

**UNIVERSIDADE ESTADUAL DE PONTA GROSSA**  
**SETOR DE CIÊNCIAS EXATAS E NATURAIS**  
**PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM CIÊNCIAS**  
**ÁREA DE CONCENTRAÇÃO: FÍSICA**

**ALOISI SOMER**

**INFLUÊNCIA DA FLEXÃO TERMOELÁSTICA NA MEDIDA DA DIFUSIVIDADE  
TÉRMICA DE AMOSTRAS DE ALUMÍNIO**

**PONTA GROSSA**

**2012**

**ALOISI SOMER**

**INFLUÊNCIA DA FLEXÃO TERMOELÁSTICA NA MEDIDA DA DIFUSIVIDADE  
TÉRMICA DE AMOSTRAS DE ALUMÍNO**

Dissertação submetida ao programa de Pós-Graduação em Ciências - Área de concentração: Física - da Universidade Estadual de Ponta Grossa como requisito parcial para obtenção do título de Mestre em Física.

Orientador: Prof. Dr. Gerson Kniphoff da Cruz

**PONTA GROSSA**

**2012**

Ficha Catalográfica Elaborada pelo Setor de Tratamento da Informação BICEN/UEPG

S694i                      Somer, Aloisi  
                                    Influência da flexão termoelástica na medida da difusividade  
                                    térmica de amostras de alumínio / Aloisi Somer. Ponta Grossa,  
                                    2012.  
                                    79f.

                                    Dissertação ( Mestrado em Ciências , área de concentração  
                                    Física ), Universidade Estadual de Ponta Grossa.  
                                    Orientador: Prof. Dr . Gerson Kniphoff da Cruz

                                    1.Fotoacústica. 2. Difusividade Térmica. 3. Alumínio.  
                                    4. Técnica OPC. I. Cruz, Gerson Kniphoff da. II. T.

CDD: 535.8

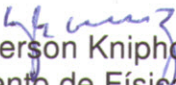
## **TERMO DE APROVAÇÃO**

**ALOISI SOMER**

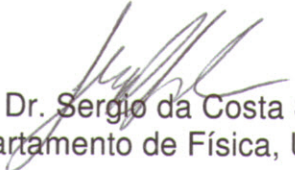
### **"INFLUENCIA DA FLEXÃO TERMOELÁSTICA NA MEDIDA DA DIFUSIVIDADE TÉRMICA DE AMOSTRAS DE ALUMÍNIO"**

Dissertação aprovada como requisito parcial para obtenção do grau de Mestre no Programa de Pós-Graduação em Ciências - Física da Universidade Estadual de Ponta Grossa, pela seguinte banca examinadora.

Orientador:

  
Prof. Dr. Gerson Knipphoff da Cruz  
Departamento de Física, UEPG/PR

  
Prof. Dr. Antônio Carlos Bento  
Departamento de Física, UEM

  
Prof. Dr. Sérgio da Costa Saab  
Departamento de Física, UEPG/PR

**Ponta Grossa, 09 de março de 2012.**

*Dedico este trabalho:*

*Para Deus.*

*Para minha esposa Diana.*

*Para minha avó Anita*

*Para meus pais Aloisi e Margarete.*

## **AGRADECIMENTOS**

*À Deus pelas graças concedidas nesses anos e pelo amor que tem por mim.*

*À minha esposa Diana, pelo amor, pela força, compreensão e principalmente paciência nesses últimos meses.*

*À minha avó Anita pelas palavras sábias em todos os momentos.*

*Aos meus pais pela vida, educação e por me proporcionarem esta oportunidade.*

*Ao professor Dr. Gerson Kniphoff da Cruz pela amizade e orientação nesses anos.*

*À professora Dr. Claudia Bonardi pelas sugestões e contribuições a esse trabalho.*

*À Professora Dr. Andressa Novatski pelo incentivo e ajuda nesse último ano.*

*Aos meus irmãos Adriano e Fabiane .*

*Ao colega de laboratório Fernando pela amizade e diversas idéias a este trabalho.*

*Ao aluno de doutorado Vinicius pela ajuda em muitos momentos.*

*Aos amigos de turma posseidon Marlon e Fabiano por esses 6 anos.*

*À Josecler do DEFIS pelo socorro em tantos momentos.*

*Aos colegas de laboratório.*

*Aos demais colegas da Física, professores e alunos, por tantas contribuições a este trabalho e minha formação profissional.*

*Existem coisas possíveis e outras humanamente impossíveis. As possíveis por si só já o são, mas e as impossíveis? Como torná-las possíveis senão pelas virtudes da fé, da esperança e da caridade? A caridade é a maior de todas, e a que nos cumula dos maiores dons. A fé nos dá maior força nos ajudando a superar as nossas próprias limitações, tornando-a a mais difícil de todas as virtudes. E por fim a mais fácil delas, a esperança, fonte de nossas graças e da ação de Deus em nossas vidas.*

*Buscai a Deus incessantemente em todos os momentos de sua vida e acharás um meio de ser feliz em plenitude, ser santo.*

## RESUMO

As técnicas que utilizam efeito fototérmico, em especial o fenômeno fotoacústico, vem sendo muito utilizadas para a caracterização de materiais. O fenômeno fotoacústico surge quando uma luz periodicamente modulada incide sobre um material, este absorve tal radiação e produz uma variação de pressão na camada de gás adjacente a ele. Uma das técnicas que se utiliza desse fenômeno é a técnica fotoacústica de célula aberta (OPC), que permite a obtenção da difusividade térmica de um material, definida como  $\alpha = k/\rho c$ . O principal mecanismo de geração do sinal fotoacústico em amostras sólidas é a difusão térmica, tendo seu modelo matemático proposto por Rosencwaig e Gersho (modelo R-G). Observa-se que o sinal fotoacústico, na técnica OPC, sofre grande influência do mecanismo de flexão termoelástica que teve seu modelo proposto por Rousset e colaboradores. Para a caracterização do microfone utilizado na célula fotoacústica, utilizada para as medidas de OPC, é utilizado o alumínio. Ele é usado por ter uma alta difusividade térmica caracterizando o processo de difusão térmica que possui um modelo mais simples para interpretação. Neste trabalho temos por objetivo obter a difusividade térmica do alumínio. Para isso utilizamos um conjunto de amostras de alumínio cortadas de um mesmo tarugo. Em uma amostra, após a realização de medidas OPC, foi realizado um tratamento térmico de 300° por 48h para retirar possíveis defeitos provocados pelos tratamentos mecânicos de corte e polimento. Através das simulações do modelo R-G, notamos que a dependência do sinal fotoacústico deve sempre aumentar com o aumento da frequência no regime termicamente grosso devido ao termo exponencial. Efeito que não é observado experimentalmente. As medidas de OPC antes e depois do tratamento térmico não apresentaram diferenças consideráveis, confirmando que os tratamentos mecânicos não mudaram as propriedades das amostras. As amostras de alumínio diminuem a sua inclinação em certo intervalo de frequência voltando a aumentar em altas frequências sugerindo influência da flexão termoelástica da amostra. Os resultados obtidos para a difusividade térmica após o ajuste das curvas experimentais com a equação que descreve o sinal fotoacústico com contribuições da difusão e da flexão termoelástica mostraram-se satisfatórios. Obtivemos valores entre  $7,6 \times 10^{-5} m^2/s$  e  $8,8 \times 10^{-5} m^2/s$ , sendo a difusividade térmica calculada a partir da definição  $8,6 \times 10^{-5} m^2/s$ . A dependência com a espessura da amostra para a constante que fornece o peso da flexão termoelástica pode ser calculada, encontramos  $l_s^{-2,82}$  sendo o valor esperado de  $l_s^{-3}$ . Portanto vemos que a flexão termoelástica é presente na geração do sinal fotoacústico, não podendo ser utilizado as simplificações do modelo de R-G para obter a difusividade térmica.

Palavras-Chave: Fotoacústica. Difusividade Térmica. Alumínio. Técnica OPC.

## ABSTRACT

The techniques they use photothermal effect, particularly the photoacoustic phenomenon, has been widely used for characterization of materials. The photoacoustic phenomenon arises when a periodically modulate light falls on a material that absorbs radiation and produces such a variation of pressure in the gas layer adjacent to it. One technique that uses this phenomenon is the technique open photoacoustic cell (OPC), which allows obtaining the thermal diffusivity of a material, defined as  $\alpha = k/\rho c$ . The main mechanism of generation of the photoacoustic signal in solids samples is the thermal diffusion, and its mathematical model proposed by Rosencwaig and Gersho (RG model). But it is observed that the photoacoustic signal, the OPC technique, greatly influenced the thermoelastic bending mechanism which had its model proposed by Rousset et al. To characterize the photoacoustic cell, used for measurements of OPC, aluminum is used. It is used to have a high thermal diffusivity characterizing the process of thermal diffusion which has a simpler model for interpretation. In this paper we mean to obtain the thermal diffusivity of aluminum. For this we use a set of samples of aluminum cut from a same billet. In a sample, after the OPC measurements, there was a heat treatment at 300°C for 48 hours to remove possible defects caused by mechanical treatments of cutting and polishing. Through model simulations of RG, we note that the dependence of the photoacoustic signal must always increase with increase frequency. This effect is not observed experimentally. The OPC measurements before and after heat treatment did not show significant differences, confirming that the treatments did not change the mechanical properties of the samples. Samples of aluminum decrease its inclination in a certain frequency range and increased again at high frequencies suggesting an influence of thermoelastic bending of the sample. The results obtained for thermal diffusivity after adjusting the experimental curves with the equation describing the photoacoustic signal with contributions from diffusion and thermoelastic bending were satisfactory. Obtained values between  $7,6 \times 10^{-5} m^2/s$  and  $8,8 \times 10^{-5} m^2/s$ , and that the thermal diffusivity calculated from the definition  $8,6 \times 10^{-5} m^2/s$ . The dependence on the thickness of the sample to a constant weight that provides the thermoelastic bending can be calculated, we find  $l_s^{-2,82}$  and the expected value of being  $l_s^{-3}$ . So we see that the thermoelastic bending is present in the generation of the photoacoustic signal, can not be used simplifications of the RG model for the thermal diffusivity.

Keywords: Photoacoustic. Thermal Diffusivity. Aluminum. OPC Technique.

## Lista de Ilustrações

|                                                                                                                                                                                                                                                                  |    |
|------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| Figura 1.1 - Foto do experimento do Efeito Fotoacústico de Bell <sup>[2]</sup> , onde: 1 – fotofone; 2 – câmara fechada; 3 – modulador mecânico; 4 – radiação solar; 5 – espelho plano que reflete a radiação solar para o fotofone passando pelo modulador..... | 15 |
| Figura 2.1 - Geração do sinal acústico na câmara fotoacústica, sendo: 1 – radiação incidente; 2 – amostra; 3 – interface amostra-gás; 4 – câmara fechada contendo gás onde é gerada a variação de pressão (sinal fotoacústico) que é medida.....                 | 18 |
| Figura 2.2 - Modos de geração do sinal fotoacústico: a) Difusão térmica; b) Expansão térmica; c) Flexão Termoelástica.....                                                                                                                                       | 19 |
| Figura 2.3 - Célula fotoacústica exemplificando incidência dianteira e traseira. ....                                                                                                                                                                            | 22 |
| Figura 2.4 - Variação espacial da temperatura dependente do tempo para a interface amostra-gás[3]. ....                                                                                                                                                          | 26 |
| Figura 2.5 - Representação esquemática dos casos especiais para a teoria fotoacústica dos sólidos. ....                                                                                                                                                          | 30 |
| Figura 2.6 - Ilustração da flexão termoelástica onde a amostra absorve a luz incidente, resultando em uma expansão não uniforme da amostra. ....                                                                                                                 | 32 |
| Figura 3.1 – Célula fotoacústica utilizada no laboratório. ....                                                                                                                                                                                                  | 37 |
| Figura 3.2 – Esquema experimental utilizado, composto por um laser pulsado, uma célula fotoacústica alimentada por uma fonte de tensão, um amplificador Lock-in e um computador.....                                                                             | 38 |
| Figura 3.3 - Circuito de medida composto pelo microfone de eletreto, resistor de 2,2 k $\Omega$ e capacitor de 30 $\mu$ F.....                                                                                                                                   | 39 |
| Figura 3.4 - Microfone de eletreto. ....                                                                                                                                                                                                                         | 40 |
| Figura 3.5 - Combinação dos sinais. ....                                                                                                                                                                                                                         | 41 |
| Figura 3.6 - Diagrama dos processos realizados pelo programa. ....                                                                                                                                                                                               | 42 |
| Figura 3.7 - Configuração do tubo de raios X (figura modificada) [31].....                                                                                                                                                                                       | 44 |
| Figura 3.8 - Diagrama de tratamento térmico. ....                                                                                                                                                                                                                | 45 |
| Figura 3.9 - Resposta do microfone, sendo linear acima de 50 Hz.....                                                                                                                                                                                             | 50 |

|                                                                                                                                                                                                                                                                                     |    |
|-------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| Figura 4.1 - Simulação das equações dos casos especiais da difusão térmica para uma difusividade de $8,6 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$ e diversas espessuras. As linhas horizontais delimitam os valores para a frequência de corte de cada amostra.....                     | 52 |
| Figura 4.2 - Simulação das equações dos casos especiais da difusão térmica para uma difusividade de $9,9 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$ e diversas espessuras. As linhas horizontais delimitam os valores para a frequência de corte de cada amostra.....                     | 53 |
| Figura 4.3 - Simulação das equações dos casos especiais da difusão térmica para uma difusividade de $7,3 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$ e diversas espessuras. As linhas horizontais delimitam os valores para a frequência de corte de cada amostra.....                     | 54 |
| Figura 4.4 - Dependência do sinal fotoacústico com a frequência para amostra Al298. Sendo a primeira regressão anterior à frequência de corte $f_c$ e a segunda após a frequência de corte $f_c$ .....                                                                              | 57 |
| Figura 4.5 - Dependência do sinal fotoacústico com a frequência para amostra Al440. A primeira regressão anterior à frequência de corte $f_c$ e a segunda após a frequência de corte $f_c$ .....                                                                                    | 58 |
| Figura 4.6 - Dependência do sinal fotoacústico com a frequência para amostra Al464. A primeira regressão anterior à frequência de corte $f_c$ e a segunda após a frequência de corte $f_c$ .....                                                                                    | 59 |
| Figura 4.7 - Dependência do sinal fotoacústico com a frequência para amostra Al740. A regressão linear foi feita após a frequência de corte.....                                                                                                                                    | 60 |
| Figura 4.8 - Dependência do sinal fotoacústico com a frequência para amostra Al890. A frequência de corte igual à $f_c = 35\text{Hz}$ . A regressão linear foi feita após a frequência de corte.....                                                                                | 61 |
| Figura 4.9 - Dependência do sinal fotoacústico com a frequência para amostra Al464 após tratamento térmico de $300^\circ\text{C}$ por 48h. A primeira regressão anterior a frequência de corte $f_c$ e a segunda após a frequência de corte $f_c$ .....                             | 62 |
| Figura 4.10- Resultado experimental do sinal fotoacústico para a amostra de Al de 298 $\mu\text{m}$ de espessura. A curva representa o valor teórico com os ajustes de $C_1=202 \text{ Pa/s}$ , $C_2=13946 \text{ Pa/s}^{3/2}$ e $\alpha_s=8,76.10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$ ..... | 65 |

|                                                                                                                                                                                                                                                                                             |    |
|---------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| Figura 4.11 - Resultado experimental do sinal fotoacústico para a amostra de Al de 440 $\mu\text{m}$ de espessura. A curva representa o valor teórico com os ajustes de $C_1=168 \text{ Pa/s}$ , $C_2=5661 \text{ Pa/s}^{3/2}$ e $\alpha_s=8,56 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$ .       | 66 |
| Figura 4.12 - Resultado experimental do sinal fotoacústico para a amostra de Al de 464 $\mu\text{m}$ . A curva representa o valor teórico com $C_1=149 \text{ Pa/s}$ , $C_2=4246 \text{ Pa/s}^{3/2}$ e $\alpha_s=8,65 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$ .                                 | 67 |
| Figura 4.13 - Resultado experimental do sinal fotoacústico para a amostra de Al de 740 $\mu\text{m}$ . A curva representa o valor teórico com $C_1=130 \text{ Pa/s}$ , $C_2=1194 \text{ Pa/s}^{3/2}$ e $\alpha_s=9,24 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$ .                                 | 67 |
| Figura 4.14 - Resultado experimental do sinal fotoacústico para a amostra de Al de 890 $\mu\text{m}$ de espessura. A curva representa o valor teórico com os ajustes de $C_1=131 \text{ Pa/s}$ , $C_2=680 \text{ Pa/s}^{3/2}$ e $\alpha_s=8,29 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$ .        | 68 |
| Figura 4.15 – Difusividade térmica em função da espessura da amostra. As barras de erro representam os desvios padrões das médias dos valores obtidos. A linha tracejada representa o valor teoricamente calculado a partir dos valores das propriedades físicas do alumínio da tabela 3.3. | 70 |
| Figura 4.16 - Representação gráfica comparativa entre os parâmetros da difusão térmica ( $C_1$ ) e da flexão termoelástica ( $C_2$ ) utilizados nas simulações realizadas e cujos resultados estão registrados na tabela 4.4.                                                               | 71 |
| Figura 4.17 - Dependência do parâmetro $C_2$ com o aumento da espessura da amostra. A partir do gráfico obtemos o coeficiente angular $x$ que é o expoente que indica a dependência do parâmetro $C_2$ com relação a espessura da amostra.                                                  | 72 |

## LISTA DE TABELAS

|                                                                                                                                                                     |    |
|---------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| Tabela 3.1 - Espessura do conjunto de amostras de Alumínio.....                                                                                                     | 46 |
| Tabela 3.2 – Composição superficial do Alumínio utilizado. Valores abaixo 0,1% foram somados na categoria outros.....                                               | 46 |
| Tabela 3.3 - Dados do Alumínio puro (99,99%) obtidos da pagina MatWeb [33], a grandeza da difusividade térmica teórica foi calculada a partir dos outros dados..... | 47 |
| Tabela 3.4 - Dados para o cálculo da estimativa da ordem de grandeza do erro na medida da difusividade térmica e estimativa do erro.....                            | 49 |
| Tabela 4.1 - Resultados das inclinações apresentadas. ....                                                                                                          | 63 |
| Tabela 4.2 - Resultados obtidos para $C_1$ , $C_2$ e $\alpha_s$ .....                                                                                               | 69 |

