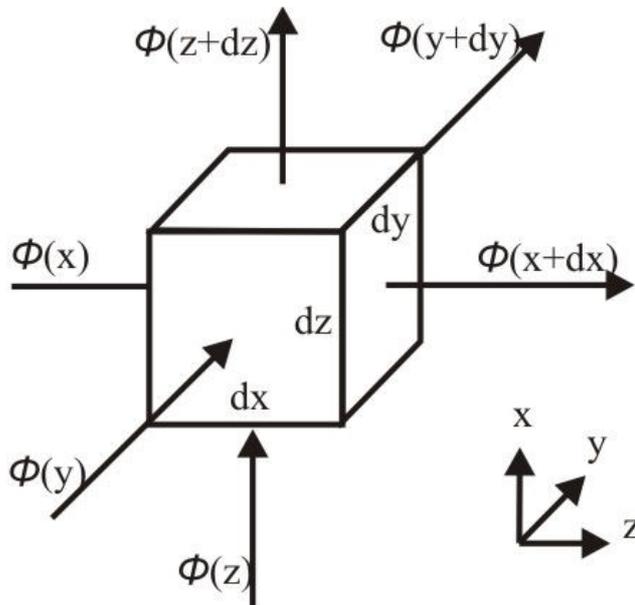


Figura 10: Elemento de volume elementar para a análise da condução de calor tridimensional.

Pelo princípio da conservação da energia, podemos então dizer que o fluxo de calor que entra segundo as três direções $\vec{x}, \vec{y}, \vec{z}$ dada por $(\phi(x), \phi(y), \phi(z))$ no elemento de volume é dada com sendo o fluxo de calor que sai $(\phi(x+dx), \phi(y+dy), \phi(z+dz))$, menos a quantidade de calor gerada nele q_{ger} e mais a quantidade de calor que é armazenada dentro dele $\frac{dU}{dt}$. Equacionando temos (Holman, 1983; Albuquerque, 2005):

$$\phi(x) + \phi(y) + \phi(z) = \phi(x+dx) + \phi(y+dy) + \phi(z+dz) - q_{ger} + \frac{dU}{dt} \quad (3.27)$$

onde, aplicando a lei de Fourier para o fluxo de calor que entra no elemento de volume temos:

$$\phi(x) = -kdydz \frac{\partial T}{\partial x} \quad (3.28)$$

$$\phi(y) = -kdx dz \frac{\partial T}{\partial y} \quad (3.29)$$

$$\phi(z) = -kdx dy \frac{\partial T}{\partial z} \quad (3.30)$$

Para o fluxo de calor que sai do elemento de volume, o expandindo até a primeira ordem e já substituindo pelas expressões 3.28, 3.29 e 3.30, encontramos:

$$\phi(x+dx) = - \left[k \frac{\partial T}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left(k \frac{\partial T}{\partial x} \right) dx \right] dy dz \quad (3.31)$$

$$\phi(y+dy) = - \left[k \frac{\partial T}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial y} \left(k \frac{\partial T}{\partial y} \right) dy \right] dx dz \quad (3.32)$$

$$\phi(z+dz) = - \left[k \frac{\partial T}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z} \left(k \frac{\partial T}{\partial z} \right) dz \right] dx dy \quad (3.33)$$

As expressões para a quantidade de calor que é gerada e armazenada dentro do corpo são respectivamente:

$$q_{ger} = Gdx dy dz \quad (3.34)$$

$$\frac{dU}{dt} = \rho_d c_p dx dy dz \frac{\partial T}{\partial t} \quad (3.35)$$

onde G é a taxa de geração de energia (absorção de luz, aquecimento elétrico, reação química, etc.) por unidade de volume, ρ_d é a densidade do corpo e c_p é o calor específico.

Agora, substituindo estes resultados na equação 3.27, chegaremos então ao seguinte resultado:

$$Gdx dy dz - \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(-k_x dy dz \frac{\partial T}{\partial x} \right) dx + \frac{\partial}{\partial y} \left(-k_y dx dz \frac{\partial T}{\partial y} \right) dy + \frac{\partial}{\partial z} \left(-k_z dx dy \frac{\partial T}{\partial z} \right) dz \right] = \rho_d c_p \frac{\partial T}{\partial t} dx dy dz \quad (3.36)$$

onde, se considerarmos o material como sendo isotrópico, a condutividade térmica será considerada constante ao longo de todo o material em todas as direções $k_x = k_y = k_z = k$. Com isto, as derivadas e os termos semelhantes podem ser simplificados.

$$\frac{G}{k} + \left[\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right] T = \frac{\rho_d c_p}{k} \frac{\partial T}{\partial t} \quad (3.37)$$

O segundo termo da equação 3.27 é o laplaciano e o termo $\frac{k}{\rho_d c_p}$ representa a difusividade térmica η , então a equação 3.27 se torna:

$$\nabla^2 T - \frac{1}{\eta} \frac{\partial T}{\partial t} + \frac{G}{k} = 0 \quad (3.38)$$

Analisando os termos da equação temos que o primeiro termo representa a diferença de calor que entra e sai do meio; o segundo termos da equação representa a energia que esta armazenada no meio e finalmente o ultimo termo representa a energia que foi gerada no meio ou mesmo a energia que foi absorvida.

Observando a equação 3.38, podemos fazer três análises das condições em que pode ser encontrado o sistema:

1) O regime de condução de calor é permanente, e não ocorre a geração de calor, portanto a equação 3.38 se torna:

$$\nabla^2 T = 0 \quad (3.39)$$

2) O fluxo de calor em regime permanente, sendo que existem fontes de calor.

$$\nabla^2 T + \frac{G}{k} = 0 \quad (3.40)$$

3) O regime dependente do tempo sem fonte de calor.

$$\nabla^2 T - \frac{1}{\eta} \frac{\partial T}{\partial t} = 0 \quad (3.41)$$

3.5 AVALIAÇÃO DA VARIAÇÃO DA TEMPERATURA DA AMOSTRA EM FUNÇÃO DO FLUXO INCIDENTE

Para avaliar a variação da temperatura na amostra em função do tempo podemos realizar um cálculo do fluxo térmico. A equação de balanço do fluxo térmico desprezando a difusão do calor nela e pegando como termos de fonte a absorção da luz e assinalando como termos de perdas as perdas por convecção com o ar e as perdas por condução através dos fios de conexão do substrato e o circuito (Incropera e DeWitt, 1999):

$$C \frac{dT}{dt} = \alpha \Phi - 2\sigma_b A_{amo} (T^4 - T_{ambiente}^4) - 2h(T - T_{ambiente})A_{amo} - \frac{k_{fio} A_{seção}}{L} (T - T_{ambiente}) \quad (3.42)$$

onde C é a capacidade térmica do material em estudo, h é o coeficiente de transferência de calor por convecção entre o detector (amostra) de temperatura T e o meio ambiente de temperatura $T_{ambiente}$, Φ é o fluxo de radiação incidente cuja fração α é absorvida pela amostra, $A_{seção}$ é a área da seção reta do fio, k_{fio} é a condutividade térmica do fio, L é o comprimento dos fios e o fator (2) surge em virtude das perdas pelas duas faces da amostra.

A equação 3.42 é uma equação diferencial que para resolve-la consideramos que $T - T_{ambiente} \ll T_{ambiente}$, onde podemos realizar simplificações que nos conduzem a uma linearização da equação diferencial que assume a seguinte expressão:

$$C \frac{dT}{dt} = \alpha \Phi - \left(8\sigma_b A_{amo} T_{ambiente}^3 + 2hA_{amo} + \frac{k_{fio} A_{seção}}{L} \right) (T - T_{ambiente}) \quad (3.43)$$

Na equação podemos fazer $\gamma = 8\sigma_b A_{amo} T_{ambiente}^3 + 2hA_{amo} + \frac{k_{fio} A_{seção}}{L}$, a equação

3.43 se torna:

$$C \frac{dT}{dt} = \alpha \Phi - \gamma (T - T_{ambiente}) \quad (3.44)$$

Podemos inicialmente considerar duas situações: na primeira, consideramos um fluxo constante sobre a amostra $\Phi = \Phi_o$ e na segunda, um fluxo periodicamente modulado $\Phi = \Phi_o + \Phi_1 \cos(\omega.t)$.

Analizamos a variação da temperatura da amostra para fluxo constante $\Phi = \Phi_o$. Para se resolver a equação 3.44, vamos tomar $\Delta T = T - T_{ambiente}$, teremos:

$$C \frac{d(\Delta T)}{dt} = \alpha \Phi_o - \gamma \Delta T \quad (3.45)$$

Arrumando a equação 3.45, teremos:

$$\frac{d(\Delta T)}{dt} + \frac{\gamma}{C} \Delta T = \frac{\alpha \Phi_o}{C} \quad (3.46)$$

A equação 3.46 representa uma equação diferencial de variável $\Delta T(t)$ linear de primeira ordem em t , de termos constantes. A solução desta equação pode ser encontrada utilizando o método matemático conhecido como fator integrante, onde encontramos a seguinte solução:

$$\Delta T(t) = \frac{\alpha \Phi_o}{\gamma} + c_1 e^{-\frac{\gamma}{C}t} \quad (3.47)$$

onde c_1 é a constante de integração, a qual pode ter seu valor encontrado utilizando as condições iniciais, $t = 0$, $\Delta T(0) = 0$.

$$c_1 = -\frac{\alpha \Phi_o}{\gamma} \quad (3.48)$$

Substituindo o valor de c_1 , na equação 3.47 obtemos:

$$\Delta T(t) = \frac{\alpha \Phi_o}{\gamma} \left(1 - e^{-\frac{\gamma}{C}t} \right) \quad (3.49)$$

Fazendo a análise para o caso em que o fluxo incidente sobre a amostra é senoidalmente variável no tempo. Partindo da equação 3.45, onde substituímos o fluxo variável:

$$\frac{d(\Delta T)}{dt} + \frac{\gamma}{C} \Delta T = \frac{\alpha \Phi_o}{C} + \frac{\alpha \Phi_1}{C} \cos(\omega.t) \quad (3.50)$$

Utilizando o mesmo procedimento adotado para resolver a equação 3.46 do fator integrante, encontramos a expressão para a variação da temperatura apresentada na equação 3.51.

$$\Delta T(t) = \frac{\alpha\Phi_o}{\gamma} + \frac{\alpha\Phi_1}{C^2} \frac{\gamma}{\frac{\gamma^2}{C^2} + \omega^2} \sqrt{1 + \frac{\omega^2 C^2}{\gamma^2}} \cos\left[\omega t - \arctg\left(\frac{\omega C}{\gamma}\right)\right] + c_2 e^{-\frac{\gamma}{C}t} \quad (3.51)$$

onde c_2 é a constante de integração que pode ser determinada utilizando a condição inicial $t = 0$, $\Delta T(0) = 0$. Onde encontramos o seguinte valor:

$$c_2 = -\frac{\alpha\Phi_o}{\gamma} - \frac{\alpha\Phi_1\gamma}{C^2} \frac{1}{\frac{\gamma^2}{C^2} + \omega^2} \sqrt{1 + \frac{\omega^2 C^2}{\gamma^2}} \cos(-\varphi) \quad (3.52)$$

Para encontrar o valor de $\cos(-\varphi) = \cos(\varphi)$, utilizaremos a relação trigonométrica abaixo.

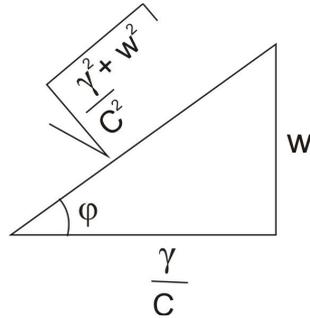


Figura 11: Relação trigonométrica

Da relação apresentada na Figura 11, podemos escrever o $\cos(-\varphi)$ como sendo:

$$\cos(-\varphi) = \cos(\varphi) = \frac{\gamma}{C} \frac{1}{\sqrt{\frac{\gamma^2}{C^2} + \omega^2}} \quad (3.53)$$

Substituindo os valores das equações 3.52 e 3.53 na equação 3.51, teremos o valor final da expressão para ΔT .

$$\Delta T = \frac{\alpha\Phi_0}{\gamma} \left(1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_t}\right) \right) + \frac{\alpha\Phi_1}{\gamma\sqrt{1+\omega^2\tau_t^2}} \left(\cos(\omega t - \varphi) - \frac{\exp\left(-\frac{t}{\tau_t}\right)}{\sqrt{1+\omega^2\tau_t^2}} \right) \quad (3.54)$$

onde $\varphi = \text{Arctg}(\omega\tau_t)$ e τ_t é a constante de tempo térmica que tem como expressão:

$$\tau_t = \frac{C}{\gamma} \quad (3.55)$$

Se fizermos abstração de um lado do regime transitório cuja evolução é determinada pela constante de tempo térmico τ_t , e do outro lado da parte de aquecimento constate devido a Φ_0 , o regime permanente senoidal associado à modulação tem como amplitude:

$$\Delta T_1 = \frac{\alpha\Phi_1}{\gamma\sqrt{1+\omega^2\tau_t^2}} \quad (3.56)$$

O comportamento do aquecimento e também do resfriamento apresentado pela amostra pode ser visto na Figura 12.

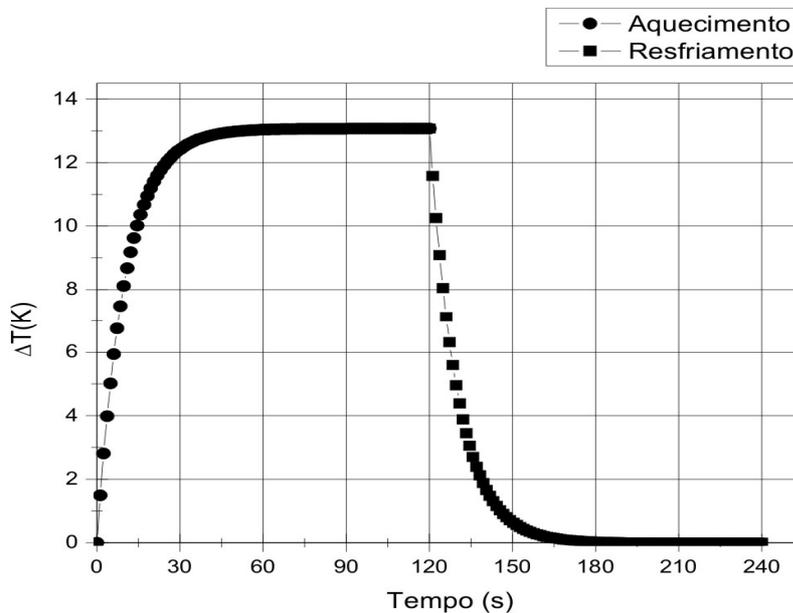


Figura 12: Gráfico do comportamento do aquecimento e resfriamento da amostra de $\tau_t = 10s$, para um fluxo de luz periódico de 16mW, considerando absorção total $\alpha = 1$ e um período de exposição de 120s.

A descrição do comportamento para a variação da temperatura apresentado pela amostra, descrito pela equação 3.56 para diferentes valores de frequência, pode ser visto na Figura 13.

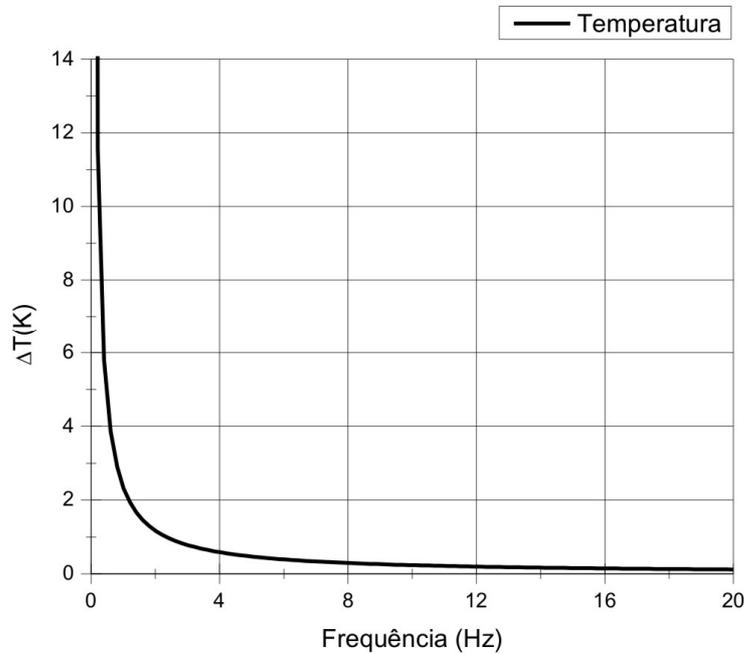


Figura 13: Gráfico do comportamento da variação da temperatura na amostra de $\tau_i = 10s$, para diferentes valores de frequência de modulação para um fluxo de 16mW.

Os detalhes dos valores alcançados para a variação de temperatura ΔT apresentados nos gráficos das Figuras 12 e 13, serão discutidos mais adiante no trabalho.

CAPÍTULO 4 - INSTRUMENTAÇÃO E MÉTODOS DE MEDIDAS

4.1 INTRODUÇÃO

As superfícies de interesse a serem estudadas para aplicação como absorvedores em painéis solares estão aplicadas em chapas metálicas que apresentam uma condutividade e capacidade térmicas elevadas. Amostras com estas características apresentam um rápido espalhamento de calor. Portanto, quando certa quantidade de calor é produzida na superfície destas amostras é logo espalhado por toda a massa do material.

Em virtude deste rápido espalhamento do calor por todo o material, o estudo de suas propriedades ópticas utilizando o método foto-acústico convencional, que consiste em medir a varia da pressão de um gás, dentro de uma célula fechada, provocada pelo aquecimento periódico da amostra em decorrência da incidência de um feixe de luz modulado, fica prejudicado. Pois, o sinal foto-acústico produzido não apresenta uma amplitude significativa, dificultando a sua detecção.

Como alternativa a este problema foi escolhida uma técnica em que consiste de medir diretamente a variação da temperatura sobre a amostra. Para medir esta temperatura foi inicialmente pensado em um sensor de temperatura que tivesse as menores dimensões possíveis, para que interferisse o mínimo possível na medida desta temperatura. Como solução chegou-se a utilização de um transistor SMD como sensor de temperatura por seu pequeno tamanho e por sua boa sensibilidade a variação de temperatura.

