Gildo José da Silva Costa

Orientador: Joaquim de Sylos Cintra Filho

EFEITOS DE PERDAS DE CALOR NA DETERMINAÇÃO DA DIFUSIVIDADE TÉRMICA PELA TÉCNICA DE PULSO DE ENERGIA

Dissertação apresentada à Escola Politécnica da Universidade de Sao Paulo para a obtenção do título de Mestre em Engenharia.

Sao Paulo
1977

À Ana Maria, aos nossos filhos

Rejane Beatriz e Jorge Augusto.

AGRADECIMENTOS

Desejaria prestar os meus sinceros agradecimentos a todos que contribuiram para a elaboração deste trabalho, e em particular:

Ao Dr. Joaquim de Sylos Cintra Filho, por sua orientação efetiva, interesse e estímulo;

Ao Dr. M. John Robinson, pela sugestão do emprego da Técnica de Pulso de Energia e por intermédio do qual o "United Nations Development Programme" da ONU fez a doação , ao IEA, do sistema laser utilizado neste trabalho;

Ao Prof.Dr. Paulo Saraiva de Toledo, pelas sugestões e colaboração, no início deste trabalho;

Ao Prof.Engº Juan Carlos Lebrón, Coordenador da Área de Fluído e Termodinâmica de Reatores (AFTR) do IEA, pelas valiosas sugestões técnicas;

Ao Dr. Klaus Dieter Renk, pela contribuição dada nas modificações do programa BASTLE ;

Ao Engº José Carlos de Almeida, pela colaboração na montagem experimental, como também pelas valiosas discussões e sugestões em todas as fases do mesmo;

Aos Engºs. Haruyuki Otomo e Eduardo Lavenère Machado, por terem colaborado na execução de algumas etapas deste trabalho. Aos demais coletas da AFTR pelo constante incentivo;

À Srta. Creusa Moreira Diniz pela datilografia do texto;

Ao Instituto de Energia Atômica pelo suporte financeiro, posbibilitando condições que permitiram a realização deste trabalho.

Gildo José da Silva Costa

RESUMO

Foi desenvolvido um método para se levar em conta os efeitos de perdas de calor, nas faces paralelas da amostra sob teste, na determinação da difusividade térmica pela técnica de pulso de energia.

Para cumprimento desta finalidade um pulso de energia radiante de curta duração, provido por um laser, foi disparado na face frontal da amostra-alvo. O transiente de temperatura resultante, detetado por um termopar na face posterior da mesma, foi registrado na tela de um osciloscópio. Uma função teórica foi, então, ajustada, por um método de mínimos quadrados, à curva experimental f.e.m. versus tempo. Tal ajuste forneceu, então, os parâmetros relativos às perdas de calor e o parâmetro relacionado com a difusividade térmica.

O procedimento empregado no presente trabalho é mais preciso do que a técnica usual pois considera a informação contida em toda curva experimental, e não apenas em um ponto. Na técnica convencional a medida da difusividade térmica é feita a partir do tempo necessário para se atingir, no transiente de temperatura resultante, 50% do acréscimo máximo.

O material utilizado para teste foi ferro eletrolítico-734. Os resultados obtidos para a difusividade térmica, nas temperaturas de 305, 316 e 326ºK, mostraram ser esta propriedade física praticamente constante nas referidas temperaturas. O valor obtido foi da ordem de 0,17cm^2/s e o erro experimental associado a essa medida, levando-se em conta as perdas de calor nas faces paralelas da amostra, foi de + 8,2 e - 4,9%. Foi obtido um desvio inferior a 7%, comparando-se os valores da difusividade, determinados neste trabalho, com outros da literatura.

ÍNDICE Pg.

pg.

1. INTRODUÇÃO

O contínuo aperfeiçoamento da tecnologia nuclear no desenvolvimento de novos materiais, para os núcleos de reatores nucleares de potência, propicia a operação de centrais nucleares em níveis cada vez mais elevados de temperatura. No entanto, a utilização de novos materiais depende de se conhecer as suas propriedades físicas. Destacam-se, dentre as propriedades físicas de importância, particularmente do ponto de vista de cálculo térmico do reator, a condutibilidade térmica, o calor específico e a difusividade térmica.

É mister frisar que, dentro do programa de nacionalização de reatores nucleares, torna-se imprescindível o conhecimento das propriedades físicas dos materiais de origem nacional, pois composição e/ou técnicas de fabricação podem diferir daquelas utilizadas em outros países. Por conseguinte, como primeiro passo, torna-se necessária a implantação dos métodos de medida de tais propriedades.

