



Universidade Estadual de Maringá  
Centro de Ciências Exatas  
Departamento de Física

Trabalho de Conclusão de Curso

## **Estudo da técnica de Interferometria de Ondas Térmicas (TWI)**

Acadêmico: Danilo de Paula Kuritza

Orientador: Prof. Dr. Antonio Carlos Bento

Maringá, 23/11/2017



Universidade Estadual de Maringá  
Centro de Ciências Exatas  
Departamento de Física

Trabalho de Conclusão de Curso

## **Estudo da técnica de Interferometria de Ondas Térmicas (TWI)**

Trabalho de conclusão de curso apresentado ao Departamento de Física da Universidade Estadual de Maringá, sob orientação do professor Dr. Antonio Carlos Bento, como parte dos requisitos para obtenção do título de Bacharel em Física

Acadêmico: Danilo de Paula Kuritza

Orientador: Prof. Dr. Antonio Carlos Bento

Maringá, 23/11/2017

---

# Sumário

---

<b>Agradecimentos</b>	<b>iv</b>
<b>Resumo</b>	<b>v</b>
<b>Abstract</b>	<b>vi</b>
<b>Introdução</b>	<b>1</b>
<b>I Interferometria de Ondas Térmicas</b>	<b>2</b>
I.1 Introdução Histórica . . . . .	2
I.2 Introdução Teórica . . . . .	3
I.2.1 Equação da Difusão no Modelo RG . . . . .	3
I.2.2 Comprimento de Difusão Térmico e Casos Especiais . . . . .	7
I.2.3 Reflexão e Refração de Ondas Térmicas . . . . .	9
I.2.4 Sinal da Interferometria de Ondas Térmicas . . . . .	11
<b>II Desenvolvimento Experimental e Resultados</b>	<b>16</b>
II.1 Método Experimental . . . . .	16
II.2 Equações das Propriedades Térmicas . . . . .	19
II.3 Resultados . . . . .	21
II.3.1 Tinta <i>spray</i> preto fosco . . . . .	21
II.3.2 Pasta Térmica . . . . .	22
II.3.3 Considerações finais . . . . .	24
<b>Conclusões</b>	<b>25</b>
<b>A Método de Propagação de erros</b>	<b>26</b>
<b>B Propriedades Térmicas</b>	<b>27</b>
<b>C Dados Técnicos</b>	<b>28</b>
<b>D Simulações</b>	<b>29</b>
<b>Referências Bibliográficas</b>	<b>32</b>

---

## Lista de Figuras

---

I.1	Alexander Graham Bell e o Fotofone. . . . .	2
I.2	Célula fotoacústica. . . . .	5
I.3	Ondas térmicas no interior das três regiões, gás(g), amostra(s) e substrato(b). . . . .	7
I.4	Regime termicamente grosso para o modelo opaco. . . . .	8
I.5	Regime termicamente fino para o modelo opaco. . . . .	8
I.6	Reflexão e transmissão da onda térmica na fronteira entre meios diferentes. . . . .	9
I.7	Componentes da onda térmica no interior de uma amostra. . . . .	12
I.8	Sinal normalizado para vários coeficientes de reflexão ( $R_b = -0,99 \rightarrow 0,99$ ) . . . . .	14
I.9	Diferença de fase normalizada para vários coeficientes de reflexão ( $R_b = -0,99 \rightarrow 0,99$ ) . . . . .	15
II.1	Montagem experimental com a lâmpada de arco-Xe. . . . .	16
II.2	Montagem experimental com laser. . . . .	17
II.3	Representação do substrato de aço inox 304 com as cinco camadas de tinta preto-fosco. . . . .	18
II.4	Perfil do substrato de Ti. . . . .	19
II.5	Fase e sinal da tinta preto fosco (modulação de $3 Hz$ ). . . . .	21
II.6	Ajuste da diferença de fase (Tinta preto fosco com suporte de Aço Inox 304). . . . .	21
II.7	Fase e sinal da pasta térmica (modulação de $3 Hz$ ). . . . .	23
II.8	Ajuste da diferença de fase ( <i>Thermalsilver</i> com suporte de Ti). . . . .	23
II.9	Comparação entre as diferenças de fase obtidas com o laser e com a luz branca. . . . .	24
C.1	Irradiância espectral da lâmpada de Arco-Xenônio. . . . .	28
C.2	Transmitância do filtro Oriel 61945. . . . .	28

---

## Lista de Tabelas

---

I.1	Parâmetros utilizados para análise do sinal fototérmico. . . . .	3
II.1	Espessuras das camadas de tinta preto-fosco sobre o substrato de aço inox 304. . . . .	18
II.2	Propriedades térmicas da tinta preto fosco. . . . .	22
II.3	Propriedades térmicas da pasta <i>Thermalsilver</i> . . . . .	23
B.1	Propriedades térmicas de diversos materiais. . . . .	27

---

## Agradecimentos

---

Meus sinceros agradecimentos ao prof. Dr. Antonio Carlos Bento pela orientação.

À Angela Maria Picolloto pela paciência e pelos conhecimentos a mim transmitidos ao longo dos trabalhos realizados em laboratório.

Aos amigos que se fizeram presentes ao longo da graduação, em especial ao Raul, Arthur e ao Giorgio.

E por último, mas não menos importante, gostaria de agradecer aos meus pais, Wilson e Sara, pelo apoio incondicional ao longo dessa jornada.

---

## Resumo

---

Neste trabalho estudamos a técnica de Interferometria de Ondas Térmicas, também conhecida por *TWI* (*Thermal Wave Interferometry*). Esta técnica consiste em excitar uma amostra com radiação eletromagnética e, via detecção de infravermelho, determinar as propriedades térmicas do material. A *TWI* é uma técnica totalmente remota e minimamente destrutível, e pode ser utilizada para o estudo de diversos tipos de materiais, sejam eles sólidos, líquidos ou gasosos. Neste trabalho, nos atemos apenas a compreensão e a montagem da técnica com luz branca, sem o compromisso de estudar profundamente um material específico. Para fins de validação do nosso aparato experimental, analisamos dois materiais previamente estudados, a pasta térmica, de uso comum em dispositivos eletrônicos, e a tinta *spray* da cor preto fosco, utilizada como proteção e acabamento em diversos materiais. Os resultados obtidos para as duas amostras estão de acordo com os dados encontrados na literatura.

**Palavras chave:** Thermal Wave Interferometry, Propriedades Térmicas, Pasta Térmica, Tinta *Spray*.

---

## Abstract

---

In this work we study the technique of Thermal Wave Interferometry, also known as *TWI*. This technique consists in exciting a sample with electromagnetic radiation and, through infrared detection, determine the thermal properties of the material. *TWI* is a completely remote and non-destructible technique that can be employed in the study of several materials, such as solids, liquids and gases. In this work, we focus only on understanding and assembling the technique with white light, without the commitment to study deeply a specific material. For the purpose of validation of our experimental apparatus, we analyzed two previously studied materials, the thermal paste, commonly used in electronic devices, and the matte black spray paint, used as protection and finishing in various materials. The results obtained for the two samples are in agreement with the data found in the literature.

**Keywords:** Thermal Wave Interferometry (TWI), Thermal Properties, Thermal Paste, Spray Paint.

---

# Introdução

---

Este trabalho tem por objetivo estudar a técnica de Interferometria de Ondas Térmicas (*TWI*), proposta por Bennet e Patt no início da década de 1980. A *TWI* é uma técnica derivada da Radiometria Fototérmica, ou *PTR*, e foi desenvolvida para analisar a camada superficial de amostras e detectar defeitos internos de estruturas de duas camadas (filmes finos e substrato). Com base em trabalhos anteriores [1, 2, 3], dois materiais foram selecionados para compor a parte experimental deste trabalho. O primeiro material é a pasta térmica *Thermalsilver* [4], fabricada pela Implastec. A formulação da pasta parte da incorporação de aditivos especiais a um material base, o silicone modificado. O aditivo em questão é a prata coloidal, de alta condutividade térmica, que confere a este produto uma ótima dissipação térmica. A condutividade térmica do material fornecida pelo fabricante é  $1,2 \text{ W/mk}$ , e segue a norma técnica ISO 8301:1991 [5]. O segundo material escolhido foi a tinta *spray* de cor preto fosco da marca *Chemicolor*, de composição química formada por resina hidrocarbônica, metil etil cetona, xilol, gás butano e propano. No geral, tintas do tipo *spray* são compostas por solventes, resinas, pigmentos, aditivos e gás propelente. O solvente metil etil cetona e o xilol são utilizados com o objetivo de aumentar a aderência da tinta sobre a superfície do objeto pintado. Além disso, os solventes servem como um redutor de viscosidade da tinta, o que facilita a aplicação da mesma. A resina hidrocarbônica é o componente de maior importância para a tinta, pois é responsável pela impermeabilização e aderência do material que recebe a tinta. O pigmento da tinta e os aditivos possuem funções semelhantes. Os dois compostos, além de influenciar na estética do material, são usados como anticorrosivos e agregadores de aderência e abrasão superficial. Os gases propelentes não possuem nenhuma característica que influencie na conservação ou otimização da tinta. Estes gases são utilizados apenas como meio de expelir a tinta do recipiente em que a tinta é armazenada [1]. O método empregado em [1, 6] foi o mesmo utilizado neste trabalho, com apenas uma única ressalva: como fonte de excitação, utilizamos um laser Verdi G2 de 2 W de potência, fabricado pela Coherent [7], e uma lâmpada de arco-Xenônio da Newport, modelo 6269, de 1000 W de potência. Optamos por usar duas fontes de excitação porque a teoria da *TWI* leva em consideração o caráter monocromático do feixe de luz que irradia o material estudado. Portanto, os resultados obtidos com o laser serviram de parâmetro para avaliar os efeitos negativos do uso de uma luz com espectro contínuo.

No capítulo 1 - Interferometria de Ondas Térmicas, apresenta-se uma breve introdução histórica sobre a ciência fototérmica e como ela evoluiu até a criação do modelo aplicado neste trabalho. Para finalizar a seção, demonstra-se, por meio de desenvolvimento matemático, a formulação do modelo opaco da *TWI*.

No capítulo 2 - Desenvolvimento Experimental e Resultados, descreve-se toda a montagem experimental da técnica, bem como os desafios e problemas encontrados ao longo do processo. Em seguida, apresenta-se os resultados obtidos, que foram comparados aos resultados encontrados na literatura.

Por fim, é apresentado uma breve conclusão sobre o trabalho.

---

## Interferometria de Ondas Térmicas

---

### I.1 Introdução Histórica

As primeiras descobertas envolvendo a ciência fototérmica aconteceram no século XIX, com destaque para o experimento realizado por Alexander Graham Bell, em 1880 [8], que acabou dando início ao estudo do efeito fototérmico. Enquanto trabalhava em seu laboratório, Graham Bell observou que o selênio (Se), bem como outros sólidos, eram capazes de reproduzir sons quando eram irradiados com luz solar modulada. Esse efeito foi atribuído ao fato de que, quando aquecido, o material dilatava, expandindo o ar que o envolvia. O aparato que permitiu Bell observar este fenômeno foi nomeado de fotofone.

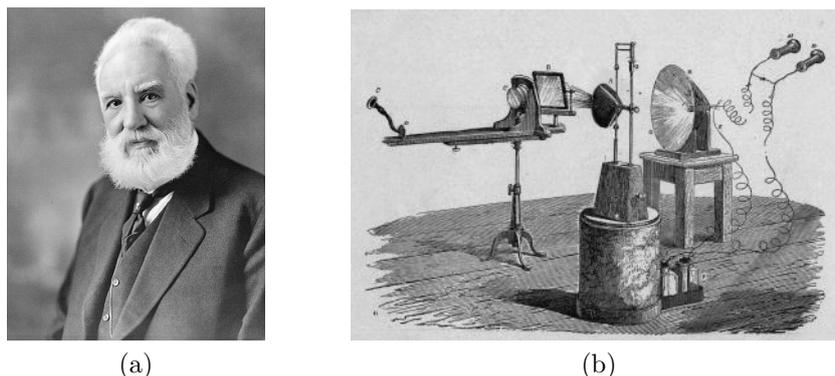


Figura I.1: (a) Alexander Graham Bell [9]; (b) Fotofone [10].

O fotofone é formado por um tubo acústico. A modulação do feixe de luz era feita por um espelho móvel fixado a uma das pontas do tubo. Conforme as ondas sonoras se propagavam pelo tubo, o espelho começava a oscilar, modulando o feixe de luz incidente. A luz refletida pelo espelho era então focada em uma célula de Se, que era incorporada ao circuito eletrônico de um telefone. Conforme a célula de Se era irradiada, a resistividade material era modulada, gerando um sinal elétrico pulsado que era transmitido ao auto-falante do telefone. Com esse experimento, Graham Bell passou a mostrar que a magnitude do efeito dependia diretamente do comprimento de onda  $\lambda$  da luz incidente, atribuindo o efeito fototérmico a um processo de absorção óptico.

Apesar de chamar a atenção da comunidade científica, o experimento era limitado pela necessidade do uso de tubos de audição, o que classificou a descoberta de Graham Bell como uma mera curiosidade científica até a década de 1970, quando os tubos de audição deram lugar aos microfones de alta sensibilidade. Os cientistas responsáveis pela redescoberta e aprimoramento do efeito fotoacústico foram J. G. Parker [11], Allan Rosencwaig e Allen Gersho [12, 13], que propuseram o modelo padrão de célula fotoacústica (*PAS*) para amostras sólidas. Como consequência do trabalho de Parker, Allan e Gersho, diver-

sas técnicas que exploram o efeito fototérmico foram criadas, como a *TWI*, desenvolvida por Bennet e Patt em 1982 [14].

## I.2 Introdução Teórica

Os parâmetros utilizados ao longo deste estão definidos na Tabela I.1, que se encontra logo abaixo.