## LISTAS SÍMBOLOS

|            |                                                                |
|------------|----------------------------------------------------------------|
| $\partial$ | Derivada parcial                                               |
| $Q$        | Calor                                                          |
| $t$        | Tempo                                                          |
| $Q$        | Área                                                           |
| $k$        | Condutividade térmica                                          |
| $k_j$      | Condutividade térmica do meio $j$                              |
| $x$        | Coordenada espacial                                            |
| $T$        | Temperatura                                                    |
| $T_j$      | Temperatura no meio $j$                                        |
| $\nabla^2$ | Laplaciano                                                     |
| $\alpha$   | Difusividade térmica                                           |
| $\alpha_j$ | Difusividade térmica do meio $j$                               |
| $\rho$     | Densidade                                                      |
| $c$        | Calor específico                                               |
| $C$        | Capacidade térmica                                             |
| $l_s$      | Espessura da amostra                                           |
| $l_g$      | Espessura do gás                                               |
| $f$        | Frequência                                                     |
| $\omega$   | Frequência angular                                             |
| $a_j$      | Coefficiente de difusão térmico do meio $j$                    |
| $\mu_j$    | Comprimento de Difusão térmico do meio $j$                     |
| $\sigma_j$ | Coefficiente de difusão térmico complexo do meio $j$           |
| $i$        | Unidade do número imaginário                                   |
| $I_0$      | Intensidade luminosa                                           |
| $\beta$    | Coefficiente de absorção óptico                                |
| $\lambda$  | Comprimento de onda                                            |
| $f$        | Termo de geração do calor no material                          |
| $F$        | Termo de geração do calor no material independente do tempo    |
| $\theta$   | Componente espacial da temperatura                             |
| $\delta$   | Função delta                                                   |
| $A$        | Constante de integração                                        |
| $B$        | Constante de integração                                        |
| $C$        | Constante de integração                                        |
| $E$        | Constante de integração                                        |
| $\pi$      | Número PI                                                      |
| $P$        | Pressão                                                        |
| $P_0$      | Pressão Atmosférica                                            |
| $V$        | Volume                                                         |
| $V_0$      | Volume da célula fotoacústica                                  |
| $T_0$      | Temperatura ambiente                                           |
| $\gamma$   | Razão entre a capacidade térmica a pressão e volume constantes |

|                               |                                                             |
|-------------------------------|-------------------------------------------------------------|
| $\delta x$                    | Pequeno deslocamento                                        |
| $\bar{\theta}_{\text{médio}}$ | Temperatura espacial média                                  |
| $\partial P$                  | Variação de Pressão                                         |
| $S$                           | Sinal fotoacústico                                          |
| $\phi$                        | Fase                                                        |
| $\phi_0$                      | Fase inicial                                                |
| $\alpha_T$                    | Coeficiente de dilatação térmico                            |
| $\delta l_s$                  | Aumento de espessura                                        |
| $u_x$                         | Deslocamento da amostra em função das coordenadas $x$ e $r$ |
| $R$                           | Raio de abertura da célula fotoacústica                     |
| $R_c$                         | Raio interno da câmara fotoacústica                         |
| $\nu$                         | Razão de Poisson                                            |
| $M_\theta$                    | Valor médio do gradiente de temperatura                     |
| $N_\theta$                    | Valor médio da Temperatura                                  |
| $S_F$                         | Sinal fotoacústico total                                    |
| $S_D$                         | Sinal fotoacústico devido a difusão térmica                 |
| $S_{TE}$                      | Sinal fotoacústico devido a flexão termoelástica            |
| $C_1$                         | Constante da Difusão térmica                                |
| $C_2$                         | Constante da Flexão termoelástica                           |
| $b$                           | Coeficiente angular da reta                                 |
| $\sigma_b$                    | Desvio padrão da medida do coeficiente angular              |
| $\sigma_{l_s}$                | Desvio padrão da medida da espessura                        |
| $\sigma_{\alpha_s}$           | Desvio padrão da medida da difusividade térmica             |
| $\alpha_{sT}$                 | Difusividade térmica teórica                                |
| $f_c$                         | Frequência de corte                                         |

## **LISTA DE ABREVIATURAS**

OPC – Open Photoacoustic Cell

TG – Regime Termicamente Grosso

TF – Regime Termicamente Fino

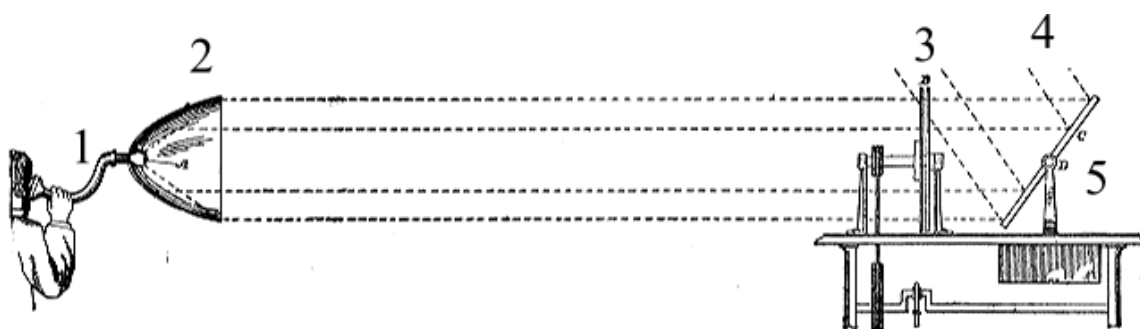
## SUMÁRIO

|                                                                        |    |
|------------------------------------------------------------------------|----|
| 1.- Introdução .....                                                   | 15 |
| 2.- Efeito Fotoacústico .....                                          | 18 |
| 2.1- Significado de Difusividade Térmica.....                          | 20 |
| 2.2- Modelo de Difusão Térmica Adaptado à OPC .....                    | 21 |
| 2.2.1- As Equações de Difusão Térmica (OPC).....                       | 23 |
| 2.2.2- Produção do Sinal Acústico.....                                 | 27 |
| 2.3- Comprimento de Difusão Térmico.....                               | 29 |
| 2.3.1- Regime Termicamente Fino ( $\mu_s \gg l_s$ ) .....              | 30 |
| 2.3.2- Regime Termicamente Grosso ( $\mu_s \ll l_s$ ).....             | 30 |
| 2.4- Modelo de Flexão Termoelástica .....                              | 31 |
| 2.5- Modelo de Difusão Térmico com Contribuição Termoelástica .....    | 35 |
| 3.- Materiais e Métodos .....                                          | 37 |
| 3.1- Técnica OPC .....                                                 | 37 |
| 3.2- Procedimento de Medida Fotoacústica .....                         | 43 |
| 3.3- Fluorescência de Raios X .....                                    | 44 |
| 3.4- Descrição da Amostras .....                                       | 45 |
| 3.5- Erro na Medida da Difusividade Térmica .....                      | 48 |
| 3.6- Resposta do Microfone em Função da Frequência de Modulação .....  | 50 |
| 4.- Resultados e Discussões .....                                      | 51 |
| 4.1- Simulação para Difusão Térmica .....                              | 51 |
| 4.2- Obtenção da Difusividade Térmica Através do Regime TG.....        | 55 |
| 4.2.1- Resultados Experimentais para as Amostras de Alumínio .....     | 56 |
| 4.3- Ajustes para Difusão Térmica com Contribuição Termoelástica ..... | 63 |
| 5.Conclusões .....                                                     | 74 |
| 6.Trabalhos Futuros .....                                              | 76 |
| 7.Bibliografia.....                                                    | 77 |

## 1. - INTRODUÇÃO

O fenômeno fotoacústico é muito utilizado em diferentes técnicas com variadas aplicações desde a década de 1970. As primeiras observações desse fenômeno foram realizadas por Alexandre Graham Bell em 1880 quando trabalhava em seu “fotofone” [apud1]. Bell observou que a incidência de luz solar modulada em um sólido, dentro de uma câmara fechada, produzia efeitos sonoros que podiam ser ouvidos por meio de um tubo ligado a esta câmara. Motivados pela descoberta de Bell, Tyndall e Röntgen, descobriram que o sinal acústico podia ser produzido quando um gás dentro de uma câmara fechada é iluminado por uma luz modulada. A intensidade deste efeito sonoro dependia da quantidade de luz solar absorvida e da natureza da amostra. Como o sistema de detecção usado nas experiências era o próprio ouvido, não foi possível para eles obterem dados quantitativos, e assim os experimentos envolvendo o efeito fotoacústico foram abandonados à época [2,3].

**Figura 1.1 - Foto do experimento do Efeito Fotoacústico de Bell, onde: 1 – fotofone; 2 – câmara fechada; 3 – modulador mecânico; 4 – radiação solar; 5 – espelho plano que reflete a radiação solar para o fotofone passando pelo modulador.**



Cinquenta anos mais tarde, com o desenvolvimento de microfones mais sensíveis, a utilização do efeito fotoacústico foi retomada, tendo sua principal aplicação no estudo e caracterização de gases. O gás analisado absorve os fótons aumentando assim sua energia cinética, causando uma variação periódica na pressão dentro da câmara onde o gás está contido [2,3].

Em 1973, Rosencwaig publicou seus trabalhos sobre espectroscopia fotoacústica em sólido [4] e materiais biológicos [5]. A partir de 1975 o fenômeno começou a ser estudado por outros pesquisadores, tendo um grande impulso com o desenvolvimento dos primeiros modelos matemáticos para a explicação da geração do som em materiais sólidos transparentes e opacos. A primeira teoria foi criada por Rosencwaig e Gersho em 1975 [6] e 1976 [7] na qual propuseram que o principal gerador do sinal fotoacústico seria o processo de difusão periódico do calor pela amostra. Posteriormente, em 1978, McDonald e Wetsel publicaram seu trabalho propondo um novo modelo de geração do sinal acústico dependente da expansão térmica intermitente da amostra [8]. Quatro anos mais tarde (1982), Rousset e colaboradores desenvolveram suas teorias com base no fenômeno de flexão termoelástica da amostra, quando nesta existe modulação do gradiente de temperatura [9].

Desde então o fenômeno fotoacústico vem sendo largamente utilizado em materiais sólidos, líquidos e gases, em diferentes áreas do conhecimento. Na física é utilizado na caracterização e obtenção de parâmetros físicos dos materiais [10,11,12] e na biologia e medicina com grande aplicação principalmente no estudo *in vivo* [14-19].

O alumínio tem como característica uma alta difusividade térmica. Por esse motivo, o alumínio é utilizado em trabalhos com a técnica OPC (Open Photoacoustic Cell), também nomeada como técnica fotoacústica de célula aberta, na caracterização de células fotoacústicas, tanto para avaliar a dependência da resposta do microfone utilizado em relação à frequência de modulação [2, 20, 21], quanto na utilização deste como suporte para amostras [2, 20]. Para tanto, utiliza-se alumínio com espessura reduzida, entre 15-500  $\mu\text{m}$ . Nessas situações, segundo alguns autores, o comportamento do alumínio é puramente de difusão térmica, não sendo observado o mecanismo de flexão termoelástica [2,20,23].

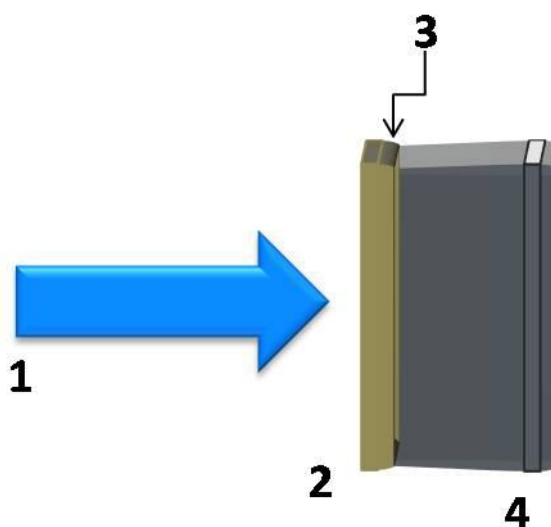
Neste trabalho temos por objetivo estudar o efeito fotoacústico, caracterizar uma célula OPC com amostras de alumínio e avaliar a influência da flexão termoelástica na geração do sinal fotoacústico. Para tanto, no capítulo 2 há uma abordagem das teorias utilizadas para a explicação da geração do sinal fotoacústico, iniciando com a teoria de Rosencwaig-Gersho, em seguida, apresentamos o modelo de expansão térmica e por fim o modelo de flexão termoelástica, o qual demonstra-se ser essencial para a explicação dos resultados obtidos.

No capítulo 3 descrevemos a montagem experimental da técnica fotoacústica de célula aberta, bem como o processo de medida e a produção das amostras utilizadas. No capítulo 4 apresentamos e discutimos os resultados obtidos para a difusividade térmica de amostras de alumínio produzidas no laboratório espectroscopia óptica e fotoacústica da UEPG, e demais resultados e simulações. Por fim, no capítulo 5 apresentamos as conclusões e sugestões para trabalhos futuros são colocadas no capítulo 6.

## 2. - EFEITO FOTOACÚSTICO

O efeito fotoacústico é gerado a partir do processo de absorção, por um material, de radiação periodicamente modulada. O material absorve tal radiação e tem os elétrons excitados a novos níveis de energia eletrônicos que ao decaírem de forma não radioativa causam um aquecimento periódico local [22,23]. O calor originado do aquecimento propaga-se ao longo do material, o qual está inserido em uma câmara fechada contendo gás<sup>1</sup>, até a interface amostra-gás.

**Figura 2.1 - Geração do sinal acústico na câmara fotoacústica, sendo: 1 – radiação incidente; 2 – amostra; 3 – interface amostra-gás; 4 – câmara fechada contendo gás onde é gerada a variação de pressão (sinal fotoacústico) que é medida.**



A fina camada de gás adjacente à amostra sofre um aquecimento periódico, gerando uma variação de pressão local que se propaga ao longo do gás no interior da célula, e que é detectada por um microfone [6].

A variação de pressão na célula é diretamente proporcional à quantidade de calor gerado no material. Portanto, a intensidade do sinal fotoacústico está diretamente

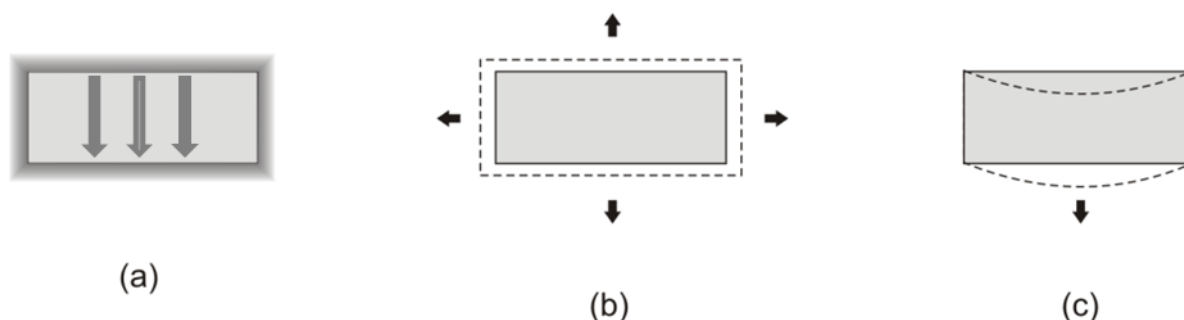
---

<sup>1</sup> Também chamada de célula fotoacústica e na maioria dos casos o gás utilizado é o próprio ar.

relacionada com a quantidade de radiação absorvida e com a propagação da onda térmica pela amostra.

A geração da variação de pressão na célula se dá basicamente de três maneiras: pelo fenômeno de difusão térmica (Figura 2.2a) [6], pela expansão térmica da amostra (Figura 2.2b) [8] e pela flexão termoelástica que surge devido a um gradiente de temperatura na direção radial da amostra (Figura 2.2c) [9]. Estes são alguns dos mecanismos de geração do sinal fotoacústico. Eles ocorrem simultaneamente, mas sob certas condições um dos mecanismos torna-se predominante.

**Figura 2.2 - Modos de geração do sinal fotoacústico: a) Difusão térmica; b) Expansão térmica; c) Flexão Termoelástica.**



No caso da figura 2.2a, após a absorção de luz pela amostra, ocorrem processos de transferência de energia térmica. A transferência do calor, nos materiais sólidos, se dá através da condução, caracterizando o processo de difusão. Essa situação é denominada de “pistão térmico”, devido ao seu caráter modulado. Este efeito é predominante em baixas frequências de modulação.

No segundo modo de geração do sinal (figura 2.2b), o aquecimento periódico faz com que toda a amostra sofra uma expansão e posteriormente contração, e sua superfície passa a funcionar como um “pistão vibratório” [22]. Esse efeito é dominante

em materiais com baixo coeficiente de absorção óptico, e não depende do comprimento de difusão, já que toda a absorção deve contribuir para a expansão<sup>2</sup>, principalmente para altas frequências de modulação [8].

Na figura 2.2c, para um aquecimento não homogêneo da amostra, os gradientes de temperatura fazem com que ondas elásticas sejam geradas e propagadas por toda a sua extensão [22]. Como as bordas da amostra estão presas, a flexão termoelástica assemelha-se ao efeito de um tambor, no qual uma batida no centro provoca vibrações no plano. Este efeito torna-se preponderante em frequências intermediárias.

## ***2.1 - Significado de Difusividade Térmica***

Em meados do século XIX, Jean Fourier (1768-1830) derivou uma lei básica que define a propagação de calor em um sólido unidimensional homogêneo como [14]:

$$\frac{\partial Q}{\partial t} = -kA \frac{\partial T}{\partial x} \quad (1)$$

A equação acima é conhecida como equação de Fourier. A equação (1) implica que a quantidade de calor  $\partial Q$  transferida na direção  $x$ , no tempo  $\partial t$  para um sólido uniforme, é igual ao produto da condutividade térmica  $k$  do material pela área ( $A$ ) de condução normal ao fluxo de condução e pelo gradiente de temperatura  $\partial T/\partial x$  nesse caminho.

---

<sup>2</sup> O comprimento de difusão é apresentado na seção 1.4 e este depende da frequência de modulação.

A definição formal de difusividade térmica surge quando se deriva uma expressão para o campo de temperatura transiente em um sólido condutor a partir da equação de Fourier:

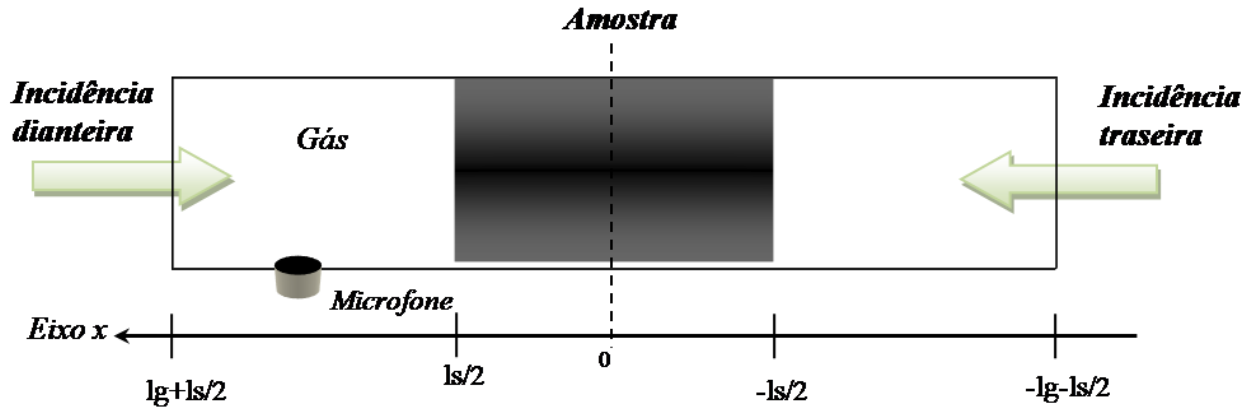
$$\nabla^2 T = \frac{1}{\alpha} \frac{\partial T}{\partial t} \quad (2)$$

Nessa expressão,  $\alpha$  é a difusividade térmica e é dada por  $\alpha = \frac{k}{\rho C}$  sendo  $\rho$  a densidade e  $C$  a capacidade térmica do material. A difusividade térmica é usualmente expressa em  $m^2 s^{-1}$ . O inverso da difusividade térmica  $1/\alpha$ , expresso em  $sm^{-2}$ , é uma medida do tempo necessário para que um material condutor se ajuste a um novo nível de temperatura.

## **2.2 - Modelo de Difusão Térmica Adaptado à OPC**

Nesta seção trataremos do modelo de difusão térmico para geração do sinal fotoacústico [3], proposto inicialmente por Rosencwaig-Gersho (R-G). O modelo assume uma análise unidimensional da produção do sinal fotoacústico em uma célula fotoacústica, como é descrito na figura 2.3. A amostra de espessura  $l_s$  é colocada sobre um condutor térmico, no caso da incidência dianteira, e fixada diretamente na célula no caso da incidência traseira. Assume-se que a luz é absorvida apenas pela amostra [7].

Figura 2.3 - Célula fotoacústica exemplificando incidência dianteira e traseira.



Abaixo é apresentada uma lista das grandezas físicas utilizadas:

$k$  – condutividade térmica ( $\text{J.m}^{-1} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ )

$\rho$  – a densidade ( $\text{kg.m}^{-3}$ )

$c$  – o calor específico ( $\text{J.kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ )

$\alpha_j = \kappa / \rho C$  a difusividade térmica ( $\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ )

$a_j = \sqrt{\omega / 2 \alpha_j}$  como o coeficiente de difusão térmico ( $\text{m}^{-1}$ )

$\mu_j = 1/a_j$  comprimento de difusão térmico (m)

$\sigma_i = (1+i)a_j$  coeficiente de difusão térmico complexo ( $\text{m}^{-1}$ )

$\omega$  é a frequência de modulação do feixe de luz incidente em radianos por segundo.

O índice  $j$  é substituído pela letra  $s$  quando se trata da amostra, pelo índice  $g$  para o parâmetro do gás da cavidade do microfone e pelo índice  $b$  para os parâmetros do gás da superfície de incidência.  $I_0$  é o fluxo de luz monocromática incidente na superfície e  $\beta$  o coeficiente de absorção óptico de uma amostra sólida para o comprimento de onda  $\lambda$ .