Para a aplicação desta metodologia se tornou necessária a construção de vários equipamentos como: a montagem do sistema, construção de uma célula de detecção, fonte de alimentação da célula de detecção, sistema de aquisição, programa de aquisição e construção da fonte de radiação infravermelha. A visão geral da montagem do experimento pode ser vista na Figura 14:

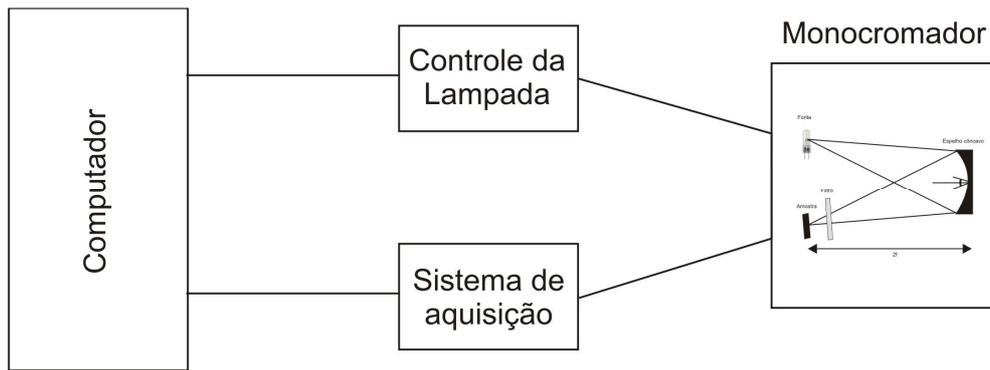


Figura 14: Apresentação da montagem geral do experimento

4.2 DESCRIÇÃO DO ESPECTRÔMETRO

Querendo conhecer a emissividade ε ou absortividade α dos filmes depositados em placas metálicas, desenvolvemos um espectrômetro. Devido a fraqueza das variações de temperatura previstas, não é possível partir de um monocromador de alta resolução. Por outro lado, precisamos alcançar uma faixa de comprimento de onda larga, abrangendo o visível (absorção da radiação solar) e o infravermelho (perdas por radiação). A solução escolhida é de um espectrômetro composto de 2 (duas) fontes (visível e IR) e um conjunto de filtros passa alto. A detecção é feita a partir de um método de medida de temperatura diferencial. A seguir serão descritos os componentes que compõem o instrumento utilizado.

4.2.1 MONOCROMADOR

O monocromador é a parte do sistema que seleciona uma faixa específica do espectro eletromagnético. A montagem do sistema que constitui o monocromador utilizado é composta de fonte de radiação, espelho côncavo, filtros e célula de detecção.

A disposição da fonte, do espelho e da amostra do monocromador é baseada na Equação dos Espelhos, Equação 4.1:

$$\frac{1}{s_o} + \frac{1}{s_i} = \frac{1}{f} \quad (4.1)$$

onde s_o , s_i e f são posição do objeto, posição da imagem e o foco do espelho respectivamente de maneira a formar a imagem da fonte sobre a amostra. O esquema da montagem pode ser visto na Figura 15.

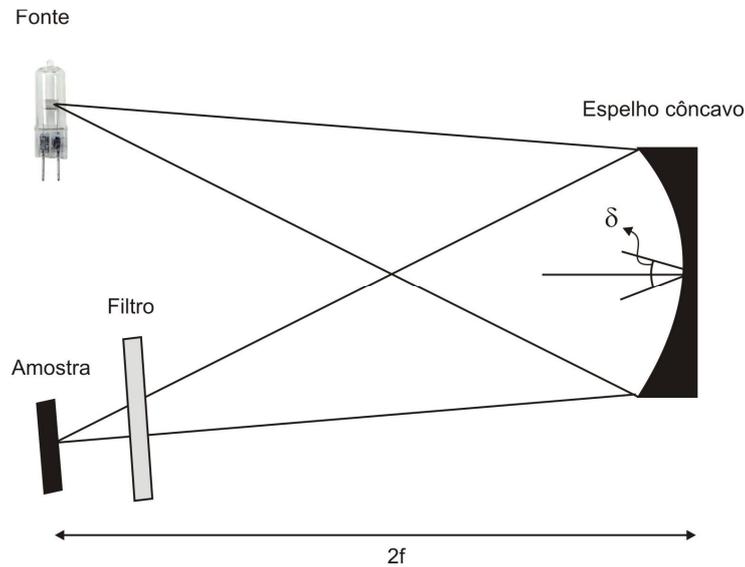


Figura 15: Esquema do monocromador

Baseado na Equação 4.1, é possível perceber que ao se colocar a fonte de radiação na posição $s_o = 2f$, vamos ter a formação de uma imagem da fonte na posição $s_i = 2f$, que apresenta a característica de possuir o mesmo tamanho do filamento. Com a utilização desta configuração é possível ter a formação de uma imagem do filamento sobre a amostra e garantir que a maior parte da superfície da amostra está recebendo radiação.

Em relação ao eixo principal do espelho tanto a fonte quanto o detector (amostra) é deslocado com um ângulo $\delta \approx 10^\circ$, onde este ângulo é pequeno para não causar distorção na imagem formada na posição $s_i = 2f$ (Hecht, 2002).

A região espectral de interesse vai do visível ao infravermelho distante, para obter os comprimentos de ondas desejados são utilizadas duas fontes de radiação e para seleccionar a região do espectro eletromagnético que incide sobre a amostra é utilizado Filtros Passa Alto da Reynard Corporation. Estes filtros possuem um comprimento de onda λ_f , estes só permitem a passagem de comprimentos de onda superiores a λ_f e cortam todos os comprimentos inferiores a este, foram projetados para uma transmissão

superior a 95% da radiação incidente e têm o máximo de eficiência para um ângulo de incidência de zero grau. Os filtros utilizados e os seus comprimentos de onda λ_f podem ser vistos na Tabela 01.

Tabela 01: Filtros da Passa Alto

Filtro	Classe espectral (λ)
R01728-00	$\lambda_f > 2,5\mu m$
R01732-00	$\lambda_f > 3,5\mu m$
R01738-00	$\lambda_f > 5,0\mu m$
R01742-00	$\lambda_f > 7,4\mu m$

Os filtros são posicionados na frente da amostra para permitirem apenas a passagem da região do espectro eletromagnético de interesse. Os filtros utilizados possuem um diâmetro de $d_f = 25$ mm. Para evitar que parte da radiação vinda da fonte chegue até a amostra sem passar pelo filtro, este é colocado junto a amostra, evitando luz residual.

O espelho côncavo utilizado possui uma distância focal de $f = 180$ mm e área $A_{esp} = 79,8$ cm². O espelho é fixado em um suporte que eleva o seu centro para posicioná-lo no mesmo plano que a fonte e o detector (amostra).

4.2.2 FONTE DE RADIAÇÃO

A fonte de radiação é a parte do equipamento que fornece a radiação eletromagnética. Existem diferentes fontes de radiação que vão desde a região gama até a região das ondas de rádio. A escolha das fontes a serem utilizadas é de extrema importância para a construção de um equipamento adequado. É preciso escolher qual a região do espectro eletromagnético que se tem interesse e qual o tipo de espectro que se seja obter.

Neste trabalho a região espectral estudada vai desde o visível ao infravermelho longínquo, o que levou a utilização de duas fontes de radiação. Uma para a escala espectral do visível até a região do infravermelho próximo e uma outra que vai do infravermelho próximo até o infravermelho distante. A seguir serão descritas as duas fontes de radiação utilizadas neste trabalho.

4.2.2.1 FONTE DE RADIAÇÃO VISÍVEL

A região espectral que é conhecida como região do visível é a parte do espectro que pode ser vista pelo homem. As cores que podem ser distinguidas são as cores que compõem o arco-íris (Vermelho, Alaranjado, Amarelo, Verde, Azul e Anil). Em termo do comprimento de onda esta região está compreendida entre $\lambda = 0,4\mu\text{m}$ e $\lambda = 0,7\mu\text{m}$ (Hecht, 2002).

Como fonte de radiação é utilizada uma lâmpada halógena OSRAM Standard H4, esta lâmpada tem uma tensão nominal de 12V em corrente contínua e pode alcançar uma potência máxima de 60W em funcionamento. A imagem da lâmpada utilizada pode ser vista na Figura 16.



Figura 16: Lâmpada H4 utilizada no espectrômetro.

A determinação da temperatura de funcionamento da lâmpada é de grande importância para avaliar o fluxo de radiação que chega sobre a amostra, tornando o conhecimento do valor desta temperatura indispensável. Como o filamento da lâmpada utilizada é um metal podemos admitir que a variação da resistência deste filamento com a

temperatura, apresenta um comportamento linear típico de metais, que pode ser apresentados através da equação 4.2 (Santana e David, 2010).

$$\Delta R(T) = a\Delta T \quad (4.2)$$

onde a representa o coeficiente de variação da resistência com a temperatura. Conhecendo a temperatura ambiente $T_{ambiente} = 300K$ e a resistência do filamento a esta temperatura $R_{ambiente} = 0,24\Omega$, ainda é necessário determinar a resistência do filamento em funcionamento R_{func} . Para determinar esta resistência foi montado o seguinte esquema apresentado na Figura 17.

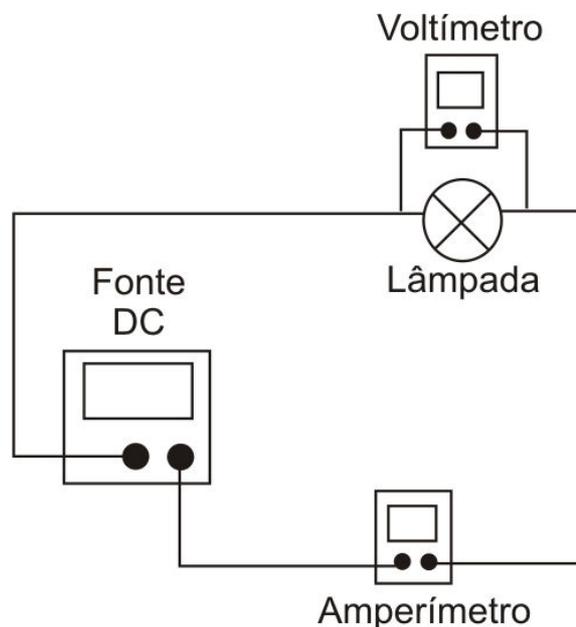


Figura 17: Esquema utilizado para medir a resistência do filamento da lâmpada em funcionamento.

Utilizando os valores da tensão e da corrente em funcionamento $11,90\text{ V}$ e $4,76 \pm 0,01\text{ A}$, respectivamente, encontramos uma resistência de $R_{func} = 2,50 \pm 0,01\Omega$ para o filamento em funcionamento. Possuindo o valor da temperatura ambiente, resistência do filamento a temperatura ambiente e resistência do filamento em funcionamento, com o auxílio da equação 4.2, podemos determinar o valor da temperatura

do filamento em funcionamento. Como resultado do sistema, encontra-se uma temperatura de funcionamento de $3125K$.

Outra grandeza que deve ser conhecida é o valor da emissividade do filamento. Para determinar o valor da emissividade podemos fazer a equação de balanço térmico do filamento. O filamento perde energia para o meio através dos três processos convecção, condução e radiação; as perdas por condução e convecção apresentam uma dependência linear com relação a ΔT . Equacionado temos:

$$\frac{dU}{dt} = C_4(T - T_{ambiente}) + \varepsilon_{fila} \sigma_b A_{fila} (T^4 - T_{ambiente}^4) \quad (4.3)$$

onde C_4 é uma constante, ε_{fila} é a emissividade do filamento, σ_b é a constante de Stefan-Boltzmann e A_{fila} é a área do filamento. Admitindo que a única fonte de energia que alimenta o filamento é a potência aplicada a ele pela fonte de tensão, então podemos escrever a equação 4.3 como sendo (Cavalcante e Haag, 2005):

$$V_{fila} \cdot i_{fila} = C_4(T - T_{ambiente}) + \varepsilon_{fila} \sigma_b A_{fila} (T^4 - T_{ambiente}^4) \quad (4.4)$$

onde V_{fila} e i_{fila} são a tensão e a corrente aplicadas sobre o filamento respectivamente. Na situação de altas temperaturas para o filamento a dependência linear com a temperatura é desprezível em comparação a temperatura a quarta potência. Levando em consideração a aproximação proposta e os valores de temperatura, tensão e corrente aplicados encontramos uma emissividade de $\varepsilon_{fila} = 0,66$.

A potência total emitida pelo filamento da lâmpada pode ser encontrada integrando a equação do corpo negro de Planck (equação 3.8) e multiplicar pela emissividade e pela área do corpo real (filamento da lâmpada).

$$P(T) = \varepsilon_{fila} \sigma_b \cdot A_{fila} \cdot T^4 \quad (4.5)$$

onde $A_{\text{fila}} = \pi.D.h$ é a área do filamento, dada pelo diâmetro e pela altura do filamento respectivamente 1 (um) e 5 (cinco) milímetros. Encontramos uma potência máxima emitida pelo filamento de $P = 56,0 \text{ W}$. A curva de corpo negro para o filamento da lâmpada com a temperatura e emissividade considerada pode ser vista na Figura 18.

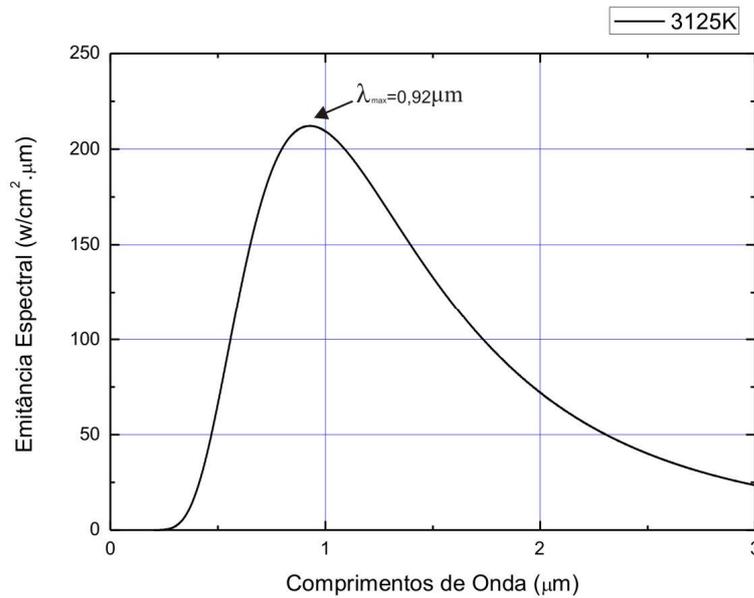


Figura 18: Espectro do filamento lâmpada com temperatura de 3125 K e emissividade de 0,66.

As lâmpadas halógenas são revestidas por um bulbo de vidro e é preciso levar em conta os coeficientes de transmissão do vidro para as diferentes regiões do espectro. Alguns dos vidros comerciais mais utilizados em fotodiodos, fotodetectores e lâmpadas apresentam um coeficiente de transmissão entre 0,6 e 0,9 na região de 0,4 a 3,5 μm (Prison, 2003). Os vidros utilizados em lâmpadas halógenas, passam por um tratamento especial para adquirir um baixo coeficiente de transmissão na região do infravermelho, refletindo grande parte da radiação IR gerada, e não utilizada, de volta para o filamento, onde é convertida em luz visível. Consideraremos emissão efetiva até 3 μm (Osram, 2011).

Considerando a temperatura do filamento e as características do vidro do bulbo da lâmpada para estimar a potência efetiva emitida pela lâmpada podemos integrar a

equação do corpo negro de Planck (equação 3.8) na região do espectro que apresenta transmissão de radiação através do vidro da lâmpada (Magalhães e Alves, 2008).

$$P(T) = \tau_{\text{vlamp}} \epsilon_{\text{fila}} A_{\text{fila}} \int_0^{\infty} \frac{C_1}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{C_2}{\lambda T}} - 1} d\lambda \quad (4.6)$$

onde $\tau_{\text{vlamp}} = 0,9$ é o coeficiente de transmissão do vidro da lâmpada. Resolvendo a integral da equação 4.6 e substituindo os valores encontramos uma potência efetiva total emitida pela lâmpada de $P = 45 \text{ W}$.

4.2.2.2 FONTE DE RADIAÇÃO INFRAVERMELHO

As fontes de Radiação Infravermelha IR podem ser naturais ou artificiais, sendo a fonte natural mais significativa é a Terra, com pico de emissão em torno de $10 \mu\text{m}$. As fontes de radiação infravermelhas naturais podem apresentar descontinuidades em seu espectro. Mas, em aplicações científicas, é preciso ter uma fonte que apresente um espectro contínuo na região de interesse. Em virtude desta característica são comumente utilizados sólidos ou líquidos aquecidos como fonte de radiação infravermelha. Os exemplos mais comuns são: resistores aquecidos e filamentos de lâmpadas incandescentes.

A lâmpada halógena H4 não apresenta uma emissão de radiação significativa para comprimentos de onda superior a $2,5 \mu\text{m}$. Para conseguir emissão para comprimentos de onda superiores foi utilizado um resistor bobinado de 32 mm de altura e 3,3 mm de diâmetro. O resistor é alimentado com uma fonte de corrente contínua com uma tensão de 15V e uma corrente de 1,6 A, efetivando uma potência de 24W.

Para o resistor o valor de sua resistência não apresenta o mesmo comportamento linear com a temperatura que os metais. Como alternativa para medir a temperatura de funcionamento do resistor, quando ele esta em seu máximo foi utilizado um termopar.

Com o auxílio do termopar foi encontrada para a tensão e corrente aplicada uma temperatura de $T_{\text{res}} = 833 \text{ K}$. Conhecendo a temperatura do resistor é possível estimar o valor de sua emissividade. No entanto, como a temperatura alcançada pelo resistor não é

muito elevada, desprezar os termos provenientes da condução e convecção apresentados na equação 4.4 não é possível. A forma encontrada para contornar este impasse é impor duas potências diferentes ao resistor obtendo dois valores de temperatura, os valores das potências aplicadas são bem próximos. Com isso, temos um sistema de duas equações e duas incógnitas, que sendo resolvido fornece o valor da emissividade.

O valor da emissividade encontrado para o resistor é de $\varepsilon_{res} = 0,98$. Conhecendo a área do resistor $A_{res} = 332 \times 10^{-6} \text{ m}^2$, sua temperatura e emissividade, podemos utilizar a equação 4.5 para determinar a potência efetiva emitida pelo resistor $P_{res} = 8,9 \text{ W}$.

O resistor apresenta o comportamento de um corpo negro e a sua curva pode ser vista na Figura 19.

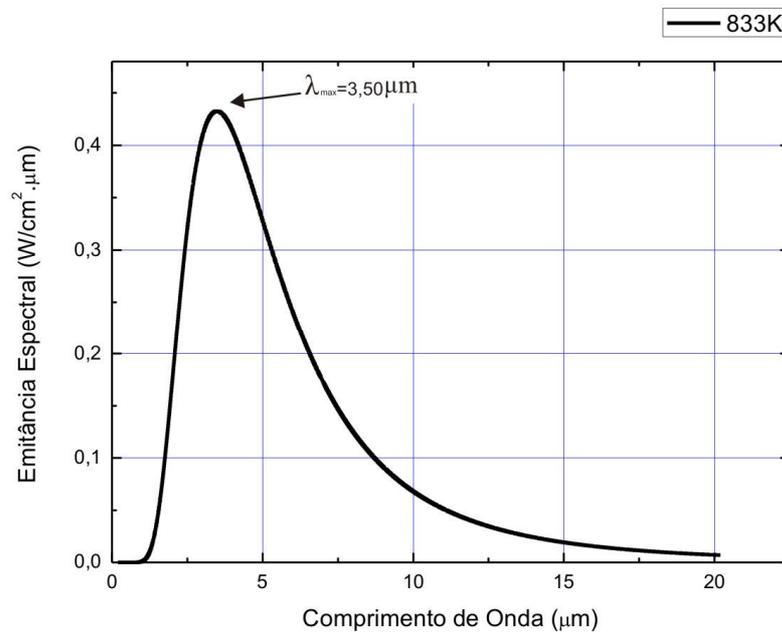


Figura 19: Espectro do corpo negro com temperatura de 833 K.