Parâmetros	Denominação	Unidade (CGS)
$L_s$	Espessura da Amostra	$cm$
$k_i$	Condutividade Térmica	$cal s^{-1} cm^{-1} K^{-1}$
$\rho_i$	Densidade Volumétrica	$g cm^{-3}$
$C_i$	Capacidade Térmica	$cal g^{-1} K^{-1}$
$\alpha_i$	Difusividade Térmica	$cm^2 s^{-1}$
$a_i = (\omega/2\alpha)^{1/2}$	Coefficiente de Difusão Térmico	$cm^{-1}$
$\mu_i = 1/a_i$	Comprimento de Difusão Térmico	$cm$
$\sigma_i = (1 + i)a_i$	Coefficiente Complexo de Difusão Térmico	$cm^{-1}$
$\beta = 1/l_\beta$	Coefficiente de Absorção Óptica	$cm^{-1}$
$e_i = (K\rho C)^{1/2}$	Efusividade Térmica	$cal cm^{-2} s^{-1/2} K^{-1}$
$R_i$	Coefficiente de Reflexão	Adimensional
$T_i$	Coefficiente de Transmitância	Adimensional

Tabela I.1: Parâmetros utilizados para análise do sinal fototérmico, com  $i$  representando o meio considerado.

### I.2.1 Equação da Difusão no Modelo RG

O modelo desenvolvido por Rosencwaig e Gersho, também conhecido por modelo RG, descreve o processo de conversão da radiação eletromagnética modulada, absorvida por uma amostra, em ondas térmicas. Nesta teoria, consideramos que a radiação incidente é monocromática, e expressa por

$$I(t) = \frac{I_0}{2} (1 + e^{i\omega t}), \quad (I.1)$$

com  $I_0$  sendo a intensidade da luz, dada por  $W/cm^2$ , e  $\omega$  a frequência angular de modulação. A Equação I.1 é derivada das observações feitas por Lambert (1870) e Beer (1852) sobre o efeito de absorção de luz em materiais opacos e translúcidos, que culminaram na lei de Lambert-Beer, também conhecida por lei de Beer. Esta lei diz que um feixe de luz monocromático absorvido por um meio com concentração  $\rho$ , espessura  $l$  e absorvância  $\beta$ <sup>1</sup>, decresce exponencialmente à medida que a espessura do meio absorvente aumenta. As equações que descrevem esta lei são:

<sup>1</sup>A expressão da absorvância, também conhecida por coeficiente de absorção óptica, é dada por  $\beta = 4\pi\kappa/\lambda$ , onde  $\kappa$  é o coeficiente de opacidade e  $\lambda$  o comprimento de onda da luz incidente;

A equação da absorvância do meio, descrita por

$$\beta \rho l = \ln \left( \frac{I_0}{I(x)} \right), \text{ ou ainda, } I(x) = I_0 e^{-\beta \rho x}, \quad (\text{I.2})$$

e a equação da transmitância,

$$T = 100 \times I(x)/I_0 = e^{-\beta \rho x}, \quad (\text{I.3})$$

que indica a porcentagem de luz que um meio pode transmitir.

Se considerarmos que o meio é homogêneo ( $\rho = 1$ ) e que a luz incidente é modulada (Equação I.1), obtemos a expressão da intensidade da luz transmitida em função da posição e do tempo:

$$I(x, t) = I(t) e^{-\beta x}. \quad (\text{I.4})$$

É com a Equação I.4 que Rosencwaig e Gersho resolveram a equação de difusão térmica para os meios de gás, amostra e substrato.

A equação da difusão térmica é descrita por uma equação diferencial parcial<sup>2</sup>, do tipo

$$\nabla^2 u = \frac{1}{\alpha^2} \frac{\partial u}{\partial t}, \quad (\text{I.5})$$

sendo  $u = u(x, y, z; t)$  é a temperatura e  $\alpha$  é uma constante característica do material por onde flui o calor conhecida por difusividade térmica. Esta é a equação padrão da difusão de calor para três dimensões, e sua solução pode ser obtida aplicando o método de separação de variáveis. Considerando o caso unidimensional, adicionamos um fator a equação da difusão dado por  $f(x, t)$

$$\nabla_x^2 u_x - \frac{1}{\alpha^2} \frac{\partial u_x}{\partial t} + f(x, t) = 0. \quad (\text{I.6})$$

O termo  $f(x, t)$  representa a fonte de calor do sistema, neste caso, resultante do aquecimento provocado pela luz incidente. A equação de  $f(x, t)$  é

$$f(x, t) = \frac{1}{k} \nabla_x I(x, t), \quad (\text{I.7})$$

sendo  $k$  é a condutividade térmica do material por onde o calor se propaga.

Neste modelo, Rosencwaig e Gersho consideraram uma célula fotoacústica, composta por três regiões totalmente isoladas do meio externo: a região da amostra ( $0 \leq x \leq L_s$ ), gás ( $-L_g \leq x \leq 0$ ) e suporte ( $L_s \leq x \leq L_b$ ) (ver Figura I.2). A luz modulada é convertida em calor, que se propaga por todos os meios na forma de ondas térmicas. A amostra aquecida, acaba sofrendo um processo cíclico de expansão e contração, o que provoca na camada de gás uma diferença de pressão. Essa diferença de pressão acaba imprimindo sobre as moléculas do gás uma vibração mecânica, que é convertida em energia acústica quando essas moléculas agitadas colidem com as paredes internas da célula fotoacústica. Em outras palavras, a energia cinética das moléculas são convertidas em ondas de pressão (energia acústica). As ondas de pressão são então captadas por um microfone capacitivo de alta sensibilidade, que as converte em um sinal elétrico. As equações da difusividade térmica para os três meios são:

---

<sup>2</sup>Para mais detalhes sobre a equação de difusão, ver Boas, M.L., *Mathematical Methods in the Physical Sciences*, capítulo 13, página 628 [15].

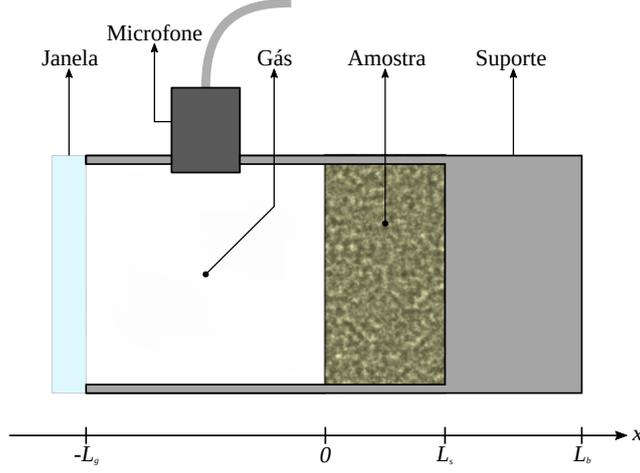


Figura I.2: Célula fotoacústica.

Em  $-L_g \leq x \leq 0$ ,

$$\frac{\partial^2 u_g(x, t)}{\partial x^2} - \frac{1}{\alpha_g^2} \frac{\partial u_g(x, t)}{\partial t} = 0, \quad (\text{I.8})$$

em  $0 \leq x \leq L_s$

$$\frac{\partial^2 u_s(x, t)}{\partial x^2} - \frac{1}{\alpha_s^2} \frac{\partial u_s(x, t)}{\partial t} - \frac{I_0}{2k_s} \beta e^{-\beta x} (1 + e^{i\omega t}) = 0, \quad (\text{I.9})$$

e por fim, na região  $L_s \leq x \leq L_b$

$$\frac{\partial^2 u_b(x, t)}{\partial x^2} - \frac{1}{\alpha_b^2} \frac{\partial u_b(x, t)}{\partial t} = 0. \quad (\text{I.10})$$

De acordo com o modelo RG, a absorção da radiação é feita exclusivamente pela amostra. Por este motivo, o termo da fonte de calor,  $f(x, t)$ , aparece apenas na Equação I.9, que também pode ser representada da seguinte maneira:

$$\frac{\partial^2 u_s(x, t)}{\partial x^2} - \frac{1}{\alpha_s^2} \frac{\partial u_s(x, t)}{\partial t} - \frac{I_0}{2k_s} \beta \eta e^{-\beta x} (1 + \cos(\omega)t) = 0, \quad (\text{I.11})$$

uma vez que  $e^{i\omega t}$  é a própria relação de Euler, e  $\eta$  é a eficiência da conversão de luz para calor.

Aplicando o método de separação de variáveis em  $u_g$ , a equação da temperatura para gás pode ser representada como  $u_g = \theta(x)\psi(t)$ . Logo, a Equação I.8 fica da seguinte forma:

$$\frac{\partial^2 \theta(x)\psi(t)}{\partial x^2} - \frac{1}{\alpha_g^2} \frac{\partial \theta(x)\psi(t)}{\partial t} = 0. \quad (\text{I.12})$$

Separando os termos, temos que

$$\frac{1}{\theta(x)} \frac{\partial^2 \theta(x)}{\partial x^2} = \frac{1}{\alpha_g^2 \psi(t)} \frac{\partial \psi(t)}{\partial t}. \quad (\text{I.13})$$

Agora, o lado esquerdo da Equação I.13 é uma função apenas da variável  $x$ , enquanto o lado direito é uma função que depende apenas do tempo. Portanto, ambos os lados

da equação são iguais a uma mesma constante, que chamaremos de  $\gamma$  (constante de separação). As equações que obtemos são

$$\frac{1}{\theta(x)} \frac{\partial^2 \theta(x)}{\partial x^2} = -\gamma^2 \quad \text{ou} \quad \frac{\partial^2 \theta(x)}{\partial x^2} = -\gamma^2 \theta(x) \quad \text{e} \quad (\text{I.14a})$$

$$\frac{1}{\alpha_g^2 \psi(t)} \frac{\partial \psi(t)}{\partial t} = -\gamma^2 \quad \text{ou} \quad \frac{\partial \psi(t)}{\partial t} = -\gamma^2 \alpha_g^2 \psi(t). \quad (\text{I.14b})$$

A solução da equação dependente do tempo é

$$\psi(t) = e^{-\lambda^2 \alpha_g^2 t}. \quad (\text{I.15})$$

A Equação I.15 é a solução geral da parte temporal de  $u_g(x, t)$ , na qual a constante  $\gamma$  é definida de acordo com as condições de contorno do problema. Considerando uma fonte de aquecimento periódico, a Equação I.15 assume valores complexos, pois a temperatura é modulada, como vimos na Equação I.1. A partir dessas considerações, equação da temperatura dependente de  $x$  e  $t$  no gás é dada pela Equação I.16, demonstrada logo abaixo:

$$u_g(x, t) = \theta(x) \psi(t) = \theta(x) e^{-\sigma_g x} e^{i\omega t}. \quad (\text{I.16})$$

As condições de contorno impostas por Rosencwaig e Gersho são:

$$u_n = u_m \quad (\text{Continuidade da temperatura}), \quad (\text{I.17})$$

e

$$k_n \frac{du_n}{dx} = k_m \frac{du_m}{dx} \quad (\text{Fluxo de calor}), \quad (\text{I.18})$$

com  $n$  e  $m$  representando meios vizinhos, como o gás e a amostra, ou a amostra e o suporte.

Aplicando as condições de contorno na equação Equação I.16, encontramos a solução para a equação estacionária da temperatura na superfície da amostra ( $x = 0$ ):

$$\theta(x = 0) = \frac{\beta_s I_0}{2k_s(\beta_s^2 - \sigma_s^2)} \left( \frac{(r-1)(b+1)e^{\sigma_s l_s} - (r+1)(b-1)e^{-\sigma_s l_s} + 2(b-r)e^{-\beta_s l_s}}{(g+1)(b+1)e^{\sigma_s l_s} - (g-1)(b-1)e^{-\sigma_s l_s}} \right), \quad (\text{I.19})$$

que define os parâmetros de acoplamento  $b = \frac{k_b a_b}{k_s a_s}$ ,  $g = \frac{k_g a_g}{k_s a_s}$  e  $r = (1-i) \frac{\beta}{2a_s}$ .

Com a definição de  $\theta(0)$ , podemos obter uma solução para a Equação I.16. A partir das equações definidas nesta seção e de algumas teorias termodinâmicas, é possível definir a equação do sinal e da fase fotoacústica.

## I.2.2 Comprimento de Difusão Térmico e Casos Especiais

De acordo com Bennet e Patt (1982) [14], o efeito fotoacústico ocorre quando uma amostra é irradiada com um feixe de luz. A energia absorvida é rapidamente convertida em ondas térmicas, que viajam pelo interior da amostra, se propagando até as interfaces de gás-amostra e amostra-substrato, como podemos ver na Figura I.3. Quando atingem os limites estabelecidos pelas interfaces, uma parte da onda térmica é refletida, enquanto a outra é transmitida para os meios do gás e do substrato. Se a espessura da amostra for muito pequena, interferências de ondas térmicas podem interferir de forma negativa na amplitude das ondas transmitidas, afetando a resposta fotoacústica.

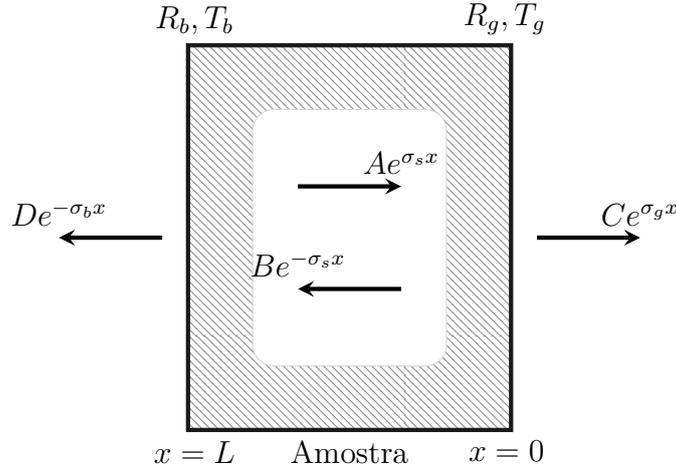


Figura I.3: Ondas térmicas no interior das três regiões, gás(g), amostra(s) e substrato(b).

O comprimento de difusão térmico da amostra  $\mu_s$  está relacionado com a frequência de modulação com  $\mu_s = \sqrt{2\alpha_s/\omega}$ , sendo  $\alpha_s$  representa a difusividade térmica da amostra (Ver Tabela I.1) e  $\omega$  é a frequência angular de modulação ( $\omega = \sqrt{2\pi f}$ ). Portanto o comprimento de difusão térmico pode ser alterado de acordo com a frequência de modulação.