### 2.2.1 - As Equações de Difusão Térmica (OPC)

Como é usada a técnica OPC (*Open Photoacoustic Cell*), na qual a incidência da radiação na amostra é traseira, será desenvolvido o modelo para esse caso em particular. Seguindo o modelo de Rosencwaig-Gersho, para incidência dianteira, o conjunto de equações diferenciais que descrevem o fenômeno de difusão térmica na forma unidimensional é:

$$\begin{cases} \frac{\partial^2}{\partial x^2} T_s(x,t) - \frac{1}{\alpha_s} \frac{\partial}{\partial t} T_s(x,t) + f(x,t) = 0 & \text{para } -\frac{l_s}{2} \leq x \leq \frac{l_s}{2} \\ \frac{\partial^2}{\partial x^2} T_g(x,t) - \frac{1}{\alpha_g} \frac{\partial}{\partial t} T_g(x,t) = 0 & \text{para } \frac{l_s}{2} \leq x \leq l_g + \frac{l_s}{2} \\ \frac{\partial^2}{\partial x^2} T_b(x,t) - \frac{1}{\alpha_g} \frac{\partial}{\partial t} T_b(x,t) = 0 & \text{para } -\frac{l_s}{2} \leq x \leq -\infty \end{cases} \quad (3)$$

Na primeira equação,  $f(x,t) = \frac{F(x)}{k_s} e^{i\omega t}$  é o termo referente à fonte de calor.

$\alpha_b = \alpha_g$ , pois o gás de incidência também é ar assim como o gás que preenche a cavidade do microfone.

Como a absorção de luz se dá em  $x = -\frac{l_s}{2}$  podemos escrever o termo  $F(x)$ ,

como:

$$F(x) = I_0 \delta\left(x + \frac{l_s}{2}\right) \quad (4)$$

Podemos reescrever a temperatura em cada meio em função de sua parte temporal e sua componente espacial:

$$T(x,t) = \theta(x) e^{i\omega t} \quad (5)$$

Para a célula fotoacústica aberta, as condições de contorno são obtidas das restrições da continuidade da temperatura, e da continuidade do fluxo de calor nos contornos, que são:

$$\theta_s\left(\frac{l_s}{2}\right) = \theta_g\left(\frac{l_s}{2}\right) \quad (6)$$

$$\theta_s\left(-\frac{l_s}{2}\right) = \theta_b\left(-\frac{l_s}{2}\right) \quad (7)$$

$$k_s \frac{d}{dx} \theta_s\left(\frac{l_s}{2}\right) = k_g \frac{d}{dx} \theta_g\left(\frac{l_s}{2}\right) \quad (8)$$

$$k_s \frac{d}{dx} \theta_s\left(-\frac{l_s}{2}\right) = k_g \frac{d}{dx} \theta_b\left(-\frac{l_s}{2}\right) \quad (9)$$

Resolvendo o conjunto de equações diferenciais, obtemos para os três meios:

$$\theta_s(x) = Ae^{-\sigma_s x} + Be^{\sigma_s x} + H \sinh\left[\sigma_s\left(x + \frac{l_s}{2}\right)\right] \quad \text{para a amostra} \quad (10)$$

$$\theta_g(x) = Ce^{-\sigma_g x} \quad \text{para o gás da cavidade do microfone} \quad (11)$$

$$\theta_b(x) = Ee^{\sigma_g x} \quad \text{para o gás do lado de incidência} \quad (12)$$

sendo que  $H = -\frac{I_0}{k_s \sigma_s}$  e  $A$ ,  $B$ ,  $C$  e  $E$  são as constantes de integração.

Substituindo as equações (10), (11) e (12) nas equações das condições de contorno<sup>3</sup>, encontramos quatro novas equações para a continuidade de temperatura e de fluxo de calor:

$$\frac{1}{g} \left( A e^{-\frac{l_s \sigma_s}{2}} + B e^{\frac{l_s \sigma_s}{2}} + H \cosh(l_s \sigma_s) \right) = -C e^{-\frac{l_s \sigma_g}{2}} \quad (13)$$

$$e^{-\frac{l_s \sigma_s}{2}} (A + B e^{l_s \sigma_s}) + H \sinh(l_s \sigma_s) = C e^{-\frac{l_s \sigma_g}{2}} \quad (14)$$

$$\frac{1}{g} \left( B e^{-\frac{l_s \sigma_s}{2}} - A e^{\frac{l_s \sigma_s}{2}} + H \right) = e^{-\frac{l_s \sigma_g}{2}} E \quad (15)$$

$$e^{-\frac{l_s \sigma_s}{2}} (B + A e^{l_s \sigma_s}) = e^{-\frac{l_s \sigma_g}{2}} E \quad (16)$$

sendo  $g = \frac{k_g \sigma_g}{k_s \sigma_s}$ , aproximadamente nulo. Essa aproximação é justificada pelo fato da condutividade térmica do ar ser muito menor que o da maioria dos materiais estudados. Usando essa aproximação,  $g = 0$ , encontramos as constantes de integração:

$$A = -\frac{e^{-\frac{l_s \sigma_s}{2}} H \cosh(l_s \sigma_s)}{-1 + e^{2l_s \sigma_s}} \quad (17)$$

$$B = -\frac{e^{\frac{3l_s \sigma_s}{2}} H \cosh(l_s \sigma_s)}{-1 + e^{2l_s \sigma_s}} \quad (18)$$

$$C = -e^{\frac{1}{2} l_s (\sigma_g + 2\sigma_s)} H (-1 + \coth(l_s \sigma_s)) \quad (19)$$

---

<sup>3</sup> Equações de contorno (6) e (7) para continuidade da temperatura, (8) e (9) para o fluxo de calor.



rapidamente a zero com o aumento na distância em relação à superfície do sólido. Para a distância de  $2\pi\mu_g$ , onde  $\mu_g$  é o comprimento de difusão térmico do gás, a variação na temperatura periódica no gás é totalmente amortecida.

Como somente a camada de gás adjacente à amostra é responsável pelo sinal fotoacústico, a solução pode ser escrita como:

$$\theta_s\left(\frac{l_s}{2}\right) = \frac{I_0}{k_s\sigma_s} \frac{1}{\sinh(l_s\sigma_s)} \quad (21)$$

Devido ao aquecimento periódico da camada de gás do contorno, esta se expande e se contrai periodicamente. Isto pode ser pensado como a ação de um pistão acústico para o restante do gás.

### 2.2.2 - Produção do Sinal Acústico

A temperatura do gás na camada geradora é calculada a partir da temperatura média do gás nesse meio:

$$\bar{\theta}_{\text{médio}} = \frac{1}{2\pi\mu_g} \int_{\frac{l_s}{2}}^{2\pi\mu_g} \theta_g(x) dx \quad (22)$$

Desenvolvendo, obtemos:

$$\bar{\theta}_{\text{médio}} = \frac{1}{2\pi\mu_g\sqrt{2}} \theta_s\left(\frac{l_s}{2}\right) e^{-i\frac{\pi}{4}} \quad (23)$$

Podemos a partir do valor médio determinar a expansão da camada  $2\pi\mu_g$ , considerando que o gás seja ideal e a expansão adiabática

$$PV^\gamma = cte \quad (24)$$

sendo  $P$  a pressão,  $V$  o volume de gás na célula e  $\gamma$  a razão dos calores específicos. Portanto, podemos escrever  $\partial(PV^\gamma) = 0$ . Desenvolvendo a derivada parcial, e com um pouco de álgebra obtemos:

$$\partial P(t) = \frac{\gamma P_0}{l_g} \delta x(t) \quad (25)$$

sendo  $\delta x(t)$  dado por:

$$\delta x(t) = 2\pi\mu_g \frac{\bar{\theta}_{médio}}{T_0} e^{i\omega t} \quad (26)$$

Substituindo as equações (23) e (26) na equação (25) e usando o fato que  $\mu_g = 1/a_g$  encontramos a variação de pressão na célula fotoacústica:

$$\partial P(t) = \frac{\gamma P_0}{l_g a_g \sqrt{2} T_0} \theta_s \left( \frac{l_s}{2} \right) e^{i(\omega t - \pi/4)} \quad (27)$$

sendo  $P_0$  a pressão ambiente.

Assim, finalmente encontramos a variação de pressão:

$$\partial P = \frac{\gamma P_0 I_0}{2\pi l_g k_s T_0} \frac{\sqrt{\alpha_s \alpha_g}}{f} \frac{1}{\sinh(l_s \sigma_s)} e^{i(\omega t - \pi/2)} \quad (28)$$

O sinal fotoacústico  $S$  medido é a parte não temporal da variação de pressão:

$$S = \frac{\gamma P_0 I_0}{l_g k_s T_0} \frac{\sqrt{\alpha_s \alpha_g}}{2\pi f} \frac{1}{\sinh(l_s \sigma_s)} e^{-i\pi/2} \quad (29)$$

Em seguida serão analisados alguns casos especiais, e que simplificam a análise da equação acima.

### 2.3 - Comprimento de Difusão Térmico

Defini-se comprimento de difusão térmico  $\mu_s$  da amostra como:

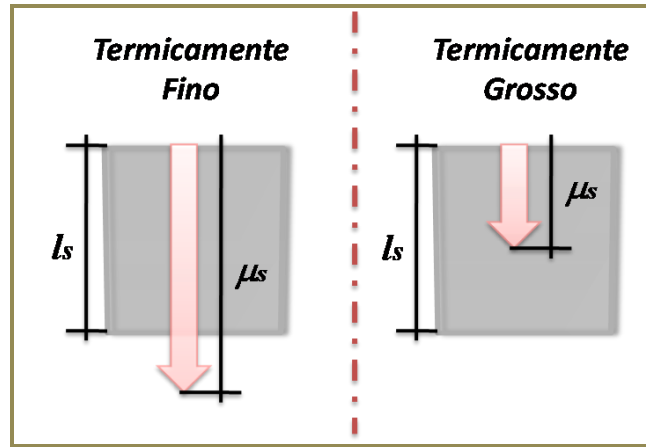
$$\mu_s = \frac{1}{a_s} = \sqrt{\frac{\alpha_s}{\pi f}} \quad (30)$$

O comprimento de difusão térmico nos oferece a informação do quanto a onda térmica gerada na superfície absorvedora penetrou na amostra num determinado tempo e é o inverso da frequência de modulação da luz, ou seja, é o tempo necessário para que um novo pulso de luz incida sobre a superfície da amostra.

A partir da definição de comprimento de difusão térmico, a amostra se classifica em duas categorias, representadas na figura 2.5:

- 1) Termicamente Fina, para  $\mu_s \gg l_s$
- 2) Termicamente Grossa, para  $\mu_s \ll l_s$ .

Figura 2.5 - Representação esquemática dos casos especiais para a teoria fotoacústica dos sólidos.



A seguir será trabalhada a equação do sinal fotoacústico dentro desses dois regimes para amostras opacas.

### 2.3.1- Regime Termicamente Fino ( $\mu_s \gg l_s$ )

Também é válido dizer, para  $\mu_s \gg l_s$ , que  $a_s l_s \ll 1$ .

Usando o fato que para ângulos pequenos  $\sinh(\sigma_s l_s) = \sigma_s l_s$ , substituindo na equação (29), obtemos

$$S \cong \frac{\gamma P_0 I_0}{(2\pi)^{3/2} l_g l_s k_s T_0} \frac{\alpha_s \sqrt{\alpha_g}}{f^{3/2}} e^{-i3\pi/4} \quad (31)$$

O sinal fotoacústico tem a dependência com  $f^{-3/2}$ , ou seja,  $S \propto f^{-3/2}$ .

### 2.3.2- Regime Termicamente Grosso ( $\mu_s \ll l_s$ )

Da mesma maneira que para o regime termicamente fino, podemos usar  $\sigma_s l_s \gg 1$ . Empregando a aproximação e usando das relações de Euler, temos que:

$$\sinh(\sigma_s l_s) = \frac{e^{\sigma_s l_s} - e^{-\sigma_s l_s}}{2} \cong \frac{1}{2} e^{\sigma_s l_s} \quad (32)$$

Aplicando a simplificação da equação (32) na equação (29) do sinal fotoacústico, obtemos:

$$S \cong \frac{\gamma P_0 I_0}{\pi l_g k_s T_0} \sqrt{\alpha_s \alpha_g} \frac{e^{-l_s \sqrt{\frac{\pi f}{\alpha_s}}}}{f} e^{i(-l_s a_s - \pi/2)} \quad (33)$$

No regime termicamente grosso, o sinal fotoacústico possui uma dependência de

$$S_F \propto \frac{e^{-b\sqrt{f}}}{f} \quad (34)$$

com  $b = \sqrt{\frac{l_s^2 \pi}{\alpha_s}}$ . O atraso de fase, agora, tem uma dependência com a difusividade térmica na forma:

$$\phi = \phi_0 - b\sqrt{f} \quad (35)$$

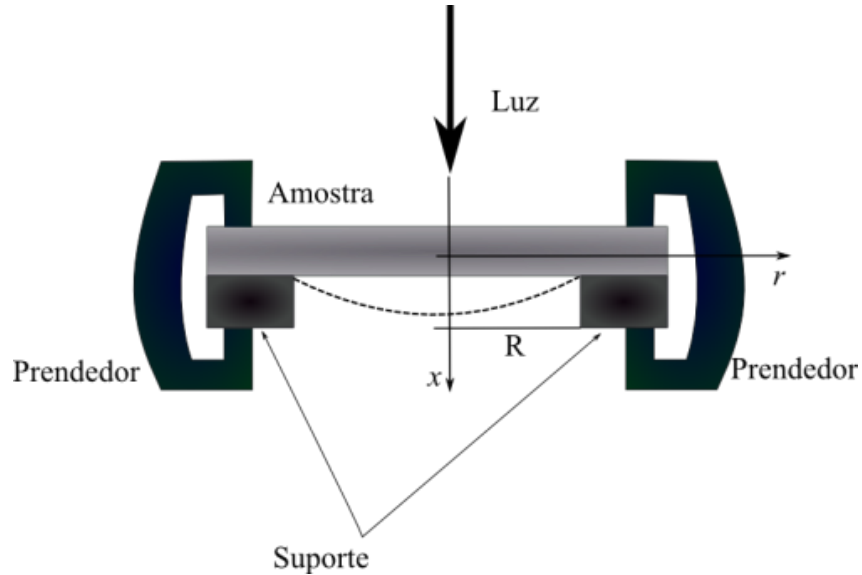
Observando o termo de proporcionalidade do Sinal Fotoacústico, e a equação (34) do atraso de fase, do regime termicamente grosso, vemos que ambas possuem o mesmo coeficiente  $b$  e possuem dependência com a raiz da frequência.

## 2.4 - Modelo de Flexão Termoelástica

A flexão termoelástica é devida à existência de um gradiente de temperatura na direção perpendicular ao plano da amostra (eixo  $x$ ). Com o gradiente a expansão

térmica da amostra passa a depender da profundidade  $x$  e da coordenada radial, fazendo com que haja uma flexão da amostra conforme ilustrado na figura 2.6.

**Figura 2.6 - Ilustração da flexão termoelástica onde a amostra absorve a luz incidente, resultando em uma expansão não uniforme da amostra.**



O modelo proposto por Rousset e colaboradores considera que o perfil de temperatura na amostra não é influenciado pelas deformações termoelásticas, ou seja, a temperatura na amostra é obtida resolvendo-se a equação de difusão térmica convencional independente das equações termoelásticas. Tendo-se a temperatura em função da profundidade,  $\theta(x)$ , calcula-se o deslocamento  $u_x(r, x)$  da amostra, onde  $r$  é a coordenada radial do sistema de coordenadas cilíndrico com eixo de simetria na direção  $x$  e passando pelo centro da amostra, conforme a figura 2.6. Uma vez conhecido  $u_x(r, x)$ , encontra-se a variação de pressão na câmara fotoacústica a partir do deslocamento médio da amostra na interface amostra-gás  $\left(x = \frac{l_s}{2}\right)$  [9,25]. Assim:

$$u_x(r, x) = A\alpha_T \frac{6(R^2 - r^2)M_\theta}{l_s^3} + \frac{1+\nu}{1-\nu} \alpha_T \int_{\frac{l_s}{2}}^x \theta(x) dx - \frac{\nu A}{1-\nu} \left[ \frac{12M_\theta}{l_s^3} \left( x^2 - \frac{l_s^2}{4} \right) + \frac{2N_\theta}{l_s} \left( x - \frac{l_s}{2} \right) \right] \quad (36)$$

sendo  $R$  é o raio da abertura da câmara fotoacústica (figura 2.6) ao longo do qual a amostra é suportada e  $u_x(R, x) = 0$ ,  $\nu$  é a razão de Poisson,  $A = 1 + 1/\nu$ ,  $M_\theta$  e  $N_\theta$  representam o valor médio do gradiente de temperatura e o valor médio da temperatura respectivamente, e são:

$$M_\theta = \int_{-l_s/2}^{l_s/2} x \theta_s(x) dx \quad (37)$$

$$N_\theta = \int_{-l_s/2}^{l_s/2} \theta_s(x) dx \quad (38)$$

Precisamos encontrar o deslocamento na interface amostra-gás,  $x = \frac{l_s}{2}$ .

Substituindo a expressão para o deslocamento (36) se reduz a:

$$u_x\left(r, \frac{l_s}{2}\right) = \frac{6A\alpha_T(R^2 - r^2)M_\theta}{l_s^3} \quad (39)$$

O deslocamento médio da amostra na interface amostra-gás é dado por [10]

$$\bar{u}_x = \frac{1}{\pi R^2} \int_0^R 2\pi r u_x\left(r, \frac{l_s}{2}\right) dr \quad (40)$$

$$\bar{u}_x = \frac{12A\alpha_T M_\theta}{l_s^3 R^2} \int_0^R (R^2 - r^2) r dr \quad (41)$$

que tem como solução

$$\bar{u}_x = \frac{3A\alpha_T R^2}{l_s^3} M_\theta \quad (42)$$

Para o cálculo de  $M_\theta$  precisamos conhecer o perfil de temperatura na amostra  $\theta_s(x)$  que segundo Rousset [9] e alguns autores [10,11,25], para a incidência traseira, é da forma:

$$\theta_s(x) = I_0 \frac{\cosh\left(\sigma_s \left(x - \frac{l_s}{2}\right)\right)}{2k_s \sigma_s \sinh(\sigma_s l_s)} \quad (43)$$

Usando a equação da temperatura (43) na equação do gradiente de temperatura médio  $M_\theta$  (37) e resolvendo a integral, obtemos:

$$M_\theta = \frac{I_0}{2k_s \sigma_s^3 \sinh(\sigma_s l_s)} \left[ \cosh(\sigma_s l_s) - \frac{\sigma_s l_s}{2} \sinh(\sigma_s l_s) - 1 \right] \quad (44)$$

Substituindo na equação (42) encontramos a expressão para o deslocamento médio  $\bar{u}_x$ :

$$\bar{u}_x = \frac{3A\alpha_T R^2 I_0}{2k_s l_s^3 \sigma_s^3 \sinh(\sigma_s l_s)} \left[ \cosh(\sigma_s l_s) - \frac{\sigma_s l_s}{2} \sinh(\sigma_s l_s) - 1 \right] \quad (45)$$

Considerando que a compressão no gás, exercida pela amostra, é adiabática, a variação de pressão na célula devido à flexão termoelástica é:

$$\partial P = \frac{\gamma P_0}{V_0} \partial V = \frac{\gamma P_0 R^2}{R_c^2 l_g} \bar{u}_x \quad (46)$$

Onde  $R_c$  é o raio interno da célula. Finalmente, substituindo a equação (45) do deslocamento na equação (46) encontramos a variação de pressão. O sinal fotoacústico  $S$  é a parte não temporal da variação de pressão. Logo:

$$S = \frac{3A\gamma\alpha_T R^4 I_0 P_0}{2R_c^2 l_g k_s l_s^3 \sigma_s^3} \frac{1}{\sinh(\sigma_s l_s)} \left[ \cosh(\sigma_s l_s) - \frac{\sigma_s l_s}{2} \sinh(\sigma_s l_s) - 1 \right] \quad (47)$$

A flexão termoelástica, geralmente é presente na técnica OPC devido a aquecimentos não uniformes e devido à restrição de que a amostra não pode expandir-se nas regiões em contato com o microfone.