1.1- Importância da Difusividade Térmica

A difusividade térmica é uma propriedade física de grande importância em todos os problemas de condução de calor em regime não permanente, como exemplos tem-se: Cálculo do Comportamento de Materiais Sujeitos a Choque Térmico, Cálculo de Transientes em Reatores Nucleares e Solução de Equações de Transferência de Calor pelo Método de Diferenças Finitas ou por Técnica de Analogia Elétrica (Zerkle et al. (1965)).

A difusividade térmica usualmente depende da temperatura, composição e história do material[1]; é definida por

$$\alpha = \frac{K}{\rho \ C_p} \qquad (1.1)$$

onde:

α é a difusividade térmica (cm^2/s),

K é a condutibilidade térmica (cal/cm.s.ºC),

ρ é a densidade (g/cm^3),

C_p é o calor específico à pressão constante(cal/g.ºC).

Atualmente, em muitos laboratórios internacionais, prefere-se medir a difusividade ao invés da condutibilidade térmica. Calcula-se, então, a condutibilidade a partir da Eq.(1.1). Algumas das razões para tal procedimento são as seguintes:

- A equação para cálculo da difusividade térmica independe do fluxo de calor e do gradiente de temperaturas;
- As perdas de calor podem ser tratadas analiticamente e, inclusive, determinadas como parte do experimento;
- A aquisição de dados é bastante rápida;
- Há possibilidade de se utilizarem amostras com dimensões pequenas e, por conseguinte, bastante homogêneas.

1.2- Métodos para a Determinação da Difusividade Térmica

Há inúmeros métodos disponíveis, em regime não permanente, para a medição da difusividade térmica. Todavia, dependendo da variação da temperatura com o tempo, na amostra sob teste, classificam-se em duas categorias principais:

i)- Método do fluxo de calor periódico;

ii)- Método do fluxo de calor transiente.

1.2.1- Método do Fluxo de Calor Periódico

O primeiro a obter a difusividade térmica por este método foi Angström (1861). A técnica de Angström e os subsequentes desenvolvimentos da mesma foram utilizados durante várias décadas. Destacam- se, dentre os artigos publicados, os trabalhos de King (1915), Starr(1937) e Sidles & Danielson (1954). No entanto este último, o mais importante - segundo Woisard (1961), mostrou-se impraticável em temperaturas acima de 500ºC, uma vez que necessitava uma estabilidade da temperatura do meio que envolve a amostra com tolerância de 1/4ºC, durante o período de coleta de dados (da ordem de 15 minutos).

1.2.2- Método do Fluxo de Calor Transiente

A maior parte dos experimentos com este método foram realizados nos últimos 16 anos com a adoção da Técnica de Pulso de Energia. Esta técnica foi introduzida por Parker et al. (1961) e, desde então, tem recebido extensivo emprego. Isso devido a sua aplicabilidade numa ampla faixa de temperaturas e a possibilidade de admitir amostras com dimensões convenientes de serem irradiadas no núcleo de um reator nuclear.

1.3- Objetivos do Trabalho

Dois foram os objetivos deste trabalho:

1. Implantar, no Instituto de Energia Atômica de São Paulo, a Técnica de Pulso de Energia para a determinação da difusividade térmica;

2. Investigar a dependência da difusividade térmica, com as perdas de calor nas faces paralelas da amostra-alvo, por mínimos quadrados.

A motivação para o estabelecimento do segundo objetivo residiu na inexistência, dentro do conhecimento do autor, de qualquer trabalho empregando o Método de Mínimos Quadrados ao estudo de efeitos de perdas de calor.

2. FUNDAMENTOS TEÓRICOS DA TÉCNICA DE PULSO DE ENERGIA

2.1- Modelo de Parker et al. (1961)

Parker et al.(1961) desenvolveram um modelo teórico partindo, basicamente, das suposições seguintes:

a) o formato da amostra é o de uma placa plana infinita;

b) a amostra possui propriedades físicas uniformes;

c) a temperatura do meio que envolve a amostra é uniforme(e, por conveniência, igual a zero);

d) as faces paralelas da amostra são adiabáticas;

e) no instante $t = 0$ um pulso instantâneo de energia radiante é uniformemente absorvido na face frontal da amostra ($x = 0$) e numa camada superficial de espessura $\underline{g}$, muito pequena se comparada com a espessura da amostra $\underline{a}$.