O sinal fotoacústico deve ser tratado de acordo com as características físicas das amostras em estudo, de forma mais específica, as propriedades ópticas e térmicas das amostras são, no geral, base para uma análise mais simplificada do efeito fotoacústico. Neste caso a propriedade térmica se resume ao comprimento de difusão térmico ( $\mu_s$ ) e a espessura da amostra ( $L_s$ ), enquanto a propriedade óptica se relaciona com o comprimento de absorção óptico ( $L_\beta$ ). Caso  $L_s \gg L_\beta$ , consideramos a amostra de caráter opaco. Se  $L_s \cong L_\beta$ , a amostra deve ser absorvedora (translúcida). No último caso, se  $L_s \ll L_\beta$ , dizemos que a amostra é transparente. Na classificação térmica, se  $L_s \gg \mu_s$ , a região da amostra pode ser considerada termicamente grossa. Caso  $L_s \ll \mu_s$ , dizemos que a amostra apresenta uma região termicamente fina.

Mas o que significa dizer que uma amostra é termicamente fina ou grossa? A amostra é dita termicamente grossa quando temperatura superficial da amostra não sofre influência alguma do suporte. Como foi dito anteriormente, no regime termicamente grosso o comprimento de difusão térmico é muito menor do que a espessura da amostra. Se considerarmos que toda a luz é absorvida na superfície da amostra (modelo opaco), a conversão de luz em calor ocorrerá a partir do ponto  $x = 0$ , como mostra a figura logo abaixo:

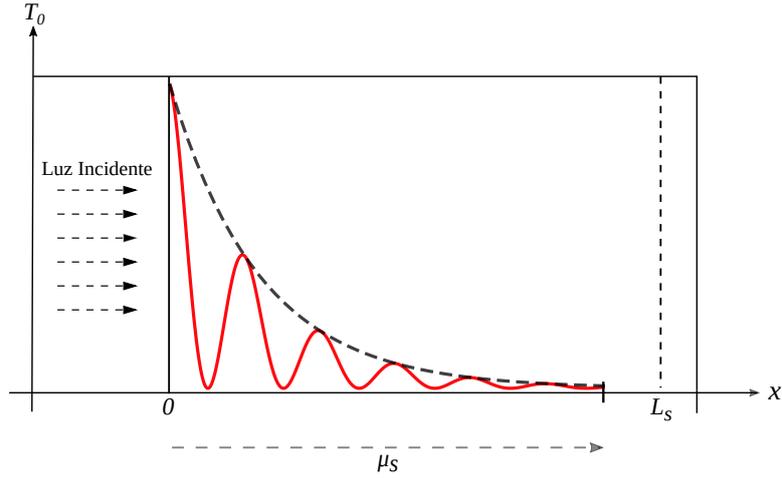


Figura I.4: Regime termicamente grosso para o modelo opaco.

O gráfico descrito pela Figura I.4 representa a atenuação da onda térmica proveniente do aquecimento periódico da superfície. A equação que descreve este tipo de atenuação é do tipo  $e^{-\sigma_s L_s}$ , onde  $\sigma_s = (1 + i)a_s$ . Quando a temperatura superficial da amostra possui contribuição de fundo (substrato), o comprimento de difusão térmico será maior do que a espessura da amostra. Neste caso, parte da onda térmica é transmitida para o suporte, enquanto a outra parte é refletida para a superfície. Considerando uma amostra opaca, podemos usar como exemplo a seguinte figura:

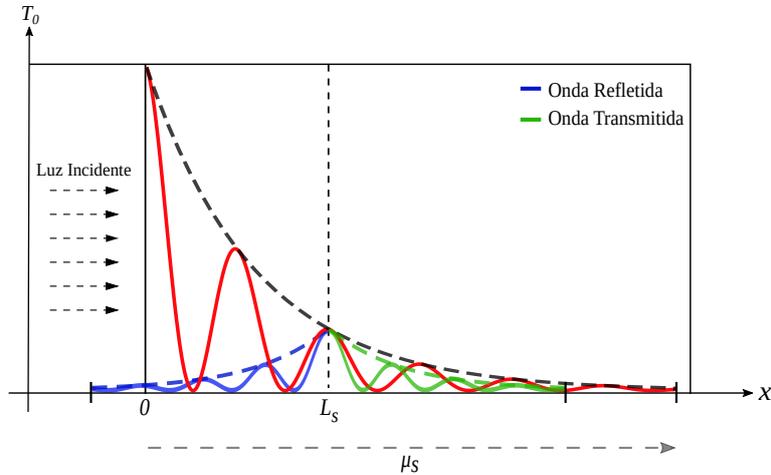


Figura I.5: Regime termicamente fino para o modelo opaco.

O objetivo das figuras I.5 e I.4 é apenas dar uma noção do que de fato ocorre no regime termicamente fino e grosso, portanto, essas figuras não podem ser consideradas uma representação fiel da equação de temperatura superficial para o modelo RG.

A faixa de transição entre uma região termicamente fina e grossa é definido pela frequência de corte ( $f_c$ ), e ocorre quando o comprimento de difusão térmico é igual à espessura da amostra [3]. A expressão que define a frequência de corte é dada por

$$f_c = \frac{\alpha_s}{\pi L_s^2}. \quad (\text{I.20})$$

A principal vantagem de se conhecer a frequência de corte é que desta forma é possível escolher o regime de espessura térmica pela frequência de modulação ou pela espessura da amostra [1]. Caso a contribuição de fundo para a temperatura superficial for indesejada, a frequência de modulação da luz incidente deve ser menor do que  $f_c$ . No método que nos propusemos a estudar neste trabalho, a exclusão de um dos regimes térmicos não faz qualquer sentido, pois a teoria, que será abordada nas próximas seções deste capítulo, leva em consideração a diferença de fase entre a onda refletida na superfície e onda refletida no substrato.

### I.2.3 Reflexão e Refração de Ondas Térmicas

Ondas térmicas são refletidas e refratadas do mesmo jeito que ondas sonoras ou eletromagnéticas [16]. Sabendo disto, podemos descrever as equações para a temperatura da seguinte forma:

$$T_i = A \exp(-\sigma_1 x \cos \theta_i - \sigma_1 y \sin \theta_i + i\omega t), \quad (\text{I.21a})$$

$$T_r = A R \exp(-\sigma_1 x \cos \theta_r - \sigma_1 y \sin \theta_r + i\omega t), \quad (\text{I.21b})$$

$$T_t = A T \exp(-\sigma_2 x \cos \theta_t - \sigma_2 y \sin \theta_t + i\omega t), \quad (\text{I.21c})$$

onde  $T_i$  representa onda térmica incidente,  $T_r$  a onda refletida e  $T_t$  a onda transmitida<sup>3</sup>, como pode ser visto na Figura I.6.

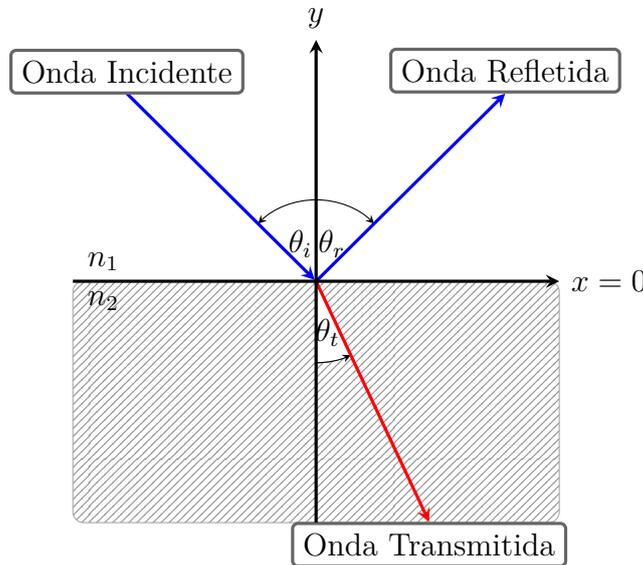


Figura I.6: Reflexão e transmissão da onda térmica na fronteira entre meios diferentes.

Ainda na Equação I.21, o termo  $A$  representa a amplitude da onda térmica,  $R$  o coeficiente de reflexão e  $T$  o coeficiente de transmissão. O coeficiente  $\sigma$  representa o número de onda complexo, definido na Tabela I.1.

<sup>3</sup>Para simplificar a notação, trocamos  $u$  por  $T$  na equação da temperatura.

Considerando que o limite entre os meios se dá em  $x = 0$ , a relação [I.23](#) para as temperaturas nos fornece:

$$T_i + T_r = T_t, \quad (\text{I.22})$$

$$A \exp(-\sigma_1 y \sin \theta_i + i\omega t) + R \exp(-\sigma_1 y \sin \theta_r + i\omega t) = A T \exp(-\sigma_2 y \sin \theta_t + i\omega t). \quad (\text{I.23})$$

Como essa condição deve ser verdadeira para todas as posições de  $y$  ao longo do plano da interface, os expoentes de [I.23](#) são todos iguais, portanto

$$\sigma_1 y \sin \theta_i = \sigma_1 y \sin \theta_r = \sigma_2 y \sin \theta_t. \quad (\text{I.24})$$

De [I.24](#) é possível deduzir a lei da Reflexão<sup>4</sup> e a lei de Snell<sup>5</sup>.

Aplicando a condição de continuidade do fluxo ( $k_i \nabla T_i - k_r \nabla T_r = k_t \nabla T_t$ ) na Equação [I.21](#), obtemos a seguinte equação:

$$k_1 \sigma_1 \cos(\theta_i) - R k_1 \sigma_1 \cos(\theta_r) = T k_2 \sigma_2 \cos(\theta_t), \quad (\text{I.25})$$

como  $\theta_i = \theta_r$  e  $T = (1 + R)$  em  $y = 0$ , é possível extrair da Equação [I.23](#) os coeficientes de reflexão e transmissão da onda térmica:

$$R = \frac{k_1 \sigma_1 \cos(\theta_i) - k_2 \sigma_2 \cos(\theta_t)}{k_1 \sigma_1 \cos(\theta_i) + k_2 \sigma_2 \cos(\theta_t)} = \frac{\cos(\theta_i) - b \cos(\theta_t)}{\cos(\theta_i) + b \cos(\theta_t)}, \quad (\text{I.26})$$

$$T = \frac{2k_1 \sigma_1 \cos(\theta_i)}{k_1 \sigma_1 \cos(\theta_i) + k_2 \sigma_2 \cos(\theta_t)} = \frac{2\cos(\theta_i)}{\cos(\theta_i) + b \cos(\theta_t)}, \quad (\text{I.27})$$

com

$$b = k_2 \sigma_2 / k_1 \sigma_1 = \sqrt{k_2 \rho_2 c_2} / \sqrt{k_1 \rho_1 c_1}.$$

No caso da incidência normal à superfície ( $\theta_i = \theta_t = 0$ ), os coeficientes de transmissão e reflexão em  $x = 0$  se reduzem a

$$R = \frac{1 - b}{1 + b}, \quad T = \frac{2}{1 + b}. \quad (\text{I.28})$$

Por definição,  $\sqrt{k_i \rho_i c_i}$  é a efusividade térmica ( $e_i$ ), logo

$$b = \frac{e_2}{e_1}. \quad (\text{I.29})$$

Portanto, as expressões dos coeficientes de transmissão e reflexão possuem exatamente a mesma forma que as expressões equivalentes para ondas eletromagnéticas e acústicas. A magnitude desses coeficientes são determinados pelo parâmetro  $b$ , que pode ser traduzido como uma medida de acoplamento entre os meios 1 e 2, ou ainda a razão entre eles.

---

<sup>4</sup> $\theta_i = \theta_r$

<sup>5</sup> $\sigma_1 \sin(\theta_i) = \sigma_2 \sin(\theta_t)$

## I.2.4 Sinal da Interferometria de Ondas Térmicas

Com as propriedades básicas de ondas térmicas e suas interações em interfaces já estabelecidas nas seções anteriores, é possível adotar os componentes já conhecidos da teoria ótica para analisar os efeitos das ondas térmicas [16]. Como explicado na primeira seção deste capítulo, assumimos que as regiões do substrato e do gás tenham uma espessura maior que o comprimento de onda térmica, isto é, que a região seja termicamente grossa, e que as propriedades térmicas sejam completamente homogêneas em qualquer lugar do meio. Um feixe de luz que incide sobre a camada de ar atingindo a amostra de espessura  $L_s$  terá intensidade igual a  $I = (I_0/2)[1 + \exp(i\omega t)]$ . Neste caso, o sinal gerado no interior da amostra pode ser monitorado de acordo com a flutuação periódica da temperatura superficial da amostra, podendo excluir a parte não periódica do fluxo de calor incidente de tal forma que a intensidade da radiação absorvida pela amostra terá profundidade  $x$  e  $x + dx$  e amplitude igual a

$$I = (I_0\beta/2)\exp(-\beta x), \quad (\text{I.30})$$

na qual  $\beta$  é o coeficiente de absorção óptico da amostra (para mais detalhes, ver Tabela I.1). Neste caso uma parte da onda gerada no interior da amostra se propaga para a interface amostra-substrato e logo depois para a interface gás-amostra. Assim sendo, as ondas originadas pela radiação absorvida entre  $x$  e  $x + dx$  terão a seguinte amplitude:

$$A = \frac{I_0\beta e^{-\beta x}}{4k_s\sigma_s}, \quad (\text{I.31})$$

com  $k_s$  igual a condutividade térmica da amostra<sup>6</sup>.

Como dito anteriormente, as ondas geradas perto da superfície do material serão propagadas por toda interface amostra-substrato, sendo refletidas de volta para superfície do material, como mostra a Figura I.7.