## 2.5 - Modelo de Difusão Térmico com Contribuição Termoelástica

Geralmente os modos de geração do sinal fotoacústico não estão isolados, ou seja, podem contribuir simultaneamente para o sinal. Portanto, nessa seção trataremos do sinal fotoacústico como função da difusão e da flexão termoelástica.

O sinal fotoacústico pode ser escrito como [29]:

$$S_F = S_D + S_{TE} \quad (48)$$

Agora denominaremos  $S_D$  como o sinal fotoacústico devido à difusão térmica e  $S_{TE}$  como sinal devido à flexão termoelástica da amostra. Substituindo as equações (29) e (47) na equação (48), podemos escrever:

$$S_F = \frac{1}{f} \frac{C_1}{\sinh(l_s \sigma_s)} + \frac{1}{f^{3/2}} \frac{C_2}{\sinh(\sigma_s l_s)} \left[ \cosh(\sigma_s l_s) - \frac{\sigma_s l_s}{2} \sinh(\sigma_s l_s) - 1 \right] \quad (49)$$

As constantes são dadas por:

$$C_1 = \frac{\gamma P_0 I_0}{l_g k_s T_0} \frac{\sqrt{\alpha_s \alpha_g}}{\pi} \quad (50)$$

$$C_2 = \frac{3A\gamma \alpha_T \alpha_s^{3/2} R^4 I_0 P_0}{2 R_c^2 l_g k_s l_s^3 \pi^{3/2}} \quad (51)$$

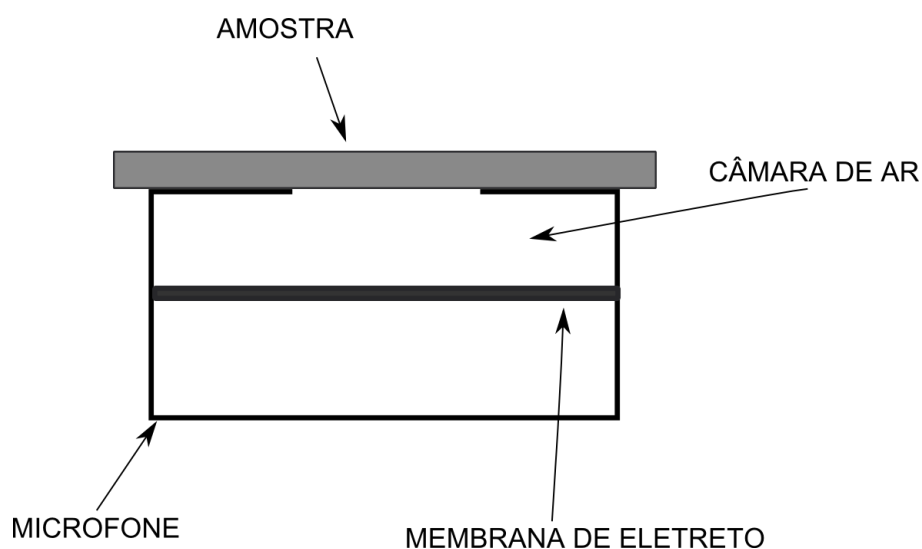
As unidades de  $C_1$  e  $C_2$  são  $Pa/s$  e  $Pa/s^{3/2}$ , respectivamente.

### 3. - MATERIAIS E MÉTODOS

#### 3.1 - Técnica OPC

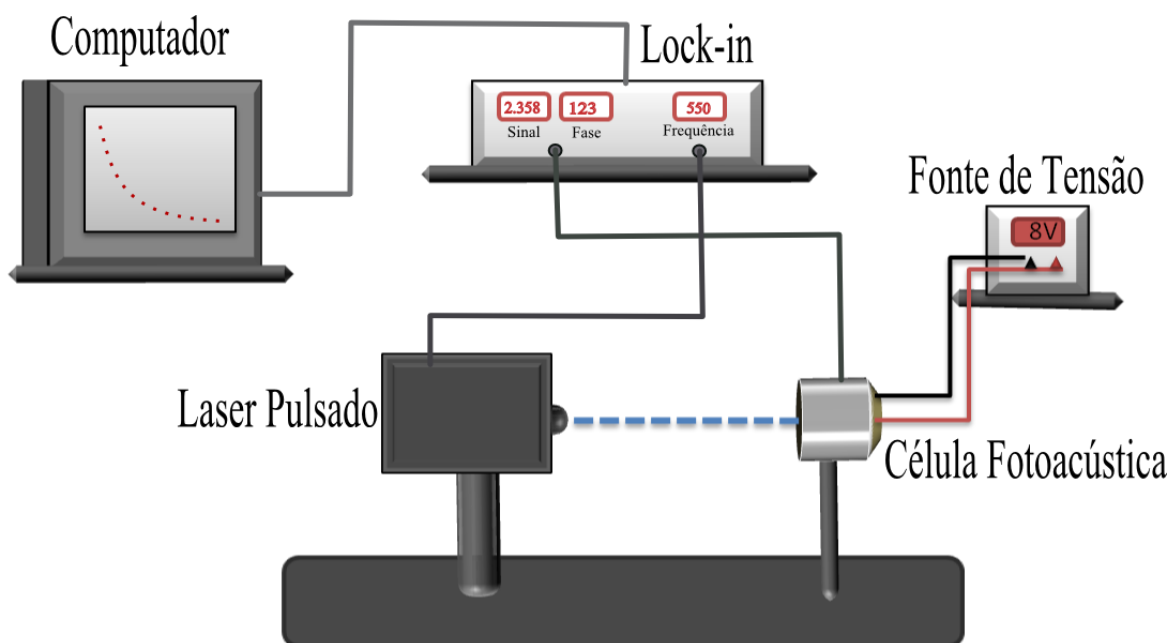
A técnica OPC, proposta por Silva e colaboradores [26], é uma técnica utilizada para a obtenção de difusividade térmica de materiais sólidos [1,2,12,27,28]. Nela a amostra completa a célula fotoacústica, sendo fixada na abertura da câmara ou também diretamente sobre o microfone onde a cavidade deste é usada como câmara fotoacústica (figura 3.1). Por isso ela é uma técnica de incidência traseira.

Figura 3.1 – Célula fotoacústica utilizada no laboratório.



O sistema experimental utilizado no laboratório é esquematizado na figura 3.2:

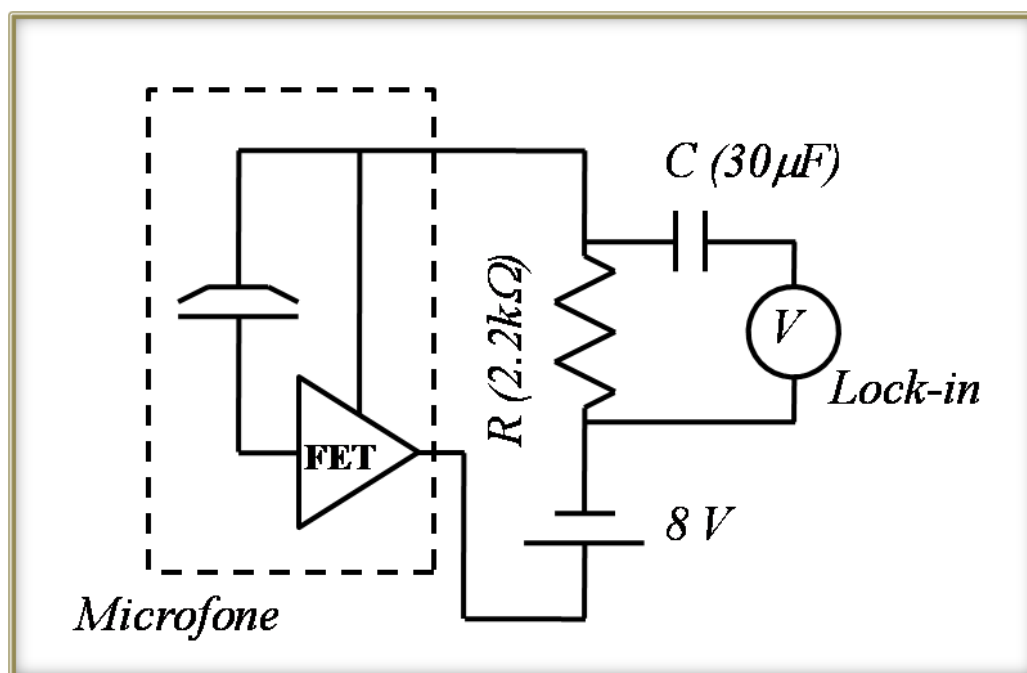
**Figura 3.2 – Esquema experimental utilizado, composto por um laser pulsado, uma célula fotoacústica alimentada por uma fonte de tensão, um amplificador Lock-in e um computador.**



A luz proveniente de um laser pulsado, modelo DHOM-T-473 de comprimento de onda 473 nm e 200 mW de potência, incide sobre a amostra, que é fixada sobre o orifício do microfone. A onda térmica gerada na superfície da amostra propaga-se pelo material e se difunde para a câmara fotoacústica produzindo uma variação de pressão. O microfone de eletreto detecta esta variação de pressão e a transforma num sinal elétrico amplificado que é medido por meio de um aparelho amplificador lock-in, modelo SR830. O computador gerencia e faz a aquisição dos dados. Ele também solicita ao amplificador lock-in a alteração da frequência de medida, o lock-in também gerencia o laser pulsado via porta TTL (Transistor Transistor Logic).

O circuito de medida é um circuito resistivo, alimentado com uma tensão de 8 V (figura 3.3).

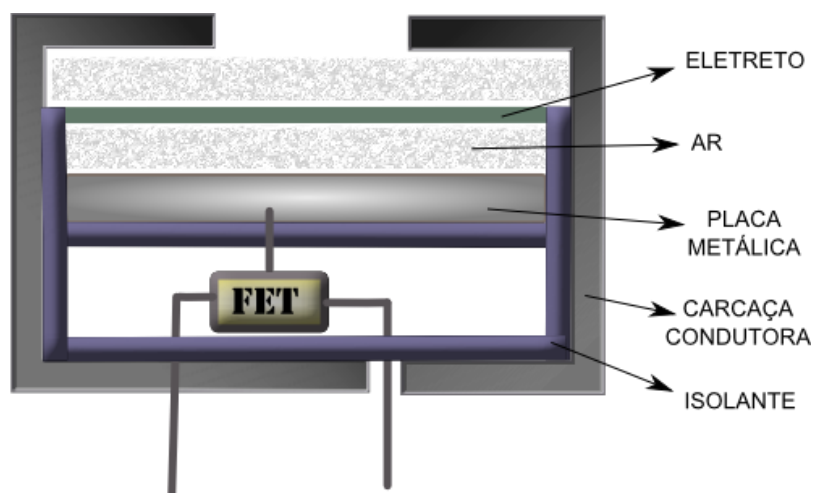
**Figura 3.3 - Circuito de medida composto pelo microfone de eletreto, resistor de  $2,2\text{ k}\Omega$  e capacitor de  $30\text{ }\mu\text{F}$ .**



$R$  é um resistor sobre o qual é medida a variação de tensão e  $C$  é um capacitor que tem a função de filtrar sinais de corrente contínua na porta de entrada do amplificador lock-in.

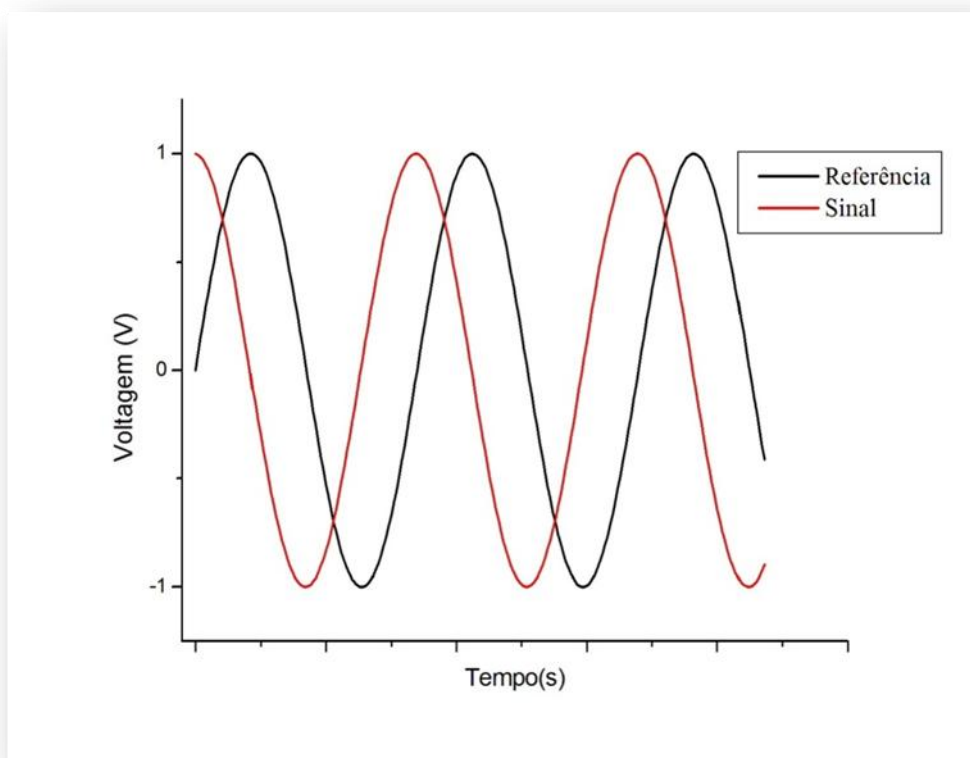
O microfone é um microfone de eletreto comercial de baixo custo. Basicamente ele é um capacitor de placas planas e paralelas sendo que uma das placas é uma fina membrana de eletreto separada por uma distância “ $d$ ” de uma placa metálica condutora (figura 3.4). Alterando a distância entre elas varia-se a tensão entre as placas. Esta tensão alimenta a grade de um FET (*Field Effect Transistor*) que amplifica o sinal a ser medido.

**Figura 3.4 - Microfone de eletreto.**



O amplificador lock-in realiza a medida pela Técnica de Detecção de Fase (PSD, Phase Shift Detection) [32]. O sistema PSD combina o sinal proveniente da medida, dado por  $V_{Sinal} \sin(\omega_{Sinal}t + \theta_{Sinal})$ , com o sinal de referência ( $\sin(\omega_{ref}t + \theta_{ref})$ ) que possui amplitude 1 V, a frequência  $\omega_{ref}$  definida pelo aparelho e a fase de referência  $\theta_{ref}$  determinada pelo usuário, como pode ser visto na figura 3.5.

A partir dessa combinação, o aparelho rejeita todo sinal com frequência diferente daquela informada ao sistema de referência do lock-in. Medimos então a tensão (que corresponde a amplitude do sinal fotoacústico) e a diferença de fase entre a referência e o sinal.

**Figura 3.5 - Combinação dos sinais.**

Para o gerenciamento e a realização das medidas é usado um aplicativo desenvolvido por Prandel [1] em plataforma Visual Basic<sup>®</sup>. O aplicativo apenas foi alterado para poder realizar o gerenciamento do laser pulsado. Ele solicita diretamente ao amplificador lock-in o valor da nova frequência de medida. O amplificador lock-in informa ao laser pulsado a nova frequência de trabalho via porta TTL.

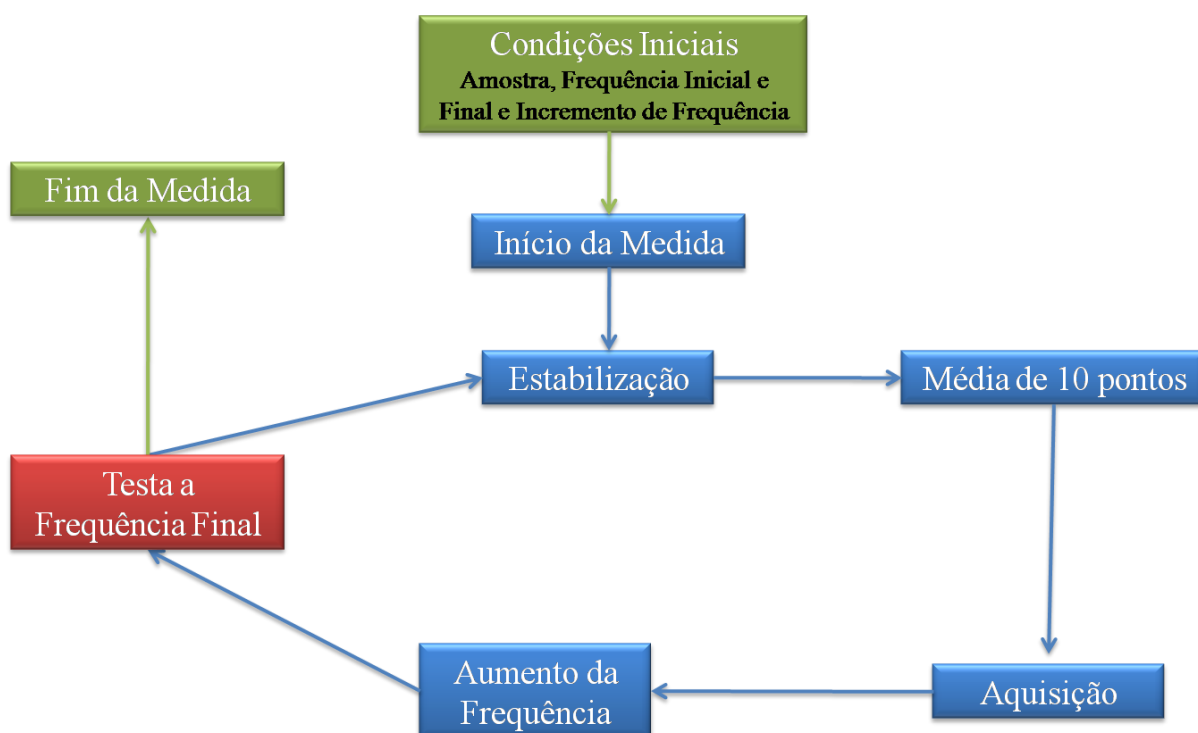
O programa primeiramente solicita ao usuário: nome da amostra (criando um arquivo de extensão “.dat” para salvar os dados), frequência inicial e final, intervalo de variação da frequência e o tempo de incremento<sup>4</sup> (tempo de espera para que o sinal e fase estabilizem após a mudança da frequência e para a termalização da amostra na

---

<sup>4</sup> Segundo Prandel [1] um tempo de incremento plausível é em torno de 15s.

nova frequência). Para cada valor de frequência o aplicativo realiza a média aritmética simples de 10 medidas do sinal e fase realizadas. Então as médias do sinal e fase são armazenadas no computador em um arquivo com extensão “.dat”. Feita a aquisição, é solicitada nova frequência de medida. Aguarda-se o tempo de incremento e o processo é repetido até a frequência final de medida. A descrição dos comandos é representada pelo diagrama da figura 3.6.

**Figura 3.6 - Diagrama dos processos realizados pelo programa.**



O tempo para aquisição de cada ponto é de aproximadamente 30 segundos. Portanto o período de duração da medida em minutos é a metade do número de pontos. O número de pontos é:

$$n^{\circ} \text{ pontos} = \frac{f_{\text{Final}} - f_{\text{Inicial}}}{\Delta f} \quad (52)$$

Sendo  $f_{Final}$  a frequência final da medida,  $f_{Inicial}$  a frequência inicial e  $\Delta f$  variação da frequência.