O resistor foi colocado dentro de um pedaço de cano de cloreto de polivinila (PVC) (Lopo, 2010). Para evitar que o resistor derreta o plástico do tubo, foi utilizado dois conectores de cerâmica (Fabricante: Sindal) para fixar o resistor. Com o aquecimento do resistor, o seu arredor absorve radiação e a sua temperatura aumenta. Com este aumento, o meio passa a emitir radiação térmica. Para contornar este impasse, a alternativa escolhida é o revestimento da parte interna do tubo de PVC por uma superfície metálica de baixa emissividade.

Foi escolhido o papel alumínio por ser uma alternativa barata e apresentar uma baixa emissividade (0,05) e uma alta refletância (mais de 0,95) à radiação de ondas longa (Michels, 2007; Magalhães e Alves, 2008). Uma fotografia da parte interna da fonte de radiação infravermelha construída no laboratório pode ser vista na Figura 20.

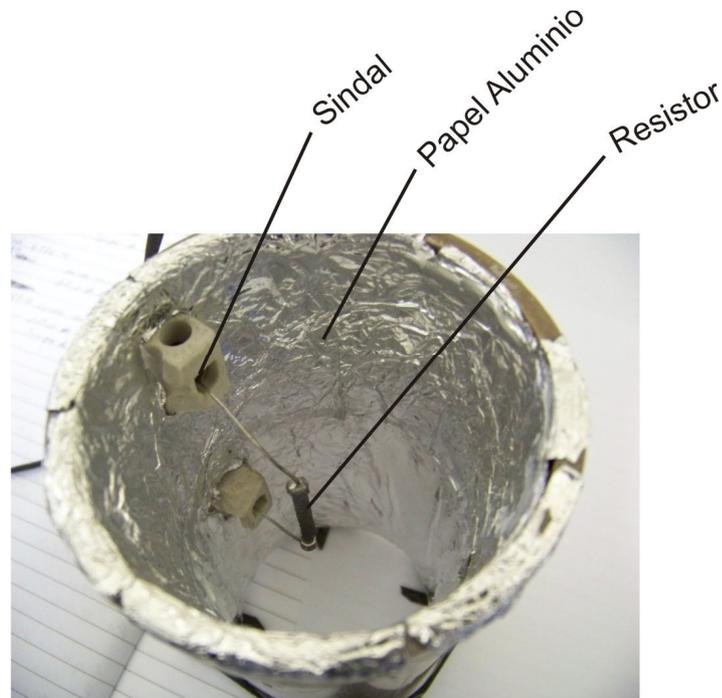


Figura 20: Fotografia do resistor (fonte de IR) construído.

Para auxiliar no resfriamento do resistor é colocada uma ventoinha na parte de cima do tubo. O posicionamento da ventoinha no tubo pode ser vista na Figura 21.

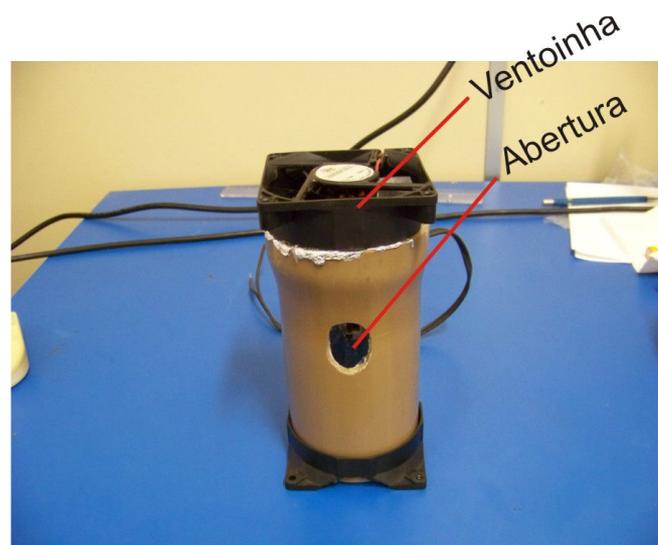


Figura 21: Fotografia externa da fonte de radiação infravermelha com a ventoinha.

4.3 AVALIAÇÃO DO FLUXO INCIDENTE SOBRE A AMOSTRA

Para avaliar do fluxo incidente sobre a amostra para o caso da lâmpada halógena H4 é preciso levar em conta os elementos que fazem parte do sistema e que contribuem efetivamente no fluxo que chega sobre a amostra.

Considerando que a lâmpada halógena H4 possui um fluxo luminoso Φ_o , o espelho apresenta um coeficiente de reflexão R_{esp} , A_{esp} sendo sua área e $2f$ é distância efetiva fonte espelho, podemos então equacionar o fluxo radiante que chega sobre a amostra com sendo (Silva, 2007; Santos 2001):

$$\Phi(\lambda) = \frac{\Phi_o A_{esp} R_{esp}}{(2f)^2} \quad (4.7)$$

Considerando a situação em que a potência efetiva da lâmpada é convertida em luz, temos $\Phi_o = \frac{45}{4\pi} W / sr$ e admitindo que o espelho apresente um coeficiente de reflexão de 85% (0,85) para incidência normal e conhecendo a área do espelho $A_{esp} = 8,0 \times 10^{-3} m^2$. Encontramos o fluxo luminoso que chega até a amostra como sendo:

$$\Phi(\lambda) = \frac{45}{4\pi} \cdot \frac{8,0 \times 10^{-3} \cdot (0,85)}{(0,36)^2} = 187 mW \quad (4.8)$$

Para o resistor aquecido é preciso levar em consideração que serão utilizados filtros passa longo, que cortam comprimentos de onda inferior a λ_f . Considerando este aspecto é necessário levar em conta a fração do espectro selecionada $f(\lambda_f, \lambda)$ pelo monocromador a partir do comprimento de onda λ_f .

A função $f(\lambda_f, \lambda)$ apresenta um comportamento como mostrado na Figura 22.

$$f(\lambda_f, \lambda) = \begin{cases} 0, & \lambda < \lambda_f \\ 1, & \lambda \geq \lambda_f \end{cases}$$

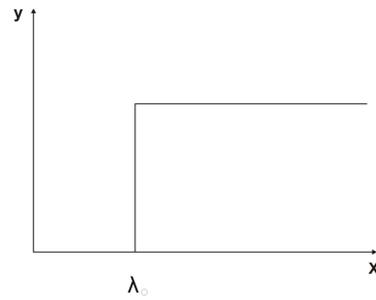


Figura 22: Gráfico da função $f(\lambda_f)$.

Para avaliar a quantidade de fluxo radiante que chega sobre a amostra proveniente do resistor aquecido sem a utilização dos filtros passa longo, podemos utilizar a equação 4.7 e o valor da potência efetiva emitida pelo resistor $P = 8,9 \text{ W}$. Efetuando os cálculos encontramos:

$$\Phi(\lambda) = \frac{8,9}{4\pi} \frac{8,0 \times 10^{-3} (0,85)}{(0,36)^2} = 37 \text{ mW} \quad (4.9)$$

Quando são utilizados os filtros é preciso levar em consideração que a quantidade de fluxo radiante que vai chegar sobre a amostra é menor do que quando o resistor é utilizado sem filtro. Para avaliar a quantidade de fluxo é preciso integrar a equação do corpo negro de Planck (equação 3.8) na região do espectro que passa através do filtro (Magalhães e Alves, 2008).

$$P_{\lambda > \lambda_f}(\lambda, T) = \varepsilon_{res} A_{res} \int_{\lambda_f}^{\infty} \frac{C_1}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{C_2}{\lambda T}} - 1} d\lambda \quad (4.10)$$

Os filtros utilizados apresentam um coeficiente de transmissão $T_{filt} = 0,95$, a partir deste parâmetro é preciso escrever uma nova equação que forneça a potência emissiva para a região de interesse do espectro que leve em consideração o coeficiente de transmissão dos filtros. A equação 4.7 se torna então em:

$$\Phi(\lambda) = \frac{\Phi_o A_{esp} R_{esp} T_{filt}}{(2f)^2} \quad (4.11)$$

Para os filtros disponíveis, foram encontrados os seguintes fluxos, apresentados na Tabela 2.

Tabela 2: Filtros e fluxos correspondentes para o resistor aquecido

Filtro	Classe espectral (λ)	Fluxo radiante (W)
R01728-00	$\lambda_f > 2,5 \mu m$	$32,8 \times 10^{-3}$
R01732-00	$\lambda_f > 3,5 \mu m$	$25,7 \times 10^{-3}$
R01738-00	$\lambda_f > 5,0 \mu m$	$16,6 \times 10^{-3}$
R01742-00	$\lambda_f > 7,4 \mu m$	$8,3 \times 10^{-3}$

4.4 SISTEMA DE DETECÇÃO

O sistema de medição do aquecimento da amostra é um sistema que mede a diferença da temperatura da amostra em relação a temperatura ambiente. A célula de detecção é constituída de um suporte, da amostra e de dois transistores SMD (Surface Mounted Device ou Dispositivo Montado na Superfície) para medir as temperaturas, como visto na Figura 23.

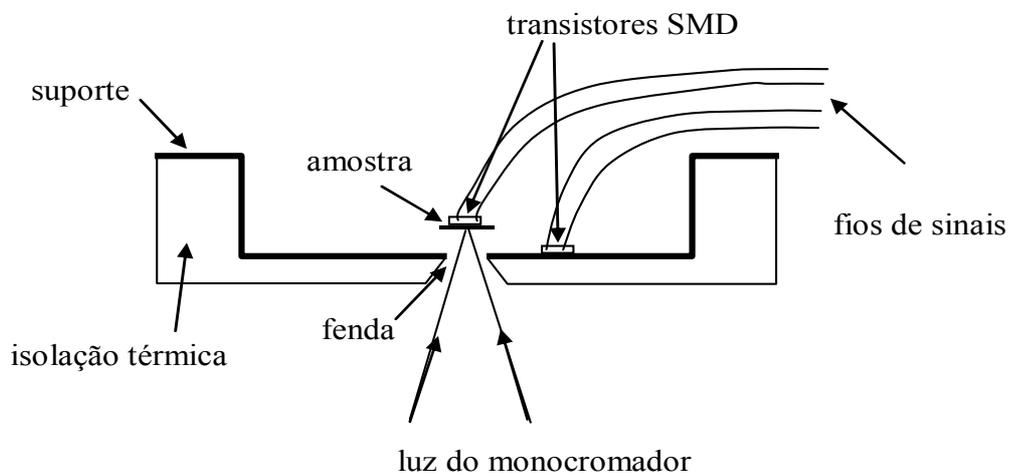


Figura 23: Célula de detecção.

Os transistores são diretamente soldados, um sobre o suporte e outro na amostra. A Figura 24 apresenta em detalhes o transistor soldado na amostra e as dimensões da amostra.

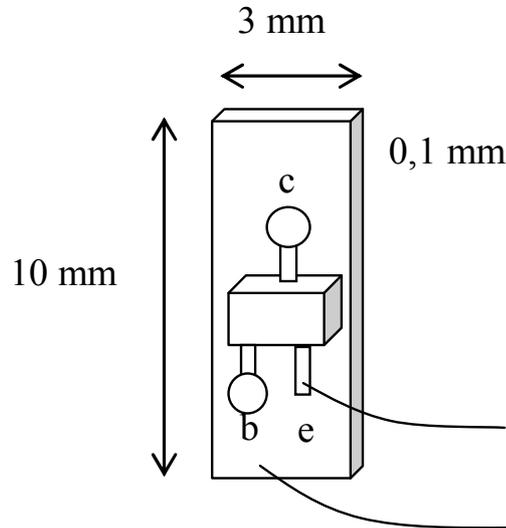


Figura 24: Transistor SMD soldado na amostra.

Observando a Figura 24, podemos determinar a área da superfície que compõem a amostra é $A_{amo} = 30mm^2$, a espessura da amostra é $e_{amo} = 0,1mm$ para reduzir a incidência do processo de condução de calor e propiciar ΔT maiores. Todo o material que constitui a célula de detecção é abrigado dentro de uma caixa metálica com apenas uma fenda para a passagem de luz vinda da fonte de radiação, esta caixa também funciona como uma gaiola de Faraday. Na Figura 25 é possível ver a célula montada dentro da caixa e a imagem da parte dianteira e traseira do circuito que contem os transistor.

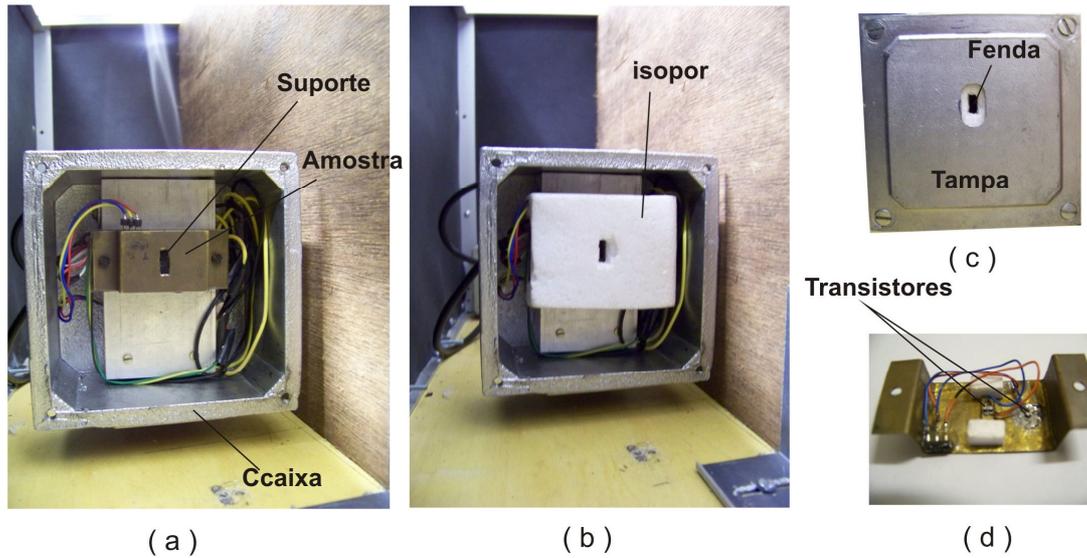


Figura 25: (a) Célula de detecção na caixa sem tampa e isolante, (b) Célula de detecção dentro da caixa e com isolante, (c) Imagem da tampa da caixa com a fenda de entrada de luz e (d) Imagem dos transistores soldados no suporte e na amostra.

O material utilizado no suporte e na placa onde é pintada a superfície estudada é uma liga metálica, o latão que é vastamente utilizado pela indústria para a produção de peças, por possuir uma boa resistência a corrosão, não apresenta propriedades magnéticas, possuir uma excelente condutividade elétrica e térmica, boa resistência mecânica e resistência a fadiga (Imai et al., 2009; Assouli et al., 2002).

O latão é comumente utilizado em radiadores de automóveis, em sistemas de aquecimento de casas, permutadores de calor, painéis de absorção de energia solar entre outras aplicações.

A composição básica do latão é o Zinco (Zn) e o Cobre (Cu) sendo, portanto, uma liga binária. A concentração de zinco que constitui a liga varia de 10% a 45%, outros elementos como o alumínio, estanho, chumbo, ferro e Manganês (elementos de ligas) podem ser encontrado em baixos teores. Os latões que apresentam uma única fase são chamados latões tipo α , estes podem conter teores de zinco de até 39% e apresenta uma estrutura sólida em temperatura ambiente. O latão chamado $\alpha + \beta'$ possui duas fases e apresenta concentrações de zinco de até 37% (Martins, 2009).

O latão apresenta propriedades térmicas interessantes que justificam a sua utilidade. Estas propriedades podem ser vistas na Tabela 03.

Tabela 03: Principais propriedades térmicas do latão (Schmidt et al., 2004)

Propriedade	Valor
Ponto de Fusão	1188 K
Condutividade Térmica	110 W/m.K
Calor Especifico	380 J/kg.K
Difusividade Térmica	$33,9 \times 10^6 \text{ m}^2/\text{s}$
Emissividade no visível	0,038
Densidade	8522 kg/m^3
Resistividade	$0,8 \times 10^{-8} \Omega.m$

Outra propriedade térmica de extremo interesse para a caracterização da amostra é a capacidade térmica C , que pode ser determinada através da equação 4.12.

$$C = mc_p \quad (4.12)$$

onde m é a massa da amostra e c_p é o calor específico do material que constitui a amostra. Podemos escrever a massa da amostra em função do volume e da sua densidade.

$$C = \rho_d V c_p \quad (4.13)$$

onde $V = A_{amo} e_{amo}$, com A_{amo} área da amostra, e_{amo} a espessura da amostra e ρ_d a densidade da amostra. Considerando as dimensões da amostra, a densidade e o calor específico, encontramos a seguinte capacidade térmica:

$$C = 9,71 \times 10^{-3} \text{ J/K} \quad (4.14)$$

Para o conjunto amostra + transistor SMD temos uma massa total $m_{total} = 33,8 \text{ mg}$, nesta configuração encontramos uma capacidade térmica de:

$$C = 12,80 \times 10^{-3} \text{ J / K} \quad (4.15)$$

Tendo o valor da capacidade térmica do material C é possível com a equação 3.53 determinar a constante de tempo de resposta térmica τ_t . Mas, para isso é necessário avaliar antes o coeficiente de perdas térmicas γ , apresentado na equação 3.41. Considerando os seguintes valores das constantes: $A_{amo} = 30 \times 10^{-6} \text{ m}^2$, $h = 4 \text{ W / m}^2 \text{ K}$, $T_{ambiente} = 298 \text{ K}$, $k_{fio} = 386 \text{ W / m.K}$, $L = 12 \times 10^{-2} \text{ m}$ e $A_{seção} = 0,21 \times 10^{-6} \text{ m}^2$, determinamos um valor para γ de:

$$\gamma = 12,7 \times 10^{-4} \text{ W/K} \quad (4.16)$$

Considerando a capacidade térmica da amostra apresentada na equação 4.14, encontramos uma constante de tempo de resposta térmica de:

$$\tau_t = 8 \text{ s} \quad (4.17)$$

No caso do conjunto amostra + transistor SMD temos uma constante de tempo de resposta térmica de:

$$\tau_t = 10 \text{ s} \quad (4.18)$$

De posse dos valores dos fluxos incidentes sobre a amostra para a lâmpada H4, equação 4.8, e para o resistor, equação 4.9 e Tabela 03, e do valor da constante de perdas térmicas e da constante de tempo de resposta térmica é possível estimar o valor da variação da temperatura na amostra. Considerando um fluxo constante utilizamos a equação 3.47 para construir um gráfico da variação da temperatura em função do tempo.

Utilizando como exemplo o valor do fluxo proveniente do resistor, $\Phi(\lambda) = 16,6 \text{ mW}$, encontramos uma variação de temperatura de $\Delta T = 13 \text{ K}$, a representação da variação da temperatura em função do tempo para este fluxo está apresentada na Figura 26.