Quando atingem os limites entre os meios, as ondas são parcialmente refletidas e transmitidas, provocando a interferência térmica entre as ondas refletidas e incidentes. A temperatura superficial é obtida pela soma de todas as ondas que chegam na superfície da amostra. As ondas refletidas a partir da interface gás-amostra são definidas por:

$$\begin{aligned} & AT_g[1 + R_gR_b\exp(-2\sigma_sL_s) + \dots + R_b(R_gR_b)^n\exp(-2n\sigma_sL_s)] \\ &= AT_g \sum_{n=0}^{n=\infty} (R_gR_b)^n \exp(-2n\sigma_sL_s). \end{aligned} \quad (\text{I.32})$$

Para as ondas refletidas a partir da interface amostra-substrato temos que:

$$\begin{aligned} & [AT_gR_b\exp(-2\sigma_sL_s) + R_b(R_gR_b)\exp(-4\sigma_sL_s) + \dots + R_b(R_gR_b)^n\exp(-2n\sigma_sL_s)] \\ &= AT_gR_b\exp(-2\sigma_sL_s) \sum_{n=0}^{n=\infty} (R_gR_b)^n \exp(-2n\sigma_sL_s), \end{aligned} \quad (\text{I.33})$$

com  $n = 1, 2, 3, \dots$

---

<sup>6</sup> $s, b$  e  $g$  indicam amostra, substrato e gás.

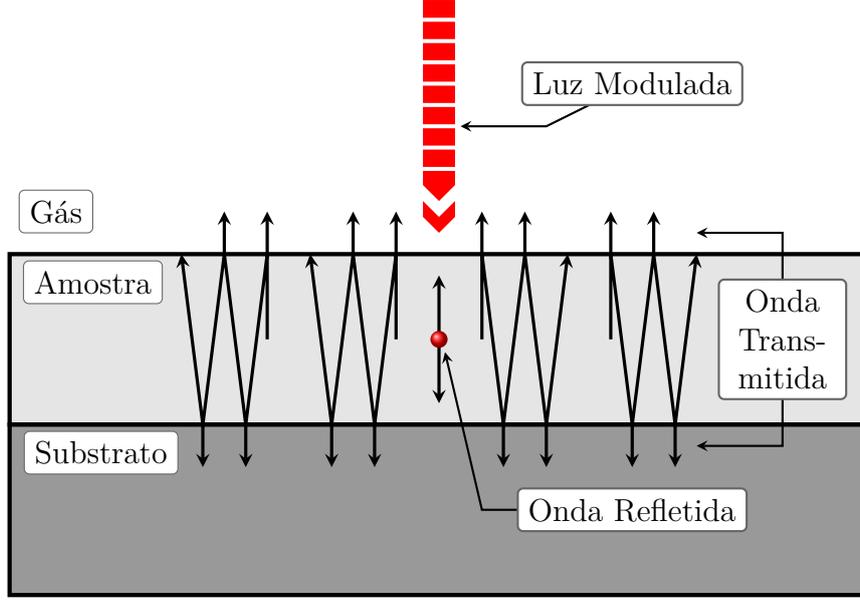


Figura I.7: Componentes da onda térmica no interior de uma amostra.

Aplicando a série de Laurent<sup>7</sup> em I.32 e I.33 temos:

$$\frac{AT_g}{1 - R_b R_g \exp(-\sigma_s L_s)}, \quad (\text{I.34})$$

e

$$\frac{AT_g R_b \exp(-2\sigma_s L_s)}{1 - R_b R_g \exp(-\sigma_s L_s)} \quad (\text{I.35})$$

Tanto a Equação I.34 como a Equação I.35 são séries geométricas<sup>8</sup> de mesma razão ( $r = R_b R_g \exp(-2\sigma_s L_s)$ ). Os coeficientes de reflexão e transmissão para a interface gás-amostra,  $R_g$  e  $T_g$ , possuem valores próximos a 1 e 2 por causa da pequena magnitude de  $b$ , resultando em um gás de baixa efusividade térmica.

A soma dos dois termos decorrentes do aquecimento superficial da amostra (equações I.34 e I.35) fornece a expressão da interferência de onda térmica para a temperatura superficial da amostra:

$$T(x=0) = AT_g \left[ \frac{1 + R_b \exp(-2\sigma_s L_s)}{1 - R_b R_g \exp(-2\sigma_s L_s)} \right] \quad (\text{I.36})$$

Essa expressão de interferência para ondas térmicas geradas na superfície de uma camada fina foi primeiramente obtida por Bennet e Patty (1982) e forma uma base para a análise quantitativa dos efeitos de absorção de ondas térmicas em superfícies finas absorvedoras ou opacas sobre substratos não absorvedores. Na expressão I.36, a temperatura sobre a superfície é complexa devido ao coeficiente complexo de difusão térmico

<sup>7</sup>  $f(z) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_n (z-c)^n$ , com  $a_n = \frac{1}{2\pi i} \oint_{\gamma} \frac{f(z) dz}{(z-c)^{n+1}}$  [17]

<sup>8</sup>  $\sum_{n=0}^{\infty} r^n = \frac{1}{1-r}$

( $\sigma_s = (1 + i)a_s$ ). A interpretação física desta temperatura superficial complexa pode ser dada pelo fato de que a temperatura superficial decorrente do calor aplicado geralmente está fora de fase com a própria fonte de calor.

Integrando a Equação I.36 de 0 a  $L$ , é possível encontrar a quantidade total de ondas térmicas refletidas ( $\theta$ ):

$$\begin{aligned} \theta &= \int_0^L \frac{I_0 \beta e^{-\beta x}}{4k_s \sigma_s} T_g \left[ \frac{1 + R_b \exp(-2\sigma_s L_s)}{1 - R_b R_g \exp(-2\sigma_s L_s)} \right] dx \\ &= \frac{I_0 \beta T_g}{4k_s \sigma_s [1 - R_b R_g \exp(-2\sigma_s L_s)]} \left[ \frac{1 - e^{-(\sigma_s + \beta)L_s}}{\beta + \sigma_s} + \frac{R_b e^{-2\sigma_s L_s} (-e^{\sigma_s \beta} + 1)}{\beta - \sigma_s} \right]. \end{aligned} \quad (\text{I.37})$$

O primeiro termo de I.37 representa a contribuição da onda térmica dentro da amostra, que inicialmente se propaga em direção ao gás. O segundo termo é proveniente da contribuição da onda, que inicialmente se propaga para o suporte.

Segundo Silva [6], o sinal depende da resposta do detector de infravermelho, da geometria do sistema e da emissão espectral de calor, o que pode gerar dificuldades para variar a frequência modulada incidente e obter informações de um determinado material. Estes efeitos podem ser removidos se adotarmos um sinal de referência oriunda de qualquer amostra termicamente grossa e que não apresente qualquer tipo de interferência de onda térmica. Assim, o sinal normalizado pode ser escrito como:

$$|R(\omega)| = S/S_r, \quad (\text{I.38})$$

com  $S_r$  representando o sinal de referência termicamente grossa e  $S$  o sinal da amostra. De acordo com as duas equações acima, a expressão I.38 fica da seguinte forma:

$$|R(\omega)| = \frac{1}{1 - R_b R_g e^{-2\sigma_s L_s}} \left( \frac{1 - e^{-(\sigma_s + \beta)L_s}}{\beta \sigma_s} + \frac{R_b e^{-(2\sigma_s L_s)} (e^{\sigma_s - \beta} L_s - 1)}{\sigma_s - \beta} \right) \quad (\text{I.39})$$

Considerando a amostra termicamente grossa e opaca,  $\beta \gg |\sigma_s|$  e  $\beta L_s \rightarrow \infty$ ,  $R(\omega)$  se torna:

$$R(\omega) = \frac{1 + R_g \exp(-2a_s L_s) \exp(-2ia_s L_s)}{1 - R_b R_g \exp(-2a_s L_s) \exp(-2ia_s L_s)} \quad (\text{I.40})$$

Calculando o módulo de  $R(\omega)$  levando em consideração a equação de Euler<sup>9</sup> e a relação trigonométrica  $\cos(2x) = \cos^2(x) - \sin^2(x)$ , obtemos a equação que fornece o sinal normalizado da TWI:

$$|R(\omega)| = \left[ \frac{\frac{[1 + R_b \exp(-2a_s L_s)]^2}{[1 - R_b R_g \exp(-2a_s L_s)]^2} - \frac{F}{R_g} \sin^2(a_s L_s)}{1 + F \sin^2(a_s L_s)} \right]^{1/2}, \quad (\text{I.41})$$

com  $F$  representando o coeficiente de *finesse* da onda térmica:

$$F = \frac{4R_g R_b \exp(-2a_s L_s)}{[1 - R_g R_b \exp(-2a_s L_s)]^2}. \quad (\text{I.42})$$

---

<sup>9</sup> $e^{ix} = \cos(x) + i \sin(x)$

Na Figura I.8, o sinal normalizado da TWI foi simulado utilizando as equações I.41 e I.42. A diferença de fase entre o sinal normalizado e o sinal da amostra é calculada separando a parte real da parte imaginária da Equação I.40.

$$\Delta\Phi = \tan^{-1} \left( \frac{\text{Im}[R(\omega)]}{\text{Re}[R(\omega)]} \right)$$

$$= \tan^{-1} \left[ \frac{-(1 + R_g)R_b \exp(-2a_s L_s) \sin(2a_s L_s)}{1 + R_b(1 - R_g) \exp(-2a_s L_s) \cos(2a_s L_s) - R_b^2 R_g \exp(-4a_s L_s)} \right]. \quad (\text{I.43})$$

A Equação I.43 está representada na Figura I.9.

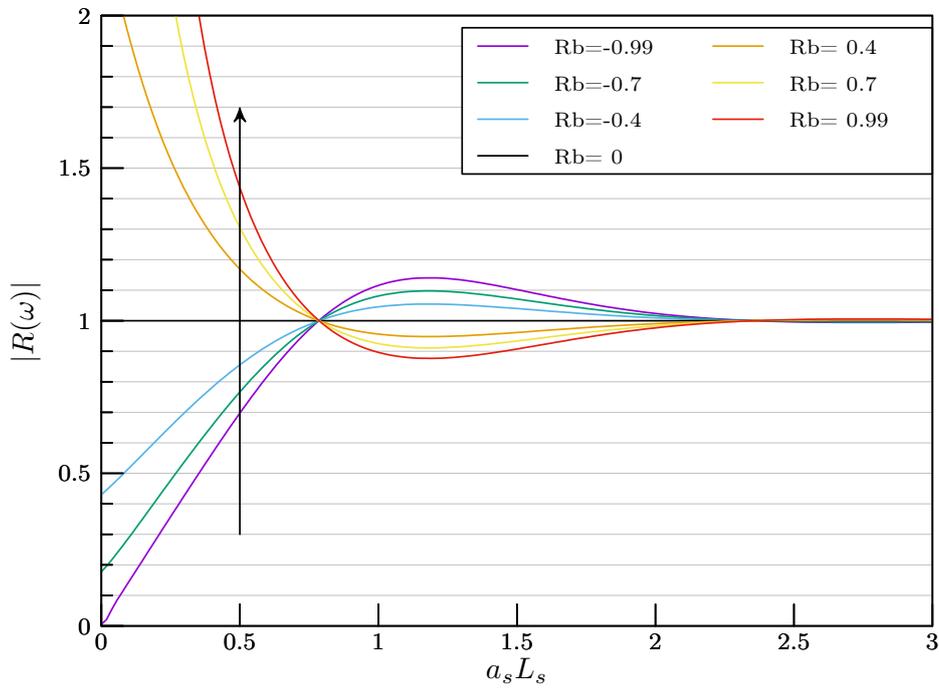


Figura I.8: Sinal normalizado para vários coeficientes de reflexão ( $R_b = -0,99 \rightarrow 0,99$ )

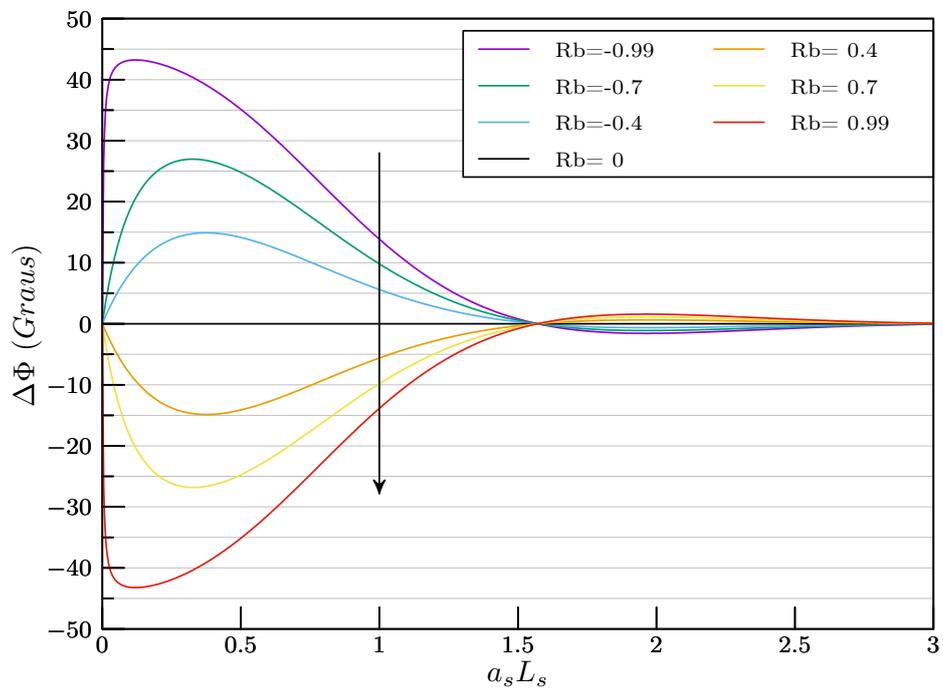


Figura I.9: Diferença de fase normalizada para vários coeficientes de reflexão ( $R_b = -0,99 \rightarrow 0,99$ )

## Desenvolvimento Experimental e Resultados

### II.1 Método Experimental

Neste trabalho utilizamos duas montagens experimentais diferentes para a *TWI*. No primeiro aparato usamos como fonte de excitação uma lâmpada de arco-Xenônio de 1000 *W* de potencia, da marca Newport, modelo 6269, alimentada por uma fonte da marca Oriel, modelo 68820. A parte ótica do primeiro sistema é composta por um filtro d'água Oriel 61945, com transmitância entre 250 e 900 *nm* (ver Figura C.2), utilizada para absorver o infravermelho emitido pela lâmpada, um espelho plano, e por fim, uma lente de BK7 com distância focal de 5 *cm* (ver Figura II.1). Neste sistema, o diâmetro do ponto luminoso em que o feixe de luz atinge a amostra é de aproximadamente 4 *mm*.