### ***3.2 - Procedimento de Medida Fotoacústica***

Antes de se iniciarem os experimentos, alguns procedimentos padrão nos equipamentos de medida devem ser feitos:

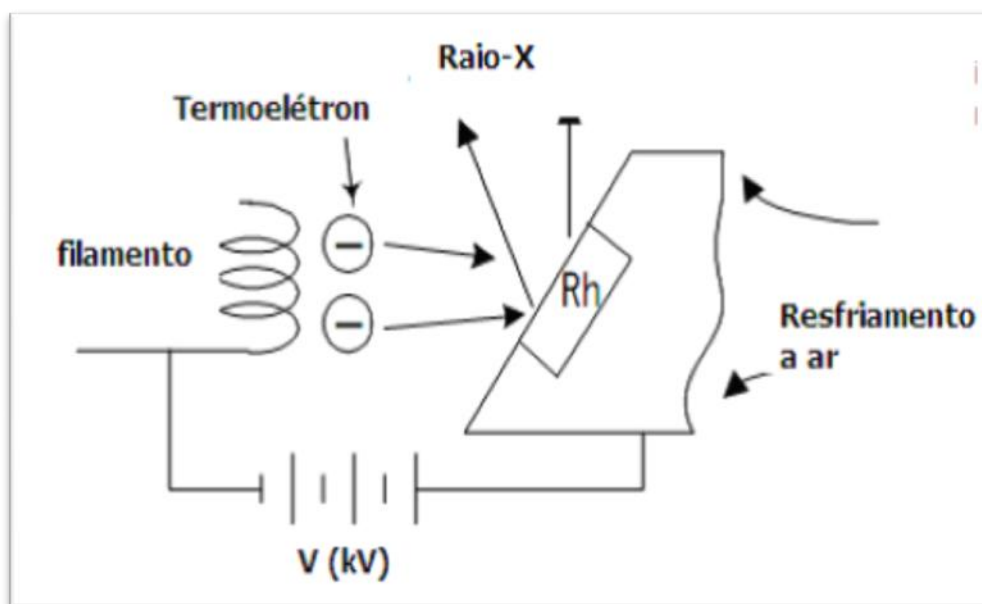
- A amostra deve estar posicionada sobre o microfone de maneira que não haja vazamento de ar do interior da célula fotoacústica. Para isso utiliza-se graxa de vácuo para a fixação da mesma;
- A luz do *laser* precisa incidir perpendicularmente à superfície da amostra e na direção do orifício do microfone;
- Escolhe-se a frequência inicial de medida no programa de aquisição de dados;
- Ajusta-se a fase do sinal fotoacústico em relação a frequência de referência para um valor de aproximadamente  $170^\circ$ ;
- Inicia-se a medida.

Após a aquisição dos dados (amplitude do sinal fotoacústico, atraso de fase e a frequência de modulação) a medida pode ser analisada.

### 3.3 - Fluorescência de Raios X

O equipamento utilizado para a realização das medidas é um espectrômetro de fluorescência de raios X com energia dispersiva (EDX – 700) da Shimadzu. Este equipamento possui alvo de Ródio (Rh) (figura 3.7), voltagem de aceleração de 5 a 50 kV e filamento operando com correntes de 1 a 100 mA. Utiliza um detector de Si (Li) que funciona com resfriamento na temperatura de nitrogênio líquido ( $196^{\circ}\text{C}$ ). As medidas podem ser realizadas tanto em atmosfera de ar bem como em vácuo. As amostras podem ser sólidas, líquidas ou pó. O equipamento utilizado é um equipamento pertencente ao Laboratório de Física Ambiental.

Figura 3.7 - Configuração do tubo de raios X (figura modificada) [31].

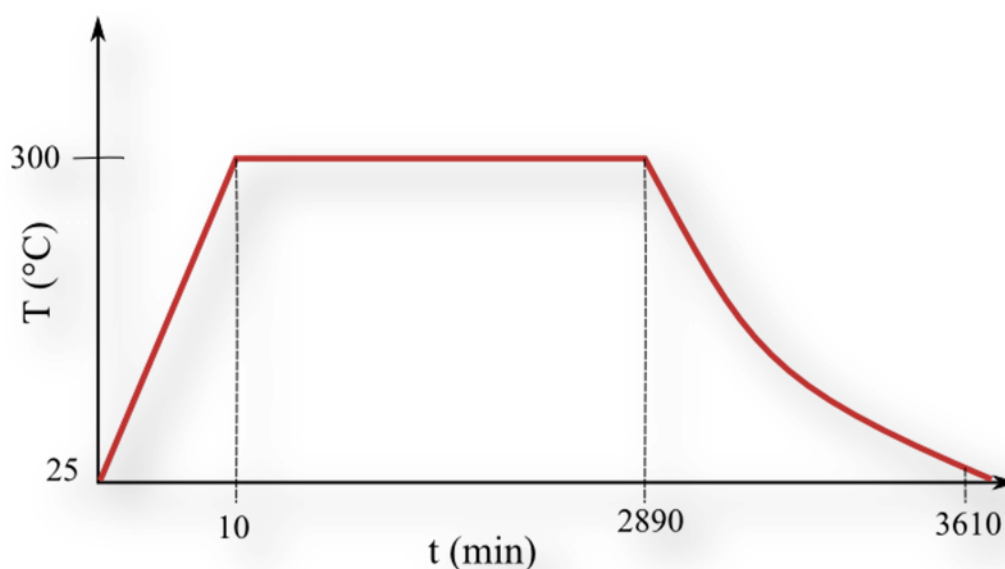


### 3.4 - Descrição da Amostras

Foram utilizadas amostras de alumínio de diversas espessuras, todas extraídas de um mesmo tarugo de alumínio comercial para se manter o mesmo padrão de pureza. Do cilindro foram cortadas cinco amostras com o auxílio de uma serra horizontal. Para a obtenção de diferentes espessuras as amostras foram submetidas a desgaste por processo de fricção em lixas d'água de gramatura 180, e posteriormente de gramatura 1200 para polimento final.

Após o processo de produção, as amostras foram submetidas a medidas de OPC. Uma das amostras, Al464, foi submetida a um tratamento térmico na temperatura de 300°C por 48h, conforme diagrama da figura 3.8. Este tratamento foi realizado com o objetivo de relaxação de possíveis tensões mecânicas criadas no processo de corte e polimento das amostras. A temperatura adotada foi de 50% da temperatura de fusão do alumínio [34].

**Figura 3.8 - Diagrama de tratamento térmico.**



As espessuras especificadas na tabela 3.1 foram obtidas através da média aritmética de 10 mensurações da espessura realizadas em diversos pontos da superfície de cada amostra. Utilizou-se para a mensuração um aparelho micrômetro, de resolução cinco micrometros.

**Tabela 3.1 - Espessura do conjunto de amostras de Alumínio.**

| <b>Amostra</b> | <b>Espessura (<math>10^{-6}</math> m)</b> |
|----------------|-------------------------------------------|
| <b>Al890</b>   | 890±2                                     |
| <b>Al740</b>   | 740±6                                     |
| <b>Al464</b>   | 464±5                                     |
| <b>Al440</b>   | 440±20                                    |
| <b>Al298</b>   | 298±3                                     |

Todas as amostras foram submetidas a medidas de Fluorescência de Raios X. O resultado obtido é mostrado na tabela 3.2.

**Tabela 3.2 – Composição superficial do Alumínio utilizado. Valores abaixo 0,1% foram somados na categoria outros.**

|                                    | <b>Composição (%)</b> |
|------------------------------------|-----------------------|
| <b>Alumínio (Al)</b>               | 97,927                |
| <b>Silício (Si)</b>                | 1,606                 |
| <b>Enxofre (S)</b>                 | 0,277                 |
| <b>Ferro (Fe)</b>                  | 0,135                 |
| <b>Outros (Mn, Ti, Ta, Ga, Zn)</b> | 0,055                 |

Podemos observar que o alumínio utilizado apresenta uma pureza de superfície de quase 98%. Portanto, espera-se que as propriedades térmicas não sejam fortemente alteradas em relação às grandezas e pureza tabeladas, as quais são apresentadas na tabela 3.3. Como estamos buscando a medida da difusividade térmica acrescentamos na tabela o valor teórico estimado para este parâmetro. Este valor foi calculado segundo a definição da equação (2) e com os valores das constantes juntamente na tabela listados.

**Tabela 3.3 - Dados do Alumínio puro (99,99%) obtidos da pagina MatWeb [33], a grandeza da difusividade térmica teórica foi calculada a partir dos outros dados.**

| <b><u>Grandeza</u></b>                         | <b><u>Módulo</u></b>                                        |
|------------------------------------------------|-------------------------------------------------------------|
| <b><i>Densidade</i></b>                        | <b><i>2700 kg/m<sup>3</sup></i></b>                         |
| <b><i>Condutividade Térmica</i></b>            | <b><i>210 W/m°C</i></b>                                     |
| <b><i>Calor Específico</i></b>                 | <b><i>900 J/kg °C</i></b>                                   |
| <b><i>Modulo de Elasticidade</i></b>           | <b><i>68,0 GPa</i></b>                                      |
| <b><i>Razão de Poisson</i></b>                 | <b><i>0,36</i></b>                                          |
| <b><i>Coefficiente de Dilatação Linear</i></b> | <b><i>24x10<sup>-6</sup> °C<sup>-1</sup> (20-100°C)</i></b> |
| <b><i>Temperatura de Fusão</i></b>             | <b><i>660,37 °C</i></b>                                     |
| <b><i>* Difusividade Térmica Teórica</i></b>   | <b><i>8,6x10<sup>-5</sup> m<sup>2</sup>/s</i></b>           |

Os parâmetros e grandezas descritos na tabela 3.3 são levados em conta pelos modelos teóricos já descritos. Utilizamos os valores para o alumínio puros para simular as equações dos modelos e na obtenção da difusividade térmica teórica.

### 3.5 - Erro na Medida da Difusividade Térmica

Para obtermos o desvio padrão da medida de uma grandeza que foi obtida indiretamente utiliza-se o seguinte método, como por exemplo, para equações onde se tem o produto de variáveis, como  $\varphi = \chi.\psi$ , utiliza-se o seguinte método:

Primeiro aplica-se a função logaritmo natural ( $\ln$ ) em ambos os lados da equação e substitui-se o resultado por

$$\ln \chi = \frac{\sigma_{\chi}}{\chi} \quad (53)$$

Para o caso do produto de variáveis, como disposto acima, tomando o  $\ln$ , e substituindo, obtemos:

$$\sigma_{\varphi} = \varphi \left( \frac{\sigma_{\chi}}{\chi} + \frac{\sigma_{\psi}}{\psi} \right) \quad (54)$$

Esta é a maneira pela qual devemos considerar a estimativa do erro do parâmetro da difusividade térmica obtida pela técnica OPC. Em alguns casos, conforme exposta na seção 2.2, quando se garante que o mecanismo de geração do sinal fotoacústico seja apenas a difusão de calor, pode-se encontrar a magnitude da difusividade térmica  $\alpha_s$  pela equação:

$$\alpha_s = \frac{l_s^2 \pi}{b^2} \quad (55)$$

Para uma expressão que se calcula pela razão entre grandezas, faz-se o cálculo da mesma forma, pois o erro de uma medida não pode ser diminuído. Portanto para equação da difusividade (55), temos :

$$\sigma_{\alpha_s} = 2\alpha_s \left( \frac{\sigma_{l_s}}{l_s} + \frac{\sigma_b}{b} \right) \quad (56)$$

lembrando que  $l_s$ ,  $b$  e  $\alpha_s$  são os valores médios. Usando valores aproximados, conforme listados na tabela 4.1, e minimizando o desvio padrão em cada grandeza, podemos estimar a ordem de grandeza do desvio padrão na medida da difusividade térmica:

**Tabela 3.4 - Dados para o cálculo da estimativa da ordem de grandeza do erro na medida da difusividade térmica e estimativa do erro.**

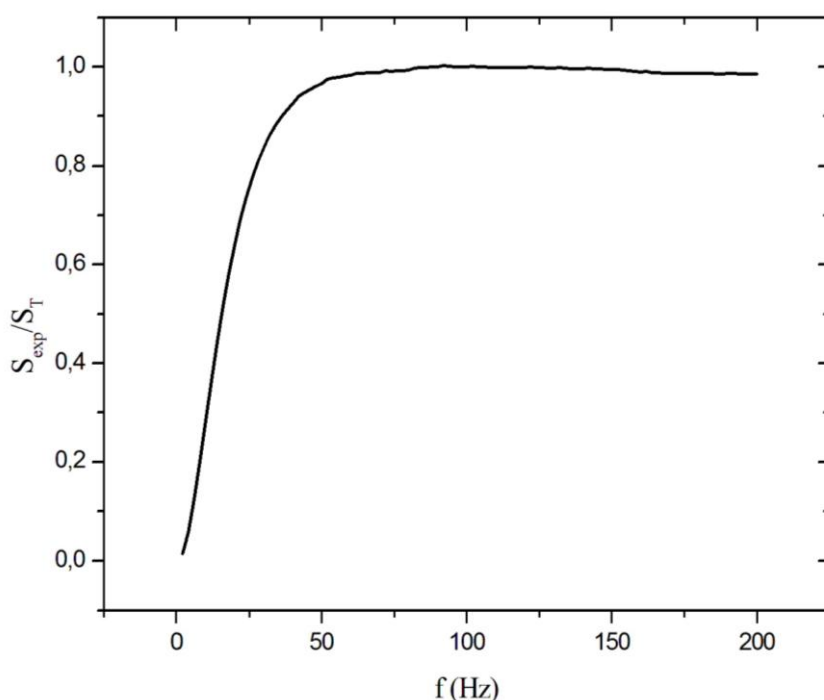
| Grandeza            | Amplitude                                 | Característica                                                  |
|---------------------|-------------------------------------------|-----------------------------------------------------------------|
| $\alpha_s$          | $8,6 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$ | Difusividade térmica do alumínio                                |
| $\sigma_{l_s}$      | $5 \times 10^{-6} \text{ m}$              | Erro mínimo de um aparelho micrometro comum                     |
| $l_s$               | $500 \times 10^{-6} \text{ m}$            | Espessura padrão de uma amostra                                 |
| $\sigma_b$          | $10^{-4}$                                 | Estimativa de erro na medida do coeficiente angular, minimizado |
| $b$                 | $10^{-1}$                                 | Ordem de grandeza de $b$ para os valores propostos.             |
| $\sigma_{\alpha_s}$ | $10^{-7}$                                 | Desvio padrão estimado da difusividade térmica                  |

A ordem de grandeza do erro na medida da difusividade é da ordem de  $10^{-7}$ . Uma segunda análise mostra que a partir da equação podemos observar que quanto menor o valor da difusividade, menor o erro, ou seja, se a difusividade é da ordem  $10^{-7}$ , o erro no mínimo será da ordem  $10^{-8}$ , isto para pequenos erros na medida da espessura, evidentemente.

### 3.6 - Resposta do Microfone em Função da Frequência de Modulação

Para encontrar o intervalo de frequência em que o microfone utilizado interfere nos dados experimentais é realizada a curva de calibração. Para isso foi utilizada uma folha de alumínio de aproximadamente  $15\text{ }\mu\text{m}$ , que garante que a amostra está no regime termicamente fino e que o sinal fotoacústico esperado seja  $S_T = A/f^{-3/2}$  [20]. Por fim foi feita a razão entre o sinal obtido experimentalmente e o sinal teórico  $S_T$  que nos fornece a curva de resposta do microfone em função da frequência de modulação, a qual é apresentada na figura 3.9. A partir disso realizamos medidas apenas acima de 50 Hz.

**Figura 3.9 – Resposta do microfone, sendo linear acima de 50 Hz.**



## 4. - RESULTADOS E DISCUSSÕES

### 4.1 - Simulação para Difusão Térmica

Observando as equações (31) e (33) dos regimes termicamente fino (TF) e termicamente grosso (TG) para o caso de difusão térmica, verifica-se que o sinal fotoacústico tem uma dependência com  $f^{-3/2}$  para amostra termicamente fina e  $e^{-b\sqrt{f}}/f$  para amostra termicamente grossa, sendo  $b = \sqrt{\frac{l_s^2 \pi}{\alpha_s}}$ .

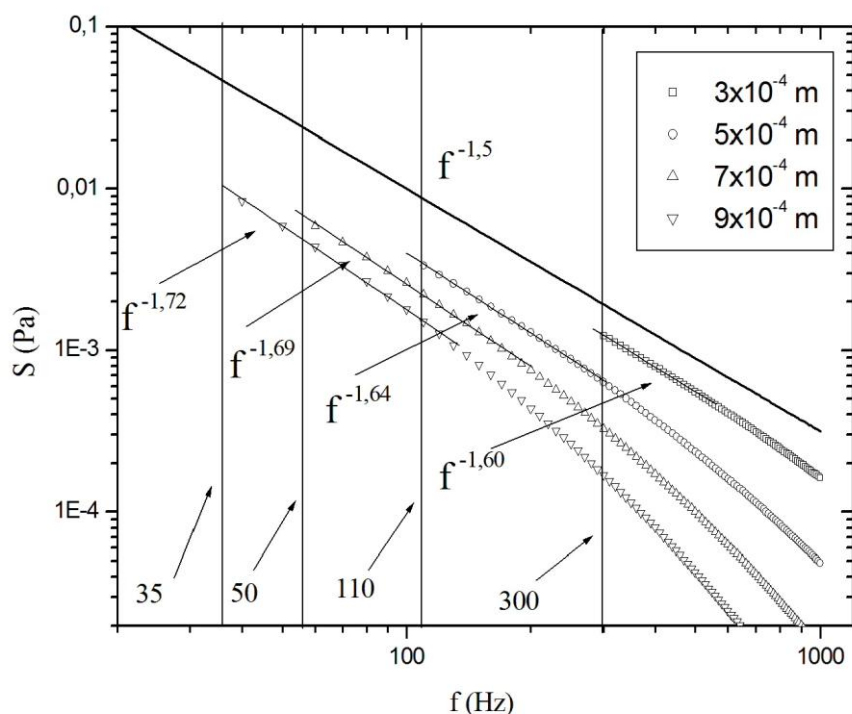
Podemos, então, simular essas equações para diversos valores de difusividade térmica e espessura de amostras. Destas simulações, teremos uma visualização da forma do sinal fotoacústico esperado experimentalmente em função da frequência para um material que possui como característica principal na geração do sinal fotoacústico a difusão térmica. Se conhecermos de antemão a forma do resultado esperado podemos analisar se a difusão térmica é, ou não, preponderante como principal mecanismo de geração do sinal fotoacústico.

Na figura 4.1 temos a representação da simulação do sinal fotoacústico em função da frequência de modulação, para uma difusividade térmica de  $\alpha_s = 8,6 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$  e para valores da espessura entre 100  $\mu\text{m}$  e 900  $\mu\text{m}$ . Numa análise em escala logarítmica, podemos determinar a dependência do sinal fotoacústico pela inclinação da curva. Na figura 4.1 também é incluída uma curva, em

linha cheia, que representa a dependência esperada na inclinação do sinal fotoacústico para o regime termicamente fino, ou seja,  $f^{-1,5}$ .

As demais curvas são simuladas a partir de sua frequência de corte que é a frequência que determina a mudança do regime termicamente fino para o regime termicamente grosso. Foram simuladas curvas para 300  $\mu\text{m}$ , 500  $\mu\text{m}$ , 700  $\mu\text{m}$  e 900  $\mu\text{m}$ . Também são apresentadas as regressões lineares de cada curva para o início do regime termicamente grosso com o objetivo de se determinar a inclinação inicial do sinal fotoacústico para cada espessura de amostra nesse regime.

**Figura 4.1 - Simulação das equações dos casos especiais da difusão térmica para uma difusividade de  $8,6 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$  e diversas espessuras. As linhas verticais delimitam os valores para a frequência de corte de cada amostra.**

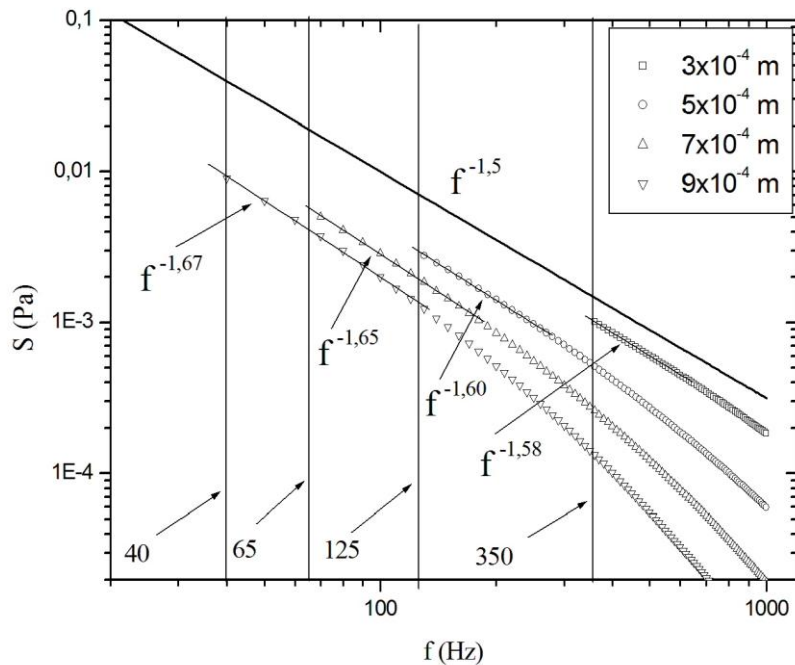


Podemos observar que ocorre um aumento na inclinação das curvas após a frequência de corte. Este aumento é devido ao termo exponencial determinante no

regime termicamente grosso. Também se observa um gradual acréscimo nas inclinações, nunca uma diminuição com o aumento da frequência de modulação. O fator exponencial da dependência do sinal fotoacústico para maiores espessuras também sofre um acréscimo.