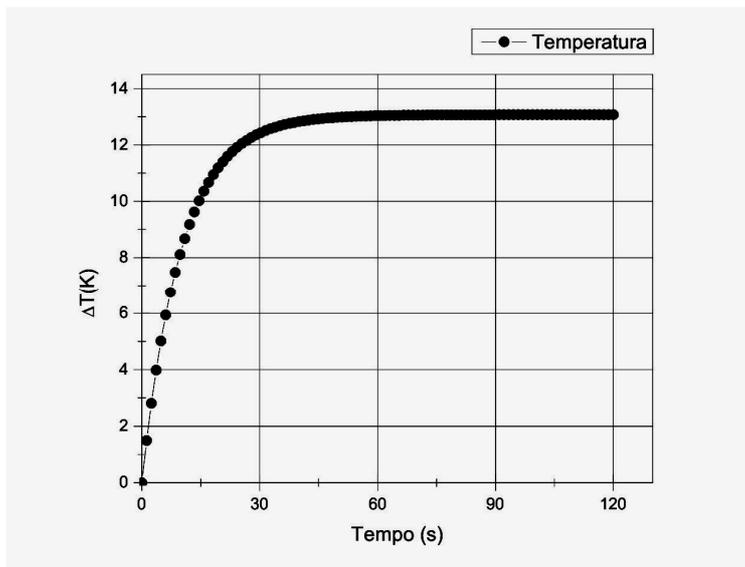


Figura 26: Gráfico da variação da temperatura calculado em função do tempo na amostra para o fluxo constante proveniente do resistor de $\Phi(\lambda) = 16,6 \text{ mW}$.

Os valores para a amplitude da variação da temperatura esperados, considerando os fluxos incidentes sobre a amostra constantes e que a radiação total é absorvida podem ser vistos na Tabela 04.

Tabela 04: Variação da temperatura para os fluxos constantes incidentes na amostra.

Fluxo radiante (W)	ΔT (K)
$187,0 \times 10^{-3}$	147,2
$37,0 \times 10^{-3}$	29,1
$32,8 \times 10^{-3}$	25,8
$25,7 \times 10^{-3}$	20,2
$16,6 \times 10^{-3}$	13,1
$8,3 \times 10^{-3}$	6,5

Considerando um fluxo senoidalmente variável temos a amplitude de variação da temperatura dada pela equação 3.54. Avaliando novamente para o caso da Lâmpada H4 com o fluxo de $\Phi(\lambda) = 16,6 \text{ mW}$, encontramos para um período de exposição igual ao tempo de constante térmica $\tau_t = 10 \text{ s}$, correspondendo a uma frequência de 0,1Hz,

uma variação de amplitude de $\Delta T = 8,3 \text{ K}$. À medida que o período de pulsação da fonte de luz diminui (frequência aumenta) o valor da amplitude da temperatura também diminui.

Para um período de 0,05s (frequência de 20Hz), encontramos uma amplitude de $\Delta T = 0,01 \text{ K}$. O comportamento da variação da amplitude com a frequência para o fluxo considerado pode ser visto no gráfico apresentado na Figura 27.

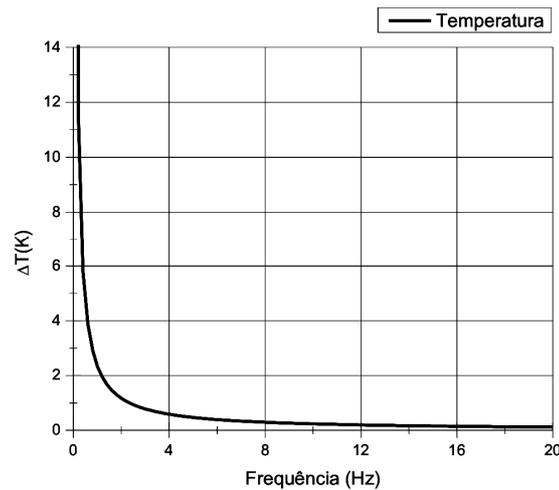


Figura 27: Gráfico da variação da amplitude da temperatura calculado em função da frequência, para um fluxo variável de $\Phi(\lambda) = 16,6 \text{ mW}$.

Os valores dos ΔT dos fluxos variáveis para as frequências de 0,1Hz e 20Hz podem ser visto nas Tabela 05.

Tabela 05: Valores das amplitudes para os fluxos variáveis para as frequências de 0,1Hz e 20Hz.

Fluxo radiante (W)	ΔT (0,1Hz) K	ΔT (20Hz) K
$187,0 \times 10^{-3}$	23,15	0,120
$37,0 \times 10^{-3}$	4,58	0,023
$32,8 \times 10^{-3}$	3,96	0,021
$25,7 \times 10^{-3}$	3,186	0,016
$16,6 \times 10^{-3}$	2,058	0,010
$8,3 \times 10^{-3}$	1,024	0,005

O sinal obtido através do transistor necessita ser amplificado. Para esta finalidade, foi montado um circuito pré-amplificador. O esquema deste circuito pode ser visto na Figura 28.

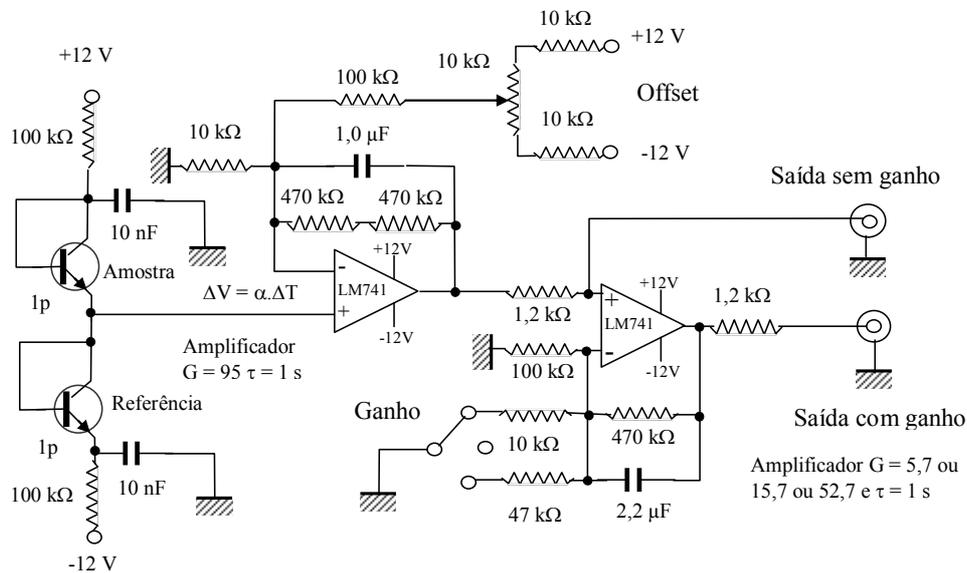


Figura 28: Esquema do circuito utilizado para amplificar o sinal do detector.

Esse esquema mostra como são montados os transistores SMD e os dois amplificadores operacionais utilizados. No primeiro amplificador o sinal sofre um ganho de $G=95$, e no segundo a configuração utilizada no amplificador permite dar três ganhos diferentes ao sinal $G=5,7$ ou $15,7$ ou $52,7$. O circuito também apresenta um offset para ajustar o zero e equilibra assim a montagem diferencial.

O transistor utilizado possui a tecnologia SMD (*Surface Mounted Device*) com um invólucro do tipo SOT23 que possibilita a sua soldagem diretamente na superfície da amostra. O transistor escolhido foi o 2N3904 ou MMBT3904. Ele é do tipo NPN. Uma representação do transistor utilizado pode ser vista na Figura 29.

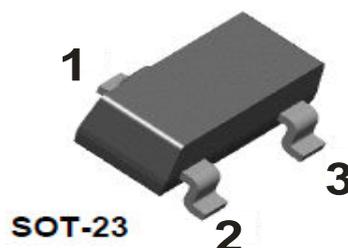
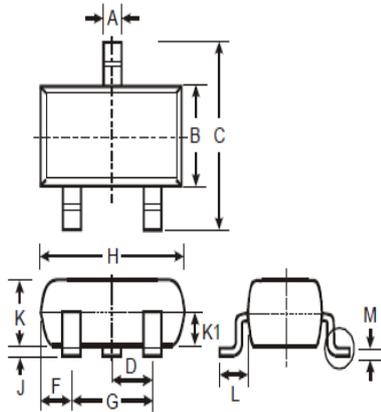


Figura 29: Transistor 2N3904 no invólucro SOT23, onde 1, 2 e 3 são os terminais do transistor, respectivamente: coletor, base e emissor.

O transistor SMD 2N3904 apresenta dimensões físicas (Diodes, 2009) que podem ser vistas na Figura 30 e os seus valores numéricos apresentados na Tabela 06. Neste tipo de invólucro o transistor apresenta uma massa de somente 0,0082 g.

Tabela 06: Características físicas do transistor 2N3904



Invólucro SOT23			
Dimensão	Min.	Max.	Típico
A	0,37	0,60	0,40
B	1,15	1,50	1,30
C	2,30	2,50	2,40
D	0,91	1,01	0,95
F	0,46	0,61	0,59
G	1,77	2,03	1,90
H	2,90	2,94	2,92
J	0,01	0,10	-
K	0,89	1,09	0,93
K1	-	-	-
L	0,45	0,60	0,55
M	0,08	0,23	-

Figura 30: Imagem da representação das dimensões do transistor 2N3904

Os transistores bipolares SMD presentes no circuito são utilizados como sensores de temperatura. Para utilizá-los como sensores é realizado um curto-circuito entre o coletor e a base. Os transistores passam a apresentar o comportamento de um diodo, onde se tem uma junção ativa entre a base e o emissor (Águas, 2009).

O aquecimento provocado pela incidência da luz sobre a amostra induz uma variação de tensão na base da junção base-emissor que é percorrida por uma corrente constante i . Com efeito, esta tensão entre a base e o emissor, V_{BE} , tem uma dependência com a temperatura, esta dependência pode ser expressa pela equação 4.15 (Gardner et al., 2001; Fruett e Meijer, 2003).

$$V = \frac{k_b T}{e} \ln \frac{i}{i_0} \quad (4.15)$$

onde T é a temperatura, e é a carga do elétron, k_b é a constante de Boltzman, i_0 é a corrente de saturação e i é a corrente aplicada. Considerando a ordem de grandeza de i_0

e i como sendo 10^{-13} A e 120×10^{-6} A, $k_b = 1,38 \times 10^{-23}$ J/K, $q = 1,6 \times 10^{-19}$ C, encontramos um fator de conversão entre tensão e temperatura no transistor dado por:

$$V = \frac{1,38 \times 10^{-23}}{1,6 \times 10^{-19}} \cdot \ln \frac{120 \times 10^{-6}}{10^{-13}} T \approx 1,8T \dots (mV / K) \quad (4.16)$$

Levando em conta os ganhos disponíveis através do circuito pré-amplificador podemos encontrar a sensibilidade relacionada com cada ganho final G.

$$V = 1,8GT \quad (mV / K) \quad (4.17)$$

As respectivas sensibilidades estão apresentadas na Tabela 07.

Tabela 07: Sensibilidades com ganho

Ganho	Sensibilidade
95	0,17 (V/K)
542	0,98 (V/K)
1492	2,69 (V/K)
5007	9,01 (V/K)

4.5 PLACA ADC

Para automatizar as medidas, o sinal analógico do sensor é convertido por uma ADC em um sinal digital que é armazenado num computador. A conversão do sinal analógico para digital é feita com o ADC1005 de 10 bits que após ser convertido é lançado no multiplexador 74LS151 para então ser lido pelo computador através da porta paralela, o esquema do circuito da montagem do ADC com o multiplexador estão mostrados na Figura 31.

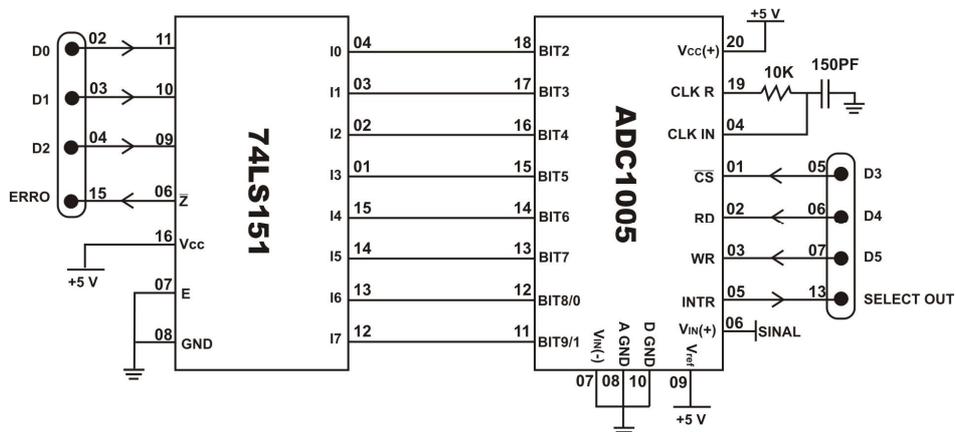


Figura 31: Esquema do circuito para o ADC e o 74LS151.

A montagem do conjunto ADC e multiplexador na placa de circuito impresso pode ser vista na Figura 32.

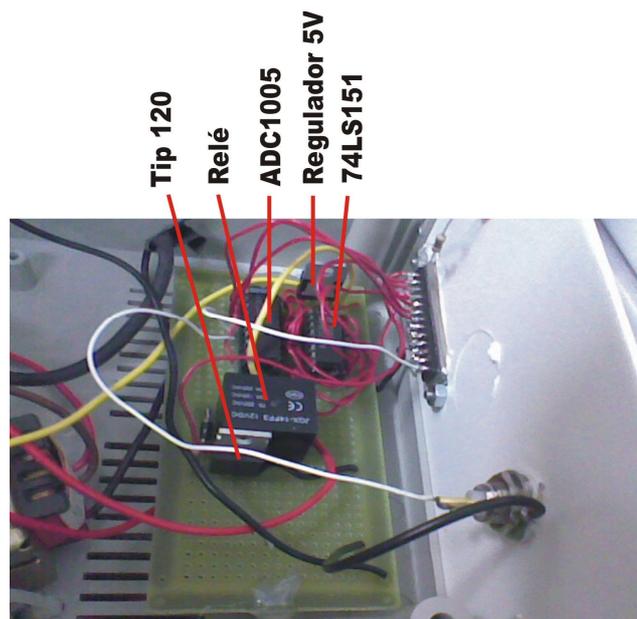


Figura 32: Placa de circuito impresso do ADC.

4.6 COMUTAÇÃO DA LÂMPADA

Também no sentido de automatizar as medidas, a fonte de luz é controlada pelo computador de aquisição. O sistema desenvolvido para ligar/desligar a lâmpada consiste do relé JQX 14FF3 12VDC e um transistor TIP120. O esquema do circuito de montagem relé, transistor, lâmpada e fonte podem ser visto na Figura 33.

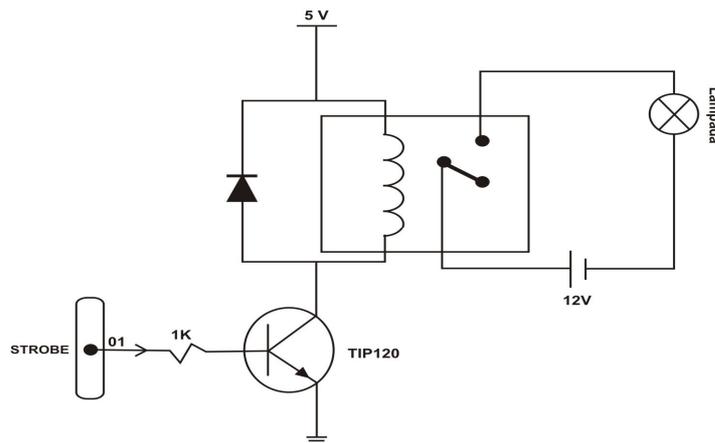


Figura 33: Esquema do circuito para comutação da lâmpada.

O relé é alimentado com uma tensão de 12V. Para enviar o sinal para ativar o relé é utilizado o pino Strobe da porta de comunicação paralela do computador.

4.7 FONTE DC DE ALIMENTAÇÃO DOS CIRCUITOS

A montagem da célula de detecção é baseada em uma técnica de medida de temperatura diferencial. Com isto, é preciso uma fonte que forneça tensões simétricas e estáveis. Em virtude desta necessidade foi necessária a construção desta fonte. A fonte desenvolvida fornece tensões +12V e -12V para a célula de detecção e para os amplificadores operacionais. Esta mesma fonte é utilizada para fornecer uma tensão de +5V para o ADC e para o relé.

O esquema do circuito da fonte construída e o desenho da fonte nas Figuras 34 e 35 respectivamente.

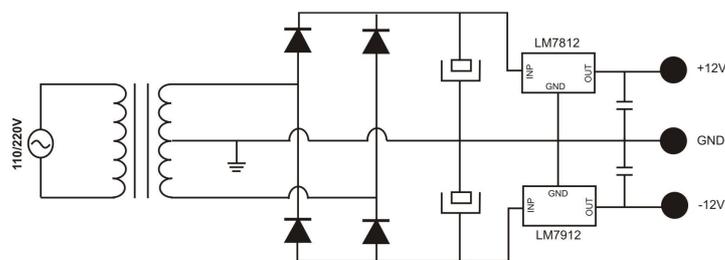


Figura 34: Esquema do circuito da fonte.

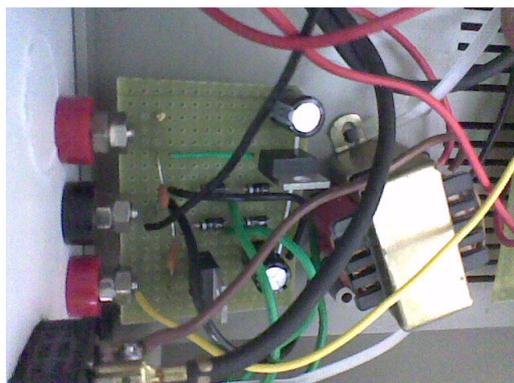


Figura 35: Desenho da fonte construída.

4.8 SISTEMA DE COMUNICAÇÃO COM O COMPUTADOR

4.8.1 INTERFACE CENTRONICS

A interface entre a placa de aquisição e o computador é realizada pela porta paralela destinada normalmente à impressora (Figura 36). Com efeito, o detalhe das conexões disponíveis no cabo Centronics faz aparecer três tipos de sinais lógicos TTL:

- 8 bits de dados na saída, normalmente utilizados para enviar o código do carácter a imprimir. Eles são referenciados D0 a D7 e são acessíveis, no computador, geralmente no endereço $\text{End1} = \&\text{H}378$.
- 5 estados na entrada, permitindo ao computador de conhecer o estado da impressora. Eles são legíveis geralmente no endereço $\text{End2} = \&\text{H}379$: Error (detecção de um erro) no bit 3, Select out (estado em ou fora de linha) no bit 4, Paper empty (ausência de papel) no bit 5, Acknowledge (acusado de recepção) no bit 6 e Busy (periférico ocupado) no bit 7. Os outros bits (0, 1 e 2) não são conectados.
- 4 comandos na saída disponíveis no endereço $\text{End3} = \&\text{H}37\text{A}$ para gerenciar a comunicação : Strobe (validação do carácter) no bit 0, Autofeed (salto de linha automático) no bit 1, Reset (inicialização) no bit 2, Select in (colocação em ou fora de linha) no bit 3. Os outros bits (4, 5, 6 e 7) não são conectados.