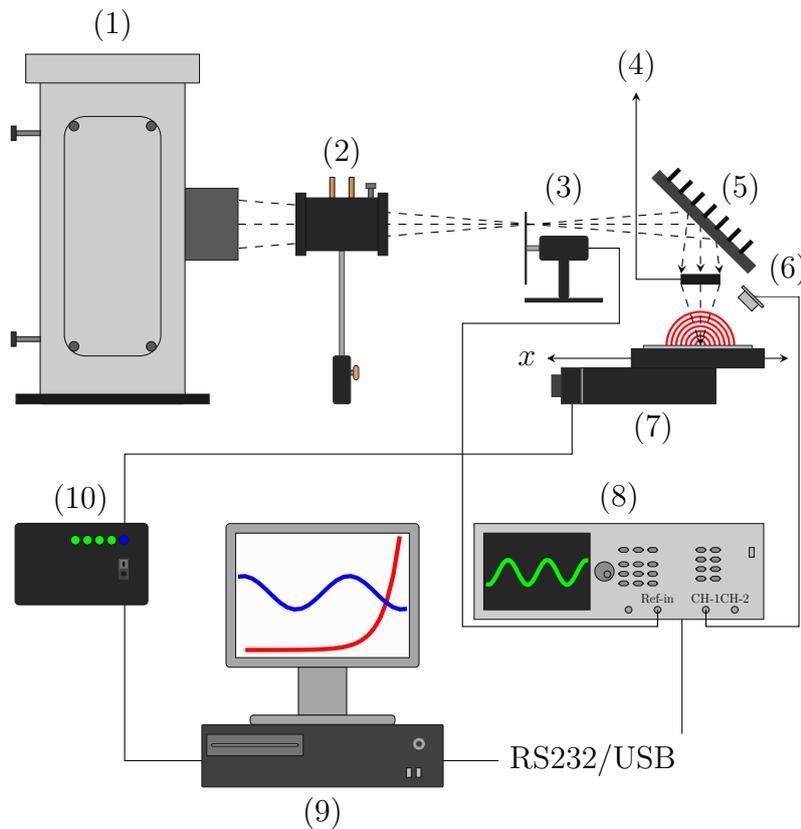


Figura II.1: Montagem experimental com a lâmpada de arco-Xenônio. Os itens exibidos nesta figura são: (1) Lâmpada de Arco-Xe; (2) Filtro d'Água; (3) Modulador Mecânico; (4) Lente Convergente; (5) Espelho plano; (6) Sensor de IV; (7) Translador e Motor de Passo; (8) Amplificador *Lock-in*; (9) Computador; (10) Controlador do Motor de Passo.

O principal problema encontrado neste sistema é o fato de que a lâmpada utilizada aqui emite em um espectro contínuo, começando pelo UV e indo até o IV-Médio<sup>1</sup>. Como queríamos detectar a sobreposição das ondas térmicas geradas na amostra, tínhamos que garantir que o espectro de irradiância do feixe que aquece a amostra não estivesse dentro no espectro de transmitância do sensor de infravermelho, é por este motivo que utilizamos o filtro de IV.

Para o segundo aparato experimental, utilizamos como fonte de excitação um *OPSL* (*Optically Pumped Semiconductor Lasers*) da marca Coherent, modelo Verdi G2, de até 2 W de potência e com perfil Gaussiano do tipo  $TEM_{00}$ . O feixe do laser não foi expandido, mantendo o seu diâmetro padrão. A potência nominal utilizada em todas as medidas foi de 1,6 W e o comprimento de onda selecionado foi de 532 nm (ver Figura II.2).

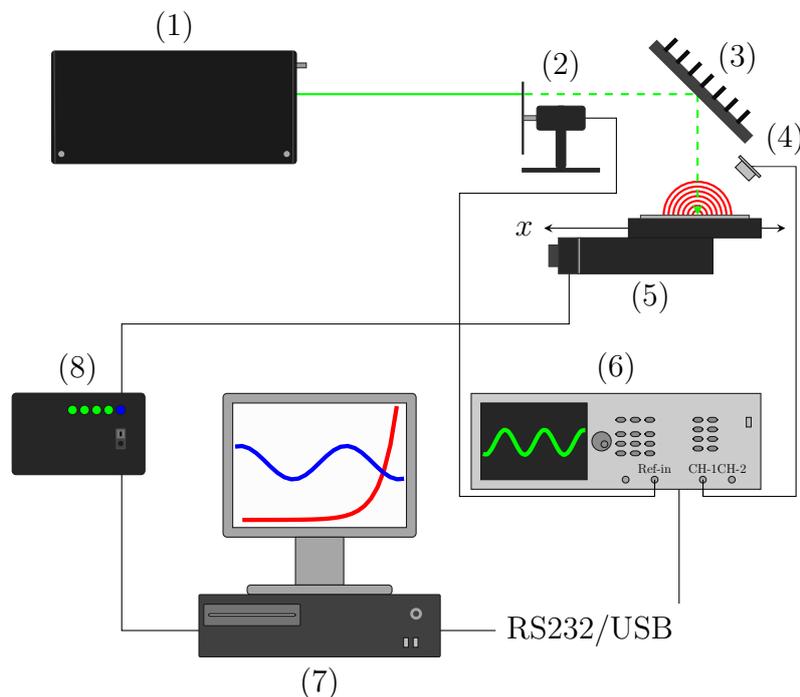


Figura II.2: Montagem experimental com o laser. Os itens exibidos nesta figura são: (1) Laser; (2) Modulador Mecânico; (3) Espelho plano; (4) Sensor de IV; (5) Translador e Motor de Passo; (6) Amplificador *Lock-in*; (7) Computador; (8) Controlador do Motor de Passo.

Nos dois aparatos experimentais o feixe de luz foi modulado com um modulador mecânico da marca Thorlabs, modelo MC2000, equipado com uma pá de dois furos MC1F2, com capacidade de modulação entre 1 Hz e 99 Hz. A detecção do infravermelho foi feita por um sensor Oriel, modelo 71752, com janela de KRS-5, que transmite entre 0,6 e 40  $\mu m$ . Para eliminar qualquer contribuição da luz visível refletida pela amostra, fixamos uma janela de Germânio, com transmitância entre 8 e 14  $\mu m$ , em frente ao sensor. Esta janela de Ge foi retirada de um outro sensor de IV, modelo 71765, também fabricado pela Oriel. A parte de aquisição e controle dos aparatos foram realizadas por meio de um *Lock-in* Stanford, modelo 850, um computador com conexão Porta Paralela e RS232/USB

<sup>1</sup>O espectro de irradiância da lâmpada utilizada se encontra no apêndice C deste trabalho (ver Figura C.1)

e um motor de passo bipolar API GETTYS, modelo 230-6102BN.

As amostras de tinta preta foram pintadas sobre uma placa de aço inox 304, de 2 *mm* de espessura. A placa de aço foi previamente gasta com uma lixa d'água 400 para aumentar a área de contato entre a tinta e o aço, e reduzir o risco de criar uma região com ar ou com algum tipo de impureza entre os dois meios. Antes de pintarmos cada camada de tinta, deixamos o aço em uma estufa a 100 °C por aproximadamente 30 minutos, para eliminar qualquer resíduo de umidade presente no aço. Seguindo sempre o mesmo procedimento, aplicamos 5 camadas de tinta preta sobre a placa de aço. O procedimento adotado foi o seguinte: a fim de evitar que a tinta formasse uma camada rugosa e irregular, pintamos a placa de aço com a lata de tinta *spray* a uma distância de aproximadamente 40 *cm* e com velocidade constante, sempre desprezando o jato de tinta inicial, que contém uma alta concentração de gás propelente e resíduos de impurezas que se acumulam no bico ejetor. Para garantir que a tinta não fosse corrompida ou deteriorada por manipulação da placa, adotamos um intervalo tempo de aproximadamente 1 hora entre a pintura de cada camada e a desumidificação em estufa. O resultado final pode ser visto na Figura II.3.

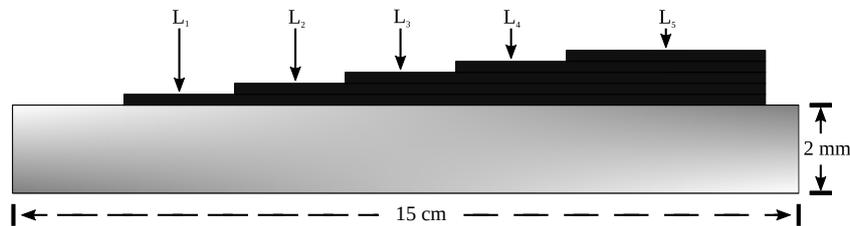


Figura II.3: Representação do substrato de aço inox 304 com as cinco camadas de tinta preto-fosco.

A espessura de cada camada de tinta foi medida com um micrômetro digital da marca Mitutoyo, com precisão de  $\pm 0,5 \mu m$ . Os resultados podem ser vistos na Tabela II.1.

Amostra	Espessura ( $\pm 0,5$ ) $\mu m$
$L_1$	16
$L_2$	39
$L_3$	61
$L_4$	110
$L_5$	146

Tabela II.1: Espessuras das camadas de tinta preto-fosco sobre o substrato de aço inox 304.

No caso da pasta térmica, o procedimento experimental é muito mais simples em comparação com a tinta. Neste caso, depositamos a pasta térmica em um substrato de titânio (Ti) com seis poços de espessuras diferentes, tomando sempre o cuidado de limpar os resíduos de pasta das áreas entre cada poço. O substrato de Ti é representado na Figura II.4, e a profundidade dos poços são: 20, 50, 100, 200, 600 e 1200  $\mu m$ , porém, neste trabalho, utilizamos apenas os poços de 50, 100, 200 e 600  $\mu m$ .

Ao todo foram quatro medidas, duas para cada amostra (uma medida realizada com o laser *OPS* e a outra com a lâmpada de arco-Xe). Para cada medida, fizemos uma média

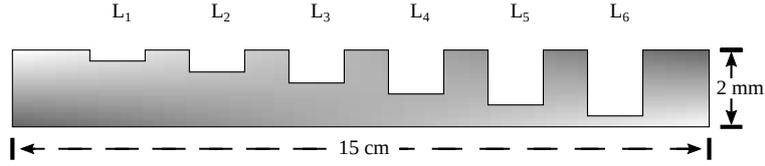


Figura II.4: Perfil do substrato de Ti.

de 7 varreduras, cada uma com uma frequência diferente. Os resultados de cada medida são exportados pelo programa de aquisição em arquivos em forma de dados, que posteriormente são analisados com a ajuda de um software de tratamento de dados. Este software possibilita a aquisição das fases médias de cada camada da amostra e, posteriormente, o ajuste da fase média com a Equação I.43, na qual é possível calcular as propriedades térmicas do material.

## II.2 Equações das Propriedades Térmicas

O ajuste da diferença de fase é feito sobre duas variáveis, o coeficiente de reflexão do substrato ( $R_b$ ), e o produto entre o coeficiente de difusão térmico da amostra ( $a_s$ ) e sua espessura ( $L_s$ ), que chamaremos de  $A$  ( $A = a_s L_s$ ). A partir de  $R_b$ , podemos calcular a efusividade térmica da amostra ( $e_s$ ), como é mostrado nas equações I.28 e I.29:

$$R_b = \frac{1 - b}{1 + b},$$

com  $b = \frac{e_b}{e_s}$ . Logo,

$$e_s = e_b \left( \frac{1 + R_b}{1 - R_b} \right). \quad (\text{II.1})$$

A efusividade térmica - também conhecida por admitância térmica ou inércia térmica - pode ser interpretada como a capacidade que um determinado material tem de liberar ou absorver energia térmica. Materiais de alta densidade e termicamente condutivos geralmente possuem efusividade térmica elevada. Alguns exemplos de materiais com alta efusividade térmica são a água, a prata, o diamante, entre outros. Estes materiais sofrem pouca variação de temperatura devido a sua elevada inércia térmica. Os materiais com baixa efusividade térmica, como o ar, a madeira e a borracha, conseguem atingir níveis de variação de temperatura extremamente elevados, pois não conseguem difundir o calor absorvido com muita eficiência. No caso do coeficiente de reflexão  $R_b$ , se  $e_b < e_s$ , ou seja, se a inércia térmica do suporte for menor do que a inércia térmica da amostra, o calor evanescerá rapidamente quando a onda térmica atingir a interface amostra-suporte. Neste caso,  $b < 1$  e o coeficiente de reflexão será um número positivo. Caso  $e_b > e_s$ , as ondas térmicas transmitidas para o suporte terão mais dificuldade de se propagar pelo meio, o que acaba provocando um acúmulo de calor na interface amostra-suporte. Neste caso,  $b > 1$  e, portanto,  $R_b < 0$ .

A variável  $A$  pode ser calculada por meio da definição de  $a_s$ , como demonstraremos a seguir.

$$A = a_s L_s, \text{ onde } a_s = \sqrt{\frac{\omega}{2\alpha_s}},$$

$$A = \sqrt{\frac{\omega}{2\alpha_s}} L_s, \quad (\text{II.2})$$

elevando ao quadrado ambos os lados da Equação II.2, ficamos com

$$A^2 = \frac{\omega}{2\alpha_s} L_s^2 = \frac{\pi f}{\alpha_s} L_s^2. \quad (\text{II.3})$$

Note que  $A$  é função de  $L_s \sqrt{f}$ , assim como a diferença de fase também o é (ver Figura II.8a e Figura II.8b), portanto, é possível definir  $A$  como uma constante igual a  $\sqrt{\pi/\alpha_s}$ , o que nos leva a equação da difusividade térmica:

$$\alpha_s = \frac{\pi}{A^2}. \quad (\text{II.4})$$

A difusividade térmica pode ser entendida como a velocidade com que o calor se propaga por um determinado material. Em outras palavras, a difusividade térmica é a eficácia com que um material consegue difundir uma variação de temperatura. Geralmente, materiais que possuem alta condutividade elétrica são ótimos difusores térmicos.