Também foram simuladas as equações (31) e (33) para outros valores de difusividade térmica, considerando um erro percentual de 15% do valor teórico estimado. Então utilizaremos valores da difusividade de:  $\alpha_s = 9,9 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$  e  $\alpha_s = 7,3 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$ . Na figura 4.2 apresentamos as simulações para a difusividade  $\alpha_s = 9,9 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$ .

**Figura 4.2 - Simulação das equações dos casos especiais da difusão térmica para uma difusividade de  $9,9 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$  e diversas espessuras. As linhas verticais delimitam os valores para a frequência de corte de cada amostra.**

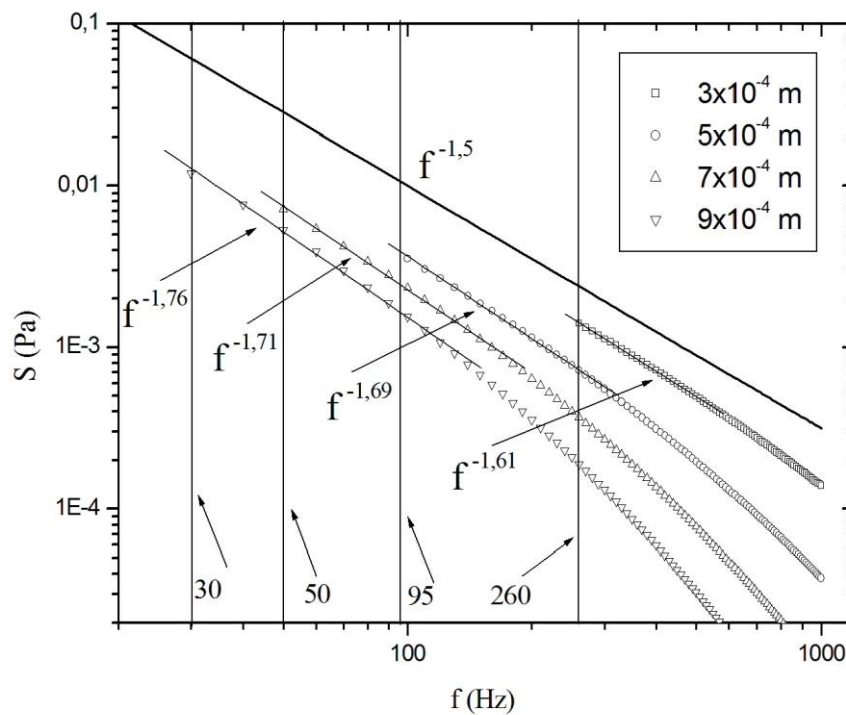


Observa-se que para o valor de difusividade térmica maior que  $\alpha_s = 8,6 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$ , temos uma diminuição nas inclinações das curvas, mas

mantendo-se maior que a dependência  $f^{-1,5}$ . Isso se deve ao termo exponencial do regime termicamente grosso.

Para um valor de difusividade térmica  $\alpha_s = 7,3 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$  temos as curvas da figura 4.3. Para difusividade menor que difusividade térmica de  $\alpha_s = 8,6 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$  temos um aumento nas inclinações das curvas.

**Figura 4.3 - Simulação das equações dos casos especiais da difusão térmica para uma difusividade de  $7,3 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$  e diversas espessuras. As linhas verticais delimitam os valores para a frequência de corte de cada amostra.**



Vemos que para todas as os valores de difusividade térmica simulados, se a amostra apresentar uma característica puramente de difusão térmica, há um aumento na dependência do sinal fotoacústico com a frequência, após a frequência de corte ( $f_c$ ). Para valores menores que  $f_c$  a dependência do sinal é de  $f^{-1,5}$ , sendo observado um

gradual aumento na inclinação, devido ao termo exponencial da aproximação para o regime termicamente grosso.

#### **4.2 - Obtenção da Difusividade Térmica Através do Regime TG**

As aproximações para uma amostra termicamente grossa, para qual  $\mu_s \ll l_s$ , permitem-nos obter o valor da difusividade térmica de uma maneira simplificada.

As equações que descrevem o sinal fotoacústico e o atraso de fase em função da frequência são respectivamente:

$$S = A \frac{e^{-b\sqrt{f}}}{f} \quad (34)$$

$$\phi = \phi_0 - b\sqrt{f} \quad (35)$$

sendo  $A$  é uma constante que depende de várias grandezas como: volume da célula, temperatura inicial, pressão ambiente, condutividade térmica da amostra, entre outras.

Se multiplicarmos a equação do sinal fotoacústico em ambos os lados por um termo  $f$  e tomarmos o logaritmo natural, obtemos:

$$\ln(S \cdot f) = A_0 - b\sqrt{f} \quad (57)$$

com  $A_0 = \ln A$ . E vemos que esta equação tem o mesmo coeficiente  $b$  da fase. Encontrando o coeficiente angular podemos encontrar a difusividade térmica pela equação:

$$\alpha_s = \frac{l_s^2 \pi}{b^2}$$

Uma maneira para encontrarmos o coeficiente  $b$  é encontrar onde as duas curvas, (35) e (57) em função da raiz da frequência, possuem a mesma inclinação [1].

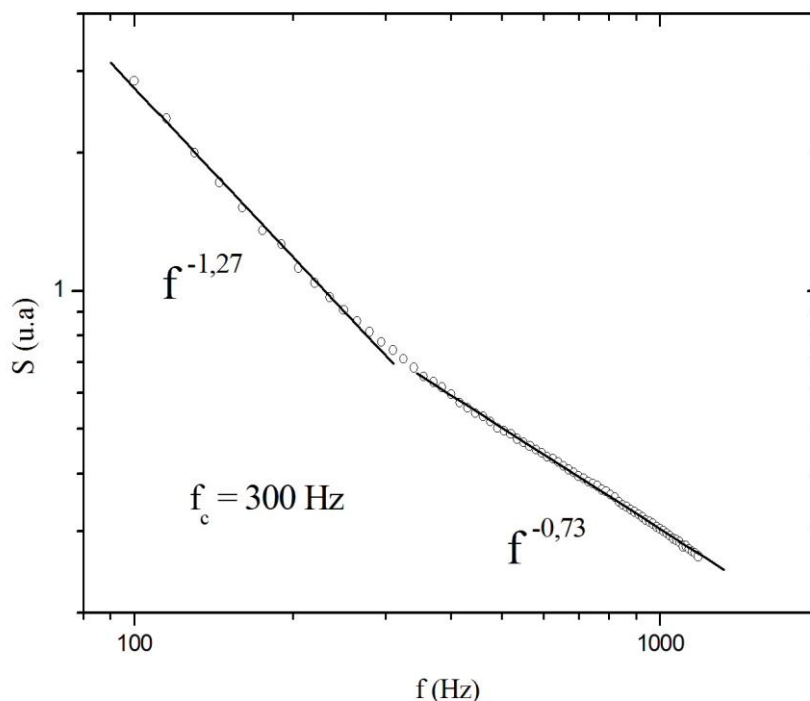
Para tal procedimento precisamos garantir que a região de frequências na qual a difusividade será determinada esteja dentro das condições das aproximações do regime termicamente grosso. Para garantir esta condição devemos analisar a dependência do sinal fotoacústico com a frequência de modulação.

#### *4.2.1 - Resultados Experimentais para as Amostras de Alumínio*

Passaremos a apresentar os resultados das medidas da técnica OPC obtidos para o conjunto de amostras de alumínio estudadas. Primeiramente, precisamos saber se o mecanismo de geração do sinal fotoacústico predominante é a difusão térmica para podermos usar as aproximações do regime termicamente grosso. Para isso observamos a dependência do sinal fotoacústico com a frequência de modulação.

Na figura 4.4 é apresentado o resultado para a amostra de alumínio de  $298\text{ }\mu\text{m}$  de espessura. A medida foi realizada de 50 Hz a 1200 Hz e a frequência de corte calculada para essa amostra é de  $f_c = 300\text{ Hz}$ . Para o cálculo da frequência de corte foi utilizada a difusividade térmica teoricamente determinada.

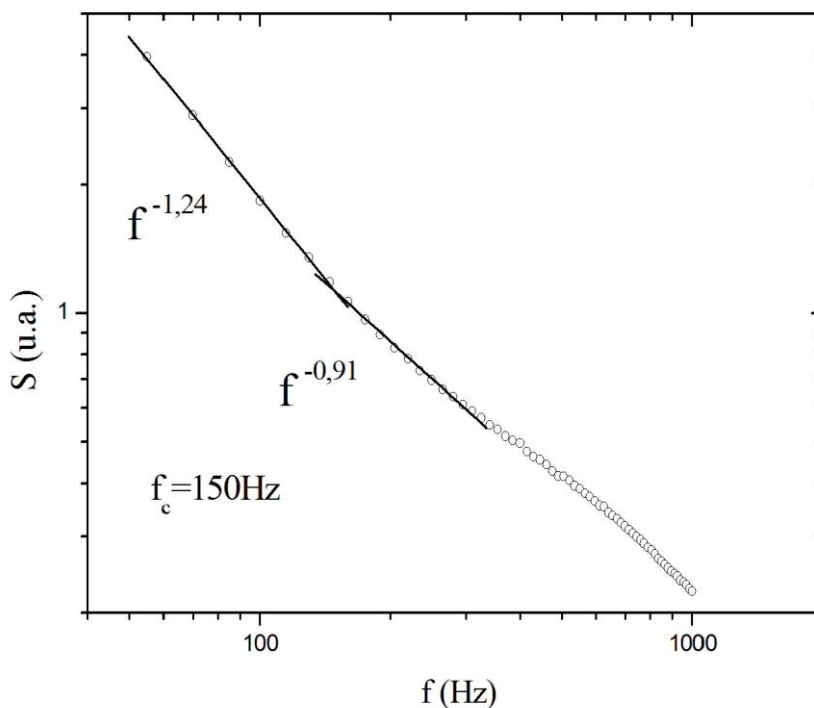
**Figura 4.4 - Dependência do sinal fotoacústico com a frequência para amostra Al298. Sendo a primeira regressão anterior à frequência de corte  $f_c$  e a segunda após a frequência de corte  $f_c$ .**



Percebe-se que para a região acima da frequência de corte o resultado não mostra o comportamento esperado na geração do sinal fotoacústico no regime termicamente grosso do processo de difusão térmica. Entretanto, para frequências de modulação abaixo da frequência de corte temos um comportamento muito próximo ao do regime termicamente fino. Este resultado sugere a influência de um novo mecanismo predominante na geração do sinal fotoacústico acima da frequência de corte.

Para a amostra de alumínio com 440  $\mu\text{m}$  de espessura a frequência de corte calculada é de  $f_c = 150\text{Hz}$ . O resultado experimental é apresentado na figura 4.5.

**Figura 4.5 - Dependência do sinal fotoacústico com a frequência para amostra Al440. A primeira regressão anterior à frequência de corte  $f_c$  e a segunda após a frequência de corte  $f_c$ .**

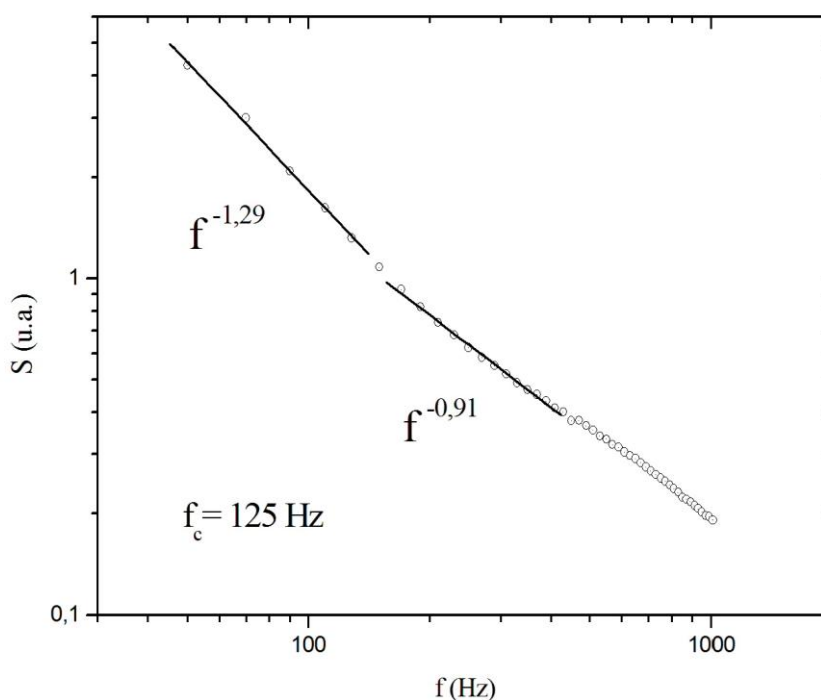


Novamente não temos uma reprodução do que seria esperado para a aproximação do regime termicamente grosso. Vemos que a inclinação no final da curva e acima da frequência de corte aumentou, possivelmente confirmando a suposição de que para amostras mais grossas o “peso” de um novo mecanismo gerador de sinal fotoacústico seja menos predominante. Observa-se, também uma pequena inflexão próxima a frequência de corte, ainda caracterizando a presença de um novo mecanismo de geração.

Na figura 4.6 temos o resultado obtido para a amostra com espessura de 464  $\mu\text{m}$  de espessura. Novamente o resultado sugere uma forte influência de um novo mecanismo diferente da difusão térmica para a geração de sinal fotoacústico em amostra finas. Esta interpretação é possível porque vemos um novo aumento na

inclinação da curva para a dependência do sinal fotoacústico em frequências superiores a frequência de corte.

**Figura 4.6 - Dependência do sinal fotoacústico com a frequência para amostra Al464. A primeira regressão anterior à frequência de corte  $f_c$  e a segunda após a frequência de corte  $f_c$ .**



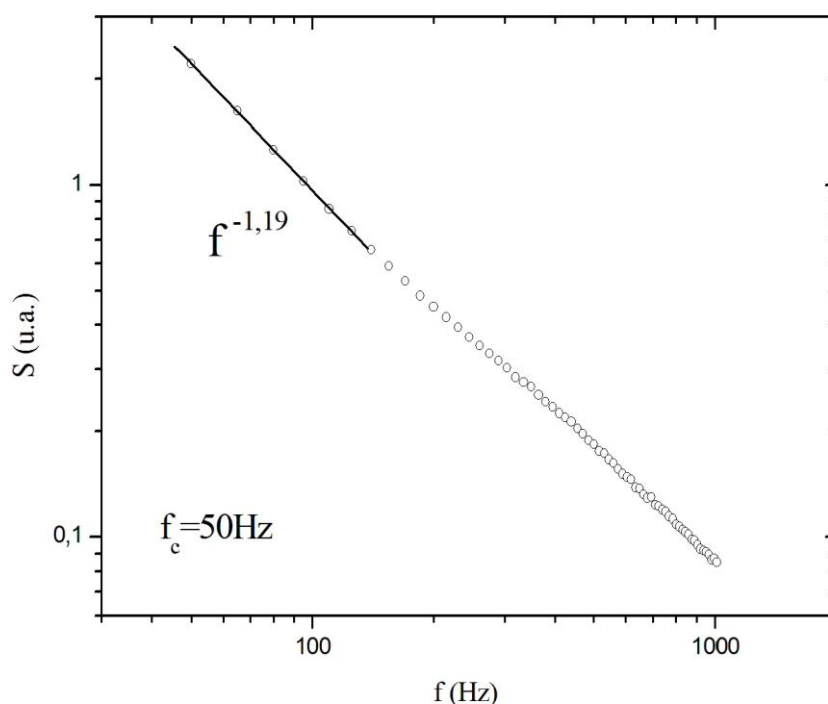
Nas curvas das amostras já apresentadas, observamos que a inclinação da curva após a frequência de corte sobre um leve aumento com o aumento da espessura.

Vemos que a dependência do sinal fotoacústico para altas frequências de modulação tem um coeficiente menor que -1, não caracterizando o mecanismo de difusão térmica. Portanto não é possível a utilização das aproximações do regime termicamente grosso para amostras com baixas espessuras.

Observa-se, também, uma pequena inflexão próxima a frequência de corte nas amostras de 440  $\mu\text{m}$  e 464  $\mu\text{m}$  de espessura, que também não é característico da difusão térmica.

Passemos a análise dos resultados para amostras de espessura maior que 500  $\mu\text{m}$ . Na figura 4.7 temos o resultado para a amostra de espessura 740  $\mu\text{m}$  de espessura tendo como frequência de corte  $f_c = 50\text{Hz}$ .

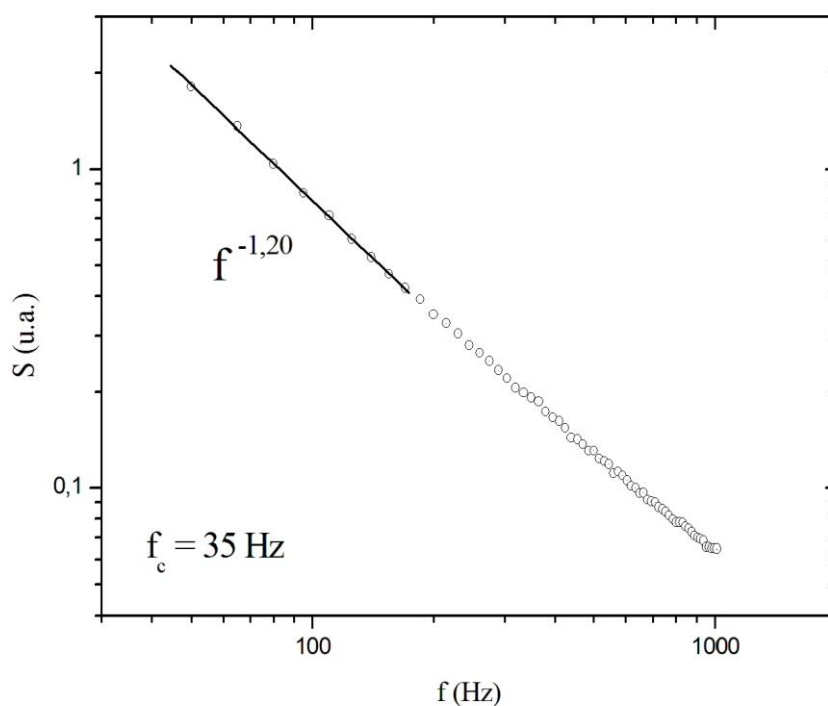
**Figura 4.7 - Dependência do sinal fotoacústico com a frequência para amostra Al740. A regressão linear foi feita após a frequência de corte.**



A inclinação após a frequência de corte aumentou, possivelmente confirmando a suposição de que para amostras mais grossas o “peso” do outro mecanismo de geração do sinal é menor. Nota-se também que o intervalo de frequência que a inflexão aparece diminuiu.

Apresentamos na figura 4.8 um resultado para a amostra de 890  $\mu\text{m}$  de espessura.