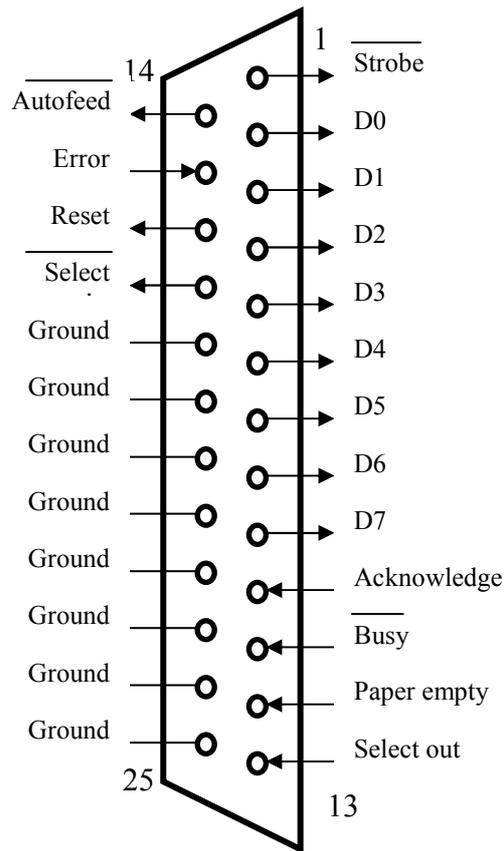


Figura 36: Interface Centronics.

Os três endereços mencionados representam bits de entrada/saída, e são então acessíveis pelas funções INP (leitura) e OUT (escritura) na linguagem Basic.

Certos desses sinais apresentam também a particularidade de ser logicamente invertidos. Trata-se de Strobe, Autofeed, Select in et Busy.

4.8.2 CONEXÃO DO ADC COM O COMPUTADOR PELA PORTA PARALELA

A interface entre a placa de aquisição e o computador se faz pela porta paralela e utiliza 6 bits do endereço 1 para selecionar os canais do multiplexador e controlar o ADC, 2 bits do endereço 2 para passar dados da placa para o computador (o Interrupt e o Data Out do conversor) e 1 bit do endereço 3 para controlar a lâmpada, Tabela 08.

Tabela 08: Lista dos endereços na porta paralela para cada componente do circuito

Função	Sentido	Pin DB25	Sinal	Bit e Endereço
Canal	para o LS151	2, 3, 4	Data	Bits 0, 1 e 2 endereço 1
CS#, RD#, WR#	para o ADC	5, 6, 7	Data	Bit 3, 4 e 5 endereço 1
Data out	do LS151	15	Error	Bit 3 endereço 2
Interrupt	do ADC	13	Select out	Bit 4 endereço 2
Lâmpada	para o relê	1	Strobe	Bit 0 endereço 3
-	-	18-25	Ground	-

Para ter acesso a porta de comunicação paralela foi desenvolvido um programa em Visual Basic (Figura 37).

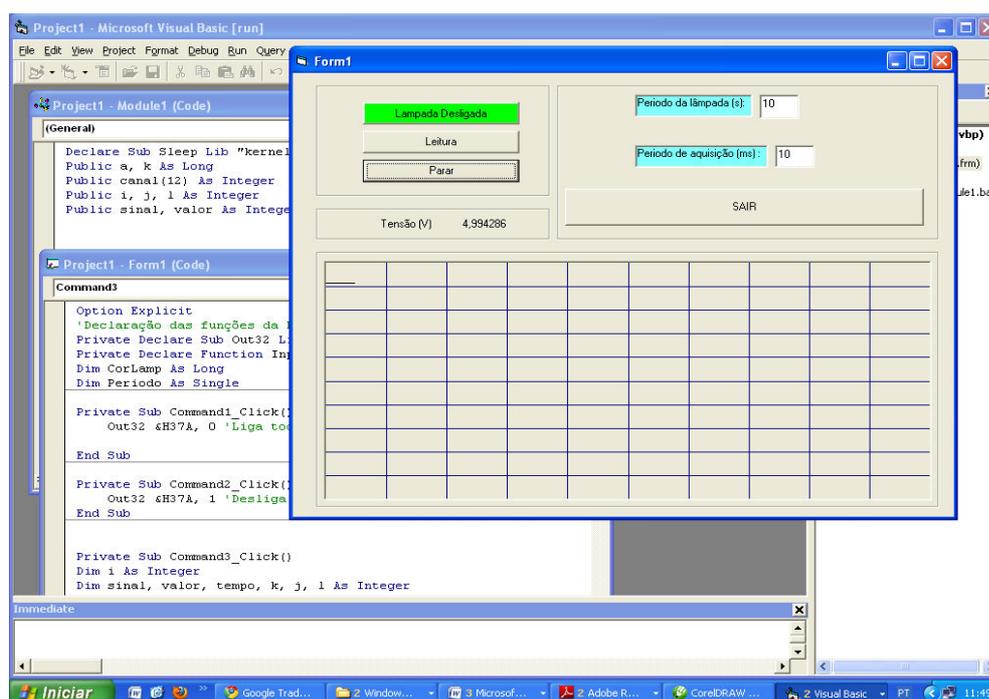


Figura 37: Interface gráfica do programa desenvolvido para a aquisição dos dados.

O programa construído apresenta uma área para construção do gráfico dos dados medidos em função do tempo. O botão leitura inicia a rotina de aquisição do ADC e abre um arquivo onde os dados são gravados e plotados na área do gráfico apresentada na tela do programa. O Comando Parar cessa o processo de aquisição.

A caixa de entrada Período da Lâmpada é onde se deve indicar o período de modulação desejado para a lâmpada. A caixa Período de aquisição serve para indicar qual o intervalo de aquisições a serem realizadas.

A legenda que se encontra acima do botão leitura, serve para indicar quando a lâmpada está acesa ou apagada. E finalmente o comando sair encerra o programa.

4.9 AVALIAÇÃO DOS ERROS

Na realização da medida de determinada grandeza física M , o valor obtido pode apresentar uma variação ΔM com relação ao seu valor exato. Portanto a representação correta do valor de M deve ser feita com o valor medido mais o intervalo de variação possível para ela, da seguinte forma: $M \pm \Delta M$.

Para avaliar o intervalo de possibilidades associado a uma grandeza obtida indiretamente é preciso realizar um tratamento estatístico conhecido como “Propagação de erros”. Considerando a grandeza M dependente de outras três grandezas X, Y, Z , o valor de sua incerteza é obtido pela definição de diferencial total.

$$\Delta M = \left| \frac{\partial M}{\partial X} \right| \Delta X + \left| \frac{\partial M}{\partial Y} \right| \Delta Y + \left| \frac{\partial M}{\partial Z} \right| \Delta Z \quad (4.18)$$

onde os $\Delta X, \Delta Y, \Delta Z$, são os erros das grandezas medidas.

Utilizando as definições de erro e a equação 4.18, determinamos os erros nas grandezas medidas e obtidas através delas, estes valores podem ser vistos na Tabela 09.

Tabela 09: Grandezas medidas e seus erros

Nome	Grande+erro
Área da seção reta do fio	$A_{seção} = (0,21 \pm 0,01) \times 10^{-6} m^2$
Área da amostra	$A_{amo} = (30,0 \pm 0,1) \times 10^{-6} m^2$
Constante de perdas térmicas	$\gamma = (1,27 \pm 0,07) \times 10^{-3} J/Ks$
Constante de tempo térmica da amostra	$\tau_{amo} = (8 \pm 1)s$

Constante de tempo térmica amostra+transistor SMD	$\tau_{amo+SMD} = (10 \pm 1)s$
Área do espelho	$A_{esp} = (8,0 \pm 0,2) \times 10^{-3} m^2$
Emissividade da lâmpada	$\varepsilon_{lamp} = 0,66 \pm 0,02$
Emissividade do resistor	$\varepsilon_{res} = 0,98 \pm 0,01$
Temperatura da lâmpada	$T_{lamp} = (3125 \pm 95)K$
Temperatura do resistor	$T_{res} = (833 \pm 1)K$
Potência da lâmpada	$P_{lamp} = (45 \pm 8)W$
Potência do resistor	$P_{res} = (8,9 \pm 0,1)W$
Fluxo incidente da lâmpada	$\Phi_{olamp} = (187 \pm 40)mW$
Fluxo incidente do resistor para potência de 8,9 W	$\Phi_{ores} = (37 \pm 2) \times 10^{-3} W$
Fluxo incidente do resistor para $\lambda_f > 2,5 \mu m$	$\Phi_{o\lambda_f > 2,5} = (32 \pm 2) \times 10^{-3} W$
Fluxo incidente do resistor para $\lambda_f > 3,5 \mu m$	$\Phi_{o\lambda_f > 3,5} = (25 \pm 1) \times 10^{-3} W$
Fluxo incidente do resistor para $\lambda_f > 5,0 \mu m$	$\Phi_{o\lambda_f > 5,0} = (16 \pm 1) \times 10^{-3} W$
Fluxo incidente do resistor para $\lambda_f > 7,4 \mu m$	$\Phi_{o\lambda_f > 7,4} = (8,0 \pm 0,7) \times 10^{-3} W$
Varição de temperatura ΔT para $t=10s$ e $\Phi_{olamp} = 187mW$	$\Delta T = (93 \pm 27)K$
Varição de temperatura ΔT para $t=10s$ e $\Phi_{ores} = 37mW$	$\Delta T = (18 \pm 2)K$
Varição de temperatura ΔT para $t=10s$ e $\Phi_{o\lambda_f > 2,5} = 32mW$	$\Delta T = (16 \pm 2)K$
Varição de temperatura ΔT para $t=10s$ e $\Phi_{o\lambda_f > 3,5} = 25mW$	$\Delta T = (12 \pm 1)K$
Varição de temperatura ΔT para $t=10s$ e $\Phi_{o\lambda_f > 5,0} = 16mW$	$\Delta T = (8 \pm 1)K$
Varição de temperatura ΔT para $t=10s$ e $\Phi_{o\lambda_f > 7,4} = 8,0mW$	$\Delta T = (4,0 \pm 0,7)K$

Outro conjunto de erro que deve ser levado em conta é o erro associado a medida, leitura e conversão do sinal. Os elementos constituintes do circuito utilizado para a realização do experimento imprimem seu erro no sinal lido. O próprio ADC utilizado apresenta um erro de $\pm 5mV$, na conversão do sinal analógico para digital. Uma estimativa do valor deste erro associado nos valores das medidas pode ser visto na Figura 38.

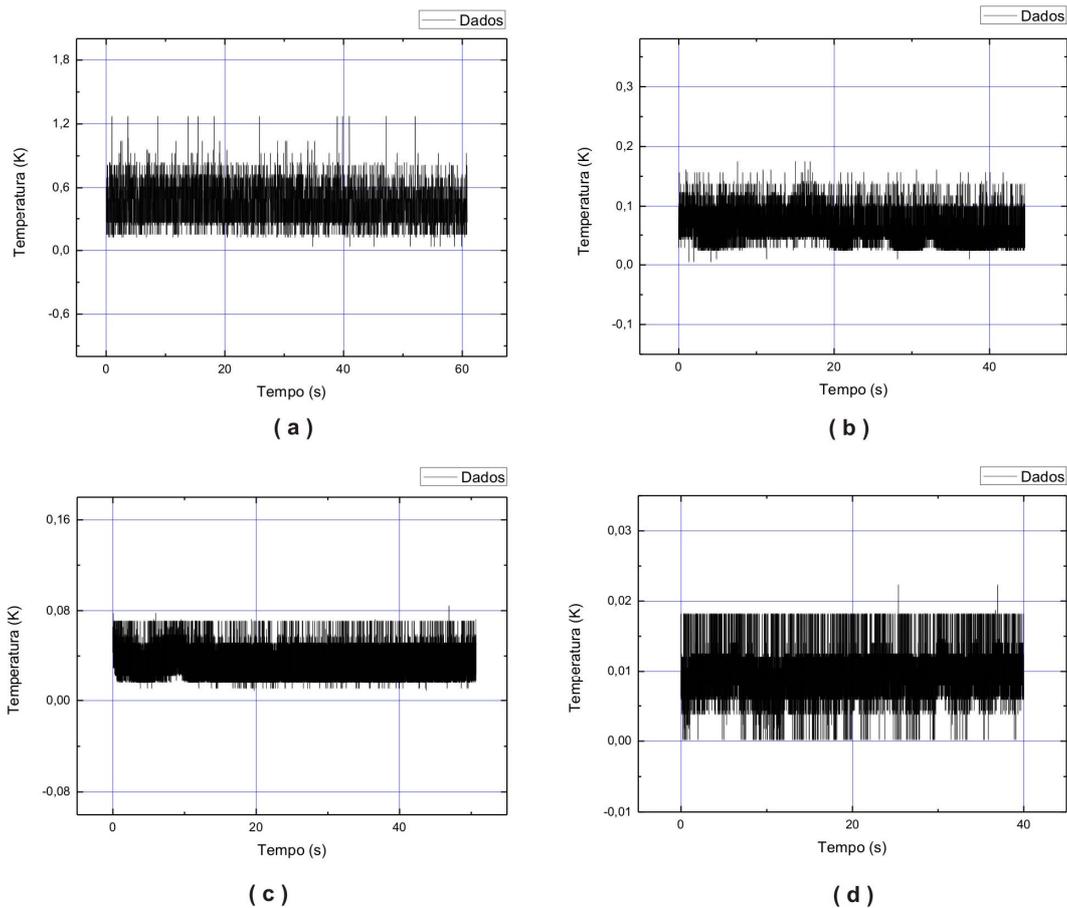


Figura 38: Gráfico da variação do erro nos dados medidos: (a) Erro pra o ganho de 95, (b) Erro para o ganho de 542, (c) Erro para o ganho de 1492 e (d) Erro para o ganho de 5007.

Através da Figura 38 podemos perceber os valores das margens de erro no valor da temperatura, estes valores podem ser vistos na Tabela 10.

Tabela 10: Ganhos e os erros nas medidas de temperatura associados.

Ganho	Erro
95	$\pm 0,34$
542	$\pm 0,11$
1492	$\pm 0,03$
5007	$\pm 0,009$

4.10 MÉTODO DE MEDIDAS

O procedimento experimental adotado consiste em incidir a radiação modulada, produzida pelas fontes (lâmpada H4 e resistor aquecido) sobre a amostra. A lâmpada H4 é utilizada para obter o espectro que vai do visível ao infravermelho próximo 0,3 a 3,0 μm , enquanto o resistor aquecido é utilizado para obter regiões do espectro do infravermelho próximo ao infravermelho distante de 0,3 a 25,0 μm .

A seleção das regiões do espectro eletromagnético dentro da região do infravermelho, é realizada utilizando os Filtros Passa Alto, a ordem de utilização dos filtros é a seguinte: filtro de 2,5 μm , 3,5 μm , 5,0 μm e 7,4 μm .

Após separados os filtros o próximo passo é a escolha da fonte de radiação, inicialmente é utilizada a lâmpada H4, com esta fonte não é utilizado filtro. Posicionada a fonte, passa-se para o preparo.

A amostra inicialmente é o próprio substrato que se encontra polido e é colocado dentro da célula de detecção. Verificado o alinhamento do feixe de radiação sobre a amostra é acionado o programa para a aquisição. O processo de aquisição do sinal é feito de forma contínua, mas a radiação é modulada com um período de 120s. A fonte de radiação é acionada através de um relé, são obtidos vários ciclos sendo que apenas um é escolhido para estudo.

Finalizada a aquisição dos dados para a região espectral de 0,3 a 3,0 μm , a lâmpada H4 é substituída pelo resistor aquecido. Com o resistor são adquiridos dados com o resistor sem filtro e com filtros na ordem indicada acima.

Realizado este conjunto de medidas a amostra (substrato) foi pintada com uma tinta preta fosca e realizado o mesmo procedimento adotado acima. Tendo estes conjuntos de dados, o próximo passo foi o tratamento dos mesmos.

Para avaliar qual a amplitude de temperatura obtida para cada região espectral selecionada utilizou-se a equação 3.49 para ajustar o modelo teórico sobre os dados e obter a amplitude de variação da temperatura da amostra.

Para aplicar o modelo teórico proposto na equação 3.49 no caso da lâmpada, consideramos o tempo que a lâmpada alcança o máximo de temperatura de funcionamento como sendo instantâneo. Mas, para o resistor o tempo que ele leva para alcançar o máximo de sua temperatura é 12,6 s, logo para aplicar o ajuste os pontos obtidos dentro deste tempo foram desconsiderados.

Para auxiliar na construção dos gráficos e aplicação da linearização é utilizado o Microcal Origin, onde então são determinados os valores das constantes procuradas.

CAPÍTULO 5 - RESULTADOS E DISCUSSÕES

Assim que construído o equipamento: Montagem da parte do espectrômetro, seleção e desenvolvimento das fontes de radiação, construção do circuito de conversão do sinal analógico para digital e o programa para a leitura do sinal, foram realizadas as medidas com o equipamento.

Foram realizados dois conjuntos de medidas, o primeiro conjunto de medidas é realizado com o substrato polido e o segundo conjunto é realizado com o substrato pintado com uma fina camada de tinta preta fosca.

A análise destas medidas é feita de forma criteriosa buscando compreender o comportamento do equipamento para poder caracterizá-lo e detectar as possíveis melhorias necessárias. Juntamente com isso, buscamos caracterizar o substrato utilizado “latão” onde serão futuramente depositadas as amostras.

5.1 CONJUNTO DE MEDIDAS COM O SUBSTRATO POLIDO

5.1.1 Escala espectral: 0,3 a 3,5 μm (visível)

Fonte de radiação: Lâmpada H4

Fluxo incidente: $\Phi(\lambda) = 187 \text{ mW}$

Tempo de exposição: 120s

Constante de tempo térmica encontrado: $\tau_t = 9s$

Amplitude de variação de temperatura: $\Delta T = 4,10K$

Fração da radiação absorvida: $\alpha = 2,8\%$

Gráfico: Figura 39

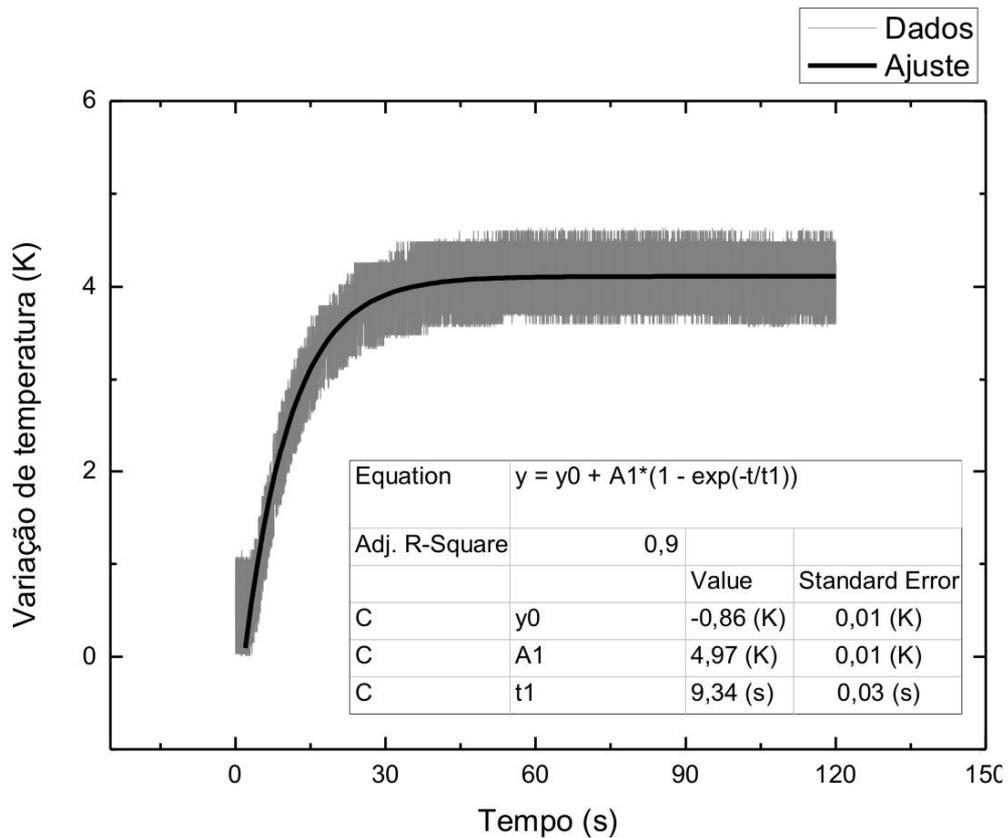


Figura 39: Gráfico da variação da temperatura com o substrato polido para o fluxo de $\Phi(\lambda) = 187 \text{ mW}$.