Definindo a difusividade térmica e a efusividade térmica da amostra, podemos determinar a condutividade térmica e a capacidade térmica volumétrica. As equações para as duas propriedades térmicas são

$$k_s = e_s \sqrt{\alpha_s}, \quad (\text{II.5})$$

e

$$\rho c_p = \frac{k_s}{\alpha_s}, \quad (\text{II.6})$$

respectivamente.

A condutividade térmica descreve o transporte de energia térmica através de um corpo quando o mesmo é exposto a um gradiente de temperatura. Materiais que possuem alta condutividade térmica conseguem transferir calor mais rapidamente do que materiais de baixa condutividade. O análogo da condutividade térmica é a resistividade térmica, que dita o quão resistente um material é à transferência de calor. Nos metais, a condutividade térmica e elétrica relacionam-se de maneira positiva, ou seja, um bom condutor elétrico é um bom condutor térmico [18].

De acordo com [19], a capacidade térmica de um corpo esta relacionada com a quantidade de energia que este pode receber e o quanto a temperatura do objeto irá variar por ter recebido esta energia. A capacidade térmica volumétrica também pode ser interpretada com o produto entre o calor específico e a densidade do material.

## II.3 Resultados

### II.3.1 Tinta *spray* preto fosco

Para a tinta preto fosco, foram realizadas sete varreduras para cada fonte de excitação, ambas com frequências variando entre 3 e 26  $Hz$ . De acordo com resultados preliminares, a fase na última camada de tinta ( $L_5$ ) apresentava um regime de saturação mesmo para frequências pequenas, portanto, decidimos desprezá-la do resultado final. O sinal e a fase da tinta preta medida com luz branca e com o laser podem ser vistos na Figura II.5. Assim como na pasta térmica, tanto o sinal como a fase conseguem delimitar com clareza as regiões de amostra e substrato, além da diferença de espessura entre as camadas de tinta. Os ajustes estão representados na Figura II.8 e as propriedades térmicas na Tabela II.2).

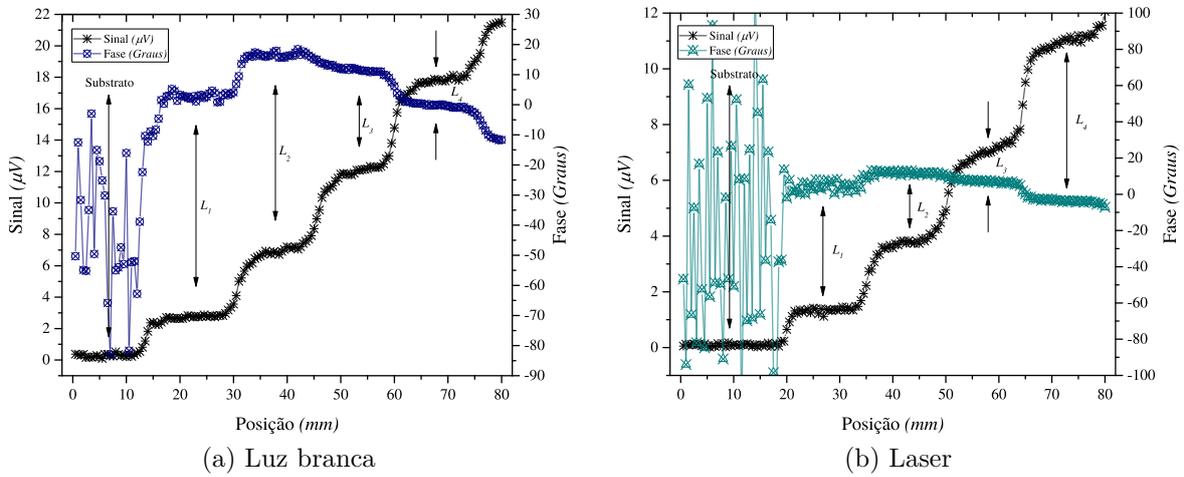


Figura II.5: Fase e sinal com modulação de 3  $Hz$ . As setas indicam as regiões de substrato e de amostra (Tinta preta com substrato de Aço Inox 304).

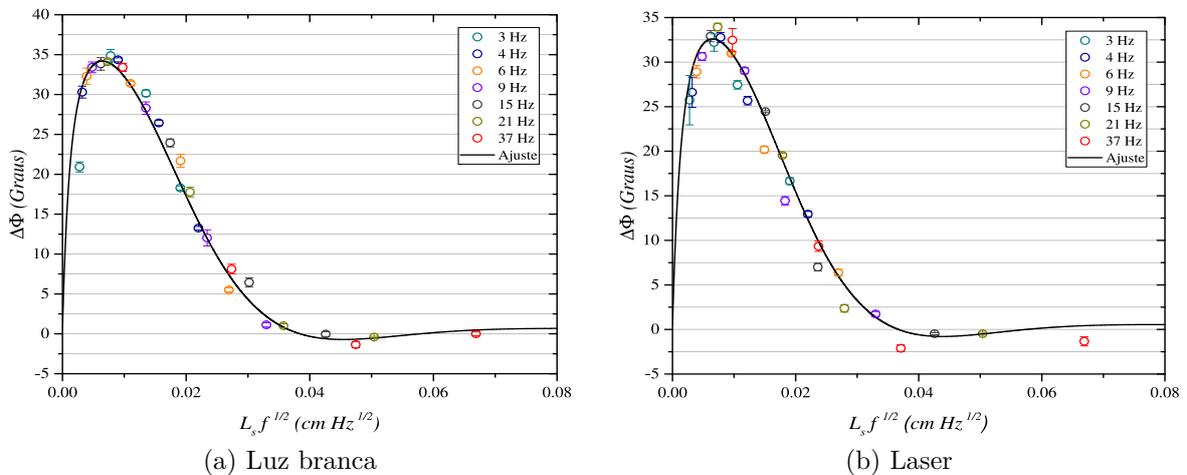


Figura II.6: Ajuste da diferença de fase (Tinta preto fosco com suporte de Aço Inox 304).

Técnica	$\alpha$ ( $\times 10^{-3} \text{ cm}^2/\text{s}^1$ )	$e$ ( $W\text{s}^{1/2}/\text{cm}^2\text{K}$ )	$k$ ( $\times 10^{-3} \text{ W}/\text{cmK}$ )	$\rho_{C_p}$ ( $W\text{s}/\text{cm}^3\text{K}$ )
Luz branca	$1,70 \pm 0,06$	$0,06 \pm 0,01$	$2,55 \pm 0,40$	$1,51 \pm 0,50$
Laser	$1,60 \pm 0,01$	$0,07 \pm 0,01$	$3,00 \pm 0,41$	$2,00 \pm 0,53$

Tabela II.2: Difusividade térmica ( $\alpha$ ), efusividade térmica ( $e$ ), condutividade térmica ( $k$ ) e capacidade térmica volumétrica ( $\rho_{C_p}$ ) da tinta preto fosco, medida com luz branca e com laser.

Como esperado, a difusividade e a efusividade térmica da tinta preto fosco são da mesma ordem de grandeza das propriedades térmicas de polímeros ( $1 \rightarrow 3 \times 10^{-3} \text{ cm}^2/\text{s}$  e  $0.1 \rightarrow 0.4 \text{ Ws}^{1/2}/\text{cm}^2\text{K}$ ) [1, 3, 20, 21, 22]. Considerando que os valores obtidos nas duas técnicas não apresentaram uma diferença significativa, é plausível considerar que os dois métodos ofereceram bons resultados para a tinta preta.

### II.3.2 Pasta Térmica

Para a obtenção da fase e do sinal, realizamos um total de sete varreduras para a *TWI* com luz branca, com frequências variando entre 3 e 26 *Hz* (ver Figura II.8a), e um total de nove varreduras para a *TWI* com laser, com frequências indo de 1 a 37 *Hz*. Como citamos na apresentação deste trabalho, uma das características da *TWI* é a sensibilidade em detectar irregularidades em amostras acopladas à substratos. Esta característica pode ser observada na Figura II.7a e na Figura II.7b, nas quais fica claro a diferença de espessura entre as amostras de pasta térmica, além das regiões de amostra e substrato. A fase instável no suporte de metal é consequência de um sinal baixo, que interfere de forma negativa na interpretação da fase feita pelo *lock-in*, que acaba fornecendo valores praticamente aleatórios para a fase. O sinal baixo no suporte de Ti é resultado da pouca absorção de luz pelo metal, o que acaba causando uma baixa flutuação térmica na superfície do material. Outra característica importante do sinal e da fase é que o sinal cresce conforme a espessura da amostra aumenta, enquanto a fase tende a diminuir. Este fato indica que o coeficiente de acoplamento térmico ( $R_b$ ) é negativo e, portanto, a concavidade do ajuste da diferença de fase será voltada para baixo (ver Figura I.9).

Para calcular a diferença de fase entre o substrato e as amostras, utilizamos uma média de nove fases para cada amostra. O ajuste foi feito sobre a sobreposição dos valores médios da fase de cada frequência, como podemos ver nos gráficos da Figura II.8. A partir do ajuste, os valores de  $A$  e  $R_b$  foram definidos, tornando possível o cálculo das propriedades térmicas. Os resultados obtidos para a pasta térmica medida com *TWI* com luz branca e *TWI* com laser estão representados na Tabela II.3.

De acordo com a literatura, as propriedades térmicas de materiais semelhantes a pasta térmica são, para a difusividade térmica e efusividade térmica, da ordem de  $2 \rightarrow 6 \times 10^{-3} \text{ cm}^2/\text{s}$  e  $0,1 \rightarrow 0,6 \text{ Ws}^{1/2}/\text{cm}^2\text{K}$ , respectivamente [2, 23?]. Segundo os dados obtidos experimentalmente (ver Tabela II.3), tanto a difusividade como a efusividade encontrada para a *Thermalsilver* estão dentro do esperado para este tipo de material. Outro parâmetro térmico que calculamos foi a condutividade térmica, com valor de aproximadamente  $0,96 \text{ W}/\text{mK}$  para a *TWI* com luz branca. Em comparação com os dados técnicos fornecidos pelo fabricante da *Thermalsilver*, a condutividade térmica calculada

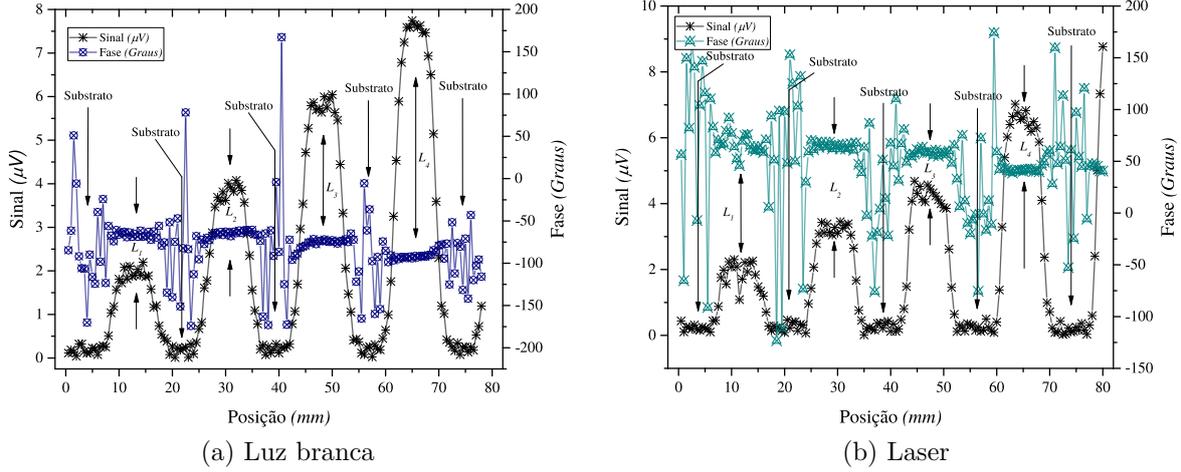


Figura II.7: Fase e sinal com modulação de 3 Hz. As setas indicam as regiões de substrato e de amostra (*Thermalsilver* com substrato de Ti).

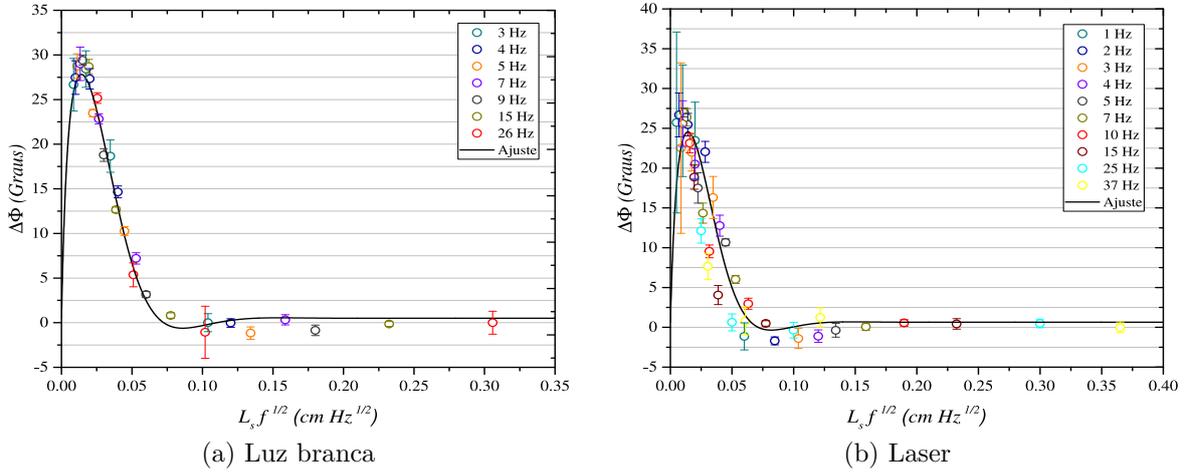


Figura II.8: Ajuste da diferença de fase (*Thermalsilver* com suporte de Ti).