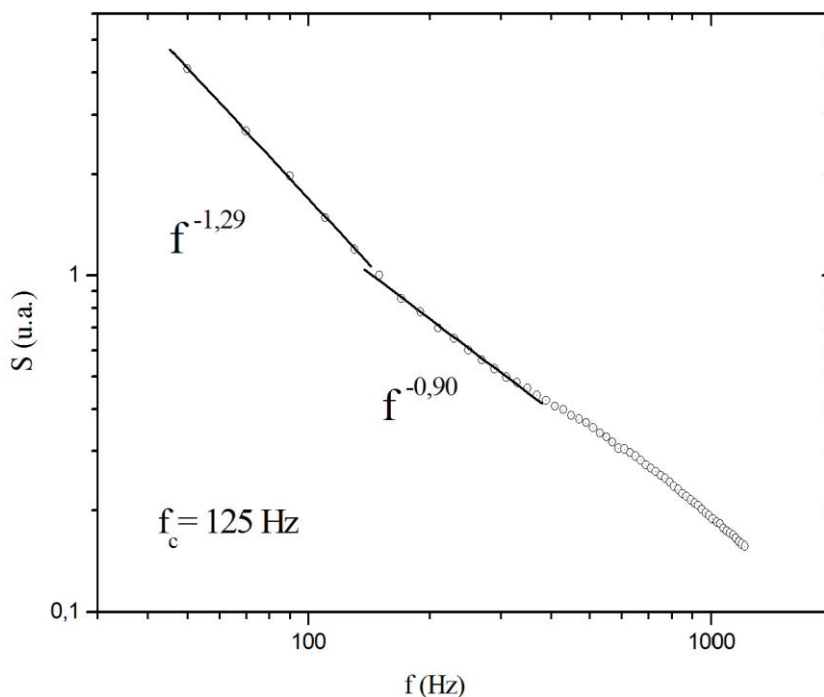
**Figura 4.8 - Dependência do sinal fotoacústico com a frequência para amostra Al890. A frequência de corte igual à  $f_c = 35\text{Hz}$ . A regressão linear foi feita após a frequência de corte.**



Na amostra Al890 já não é observada a inflexão presente nas demais. Entretanto, segundo as simulações do regime termicamente grosso, deveríamos ter após a frequência de corte inclinação maior que  $f^{-1,65}$ . Portanto, ainda temos outro mecanismo influenciando na geração do sinal fotoacústico.

Para eliminarmos qualquer dúvida em relação a tensões superficiais geradas pelo processo mecânico submetemos a amostra de 464  $\mu\text{m}$  um tratamento térmico na temperatura de 300°C por 48 h. Após o tratamento térmico foram realizadas medidas na técnica OPC, apresentado na figura 4.9. As demais amostras também foram expostas ao tratamento térmico apresentado.

**Figura 4.9 - Dependência do sinal fotoacústico com a frequência para amostra Al464 após tratamento térmico de 300°C por 48h. A primeira regressão anterior a frequência de corte  $f_c$  e a segunda após a frequência de corte  $f_c$ .**



Vemos que não houve variação na dependência do sinal fotoacústico, pois as inclinações das curvas mantiveram-se muito próximas antes e após o tratamento térmico. Isso confirma que as possíveis tensões geradas pelo tratamento mecânico em que as amostras foram expostas não afetam o sinal fotoacústico.

Na tabela 4.2 fica evidente o aumento da inclinação para frequências altas com o aumento da espessura, mas sempre sendo menor a primeira inclinação. Portanto, o modelo de Rosencwaig-Gersho não se adequa aos resultados experimentais das amostras de alumínio para a célula em uso.

Tabela 4.1 - Resultados das inclinações apresentadas.

| Amostra                      | Inclinação para $f < f_c$ | Inclinação para $f > f_c$ |
|------------------------------|---------------------------|---------------------------|
| <b>Al298</b>                 | -1,27                     | -0,75                     |
| <b>Al440</b>                 | -1,24                     | -0,91                     |
| <b>Al464 sem tratamento</b>  | -1,29                     | -0,91                     |
| <b>Al464 após tratamento</b> | -1,29                     | -0,90                     |
| <b>Al740</b>                 | -----                     | -1,19                     |
| <b>Al890</b>                 | -----                     | -1,20                     |

As amostras de 740 e 890 mm de espessura possuem frequência de corte abaixo de 50 Hz, por isso não constam inclinações para valores de frequência menores que a frequência de corte.

Analisando todos os gráficos vemos que em nenhum caso das amostras de alumínio podemos aplicar as aproximações do regime termicamente grosso para encontrar a difusividade térmica, pois as inclinações não correspondem ao modelo matemático da difusão térmica.

### ***4.3 - Ajustes para Difusão Térmica com Contribuição Termoelástica***

Como visto no item anterior, os resultados experimentais não permitem a determinação do valor experimental da difusividade térmica do alumínio através do uso das equações aproximadas nas condições para o regime termicamente grosso de difusão térmica. Somos obrigados então a levar em conta o modelo matemático para a contribuição termoelástica. Nesta análise é a equação (49) que descreve a geração do

sinal fotoacústico devido ao processo de difusão térmica com a contribuição termoelástica:

$$S_F = \frac{1}{f} \frac{C_1}{\sinh(l_s \sigma_s)} + \frac{1}{f^{3/2}} \frac{C_2}{\sinh(\sigma_s l_s)} \left[ \cosh(\sigma_s l_s) - \frac{\sigma_s l_s}{2} \sinh(\sigma_s l_s) - 1 \right] \quad (49)$$

Nessa Expressão o primeiro membro é referente à contribuição de difusão térmica e o segundo membro é a contribuição termoelástica, e  $\sigma_s = (1+i) \sqrt{\frac{\pi f}{\alpha_s}}$ . As

constantes  $C_1$  e  $C_2$  são definidas como:

$$C_1 = \frac{\gamma P_0 I_0}{l_g k_s T_0} \frac{\sqrt{\alpha_s \alpha_g}}{\pi} \quad (50)$$

$$C_2 = \frac{3A\gamma \alpha_T \alpha_s^{3/2} R^4 I_0 P_0}{2R_c^2 l_g k_s l_s^3 \pi^{3/2}} \quad (51)$$

Podemos simular o sinal fotoacústico em função da frequência devido às duas contribuições. Serão utilizados quatro parâmetros:  $l_s$  - representa a espessura da amostra que é mantida fixa para cada resultado;  $\alpha_s$  - difusividade térmica da amostra cujo valor será flutuante para melhor ajuste da simulação;  $C_1$  - parâmetro flutuante que indicará o peso da contribuição de difusão térmica ao resultado simulado e  $C_2$  o parâmetro flutuante que indicará o peso da contribuição termoelástica.

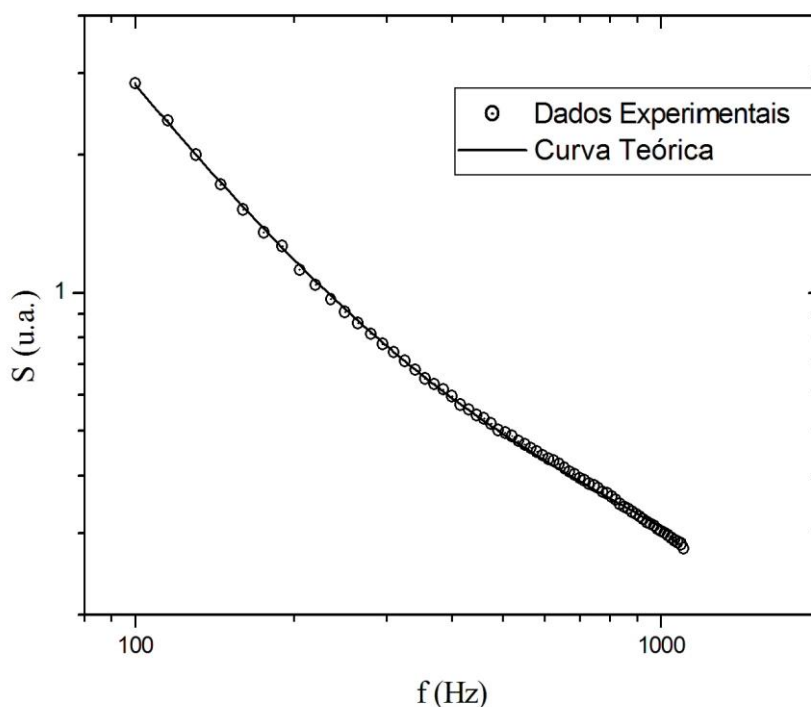
Para a realização do ajuste dos resultados experimentais com a curva teórica foi utilizado um programa de ajuste computacional empregando o método dos mínimos quadrados. Em todos os ajustes consideramos os valores iniciais de  $C_1 = 200$ ,

$C_2 = 7000$ , e da difusividade térmica  $\alpha_s = 8,6 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$ . A espessura de cada amostra é conhecida para cada resultado experimental simulado.

Os gráficos que serão apresentados são relativos a uma medida de cada amostra. Na tabela 4.3 são apresentadas as médias dos resultados para a difusividade térmica, o coeficiente  $C_1$  e  $C_2$ , de 10 resultados experimentais.

Na figura 4.10 é apresentado o resultado obtido para a amostra de alumínio de  $298 \mu\text{m}$  de espessura.

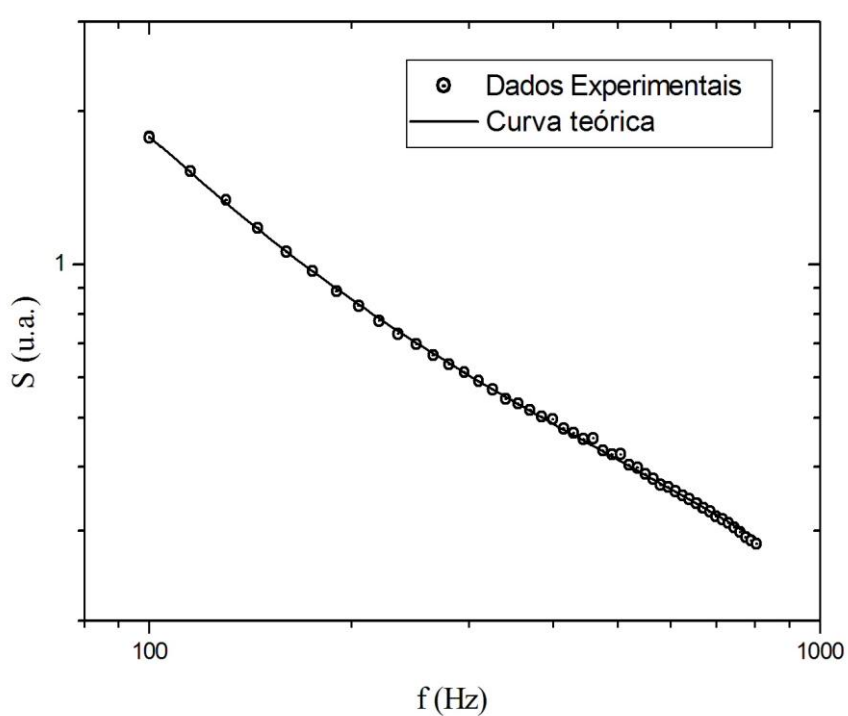
**Figura 4.10- Resultado experimental do sinal fotoacústico para a amostra de Al de  $298 \mu\text{m}$  de espessura. A curva representa o valor teórico com os ajustes de  $C_1=202 \text{ Pa/s}$ ,  $C_2=13946 \text{ Pa/s}^{3/2}$  e  $\alpha_s=8,76 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$ .**



Vemos que o resultado da simulação está em bom acordo com a curva experimental e que a curva teórica se ajusta bem aos dados experimentais.

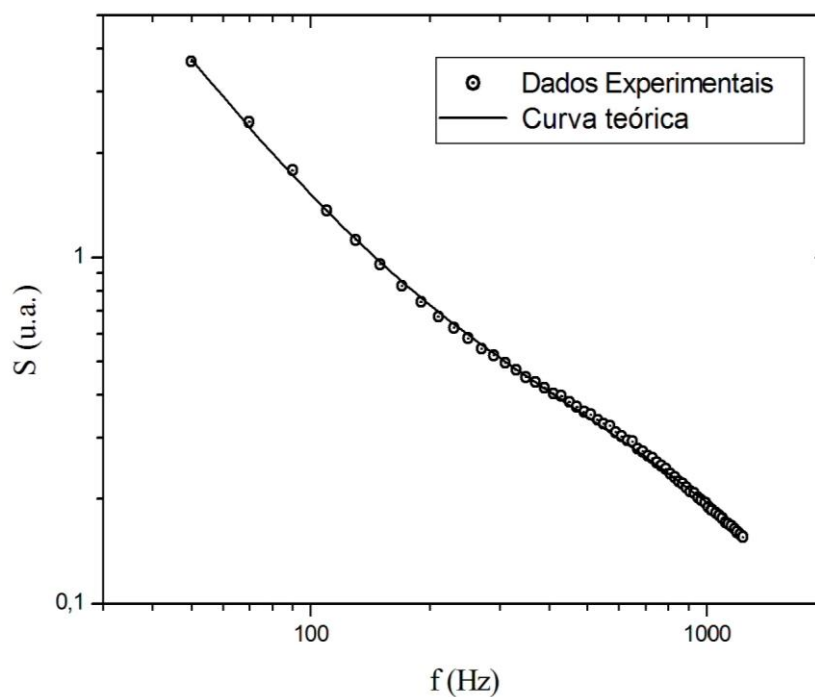
O resultado experimental apresentado na figura 4.11 é o da amostra de alumínio com espessura de 440  $\mu\text{m}$ . Novamente podemos perceber uma boa reprodução teórica dos dados experimentais.

**Figura 4.11 - Resultado experimental do sinal fotoacústico para a amostra de Al de 440  $\mu\text{m}$  de espessura. A curva representa o valor teórico com os ajustes de  $C1=168 \text{ Pa/s}$ ,  $C2=5661 \text{ Pa/s}^{3/2}$  e  $\alpha_s=8,56 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$ .**



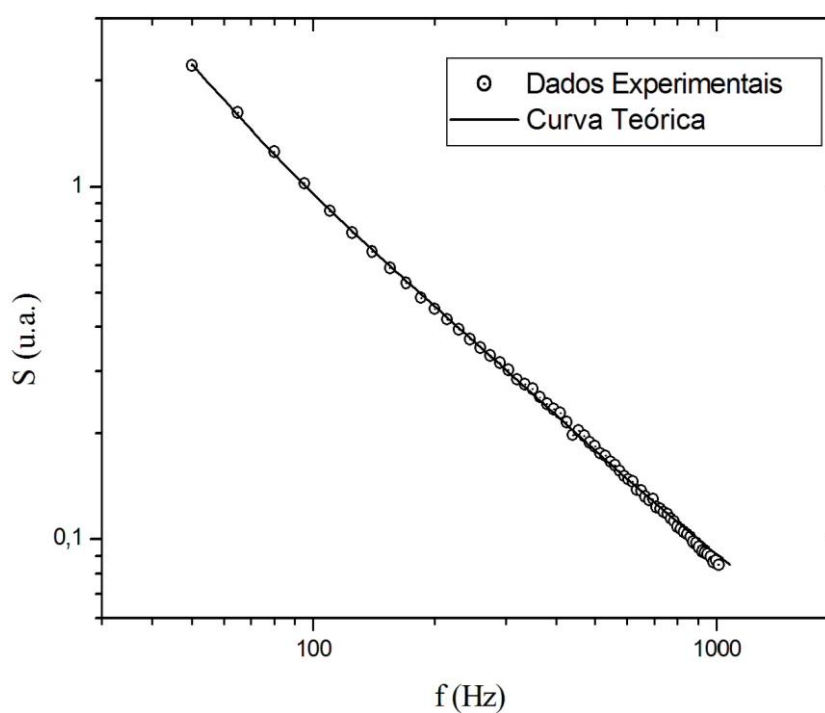
A seguir apresentamos o resultado obtido para a amostra de alumínio com espessura de 464  $\mu\text{m}$ .

**Figura 4.12 - Resultado experimental do sinal fotoacústico para a amostra de Al de 464  $\mu\text{m}$ . A curva representa o valor teórico com  $C1=149 \text{ Pa/s}$ ,  $C2=4246 \text{ Pa/s}^{3/2}$  e  $\alpha_s=8,65 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$ .**



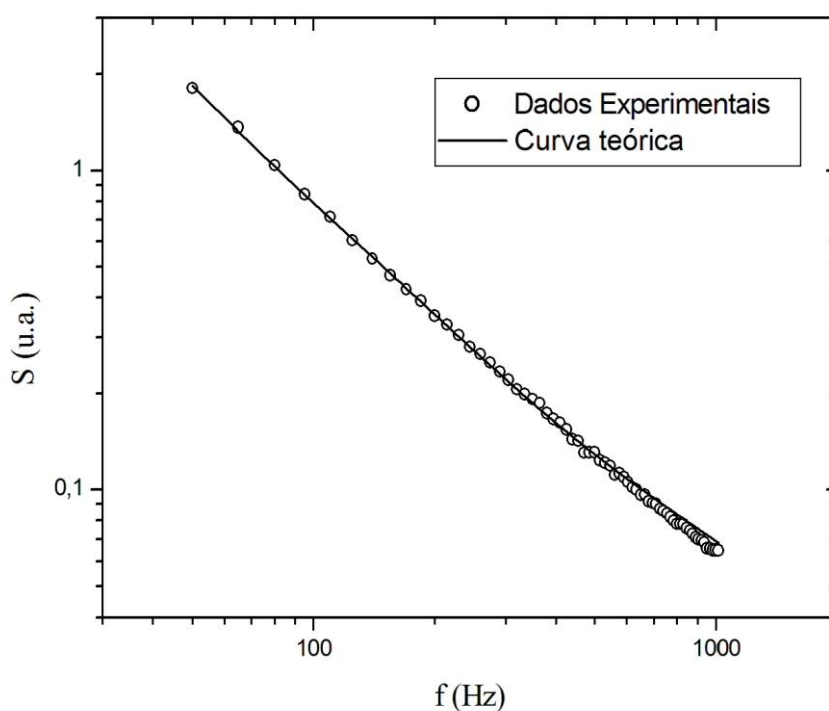
Temos na sequência o resultado obtido para a amostra de espessura de 740  $\mu\text{m}$ .

**Figura 4.13 - Resultado experimental do sinal fotoacústico para a amostra de Al de 740  $\mu\text{m}$ . A curva representa o valor teórico com  $C1=130 \text{ Pa/s}$ ,  $C2=1194 \text{ Pa/s}^{3/2}$  e  $\alpha_s=9,24 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$ .**



Por fim apresentamos o resultado obtido para a amostra mais espessa estudada. Novamente percebemos que para a amostra de alumínio de 890  $\mu\text{m}$  existe uma boa concordância entre os valores experimentais e o valor teoricamente simulado.

**Figura 4.14 - Resultado experimental do sinal fotoacústico para a amostra de Al de 890  $\mu\text{m}$  de espessura. A curva representa o valor teórico com os ajustes de  $C1=131 \text{ Pa/s}$ ,  $C2=680 \text{ Pa/s}^{3/2}$  e  $\alpha_s=8,29 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$ .**



Na tabela 4.4, apresentamos um resumo dos resultados obtidos a partir dos ajustes dos dados experimentais através da equação (49) para as amostras estudadas. Para cada amostra foram realizadas 10 medidas e calculadas a média aritmética.