5.1.2 Escala espectral: 0,7 a $\infty \mu m$ (infravermelho)

Fonte de radiação: Resistor aquecido

Fluxo incidente: $\Phi(\lambda) = 37 \text{ mW}$

Tempo de exposição: 120s

Constante de tempo térmica encontrado: $\tau_t = 23$

Amplitude de variação de temperatura: $\Delta T = 0,59K$

Fração da radiação absorvida: $\alpha = 2,0\%$

Gráfico: Figura 40

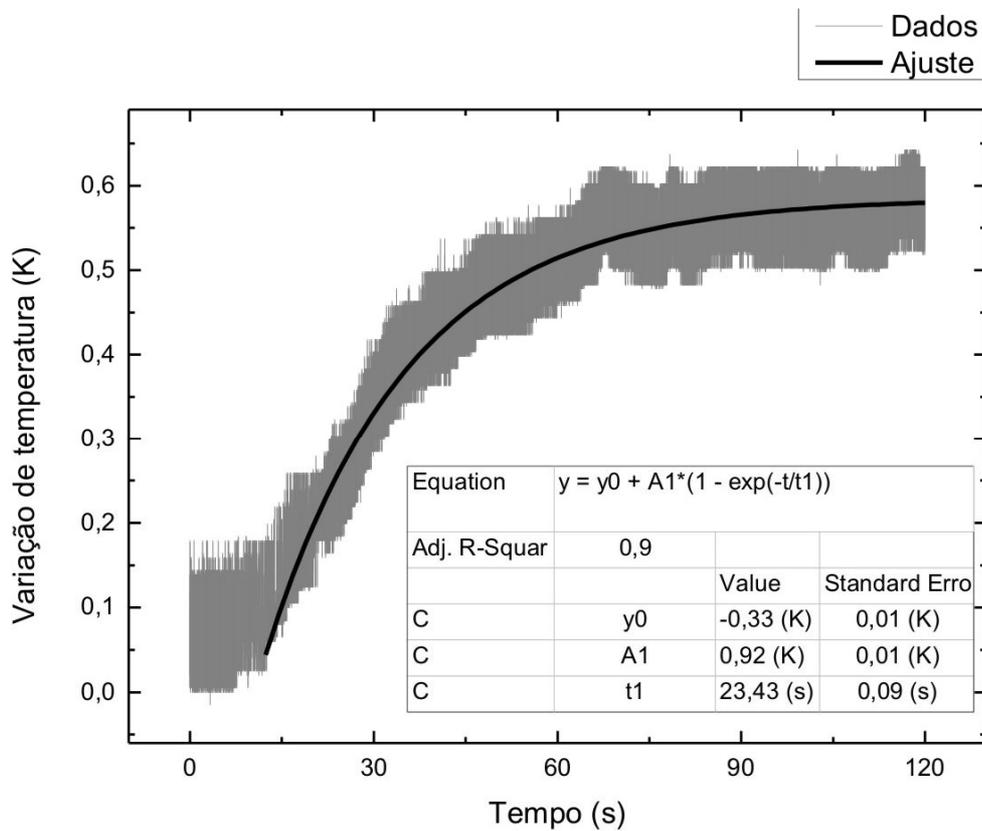


Figura 40: Gráfico da variação da temperatura com o substrato polido para o fluxo de $\Phi(\lambda) = 37 \text{ mW}$.

5.1.3 Escala espectral: 2,5 a $\infty \mu m$ (infravermelho)

Fonte de radiação: Resistor aquecido

Fluxo incidente: $\Phi(\lambda) = 32,8 \text{ mW}$

Tempo de exposição: 120s

Constante de tempo térmica encontrado: $\tau_t = 18s$

Amplitude de variação de temperatura: $\Delta T = 0,38K$

Fração da radiação absorvida: $\alpha = 1,5\%$

Gráfico: Figura 41

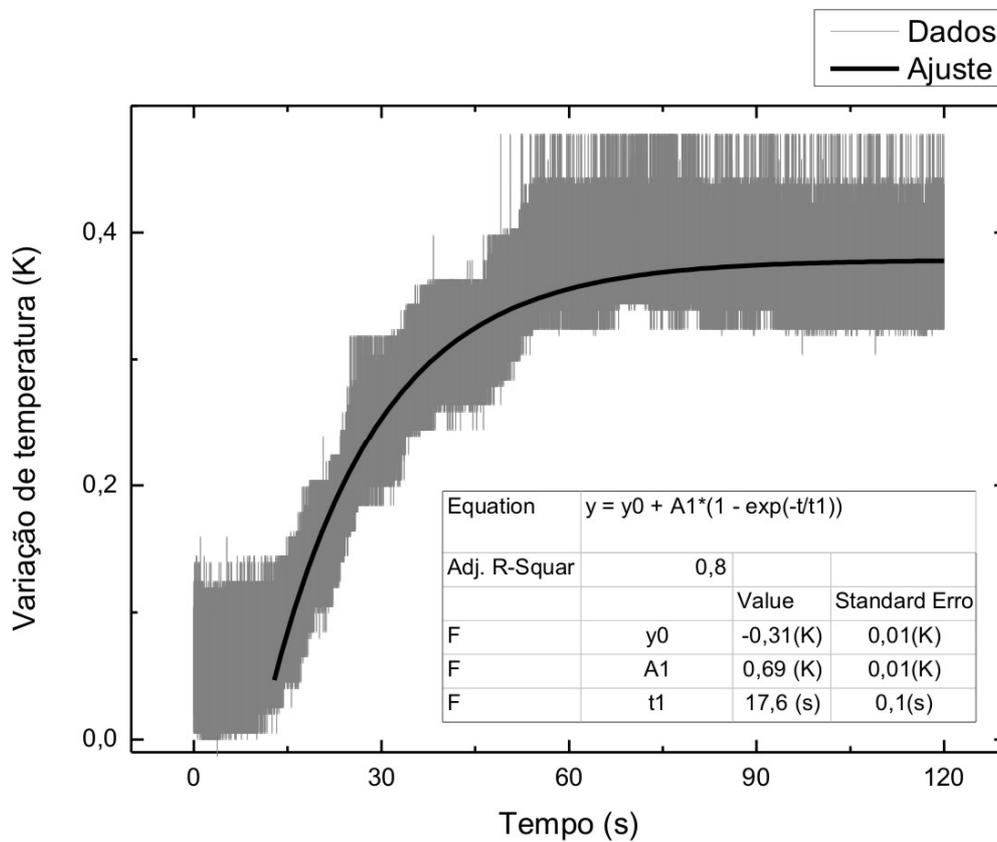


Figura 41: Gráfico da variação da temperatura com o substrato polido para o fluxo de $\Phi(\lambda) = 32,8 \text{ mW}$.

5.1.4 Escala espectral: 3,5 a $\infty \mu m$ (infravermelho)

Fonte de radiação: Resistor aquecido

Fluxo incidente: $\Phi(\lambda) = 25,7 \text{ mW}$

Tempo de exposição: 120s

Constante de tempo térmica encontrado: $\tau_t = 15s$

Amplitude de variação de temperatura: $\Delta T = 0,30K$

Fração da radiação absorvida: $\alpha = 1,5\%$

Gráfico: Figura 42

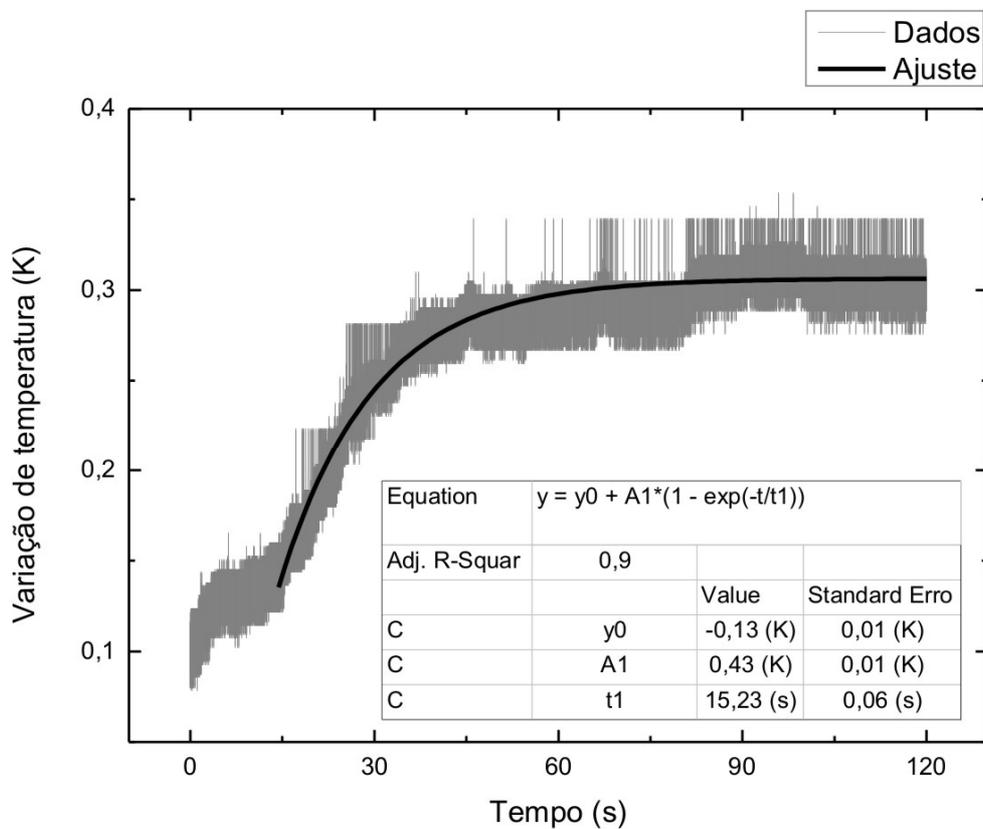


Figura 42: Gráfico da variação da temperatura com o substrato polido para o fluxo de $\Phi(\lambda) = 25,7 \text{ mW}$.

5.1.5 Escala espectral: 5,0 a $\infty \mu m$ (infravermelho)

Fonte de radiação: Resistor aquecido

Fluxo incidente: $\Phi(\lambda) = 16,6 \text{ mW}$

Tempo de exposição: 120s

Constante de tempo térmica encontrado: $\tau_t = 14s$

Amplitude de variação de temperatura: $\Delta T = 0,17K$

Fração da radiação absorvida: $\alpha = 1,3\%$

Gráfico: Figura 43

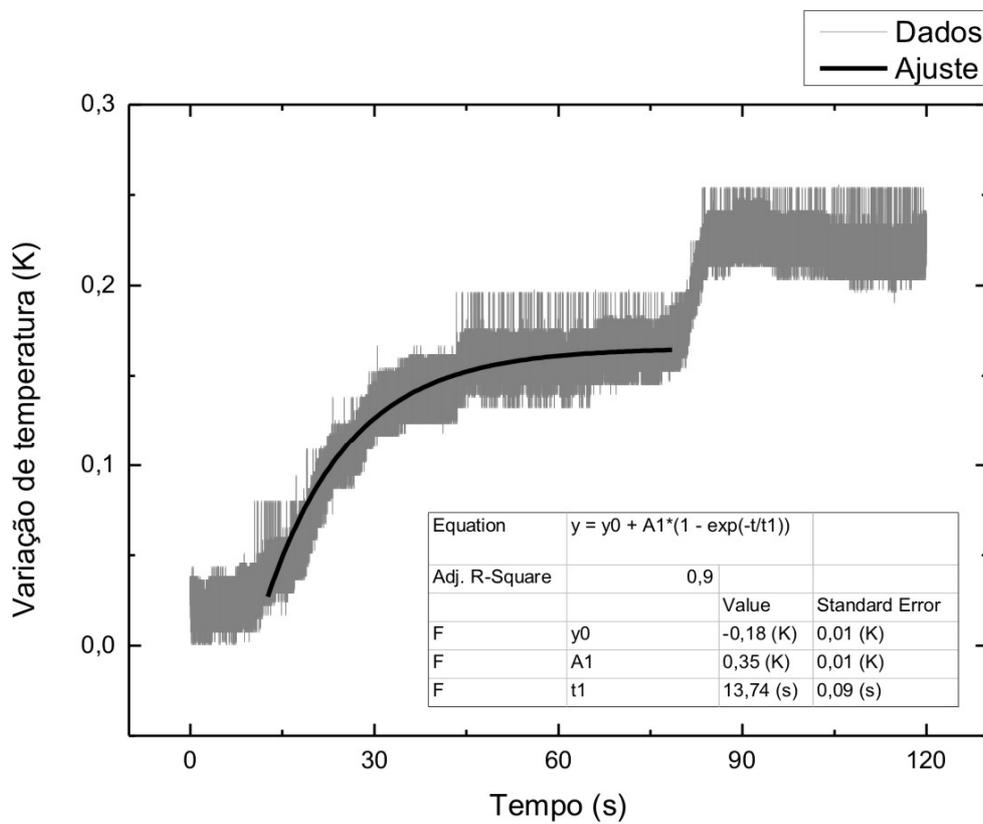


Figura 43: Gráfico da variação da temperatura com o substrato polido para o fluxo de $\Phi(\lambda) = 16,6 \text{ mW}$.

5.2 CONJUNTO DE MEDIDAS COM O SUBSTRATO PINTADO COM TINTA FOSCA PRETA

5.2.1 Escala espectral: 0,3 a 3,5 μm (visível)

Fonte de radiação: Lâmpada H4

Fluxo incidente: $\Phi(\lambda) = 187 \text{ mW}$

Tempo de exposição: 120s

Constante de tempo térmica encontrado: $\tau_t = 9s$

Amplitude de variação de temperatura: $\Delta T = 22,60K$

Fração da radiação absorvida: $\alpha = 15,3\%$

Gráfico: Figura 44

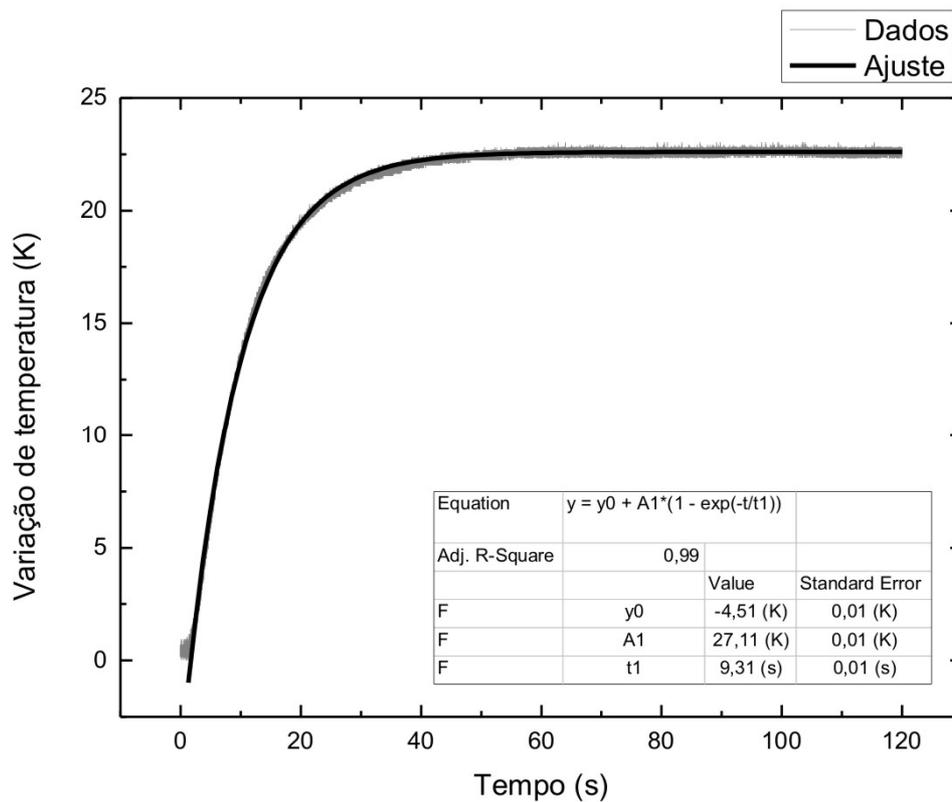


Figura 44: Gráfico da variação da temperatura com o substrato pintado com tinta preta fosca para o fluxo de $\Phi(\lambda) = 187 \text{ mW}$.