Técnica	$\alpha$ ( $\times 10^{-3} \text{ cm}^2/\text{s}^1$ )	$e$ ( $W \text{ s}^{1/2}/\text{cm}^2 \text{ K}$ )	$k$ ( $\times 10^{-3} \text{ W}/\text{cmK}$ )	$\rho_{C_p}$ ( $W \text{ s}/\text{cm}^3 \text{ K}$ )
Luz branca	$6,00 \pm 0,30$	$0,12 \pm 0,01$	$9,60 \pm 0,70$	$1,60 \pm 0,13$
Laser	$5,44 \pm 0,45$	$0,16 \pm 0,01$	$12,15 \pm 0,70$	$2,23 \pm 0,20$

Tabela II.3: Difusividade térmica ( $\alpha$ ), efusividade térmica ( $e$ ), condutividade térmica ( $k$ ) e capacidade térmica volumétrica ( $\rho_{C_p}$ ) da pasta térmica *Thermalsilver*, medidas com luz branca e com laser.

pelo ajuste apresenta um valor razoavelmente próximo ao estimado pelo fabricante, que é de  $1,2 \text{ W}/\text{mK}$  [4]. Os dados obtidos a partir da *TWI* com laser também apresentaram bons resultados. Como podemos observar na Tabela II.3, os valores das propriedades térmicas obtidas com o laser ficaram próximos aos obtidos com luz branca, com destaque para a difusividade térmica. Outro ponto que chama a atenção na Tabela II.3 é a condutividade térmica obtida com o laser, que é praticamente a mesma informada pelo fabricante.

### II.3.3 Considerações finais

A diferença de fase entre as duas técnicas foi, em média, de aproximadamente  $3^\circ$  (ver os gráficos das figuras II.9a e II.9b). Essa diferença é diretamente proporcional ao coeficiente de acoplamento térmico ( $R_b$ ), que por sua vez, depende da razão entre a efusividade do substrato e a efusividade da amostra (ver Figura I.9). A difusividade térmica também influencia no ajuste final, pois o coeficiente de difusão térmico (Tabela I.1) é inversamente proporcional a  $\alpha$ . Logo, para amostras com  $\alpha$  muito grande, o ajuste terá uma curva mais achatada no eixo  $L\sqrt{f}$ , enquanto para um  $\alpha$  muito pequeno, a curva do ajuste será mais larga. Apesar de pequena, a diferença entre os ajustes do laser e da luz branca tem um impacto relativamente grande no cálculo da condutividade térmica e da capacidade térmica volumétrica, que, de acordo com as equações II.5 e II.6, são calculadas diretamente de  $\alpha$  e  $e$ . Para a amostra de pasta térmica, a diferença entre a condutividade térmica obtida via TWI com luz branca e o valor informado pelo fabricante foi de aproximadamente 20%, enquanto a condutividade térmica obtida com o laser ficou praticamente idêntica ao valor tabelado pelo fabricante. Mesmo assim, não é possível assumir que o valor efetivo de  $k$  é de fato o obtido com o laser, uma vez que: não podemos garantir a precisão do método utilizado pelo fabricante; as condições experimentais de cada método são relativamente diferentes - por mais que as amostras utilizadas nas duas técnicas sejam as mesmas, fatores como a potência efetiva da fonte de excitação e o diâmetro do feixe incidente podem interferir de maneira considerável nos resultados finais. Para a tinta preto fosco, a diferença entre os resultados obtidos com a luz branca e o laser foi mais baixa em comparação com a pasta térmica. A condutividade e capacidade térmica obtida com luz branca ficaram com valores 8% menores do que as propriedades obtidas com o laser.

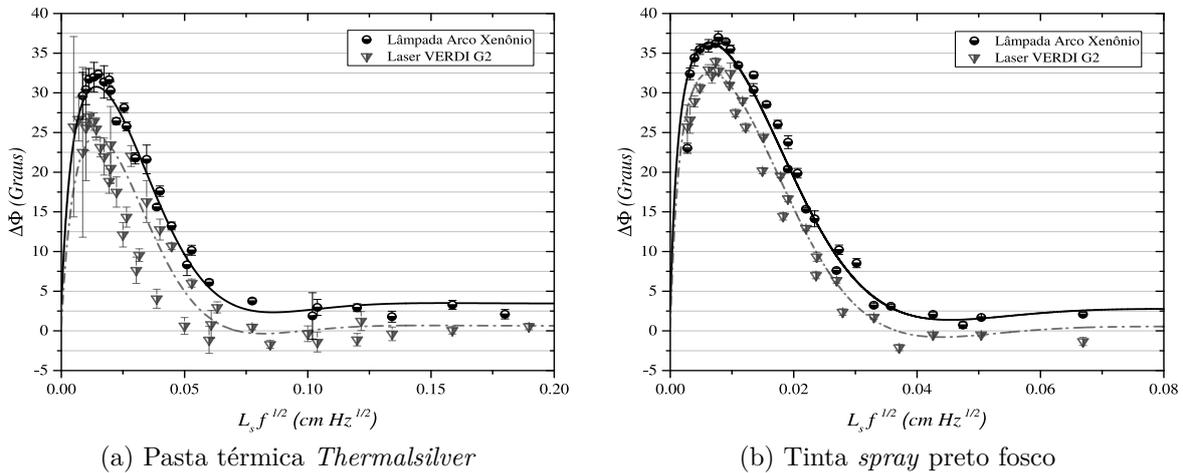


Figura II.9: Comparação entre as diferenças de fase obtidas com o laser e com a luz branca. Neste gráfico, deslocamos a diferença de fase obtida com a luz branca para facilitar a observação dos dois ajustes.

---

## Conclusões

---

Neste trabalho apresentamos uma breve introdução sobre a Interferometria de Ondas Térmicas. No aspecto teórico, mostramos toda a formulação matemática do modelo RG, que posteriormente serviu como base para a teoria da *TWI*, formulada por Bennet e Patt no início da década de 1980. Na parte experimental, reproduzimos com sucesso a técnica, tanto para luz branca como para a luz monocromática. As propriedades térmica medidas neste trabalho foram a difusividade, efusividade, condutividade e capacidade térmica volumétrica. A difusividade e a efusividade foram obtidas diretamente do ajuste feito sobre as fases médias, enquanto a condutividade e a capacidade térmica volumétrica foram calculadas diretamente de  $e_s$  e  $\alpha_s$ , de acordo com as equações citadas no capítulo 2. Os resultados obtidos com as duas fontes de excitação não apresentaram nenhuma divergência significativa, especialmente na difusividade térmica. Portanto, concluímos que, mesmo com a teoria sendo formulada para um único comprimento de onda, a utilização de um espectro contínuo como fonte de excitação também é capaz de fornecer resultados satisfatórios para a *TWI*.

Como perspectivas futuras, pretendemos estudar a difusividade térmica e a expansão termoelástica de amostras de casca de milho. A técnica que iremos utilizar neste estudo é a fotoacústica com célula aberta, ou *OPC* (*Open Photoacoustic Cell*), que também é derivada do modelo RG. Além disso, pretendemos continuar aprimorando a técnica utilizada neste trabalho para diversos tipos de materiais, como amostras em pó e amostras porosas.

---

## Método de Propagação de erros

---

De acordo com [24], se uma medida de uma grandeza  $x$  for capaz de fornecer outra grandeza  $f$  que seja dependente de  $x$  ( $f = f(x)$ ), é possível calcular a variação de  $f$  ( $\Delta f$ ) da seguinte forma

$$\text{média de } f : f \pm \Delta f, \text{ onde } f = f(x) \text{ e } \Delta f = \left| \frac{df}{dx} \right| \Delta x. \quad (\text{A.1})$$

Se a função  $f$  depender de duas ou mais variáveis, então

$$\text{média de } f : f \pm \Delta f, \text{ onde } f = f(x, y) \text{ e } \Delta f = \sqrt{\left( \frac{\partial f}{\partial x} \right)^2 (\Delta x)^2 + \left( \frac{\partial f}{\partial y} \right)^2 (\Delta y)^2}. \quad (\text{A.2})$$

As equações utilizadas neste trabalho para os cálculos de variação da difusividade, efusividade, condutividade, capacidade térmica volumétrica e comprimento de difusão estão representadas logo abaixo:

$$\Delta \alpha = \sqrt{\left( \frac{\partial \alpha}{\partial A} \right)^2 (\Delta A)^2}, \quad (\text{A.3})$$

$$\Delta e = \sqrt{\left( \frac{\partial e}{\partial R_b} \right)^2 (\Delta R_b)^2}, \quad (\text{A.4})$$

$$\Delta k = \sqrt{\left( \frac{\partial k}{\partial e} \right)^2 (\Delta e)^2 + \left( \frac{\partial k}{\partial \alpha} \right)^2 (\Delta \alpha)^2}, \quad (\text{A.5})$$

$$\Delta \rho_{C_p} = \sqrt{\left( \frac{\partial \rho_{C_p}}{\partial k} \right)^2 (\Delta k)^2 + \left( \frac{\partial \rho_{C_p}}{\partial \alpha} \right)^2 (\Delta \alpha)^2} \quad (\text{A.6})$$

e

$$\Delta \mu_s = \sqrt{\left( \frac{\partial \mu_s}{\partial \alpha} \right)^2 (\Delta \alpha)^2}. \quad (\text{A.7})$$

Os termos  $A^1$  e  $R_b$  são parâmetros de ajuste da equação (I.43), e seus erros,  $\Delta A$  e  $\Delta R_b$ , foram calculados por um programa de tratamento de dados via desvio padrão.

---

<sup>1</sup>Na equação I.43,  $A$  é equivalente a  $a_s L_s$

# APÊNDICE B

## Propriedades Térmicas

Material	$\alpha$ ( $\times 10^{-3} \text{ cm}^2/\text{s}$ )	$e$ ( $\times 10^{-2} \text{ W s}^{1/2}/\text{cm}^2\text{K}$ )	$k$ ( $\times 10^{-3} \text{ W/cmK}$ )	$\rho$ ( $\text{kg/cm}^3\text{K}$ )	$C_p$ ( $\times 10^{-3} \text{ J/kgK}$ )	$\mu_s$ ( $\text{mm}$ ) - $1\text{Hz}$
<b>Metais</b>						
Aço AISI 304	38,64	76,31	150	7,92	502	1,10
Aço AISI 316	34,80	71,87	134	8,24	468	1,05
Aço AISI 1010	188,00	147,38	639	7,83	434	2,44
Ferro	228,00	167,97	802	7,87	447	2,69
Ouro	1273,20	280,93	3170	19,30	129	6,37
Cobre	1166,00	371,14	4010	8,93	385	6,10
Alumínio	932,80	246,42	2380	2,70	945	5,45
Chumbo	241,30	71,86	353	11,34	129	2,77
Prata	1738,60	325,35	4290	10,50	235	7,44
Titânio	93,20	71,72	219	4,50	522	1,72
<b>Não-Metais</b>						
Diamante	12910,50	640,11	23000	3,50	509	20,27
Silício	892,10	156,67	1480	2,33	712	5,33
Borracha (Macia)	0,60	5,36	1,30	1,10	2010	0,14
Madeira	1,30	4,70	1,7	0,54	2385	0,20
Ar	222,60	0,05	0,26	0,01	1007	2,66

Tabela B.1: Difusividade térmica ( $\alpha$ ), efusividade térmica ( $e$ ), condutividade térmica ( $k$ ), densidade volumétrica ( $\rho$ ), capacidade térmica ( $C_p$ ) e comprimento de difusão térmico ( $\mu_s$ ) de alguns materiais [16, 25], com destaque para as propriedades térmicas dos materiais utilizados neste trabalho.

## Dados Técnicos

### Irradiância espectral da lâmpada de Arco-Xenônio

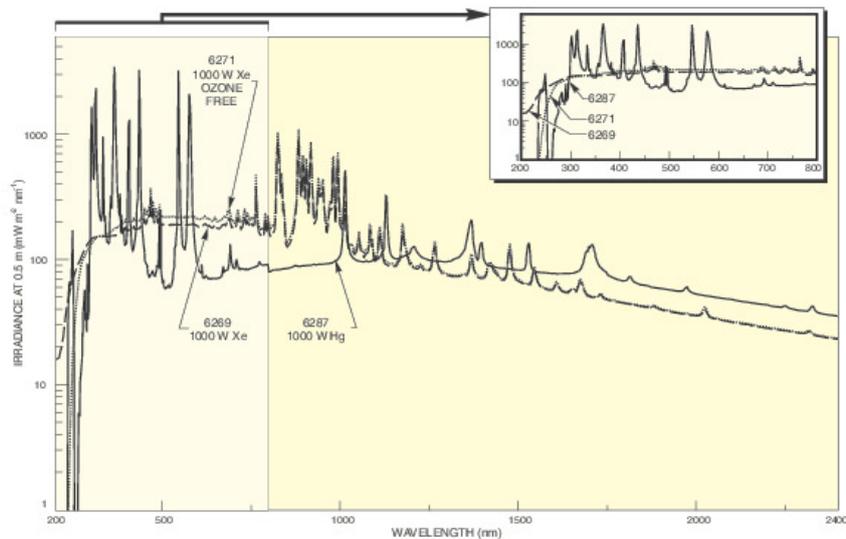


Figura C.1: Irradiância espectral da lâmpada de Arco-Xenônio Newport 6269 de 1000 Watts [26].

### Transmitância do Filtro Líquido Oriel com Água Destilada

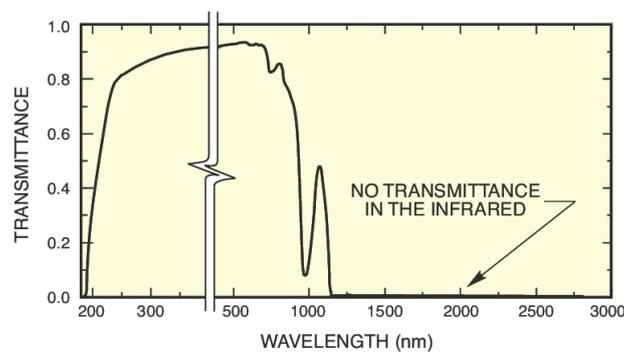


Figura C.2: Transmitância do filtro Oriel 61945 [27].