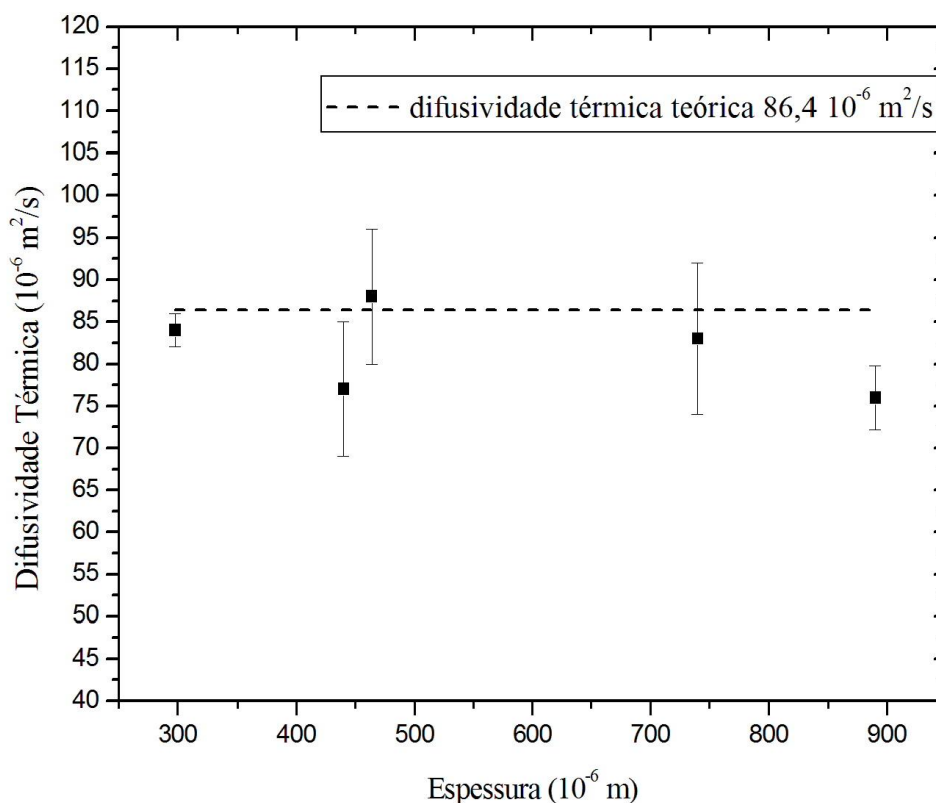
Tabela 4.2 - Resultados obtidos para  $C_1$ ,  $C_2$  e  $\alpha_s$ .

| Amostra      | Espessura<br>( $\times 10^{-6}$ m) | Difusividade Térmica<br>( $\times 10^{-5}$ m <sup>2</sup> /s) | Erro % | $C_1$<br>Pa/s | $C_2$<br>Pa/s <sup>3/2</sup> |
|--------------|------------------------------------|---------------------------------------------------------------|--------|---------------|------------------------------|
| <b>Al298</b> | 298 $\pm$ 3                        | 8,4 $\pm$ 0,2                                                 | 2,8    | 200 $\pm$ 2   | 14400 $\pm$ 600              |
| <b>Al440</b> | 440 $\pm$ 20                       | 7,7 $\pm$ 0,8                                                 | 10,9   | 173 $\pm$ 6   | 5100 $\pm$ 700               |
| <b>Al464</b> | 464 $\pm$ 5                        | 8,8 $\pm$ 0,8                                                 | 1,83   | 165 $\pm$ 18  | 4200 $\pm$ 300               |
| <b>Al740</b> | 740 $\pm$ 6                        | 8,3 $\pm$ 0,9                                                 | 3,96   | 123 $\pm$ 2   | 1150 $\pm$ 70                |
| <b>Al890</b> | 890 $\pm$ 2                        | 7,6 $\pm$ 0,9                                                 | 12,06  | 132 $\pm$ 2   | 660 $\pm$ 20                 |

Os valores para difusividade térmica estão de acordo com o valor teórico  $\alpha_{sT} = 8,6 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$ , os valores encontrados foram entre  $7,6 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$  e  $8,8 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$ . Os valores das incertezas percentuais da difusividade térmica foram calculados com relação ao valor teórico da difusividade se mostraram altos para algumas espessuras.

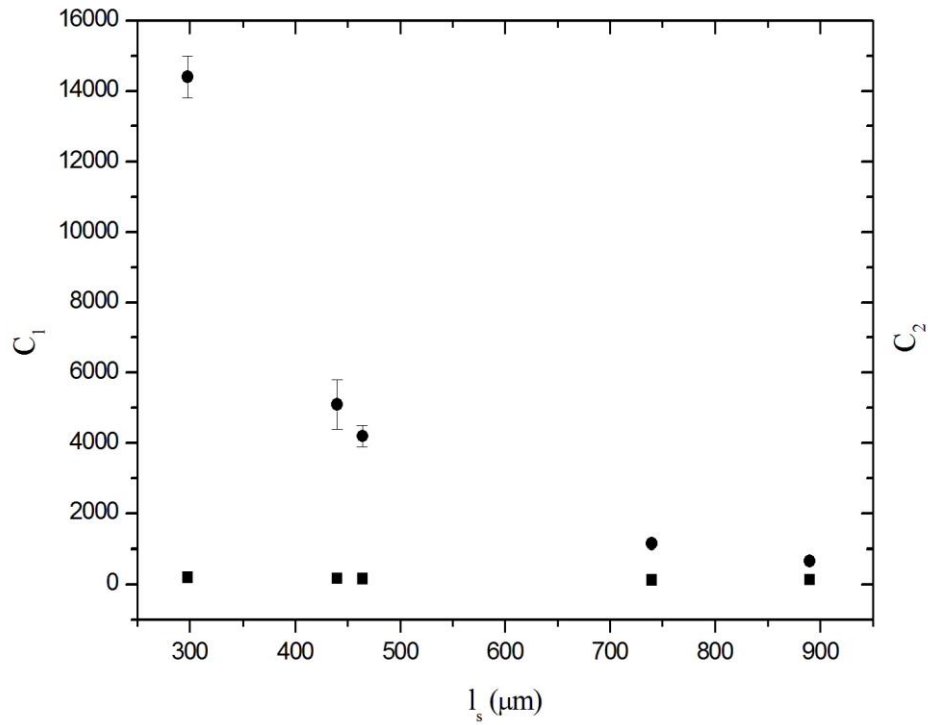
Apresentamos, na figura 4.14 um gráfico da difusividade em função da espessura. Os resultados estão próximos a linha (linha da difusividade térmica para o alumínio puro).

**Figura 4.15 – Difusividade térmica em função da espessura da amostra. As barras de erro representam os desvios padrões das médias dos valores obtidos. A linha tracejada representa o valor teoricamente calculado a partir dos valores das propriedades físicas do alumínio da tabela 3.3.**



É importante também fazer uma análise dos valores obtidos para os parâmetros  $C_1$  e  $C_2$ . Na figura abaixo apresentamos um gráfico dos parâmetros  $C_1$  e  $C_2$  em função de espessura da amostra. Nele, observa-se que o parâmetro  $C_1$  permanece constante à medida em que a espessura da amostra vai aumentando, contrariamente ao parâmetro  $C_2$  que apresenta uma grande alteração.

**Figura 4.16 - Representação gráfica comparativa entre os parâmetros da difusão térmica ( $C_1$ ), representados pelos quadrados, e da flexão termoelástica ( $C_2$ ), representados pelas esferas, cujos resultados estão registrados na tabela 4.4.**



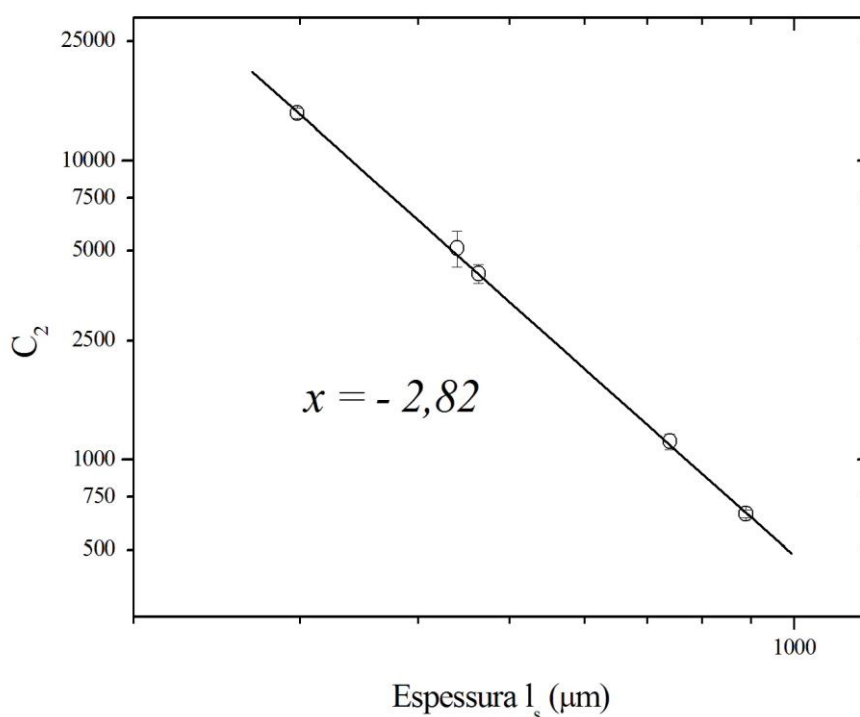
Relacionando estes resultados com as dependências dos parâmetros  $C_1$  e  $C_2$  (equações 50 e 51) vemos que o peso da difusividade térmica, representado por  $C_1$ , não depende de nenhum parâmetro geométrico da amostra e da célula ou de constantes elásticas. O mesmo não ocorre para o parâmetro  $C_2$  que é o peso dado à flexão termoelástica. Neste a espessura da amostra está diretamente envolvida, pois o parâmetro  $C_2$  (equação 51) claramente apresenta uma dependência com  $\frac{1}{l_s^3}$ .

Para confirmar nossos resultados, vamos aplicar o logaritmo em ambos os lados da equação 51. Nela vamos ainda substituir o expoente da espessura da amostra pela letra “x”. Como resultado pode-se escrever que:

$$\log C_2 = \log C_3 - x \log l_s \quad (51)$$

em que  $C_3$  reúne todas as variáveis restantes. Este resultado nos permite traçar o gráfico apresentado na figura 4.17 e cujo coeficiente angular  $x$  irá nos dizer qual é a dependência do parâmetro  $C_2$  com relação à espessura da amostra.

**Figura 4.17 - Dependência do parâmetro  $C_2$  com o aumento da espessura da amostra. A partir do gráfico obtemos o coeficiente angular  $x$  que é o expoente que indica a dependência do parâmetro  $C_2$  com relação a espessura da amostra.**



A partir do gráfico obtemos o valor de  $x = (-2,82 \pm 0,02)$  para o expoente da espessura da amostra, um valor experimentalmente obtido e que é muito próximo daquele teoricamente esperado pela equação (56).

Os resultados obtidos demonstram, portanto, que eles estão em bom acordo com os modelos matemáticos de difusão e flexão termoelástica aplicados na interpretação dos resultados experimentais deste trabalho.

## 5. CONCLUSÕES

Obtivemos um conjunto de amostras com diferentes espessuras sendo que uma amostra de 464  $\mu\text{m}$  de espessura foi submetida a um tratamento térmico na temperatura de 300°C durante 48 horas. Também foram feitos ensaios de fluorescência de raios X para obter a composição das amostras, obtendo aproximadamente 98% de alumínio. Sendo assim temos amostras com um bom grau de pureza para o trabalho que realizamos.

Os resultados foram analisados inicialmente na aproximação que considera apenas a difusão de calor como processo gerador de sinal fotoacústico. Esta análise mostrou que existe uma influência do processo de flexão termoelástica na geração do sinal fotoacústico e que, portanto, o modelo deve considerar tal processo.

Foi então desenvolvido o modelo matemático de ajuste para considerar se a geração de sinal fotoacústico levando-se em consideração o processo de flexão termoelástica. Os resultados experimentais foram ajustados e os valores de difusividade térmica determinados. Os valores se mostraram confiáveis e dentro do valor esperado para uma amostra de alumínio.

Assim, foram realizados os ajustes das curvas experimentais a partir da equação (49), a qual descreve o fenômeno de difusão e flexão termoelástica como colaboradores para o sinal fotoacústico. Obtivemos bons valores de difusividade térmica variando entre  $7,6 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$  e  $8,8 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$ , sendo a difusividade para uma amostra de 99,99% de  $8,6 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$ .

Para confirmar esta confiabilidade dos resultados estudamos a dependência do parâmetro que determina o “peso” do processo da flexão termoelástica na geração do sinal fotoacústico. Este resultado mostrou a dependência correta esperada teoricamente confirmando que a grandeza física da difusividade térmica pode ser obtida através do uso da técnica de célula fotoacústica aberta (OPC) com o uso do microfone de eletreto comercial desde que sejam considerados os dois processo de geração de sinal fotoacústico: o da difusão e o da flexão termoelástica.

## **6. TRABALHOS FUTUROS**

Para dar sequência ao trabalho será necessário realizar uma completa revisão dos modelos matemáticos empregados, tanto para incidência dianteira como traseira, incluindo todos os mecanismos de geração e também os modelos de múltiplas camadas. Também serão realizadas análises da influência da flexão termoelástica em outros materiais metálicos muito utilizados na técnica OPC, como cobre, aço e titânio.

Será iniciado um estudo com amostras com múltiplas camadas, sendo estas criadas com deposição de metais com alta difusividade sobre aço, por exemplo.

## 7. BIBLIOGRAFIA

1. PRANDEL, L. V. **Implementação da Técnica de Fotoacústica de Célula Aberta para a Obtenção da Difusividade Térmica de Metais**. Dissertação (Mestrado em Física) – Universidade Estadual de Ponta Grossa, Ponta Grossa, 2009.
2. ASTRATH, F. B. G. **Determinação de Propriedades Térmicas de Materiais Odontológicos Utilizando a Técnica Fotoacústica com Célula Aberta**. Dissertação (Mestrado em Física) – Universidade Estadual de Maringá, Maringá, 2007.
3. ROSENCWAIG, A. General Theory of the photoacoustic effect in condensed media: the gas-microphone signal. In:\_\_\_\_\_. **Photoacoustics and Photoacoustic Spectroscopy**. John Wiley & Sons, 1941. Cap. 9, p.94-107.
4. ROSENCWAIG, A. Photoacoustic Spectroscopy of Solids. **Optics Communications**. v.7, n. 4, p. 305-308. 1973.
5. ROSENCWAIG, A. Photoacoustic Spectroscopy of Biological materials. **Science**. v.181, n. 4100, p. 657-658. 1973.
6. ROSENCWAIG, A.; GERSHO, A. Photoacoustic Effect with Solids: A Theoretical Treatment. **Science**. v.190, n. 4214, p. 557-560. 1975.
7. ROSENCWAIG, A.; GERSHO, A. Theory of the Photoacoustic Effect with Solids. **Journal of Applied Physics**. v.47, n. 1, p. 64-69. 1976.
8. MCDONALD, F. A.; WETSEL, G. C. Generalized Theory of the Photoacoustic Effect. **Journal of Applied Physics**. v.49, n. 4, p. 2313-2322. 1978.
9. ROUSSET, G.; LEPOUTRE, F.; BERTRAND, L. Influence of Thermoelastic Bending on Photoacoustic Experiments Related to Measurements of Thermal Diffusivity of Metals. **Journal of Applied Physics**. v.54, n. 5, p. 2383-2391. 1983.
10. LIMA, J. C.; CELLA, N.; MIRANDA, L. C. M. Photoacoustic Characterization of Chalcogenide Glasses: Thermal Diffusivity of  $\text{Ge}_x\text{Te}_{1-x}$ . **Physical Review B**. v. 46, n. 21, p. 186-189 .1992
11. GEORGE, S. D.; SARAVANAN, S.; ANANTHARAMAN, M. R.; VENKATACHALAM, S. Thermal Characterization of Doped Polyaniline and its Composites with CoPc. **Physical Review B**. v. 69, p. 1-5. 2004.
12. LIMA, G. A. R. **Aplicação da Espectroscopia Fotoacústica em Vidros Dopados com Íons Metálicos**. Dissertação (Mestre em Física) – Instituto de Física Gleb Wataghin, Universidade Estadual de Campinas, Campinas, 1987.
13. LEE, S. T.; RAVEENDRANATH, K.; TOMY, M. R.; PAULRAJ, M.; JAYALEKSHMI, S.; NAIR, K. P. R.; RAVI, J. Effect of Lithium Concentration on

the Optical Properties of  $\text{Li}_x\text{Mn}_2\text{O}_4$  by Photoacoustic Measurements. . **Physical Review B**. v. 76, n. 11, p. 1-8. 2007.

14. BUSSUE, G.; ROSENCWAIG, A. Subsurface Imaging with Photoacoustics. **Applied Physics Letters**. v.36, n. 10, p. 815-816. 1980.

15. AAMODT, L. C.; MURPHY, J. C. Thermal effects in photothermal spectroscopy and photothermal imaging. **Journal of Applied Physics**. v.54, n. 2, p. 581-591. 1983.

16. WANG, X.; PANG, Y.; KU, G.; XIE, X.; STOICA, G.; WANG, L. V. Noninvasive Laser-Induced Photoacoustic Tomography for Structural and Functional in Vivo Imaging of the Brain. **Nature Biotechnology**. v. 21, n. 7, p. 803-806. July 2003.

17. LAUFER, J.; ELWELL, C.; DELPY, D.; BEARD, P. *In Vitro* Measurements of Absolute Blood Oxygen Saturation Pulsed Near-Infrared Photoacoustic Spectroscopy: Accuracy and Resolution. **Physics in Medicine and Biology**. v. 50, p. 4409-4428. 2005.

18. JAGANNADHAM, M. V.; NARAYANAN, K.; RAO, C. M.; SHIVAJI, S. *In Vivo* Characteristics and Localisation of Carotenoid Pigments in Psychrotrophic and Mesophilic *Micrococcus Roseus* Using Photoacoustic Spectroscopy. **Biochemical and Biophysical Research Communications**. v. 227, n. 1493, p. 221-226. 1996.

19. JUÁREZ, G. G.; LUNA, M. V.; CÓRDOVA, T. C.; VARELA, J. B.; ALVARADO, J. J. B.; SOSA, M. *In Vivo* Measurement of Human Skin Absorption of Topically Applied Substances by a Photoacoustic Technique. **Physiological Measurement**. v. 23, p. 521-532. 2002.

20. SILVA, E. N. **Aplicação de Métodos Fototérmicos para Análise de Propriedades Ópticas e Térmicas de Polímeros Impregnados, Pastilhas Metálicas e de Revestimentos Acrílicos**. Tese (Doutorado em Física) – Universidade Estadual de Maringá, Maringá, 2005.

21. MURPHY, J. C.; AAMODT, L. C. Photothermal Spectroscopy Using Optical Beam Probing: Mirage Effect. **Journal of Applied Physics**. v.51, n. 9, p. 8580-4588. 1980.

22. BENTO, A. C. **Caracterização de Propriedades Ópticas e Térmicas de Materiais por Espectroscopia Fotoacústica**. Tese (Doutorado em Física) – Universidade Estadual de Campinas, Campinas, 1990.

23. MANSANARES, A. M. **Caracterização Fotoacústica de Materiais: Difusividade Térmica e Perfil de Profundidade**. Tese (Doutorado em Ciências) – Instituto de Física Gleb Wataghin, Universidade Estadual de Campinas, Campinas, 1991.

24. GEORGE, N. **Photoacoustic and Photothermal Deflection Studies on Certain Selected Photonic Materials**. Thesis (Doctor of Philosophy) – International School of Photonics, Cochin University of Science and Technology, Cochin, 2001.
25. TAM, A. C.; Applications of Photoacoustic Sensing Techniques. *Reviews of Modern Physics*. v. 58, n. 2, p. 381-426. 1986.
26. BENTO, A. C.; DIAS, D. T.; OLENKA, A. N.; BAESSO, M. L. On the Application of the Photoacoustic Methods for the Determination of Thermo-Optical Properties of Polymers. *Brazilian Journal of Physics*. v. 32, n. 2, p. 483-494. 2002.
27. SILVA, M. D.; BANDEIRA, I. N.; MIRANDA, L. C. M. Open-Cell Photoacoustic Radiation Detector. **Journal of Physics E: Scientific Instruments**. v. 20, n. 12, p. 1476-1478. 1987.
28. CESAR, C. L.; VARGAS, H.; MEYER, J. A.; MIRANDA, L. C. M. Photoacoustic Effect in Solids. **Physical Review Letters**. v. 42, n. 23, p. 1570-1573. 1979.
29. PERONDI, L. F.; MIRANDA, L. C. M. Minimal-Volume Photoacoustic Cell Measurements of Thermal Diffusivity: Effect of the Thermoelastic Sample Bending. **Journal of Applied Physics**. v. 62, n. 7, p. 2955-2959. 1987.
30. VELASCO, D. S.; BAESSO, M. L.; MEDINA, A. N.; BICANIC, D.; KOEHORST, R.; VAN DER HOOFT, J.; BENTO, A. C. Determination of Thermal Diffusivity of the Isolated Tomato Periderm at Different Stages of Ripeness by Means of the Frequency-Domain Open Photoacoustic Cell Approach. **Journal of Applied Physics**. v. 109, n. 1, p. 1-9. 2011.
31. PANTENBURG, F. J.; BEIER, T.; HENNRICH, F.; MOMMSEN, H. The fundamental parameter method applied to X-ray fluorescence analysis with synchrotron radiation. **Methods of Physics Research**. v. 285, n. 68, p. 125-132. 1992.
32. PRANDEL, L. V. **Caracterização de Solos Coesos por Técnicas Espectroscópicas, Difração de Raios X e Microscopia de Força Atômica**. Projeto de Doutorado em Física – Universidade Estadual de Ponta Grossa, Ponta Grossa, 2010.
33. \_\_\_\_\_. **Model SR830 – DSP Lock-In Amplifier**. Stanford Research Systems, 1993.
34. MatWeb Material Property Data: Aluminum, Al. Disponível em: <<http://www.matweb.com>>. Acesso em: <18/10/2011>