5.2.2 Escala espectral: 0,7 a $\infty \mu m$ (infravermelho)

Fonte de radiação: Resistor aquecido

Fluxo incidente: $\Phi(\lambda) = 37 \text{ mW}$

Tempo de exposição: 120s

Constante de tempo térmica encontrado: $\tau_t = 20s$

Amplitude de variação de temperatura: $\Delta T = 3,00K$

Fração da radiação absorvida: $\alpha = 10,3\%$

Gráfico: Figura 45

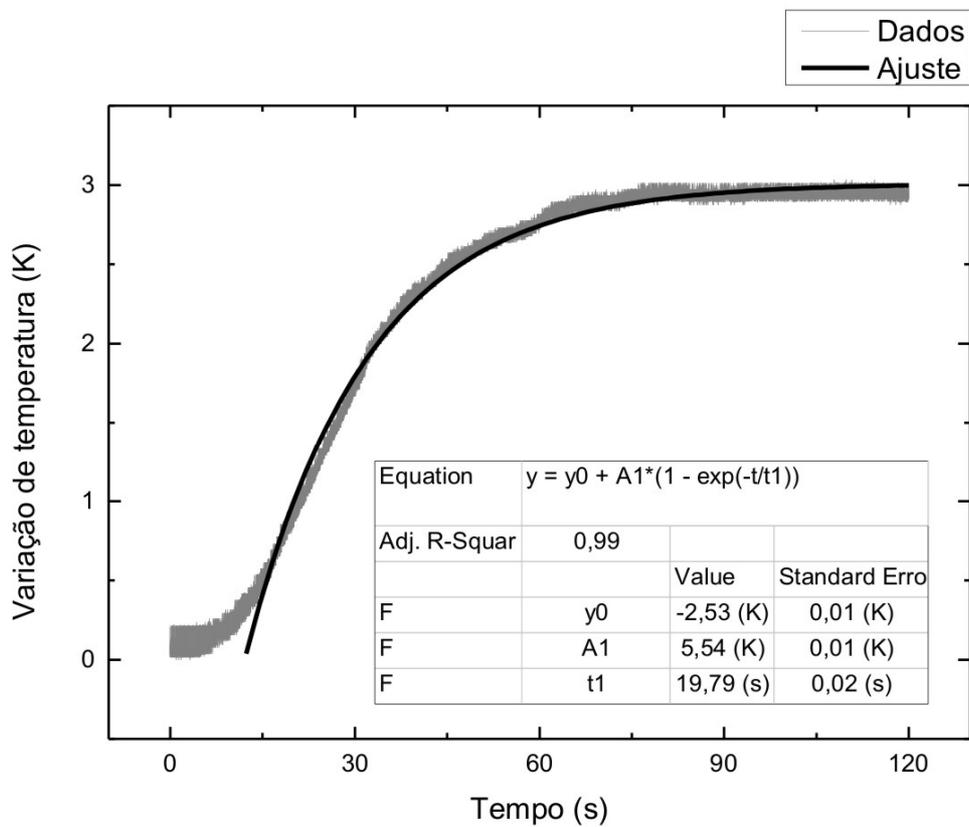


Figura 45: Gráfico da variação da temperatura com o substrato pintado com tinta preta fosca para o fluxo de $\Phi(\lambda) = 37 \text{ mW}$.

5.2.3 Escala espectral: 2,5 a $\infty \mu m$ (infravermelho)

Fonte de radiação: Resistor aquecido

Fluxo incidente: $\Phi(\lambda) = 32,8 \text{ mW}$

Tempo de exposição: 120s

Constante de tempo térmica encontrado: $\tau_t = 20s$

Amplitude de variação de temperatura: $\Delta T = 2,10K$

Fração da radiação absorvida: $\alpha = 8,1\%$

Gráfico: Figura 46

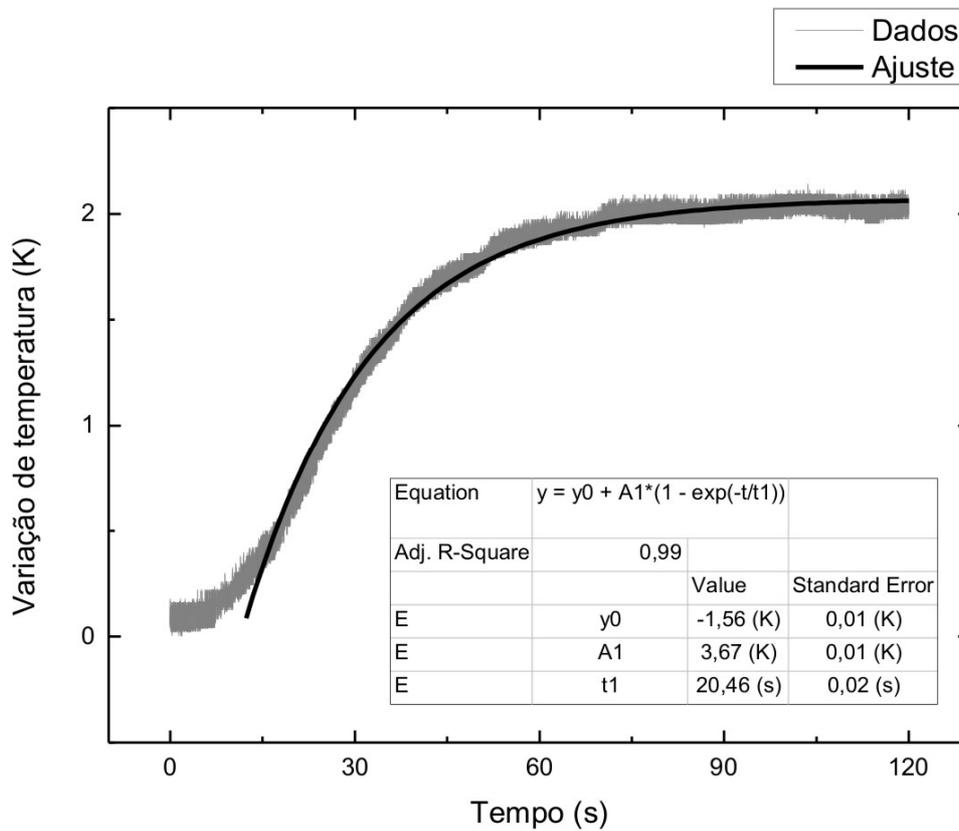


Figura 46: Gráfico da variação da temperatura com o substrato pintado com tinta preta fosca para o fluxo de $\Phi(\lambda) = 32,8 \text{ mW}$.

5.2.4 Escala espectral: 3,5 a $\infty \mu m$ (infravermelho)

Fonte de radiação: Resistor aquecido

Fluxo incidente: $\Phi(\lambda) = 25,7 \text{ mW}$

Tempo de exposição: 120s

Constante de tempo térmica encontrado: $\tau_t = 19s$

Amplitude de variação de temperatura: $\Delta T = 1,55K$

Fração da radiação absorvida: $\alpha = 7,6\%$

Gráfico: Figura 47

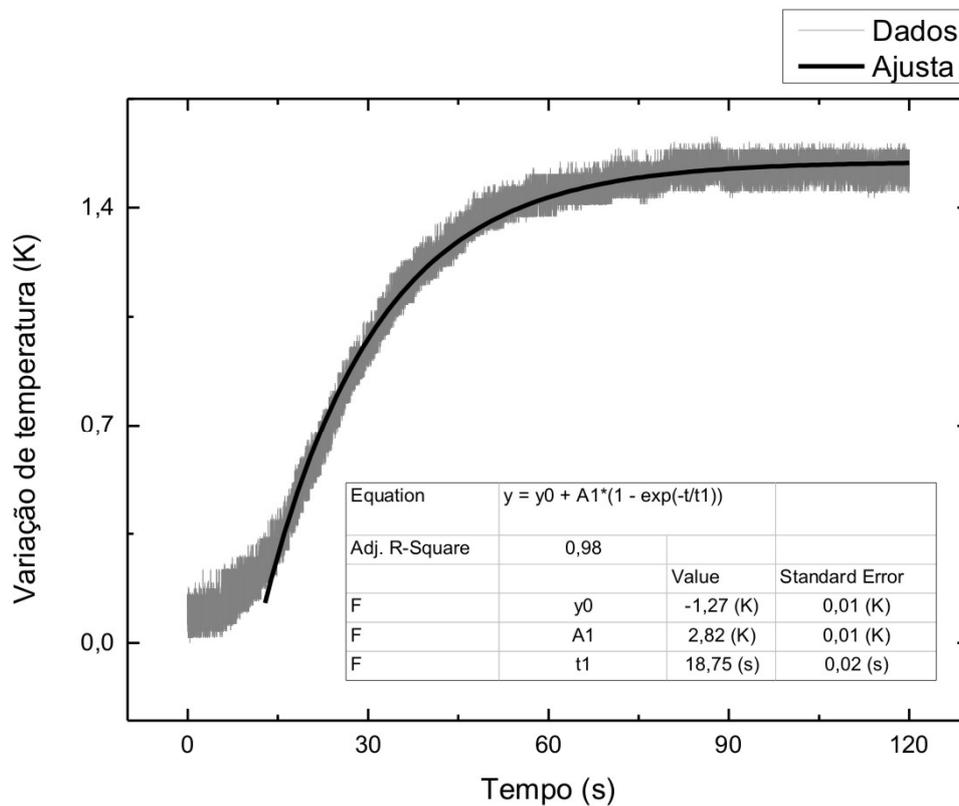


Figura 47: Gráfico da variação da temperatura com o substrato pintado com tinta preta fosca para o fluxo de $\Phi(\lambda) = 25,7 \text{ mW}$.

5.2.5 Escala espectral: 5,0 a $\infty \mu m$ (infravermelho)

Fonte de radiação: Resistor aquecido

Fluxo incidente: $\Phi(\lambda) = 16,6 \text{ mW}$

Tempo de exposição: 120s

Constante de tempo térmica encontrado: $\tau_t = 18s$

Amplitude de variação de temperatura: $\Delta T = 1,00K$

Fração da radiação absorvida: $\alpha = 7,6\%$

Gráfico: Figura 48

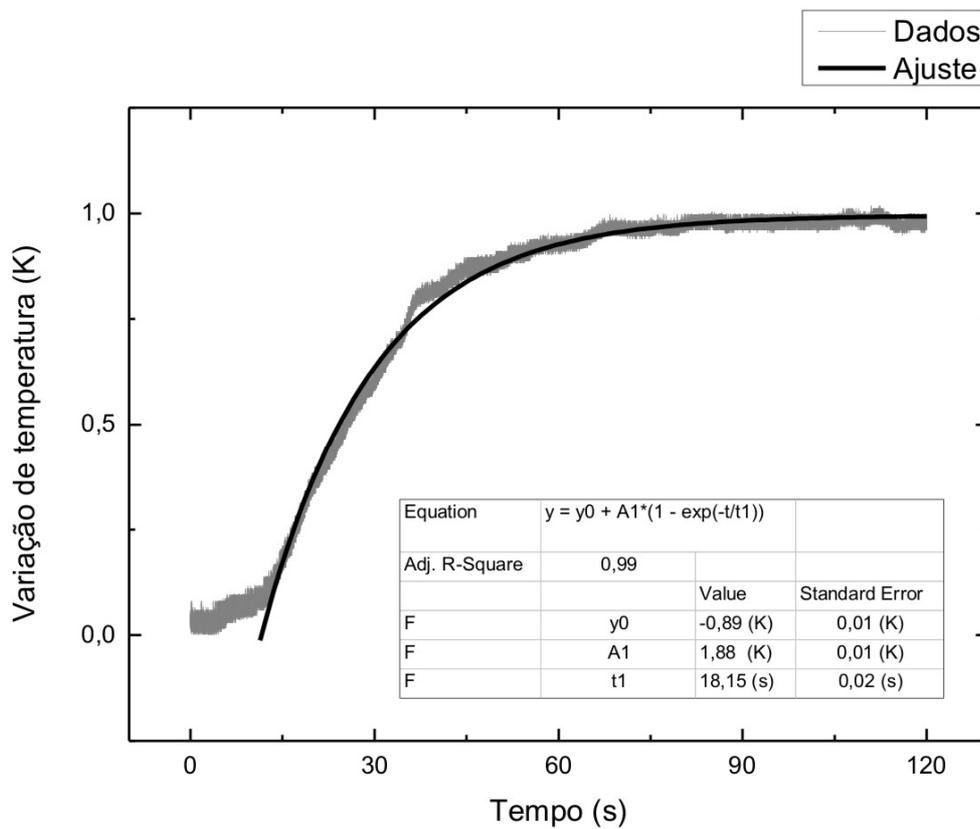


Figura 48: Gráfico da variação da temperatura com o substrato pintado com tinta preta fosca para o fluxo de $\Phi(\lambda) = 16,6 \text{ mW}$.

5.2.6 Escala espectral: 7,4 a $\infty \mu m$ (infravermelho)

Fonte de radiação: Resistor aquecido

Fluxo incidente: $\Phi(\lambda) = 8,3 \text{ mW}$

Tempo de exposição: 120s

Constante de tempo térmica encontrado: $\tau_t = 16s$

Amplitude de variação de temperatura: $\Delta T = 0,41K$

Fração da radiação absorvida: $\alpha = 6,4\%$

Gráfico: Figura 49

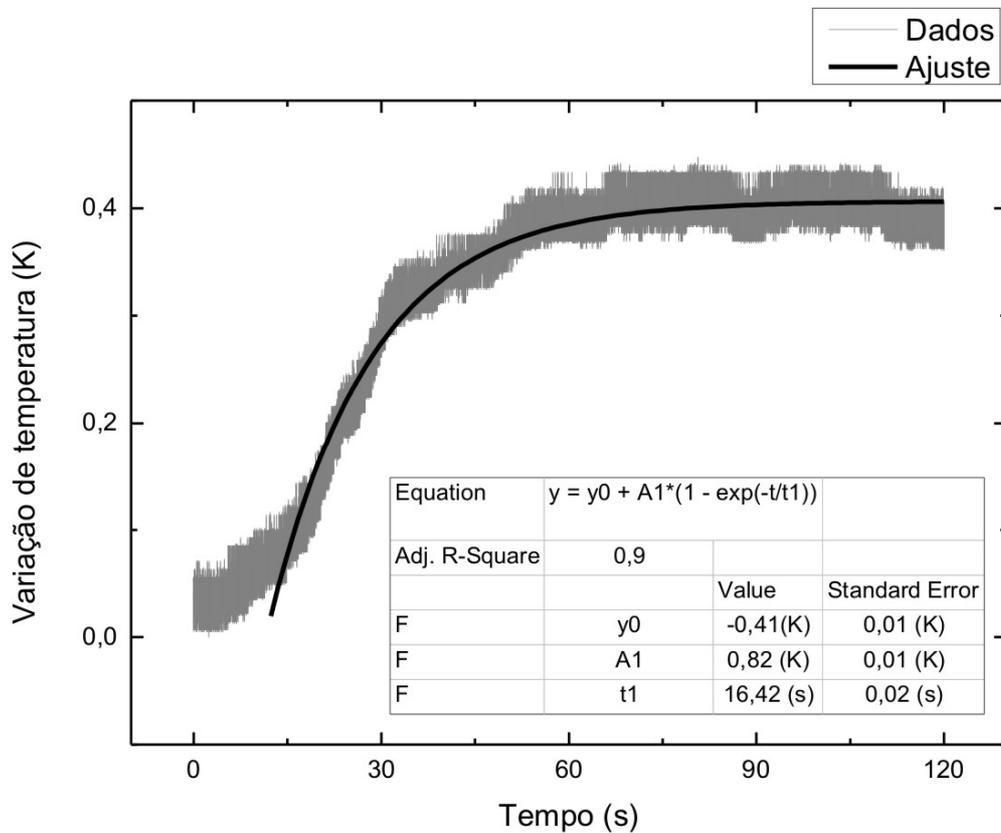


Figura 49: Gráfico da variação da temperatura com o substrato pintado com tinta preta fosca para o fluxo de $\Phi(\lambda) = 8,3 \text{ mW}$.

5.3 SINTESE DOS RESULTADOS

Os valores das variações de temperatura alcançados tanto na situação do substrato polido quanto pintado de preto e sua constante de tempo térmico, são resumidos na Tabela 11.

Tabela 11: Variações de temperatura para o substrato polido e pintado de preto e suas respectivas constante de tempo térmico.

Escala espectral	ΔT Substrato polido	τ_t subst. Polido	ΔT Substrato pintado de preto	τ_t subst. pintado de preto
0,3 a 3,0 μm	4,10 K	9 s	22,60 K	9 s
0,7 a ∞ μm	0,59 K	23 s	3,00 K	20 s
2,5 a ∞ μm	0,38 K	18 s	2,10 K	20 s
3,5 a ∞ μm	0,30 K	15 s	1,55 K	19 s
5,0 a ∞ μm	0,17 K	14 s	1,00 K	18 s
7,4 a ∞ μm	---	----	0,41 K	16 s

Comparando os valores das constantes de tempo térmico, para o substrato polido e pintado, percebemos que para a região espectral entre 0,3 a 3,0 μm os valores dos dois τ_t são semelhantes indicando que nas suas situações o material alcança o estado de equilíbrio para o mesmo tempo de exposição a radiação. Mas, observando os valores encontrados para a região do infravermelho observamos que τ_t é bem mais longo, mostrando que o material leva mais tempo para alcançar o estado de equilíbrio.

Outra característica apresentada é que na região do infravermelho considerada os valores de τ_t estão diminuindo a medida que vai se considerando as regiões mais afastadas do visível. Na variação desta constante é possível perceber através dos dados dispostos na Tabela 11 que em comparação entre as duas situações os valores de τ_t para o substrato polido vão diminuindo mais rapidamente que para o substrato pintado de preto.

Os valores das amplitudes de variação de temperatura apresentados na Tabela 11 indicam baixa absorção de radiação pelo substrato enquanto polido. Na situação em que o substrato está pintado de preto as variações de temperatura já são mais significativas, sinalizando uma maior absorção pela pintura. Com os valores de variação de temperatura apresentados podemos estimar a fração da radiação incidente que é absorvida, para os fluxos indicados na Tabela 02. Os valores das frações de radiação absorvida estão apresentados na Tabela 12.

Tabela 12: Frações de radiação absorvida pelo substrato polido e pintado de preto.

Escala espectral	α substrato polido	α substrato pintado de preto
0,3 a 3,0 μm	2,8 %	15,3%
0,7 a ∞ μm	2,0 %	10,3 %
2,5 a ∞ μm	1,5 %	8,1 %
3,5 a ∞ μm	1,5 %	7,6 %
5,0 a ∞ μm	1,3 %	7,6 %
7,4 a ∞ μm	---	6,4 %

Os valores da variação de temperatura indicados na Tabela 11 para o substrato pintado de preto, situação na qual consideramos ocorrer absorção total, estão bem abaixo dos valores esperados indicados na Tabela 04, juntamente com os valores das porcentagens apresentadas na Tabela 12 para a fração da radiação absorvida por região espectral. A comparação entre estes valores pode ser vistos na Tabela 13.

Tabela 13: Variações de temperatura para o substrato pintado de preto

Escala espectral	Valores medidos de ΔT	Valores esperados de ΔT
0,3 a 3,0 μm	22,60 K	147,20 K
0,7 a ∞ μm	3,00 K	29,10 K
2,5 a ∞ μm	2,10 K	25,80 K

3,5 a $\infty \mu m$	1,55 K	20,20 K
5,0 a $\infty \mu m$	1,00 K	13,00 K
7,4 a $\infty \mu m$	0,41 K	6,50 K

Os baixos valores de ΔT e α nos levou a questionar o real valor do fluxo incidente sobre a amostra, buscando entender este aspecto verificamos o espelho utilizado, pois no modelo julgamos o espelho com um coeficiente de reflexão de $R_{esp} = 0,85$. Para verificar esta teoria medimos o espectro de reflexão do espelho, apresentado na Figura 50.