# APÊNDICE D

---

## Simulações

---

Os dados utilizados nas simulações apresentadas nas figuras I.8 e I.9 foram obtidos por meio de programas escritos em linguagem C. Os códigos elaborados estão logo abaixo.

### Diferença de Fase do Sinal Normalizado (*TWI* Convencional)

```
1 //create in      :2017/02/27
2 //last update   :2017/03/01
3 //author        :Danilo de Paula Kuritza <danielokuritza@gmail.com>
4 //notes         :
5 //compilação    :gcc cebo.c -lm
6 //execução      :./a.out (Linux) ; a.exe (Windows)
7
8 //-----
9
10 #include <stdio.h> //permite o uso das funções input e output
11 #include <stdlib.h> //permite converter caracteres em números
12 #include <math.h> //algumas funções matemáticas estão definidas nessa
   ↪ biblioteca
13
14 #define Rg .99 //Ar
15 #define PI 3.14159265358
16
17 int main (int argc, char **argv)
18 {
19     double dif_fase_1, dif_fase_2, dif_fase_3, dif_fase_4, dif_fase_5,
   ↪ dif_fase_6, dif_fase_7, x, Rb_1, Rb_2, Rb_3, Rb_4, Rb_5, Rb_6,
   ↪ Rb_7;
20
21     FILE *out;
22     out= fopen("cebo.dat", "w");
23
24     for (x=0; x <= 3; x += 0.005)
25     {
26         Rb_1=-.99; Rb_2=-.7; Rb_3=-.4; Rb_4=.4; Rb_5=.7; Rb_6=.99; Rb_7=0;
27
28         dif_fase_1 =
   ↪ (180/PI)*atan((-1+Rg)*Rb_1*exp(-2*x)*sin(2*x)/(1+Rb_1*(1-Rg)*exp(-2*x)*cos(
   ↪ 2)*Rg*exp(-4*x)));
```

```

29     dif_fase_2 =
        ↪ (180/PI)*atan((-1+Rg)*Rb_2*exp(-2*x)*sin(2*x)/(1+Rb_2*(1-Rg)*exp(-2*x)*cos(
        ↪ 2)*Rg*exp(-4*x)));
30     dif_fase_3 =
        ↪ (180/PI)*atan((-1+Rg)*Rb_3*exp(-2*x)*sin(2*x)/(1+Rb_3*(1-Rg)*exp(-2*x)*cos(
        ↪ 2)*Rg*exp(-4*x)));
31     dif_fase_4 =
        ↪ (180/PI)*atan((-1+Rg)*Rb_4*exp(-2*x)*sin(2*x)/(1+Rb_4*(1-Rg)*exp(-2*x)*cos(
        ↪ 2)*Rg*exp(-4*x)));
32     dif_fase_5 =
        ↪ (180/PI)*atan((-1+Rg)*Rb_5*exp(-2*x)*sin(2*x)/(1+Rb_5*(1-Rg)*exp(-2*x)*cos(
        ↪ 2)*Rg*exp(-4*x)));
33     dif_fase_6 = -dif_fase_1;
34     dif_fase_7 =
        ↪ (180/PI)*atan((-1+Rg)*Rb_7*exp(-2*x)*sin(2*x)/(1+Rb_7*(1-Rg)*exp(-2*x)*cos(
        ↪ 2)*Rg*exp(-4*x)));
35
36     fprintf(out, "%e %e %e %e %e %e %e %e \n", x, dif_fase_1,
        ↪ dif_fase_2, dif_fase_3, dif_fase_7, dif_fase_4, dif_fase_5,
        ↪ dif_fase_6);
37
38 }
39
40     fclose(out);
41     return 0;
42 }

```

## Sinal Normalizado (*TWI* Convencional)

```

1 //create in      :2017/02/27
2 //last update   :2017/03/01
3 //author        :Danilo de Paula Kuritza <danilokuritza@gmail.com>
4 //notes         :
5 //compilação    :gcc carrot.c -lm
6 //execução     :./a.out (Linux) ; a.exe (Windows)
7
8 //-----
9
10 #include <stdio.h> //permite o uso das funções input e output
11 #include <stdlib.h> //permite converter caracteres em números
12 #include <math.h> //algumas funções matematicas estão definidas nessa
    ↪ biblioteca
13
14 #define Rg .99 //Ar
15 #define PI 3.14159265358
16
17 int main (int argc, char **argv)
18 {

```

```

19 double sinal_1, sinal_2, sinal_3, sinal_4, sinal_5, sinal_6, sinal_7,
   ↪ x, Rb_1, Rb_2, Rb_3, Rb_4, Rb_5, Rb_6, Rb_7, F_1, F_2, F_3, F_4,
   ↪ F_5, F_6, F_7;
20
21 FILE *out;
22 out= fopen("carrot.dat", "w");
23
24 for (x=-1; x <= 3; x += 0.05)
25 {
26     Rb_1=-.99; Rb_2=-.7; Rb_3=-.4; Rb_4=.4; Rb_5=.7; Rb_6=.99; Rb_7=0;
27
28     F_1 = 4*Rg*Rb_1*exp(-2*x)/pow(1-Rg*Rb_1*exp(-2*x),2);
29     F_2 = 4*Rg*Rb_2*exp(-2*x)/pow(1-Rg*Rb_2*exp(-2*x),2);
30     F_3 = 4*Rg*Rb_3*exp(-2*x)/pow(1-Rg*Rb_3*exp(-2*x),2);
31     F_4 = 4*Rg*Rb_4*exp(-2*x)/pow(1-Rg*Rb_4*exp(-2*x),2);
32     F_5 = 4*Rg*Rb_5*exp(-2*x)/pow(1-Rg*Rb_5*exp(-2*x),2);
33     F_6 = 4*Rg*Rb_6*exp(-2*x)/pow(1-Rg*Rb_6*exp(-2*x),2);
34     F_7 = 4*Rg*Rb_7*exp(-2*x)/pow(1-Rg*Rb_7*exp(-2*x),2);
35
36     sinal_1 =
   ↪ pow(((pow(1+Rb_1*exp(-2*x),2)/pow(1-Rg*Rb_1*exp(-2*x),2))-(F_1*pow(sin(x),2)/R
37     sinal_2 =
   ↪ pow(((pow(1+Rb_2*exp(-2*x),2)/pow(1-Rg*Rb_2*exp(-2*x),2))-(F_2*pow(sin(x),2)/R
38     sinal_3 =
   ↪ pow(((pow(1+Rb_3*exp(-2*x),2)/pow(1-Rg*Rb_3*exp(-2*x),2))-(F_3*pow(sin(x),2)/R
39     sinal_4 =
   ↪ pow(((pow(1+Rb_4*exp(-2*x),2)/pow(1-Rg*Rb_4*exp(-2*x),2))-(F_4*pow(sin(x),2)/R
40     sinal_5 =
   ↪ pow(((pow(1+Rb_5*exp(-2*x),2)/pow(1-Rg*Rb_5*exp(-2*x),2))-(F_5*pow(sin(x),2)/R
41     sinal_6 =
   ↪ pow(((pow(1+Rb_6*exp(-2*x),2)/pow(1-Rg*Rb_6*exp(-2*x),2))-(F_6*pow(sin(x),2)/R
42     sinal_7 =
   ↪ pow(((pow(1+Rb_7*exp(-2*x),2)/pow(1-Rg*Rb_7*exp(-2*x),2))-(F_7*pow(sin(x),2)/R
43
44     fprintf(out, "%e %e %e %e %e %e %e %e \n", x, sinal_1,
   ↪ sinal_2, sinal_3, sinal_7, sinal_4, sinal_5, sinal_6);
45
46 }
47
48     fclose(out);
49 return 0;
50 }

```

---

## Referências Bibliográficas

---

- [1] E. N. Silva, *Aplicações de Métodos Fototérmicos para Análise de Propriedades Ópticas e Térmicas de Polímeros Impregnados, Pastilhas Metálicas e de Revestimentos Acrílicos*. Tese de Doutorado, Universidade Estadual de Maringá, Maringá, 2005.
- [2] A. M. Picolloto, “Radiometria de ondas térmicas com radiação da lâmpada de arco xenônio: Teste em cimento endodôntico rápido,” Dissertação de Mestrado, Universidade Estadual de Maringá, Maringá, 2012.
- [3] T. Maria Coelho, *Aplicação de Métodos Fototérmicos para o Estudo de Materiais: Filmes Poliméricos*. Tese de Doutorado, Universidade Estadual de Maringá, Maringá, 2005.
- [4] Implastec, *Data-Sheet Thermal Silver*. Disponível em: <<http://implastec.com.br/revenda-informatica/pasta-termica-com-prata/>> Acessado em: 02-09-2017.
- [5] I. O. for Standardization, *ISO 8301:1991*, 1991. Disponível em: <<https://www.iso.org/standard/15421.html>> Acessado em: 02-09-2017.
- [6] E. N. Silva, “Montagem e aplicações da interferometria de ondas térmicas ao estudo de filmes espessos e imagens de defeitos em sólidos amorfos,” Dissertação de Mestrado, Universidade Estadual de Maringá, Maringá, 2002.
- [7] Coherent, *Verdi G-Series Family Data-Sheet*, 2013. Disponível em: <<https://cohrcdn.azureedge.net/assets/pdf/Verdi-G-Series-Family-Data-Sheet.pdf>> Acessado em: 02-09-2017.
- [8] A. G. Bell, “Production of sound by light,” *J. Sci*, vol. 20, pp. 305–324, 1880.
- [9] M. Studio, “Portrait of alexander graham bell,” between 1914 and 1919. Disponível em: <[https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Alexander\\_Graham\\_Bell.jpg](https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Alexander_Graham_Bell.jpg)> Acessado em: 28-11-2017.
- [10] H. A. Getty Images, “Photophone.” Disponível em: <<https://www.thoughtco.com/alexander-graham-bells-photophone-1992318>> Acessado em: 28-11-2017.
- [11] J. G. Parker, “Optical absorption in glass: Investigation using an acoustic technique,” *Applied Optics*, vol. 12, p. 2974, dec 1973.
- [12] A. Rosencwaig and A. Gersho, “Photoacoustic effect with solids: A theoretical treatment,” *Science*, vol. 190, pp. 556–557, nov 1975.
- [13] A. Rosencwaig and A. Gersho, “Theory of the photoacoustic effect with solids,” *Journal of Applied Physics*, vol. 47, pp. 64–69, jan 1976.
- [14] C. A. Bennett and R. R. Patty, “Thermal wave interferometry: a potential application of the photoacoustic effect,” *Applied Optics*, vol. 21, p. 49, jan 1982.
- [15] M. Boas, *Mathematical Methods in the Physical Sciences*. Wiley, 2005.

- [16] D. Almond and P. Patel, *Photothermal Science and Techniques*. 2-6 Boundary Row, London SE1 8HN, UK: Chapman & Hall, 1996.
- [17] Wikipedia, “Laurent series,” 2016. Disponível em: <[https://en.wikipedia.org/wiki/Laurent\\_series](https://en.wikipedia.org/wiki/Laurent_series)> Acessado em: 17-09-2016.
- [18] A. M. America, “Thermal conductivity,” 2016. Disponível em: <<http://br.amadamiyachi.com/glossary/glossthermalconductivity>> Acessado em: 29-09-2017.
- [19] A. Gaspar, “Capacidade térmica,” 2002. Disponível em: <[http://www.if.ufrgs.br/~dschulz/web/capacidade\\_termica.htm](http://www.if.ufrgs.br/~dschulz/web/capacidade_termica.htm)> Acessado em: 29-09-2017.
- [20] M. M. Moksini and D. P. Almond, “Non-destructive examination of paint coatings using the thermal wave interferometry technique,” *Journal of Materials Science*, vol. 30, pp. 2251–2253, may 1995.
- [21] L. Olenka, E. N. da Silva, W. L. F. Santos, E. C. Muniz, A. F. Rubira, L. P. Cardoso, A. N. Medina, L. C. M. Miranda, M. L. Baesso, and A. C. Bento, “Evaluation of the thermophysical properties of modified and dyed poly(ethylene terephthalate) films,” *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 34, pp. 2248–2254, jul 2001.
- [22] A. Lachaine and P. Poulet, “Photoacoustic measurement of thermal properties of a thin polyester film,” *Applied Physics Letters*, vol. 45, pp. 953–954, nov 1984.
- [23] D. A. Barker and D. I. Wilson, “Measurement of the thermophysical properties of a thermoplastic ceramic paste across its solidification range using power-compensated differential scanning calorimeter,” *Journal of the American Ceramic Society*, vol. 88, pp. 3116–3124, nov 2005.
- [24] C. B. Cruz, H. L. Fraqueto, I. F. Costa, and B. A. Mello, “Guia para física experimental - caderno de laboratório, gráficos e erros,” 1997. Disponível em: <<http://www.ifi.unicamp.br/~britto/graferr.pdf>> Acessado em: 17-09-2017.
- [25] T. A. Labs, “Thermal properties of common materials,” 2016. Disponível em: <<http://thermalanalysislabs.com/thermal-properties-of-common-materials/>> Acessado em: 2017-09-30.
- [26] Newport, “Irradiância espectral da lâmpada de arco-xe newport, modelo 6269, 1000 watts.” Disponível em: <[https://www.newport.com/mam/celum/celum\\_assets/LS-034b\\_600w.gif?1](https://www.newport.com/mam/celum/celum_assets/LS-034b_600w.gif?1)> Acessado em: 01-12-2017.
- [27] Newport, “Transmitância filtro oriel 61945.” Disponível em: <[https://www.newport.com/mam/celum/celum\\_assets/BPT-pg10-43\\_Fig1.jpg?1](https://www.newport.com/mam/celum/celum_assets/BPT-pg10-43_Fig1.jpg?1)> Acessado em: 01-12-2017.