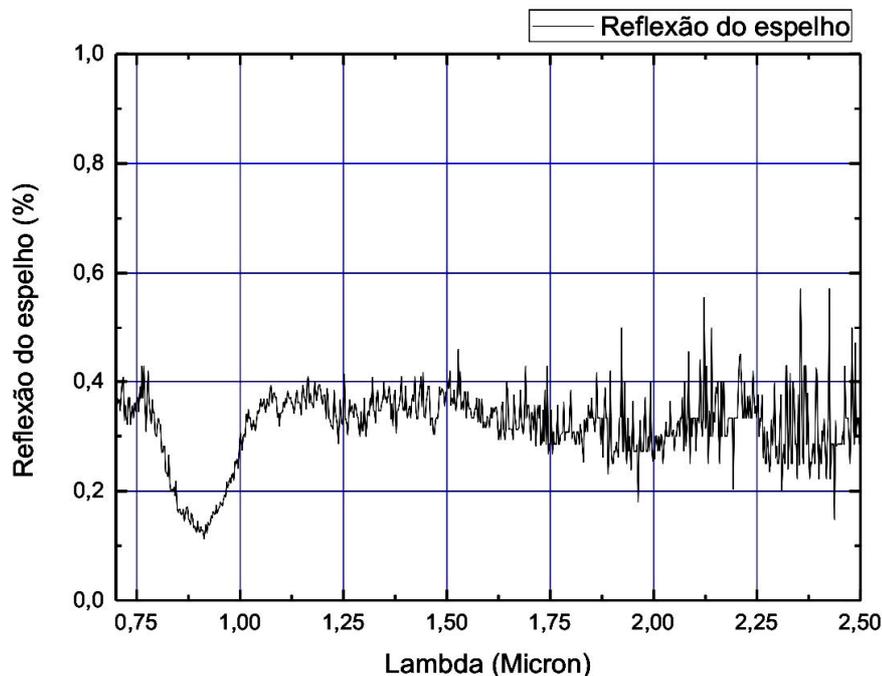


Figura 50: Gráfico da reflexão do espelho utilizado.

Através do gráfico da Figura 50, podemos perceber que o espelho utilizado no experimento apresenta um coeficiente de reflexão inferior a 40% na região de 0,7 a 2,5 μm , muito inferior ao admitido 0,85. Mas, também através do gráfico podemos visualizar que o coeficiente de reflexão vai reduzindo suavemente a medida que o comprimento de onda vai aumentando.

Fazendo a correção no valor do fluxo incidente admitindo que o espelho possua um coeficiente de reflexão no infravermelho de $R_{esp-IR} = 0,36$, encontramos novos

valores de fluxo incidente, onde estimamos novos valores de ΔT e recalculamos os valores da fração de radiação absorvida, apresentados na Tabela 14.

Tabela 14: Fluxos para $R_{esp-IR} = 0,36$ e frações de absorção da radiação para estes fluxos

Escala (μm)	Novo $\Phi(\lambda)$ (mW)	ΔT esperado em absorção total (K)	ΔT subst. polido (K)	α subst. polido (%)	ΔT subst. pintado (K)	α subst. pintado (%)
0,3 a 3,0	102,0	80,00	4,10	5,1	22,60	28,2
0,7 a ∞	15,7	12,34	0,59	4,8	3,00	24,3
2,5 a ∞	13,5	10,67	0,38	3,6	2,10	19,7
3,5 a ∞	10,9	8,57	0,30	3,5	1,55	18,1
5,0 a ∞	7,0	5,54	0,17	3,1	1,00	18,1
7,4 a ∞	3,5	2,75	---	---	0,40	14,5

Após esta correção no fluxo incidente os valores da absorção da radiação aumentou como no caso da região espectral de 0,3 a 3,0 μm de 2,8% para 5,1% e 15,3% para 28,2% para o substrato polido e para o substrato pintado de preto respectivamente.

Outra consideração a ser feita é sobre a variação da amplitude de temperatura que para o substrato pintado de preto serem bem maiores que para o substrato polido. Os valores de ΔT medidos para o substrato polido são baixos e para a região compreendida a partir de 7,4 μm já não se consegue sinal de variação de temperatura, indicando que o substrato não absorve mais nesta região do espectro. Em contra partida quando o substrato é pintado de preto, surge uma variação de temperatura significativa indicando uma absorção de 14,5% da radiação incidente.

CAPÍTULO 6 - CONCLUSÕES

A necessidade de utilização de energias renováveis tem crescido nos últimos anos, e a busca por tais fontes de energia tem alcançado patamares antes nunca alcançados. Um bom exemplo de fonte de energia largamente utilizado são os painéis solares planos. A utilização de painéis solares como fonte de energia, fez nascer outra necessidade que é aumentar o seu desempenho.

Procurando melhorar o desempenho de painéis solares planos, uma solução encontrada é a deposição de uma fina camada de superfícies seletiva a qual absorve mais a radiação incidente e diminui as perdas térmicas por radiação. Principalmente quando a temperatura de funcionamento dos painéis solares alcançam uma temperatura de funcionamento acima de $100^{\circ}C$.

Como as superfícies seletivas que se deseja caracterizar apresentam uma espessura muito fina e são tipicamente depositadas sobre um substrato com uma capacidade e condutividade térmica elevadas, a utilização do método fotoacústico convencional se torna inadequado, pois a variação de amplitude de modulação do sinal será muito baixa.

Como alternativa para realizar a caracterização destas superfícies foi desenvolvida uma bancada de caracterização. A bancada desenvolvida é baseada no método fototérmico no qual se incide radiação diretamente sobre a amostra e com o auxílio de um sensor de temperatura, é verificado diretamente o aumento de temperatura sobre a amostra.

As características da bancada desenvolvida serão apresentadas abaixo:

(1) Fonte de radiação

A bancada desenvolvida é constituída de duas fontes de radiação uma para a região do visível ao infravermelho próximo ($0,3$ a $3,0 \mu m$), está fonte é uma lâmpada halógena H4. A segunda fonte para a região do infravermelho próximo até o médio ($0,78$ a $25 \mu m$), foi desenvolvida no laboratório e consiste de um resistor aquecido, colocado dentro de um tubo de PVC revestido internamente por papel laminado, que possui baixa emissividade.

As fontes de radiação utilizadas apresentam características interessantes, como a potência emitida sendo satisfatória para se conseguir a variação da amplitude de temperatura na amostra. Outra característica importante que as fontes escolhidas apresentam é que os seus máximos de emissão estão justamente na região espectral, que estão sendo utilizadas como pode ser visto nas Figuras 18 e 19, respectivamente.

Estas fontes utilizadas ainda necessitam de estudos mais detalhados, pois o método utilizado para estimar o valor do fluxo emitido por elas apresentam valores teóricos e médios. No entanto para uma maior confiança é necessário realizar medidas diretamente do valor do fluxo emitido por estas fonte. Com isso, também determinar o valor absoluto da quantidade de fluxo que esta chegando sobre a amostra.

Para solucionar este problema a alternativa viável é a construção de uma bancada de calibração de fontes, onde se possa determinar experimentalmente a quantidade de fluxo emitido pela fonte, e a quantidade de que esteja chegando sobre a amostra.

(2) Célula de detecção

A célula de detecção desenvolvida consiste do suporte e da amostra, ambos são abrigados dentro de uma caixa metálica, como pode ser visto na Figura 25(a). A caixa serve tanto para reduzir a passagem de radiação proveniente do meio até a amostra, como também para evitar interferência estática.

O circuito pré-amplificador utilizado também é abrigado dentro da caixa. Como solução para reduzir a interferência sobre os fios conectados ao circuito pré-amplificador, os fios que saem da caixa são blindados.

(3) Circuito do ADC

A caixa do circuito do ADC não está blindada, no entanto todos os fios que entram ou saem do circuito para os outros equipamentos são blindados. Como indicação para reduzir a interferência de ruído externo, sobre o sinal que é convertido pelo ADC, uma necessidade futura é que a caixa que contém o circuito do ADC também seja blindada.

Na mesma caixa que contém o circuito do ADC, é colocada uma fonte de tensão de +12 e -12 V, esta mesma fonte fornece alimentação para o ADC e para a célula de detecção.

Em aplicações futuras seria interessante construir uma fonte de alimentação dedicada para a célula de detecção. Já que a célula de detecção funciona com tensões simétricas e pequenas diferenças nas tensões +12 e -12 V ocasionam variações sensíveis no sinal.

(4) Programa de aquisição

O programa de interpretação dos dados e acionamento do relé é desenvolvido em linguagem Visual Basic. Este programa foi uma ótima alternativa pois apresenta uma linguagem prática e de fácil compreensão. Esta facilidade implicará em desenvolvimentos futuros mais sofisticados do programa.

(5) Espelho côncavo

O espelho côncavo utilizado no experimento, foi colocado como uma alternativa para aumentar a quantidade de fluxo de radiação sobre a amostra, no lugar de uma lente, ou até mesmo uma rede de difração. Mas, o espelho utilizado não correspondeu as expectativas pois esperava-se que ele tivesse um coeficiente de reflexão constante de $R_{esp} = 0,85$. No entanto quando se foi adquirir o seu espectro de reflexão, encontrou-se um coeficiente de reflexão de $R_{esp-IR} = 0,36$, na região do infravermelho 0,7 a 2,5 μm .

Apesar deste baixo coeficiente de reflexão do espelho foram obtidos resultados significativos. No entanto para melhorar a qualidade do sinal e aumentar a quantidade de fluxo incidente sobre a amostra, é necessária a troca deste espelho por um outro que possua um alto coeficiente de reflexão no infravermelho.

Nos testes realizados com a bancada na situação em que o substrato estava polido obtivemos valores de variação de temperatura globalmente baixos, mas estes valores baixos já eram esperados pelo fato de o substrato ser uma liga metálica que reflete a maior parte da radiação incidente sobre ele.

A maior variação de temperatura obtida esta para a região do espectro correspondente a 0,3 a 3,0 μm , onde o valor da variação é $\Delta T = 4,1K$, correspondendo a uma fração de absorção de radiação de $\alpha = 5,1\%$, do valor total de radiação incidente.

É possível perceber na Tabela 14 que à medida que vai se selecionando regiões comprimento de onda maiores na região do infravermelho, os valores de amplitude de variação de temperatura, vai diminuindo e conseqüentemente também vai diminuindo a quantidade de radiação que é absorvida pelo substrato. Na situação em que se seleciona a região do espectro a partir do comprimento de onda de $\lambda = 7,4 \mu m$, já não se observa absorção de radiação por parte do substrato.

No segundo teste realizado em que o substrato foi pintado com uma tinta preta fosca, os valores de amplitude de variação de temperatura alcançaram valores mais altos. Na região de 0,3 a 3,0 μm obtivemos uma variação de temperatura de $\Delta T = 22,60 K$ e uma fração de absorção da radiação correspondente de $\alpha = 28,2 \%$. Estes valores correspondem às características da tinta utilizada sobre o substrato. Com o substrato pintado de preto já se consegue uma variação significativa de temperatura na região a partir do comprimento de onda de $\lambda = 7,4 \mu m$ ($\alpha = 14,5 \%$), que antes com o substrato polido não se tinha variação de temperatura (sem absorção).

Com os valores alcançados de variação de temperatura com o substrato pintado é possível perceber que a tinta utilizada não absorve toda a radiação incidente sobre ela. Portanto seria ideal realizar futuramente novos testes com uma pintura mais absorvedora.

Outra característica perceptível é que tanto para o substrato polido e pintado de preto os valores da constante de tempo térmico são iguais na região de 0,3 a 3,0 μm , e os valores desta constante aumentam nas duas situações analisadas, quando se trata puramente na região do infravermelho.

Para as regiões tratadas dentro do infravermelho os valores das constantes de tempo térmico estão próximas entre si. De forma geral foi encontrada uma constante de tempo térmico que varia entre 9 a 20 s.

As variações de temperaturas alcançadas apresentam valores bastante significativos, evidenciando que a bancada desenvolvida funciona, e é uma excelente alternativa ao método foto-acústico convencional, para a caracterização destas

superfícies seletivas. Mas, resultados ainda mais satisfatórios podem ser alcançados com a substituição do espelho côncavo utilizado por um espelho com maior coeficiente de reflexão no infravermelho. Poderemos aumentar a quantidade de fluxo incidente sobre a amostra alcançando valores de amplitude de temperatura maiores.

Desenvolvida a bancada e verificado o seu funcionamento, esperamos como aplicações futuras a caracterização de superfícies seletivas que estão e serão desenvolvidas em nossos laboratórios (Laboratório Hall e Laboratório de Propriedades Ópticas).

Também como perspectiva futura, para o desenvolvimento do trabalho de caracterização de superfícies seletivas através do método fototérmico é o desenvolvimento de uma técnica complementar. Nesta técnica a idéia é aquecer diretamente (temperatura conhecida) a amostra e medir a emissividade com o auxílio de um sensor.

BIBLIOGRAFIA

- [01] Águas J. N., Projecto e Realização de Sensores de Temperatura Analógicos e Digitais, Dissertação de mestrado, UNIVERSIDADE NOVA DE LISBOA, 2009.
- [02] Assouli B., Srhiri A., Idrissi H., Characterization and control of selective corrosion of α, β' -brass by acoustic emission, Elsevier, 2002.
- [03] Albuquerque M. L. S., Metodologia Fototérmica aplicada na caracterização de matérias pastosas, tese de doutorado, 2008.
- [04] Baptista A. S. C., Análise da viabilidade econômica da utilização de aquecedores solares de água em resorts no nordeste do Brasil, dissertação de mestrado, UFRJ, 2006.
- [05] Bube, R. H. Photoconductivity of solids. John Wiley & Sons, INC New York 1960.
- [06] Schmidt F. W., Henderson R. E., Walgenuth C. H., Introdução às ciências térmicas, tradução da 2ª edição, Editora Edgard Blucher LTDA. 2004.
- [07] Cavalcante M. A., Haag R., Corpo negro e determinação experimental da constante de Planck, Revista Brasileira de Ensino de Física, v. 27, n. 3, p 343 – 348, 2005.
- [08] David D. G. F., Silva A. F., Pepe I. M., Roman L. S., Desenvolvimento de superfícies opticamente seletivas para energia solar térmica. In: Primeiro Congresso Brasileiro de Energia Solar (ICBENS), 2007, Fortaleza. Anais do I Congresso Brasileiro de Energia Solar. Fortaleza: CEFET, v. 2.1, 2007.
- [09] Diodes Incorporated, Datasheet MMBT3904 Documento online, Endereço: <http://www.diodes.com/datasheets/ds30036.pdf> acessado em julho 2009.
- [10] Fruett F., Meijer G. C. M., The piezjunction effect in silicon integrated circuits and sensors, Ed. KLUWER ACADEMIC PUBLISHERS, New York, 2003.
- [11] Gardner, J. W., V. K. Varadan, et al. Microsensors, MEMS, and smart devices. Microsensors, MEMS, and smart devices. Wiley, John Wiley & Sons, Ltd: 503. 2001.
- [12] Gerlach E., Physical. State. Solid. (b) 61 K97, 1974.
- [13] Gradshteyn, I. S., Ryzhik, I. M., Tables of Integrals, Series, and Products 7ed., AP, 2007.
- [14] Greiner W. Classical Eletrodynamics, Ed. Springer-Verlag, New York, 1998.
- [15] Hecht, E. Óptica, 2ed, Ed. Fundação Calouste Gulbenkian, 2002.
- [16] Holman J. P. Transferência de Calor Ed. McGraw-Hill do Brasil, 1983

- [17] Imai H., Kosaka Y., Kojima A., Li S., Kondoh K., Umeda J., Atsumi H., Characteristics and machinability of lead-free P/M Cu60–Zn40 brass alloys dispersed with graphite, Elsevier, 2009.
- [18] Incropera F. P., DeWitt D. P., Fundamentos de Transferência de calor, 4ed, Ed. Prentice Hall, México, 1999.
- [19] Jackson J. D., Classical Electrodynamics, John Wiley & Sons, 2ed., New York, 1975.
- [20] Kern D. Q., Processos de Transferência de Calor, CECSA, 31ed., 1999.
- [21] Kittel C. (Ed.), Introduction to Solid State Physics, 7ed., Wiley, New York, 1996.
- [22] Klingshirn C., Semiconductor Optics, 2ed., Ed. Springer-Verlag Berlin Heidelberg 2005.
- [23] Kreith, F. Princípios da transmissão de calor Ed. Edgard Blucher, 1973.
- [24] Krenzinger A., Superfícies seletivas para conversão térmica de energia solar – óxidos de cobre sobre cobre, Dissertação de mestrado, UFRGS, 1979.
- [25] Lopo A. B., Análise do Desempenho Térmico de um Sistema de Aquecimento Solar de Baixo Custo, Dissertação de mestrado, UFRN 2010.
- [26] Magalhães L. B., Alves F. D. P., Banco de dados de assinatura infravermelha: importância nas aplicações operacionais e no desenvolvimento de detectores, X Simpósio de Aplicações Operacionais em Áreas de Defesa, São Jose dos Campos-SP, 2008.
- [27] Martins A. B., Avaliação da utilização de ligas de cobre-zinco (latão) em permutadores de calor que trabalham com água de resfriamento na um-recap/petrobras, dissertação de mestrado, UFRGS, 2009
- [28] Michels C., Análise Da Transferência De Calor Em Coberturas Com Barreiras Radiantes, Dissertação de mestrado, UFSC, 2007.
- [29] Nagaoka A. K., Sampaio C. A. P., Boff C. E. Aradi A. A. R., Desenvolvimento de um coletor solar utilizando reciclagem de lâmpadas fluorescentes, Revista de Ciências Agroveterinárias, Lages v.4, n.2.p.120-125, 2005.
- [30] Pedrotti L. Frank, Pedrotti S. Leno, Introduction to Optics. 2ed, Ed. Prentice-Hall International Inc., 1993.
- [31] Prison J.M., Avaliação dos efeitos causados por inclusões, solarização e modificadores na transmitância óptica do vidro 40BaO . 60P₂O₅. Tese de Doutorado, Ipen, 2003.
- [32] Reitz J.R, F.J. Milford, R.W. Christy, Fundamentos da teoria eletromagnética, Editora Campus, Rio de Janeiro, 1982.

- [33] Rose, R. M. Shepard L. A. and Wulff J. The Structure and Propertier of Material. John Wiley & Sons, Wc., New York. 1966.
- [34] Santana V. M. S., David D. F. G., Construção de um seguidor solar para um espectro-radiômetro, III Congresso Brasileiro de Energia Solar – Belém, 2010.
- [35] Santos L. C. S., Sistema Eletrônico de Alto Desempenho, com Baixa Distorção Harmônica, para Controle de Intensidade Luminosa de Lâmpadas Incandescentes de alta Potencia, Dissertação de Mestrado, 2001.
- [36] Shalimova, K. V. Física de los Semiconductors Ed. Mir, 1975
- [37] Silva M. V. S., Estudo de Filmes Finos de SnO₂ por Espectroscopia Infravermelha, Dissertação de Mestrado, 2007.
- [38] Siqueira A. M. O., Desenvolvimento de um programa de simulação computacional de sistemas de aquecimento solar para água, Tese de Doutorado, UFRGS, 2003.
- [39] Vittorino, F., Sato, N. M. N., Akutsu, M., Desempenho térmico de isolantes refletivos e barreiras radiantes aplicados em coberturas, ENCAC, COTEDI, 2003.
- [40] Welty, J. R., Wicks C. E., Wilson R.E., Fundamentos de Transferência de Momento, Calor e Massa, 2ed. Limusa, 1976.
- [41] Yu P.Y., Cardona M., Fundamentals of Semiconductors Physics and Materials Properties, 4ed., Springer, 2010.
- [42] Zilles R., Comparação experimental de testes de coletores solares planos com simulador e com radiação solar, Dissertação de mestrado, UFRGS, 1987.