A equação que governa a distribuição de temperaturas na amostra é a de Fourier:

$$\frac{\partial^2 T(x,t)}{\partial x^2} = \frac{1}{\alpha} \frac{\partial T(x,t)}{\partial t} \qquad (2.1)$$

onde

$T(x,t)$	é a variável temperatura,
t	é a variável temporal e,
x	é a variável espacial.

A solução da Eq.(2.1), com as condições inicial (e) e de contorno (d), fornece a expressão que dá o transiente de temperatura na face posterior da amostra (x = a), ou seja:

$$T(a,t) = T_\infty \left[1+2 \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \exp(-n^2 \pi^2 \alpha t/a^2) \right] \qquad (2.2)$$

onde

$$T_\infty = \frac{Q}{\rho \, C_p a} \qquad (2.3)$$

Com T_∞ sendo o acréscimo máximo de temperatura na face posterior da amostra, na ausência de perdas de calor e Q sendo a energia total absorvida pela amostra (cal/cm^3).

Reescrevendo a Eq.(2.2), em forma adimensional, tem-se

$$V(a,t) \equiv \frac{T(a,t)}{T_\infty} = 1+2 \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \exp(-n^2 w) \qquad (2.4)$$

onde

$$w = \frac{\pi^2 \alpha t}{a^2} \qquad (2.5)$$

Parker et al.(1961) sugeriram, então, dois modos distintos para se calcular a difusividade térmica:

(i) da Eq.(2.4), quando $V(a,t) = 0{,}5$ e $n = 1, 2, 3$ e 4 tem-se para w o valor de 1.37, da Eq. (2.5) resulta então:

$$\alpha = 1.37 \frac{a^2}{\pi^2 t_{1/2}} \tag{2.6}$$

com $t_{1/2}$ sendo o tempo necessário para se atingir na face posterior da amostra um acréscimo de 50% de T_∞ .

(ii) Na Fig. (2.1) , o prolongamento da porção linear da curva $V(a,t)$ versus w intercepta o eixo dos w em 0,48; da Eq. (2.5) , tem-se:

$$\alpha = 0{,}48 \frac{a^2}{\pi^2 t_x} \tag{2.7}$$

com t_x sendo o tempo correspondente a interseção da extrapolação linear com o eixo dos w.

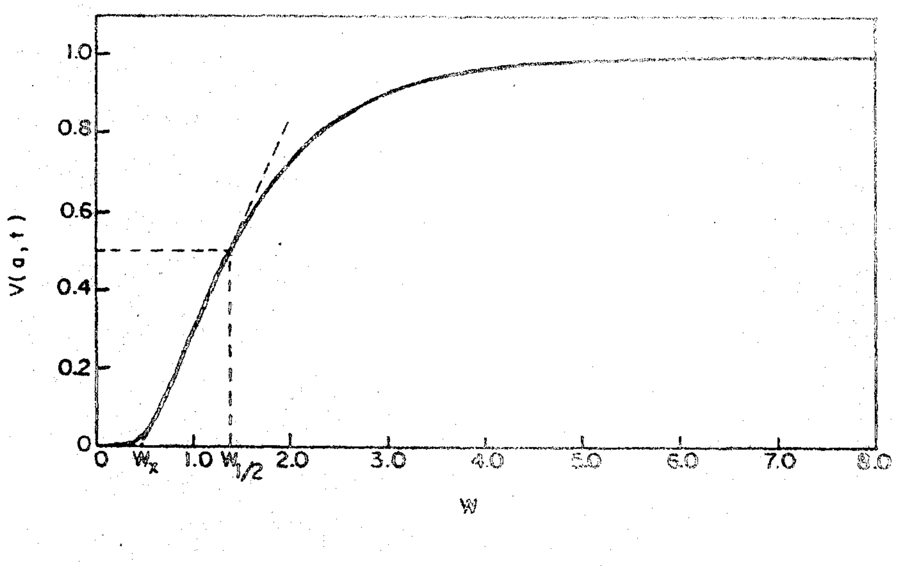


Fig.(2.1)- Transiente de temperatura adimensional dado pela Eq.(2.4).

2 .2- Restrições ao Modelo de Parker et al.(1961)

Em trabalhos subsequentes foram analisados os efeitos de pulso de energia não instantâneo e faces paralelas não adiabáticas , que podem restringir o emprego da técnica de Parker et al. (1961).

Convém ressaltar, que de um modo geral a equação que relaciona a difusividade térmica com uma observação experimental, na técnica de pulso de energia, é dada por

$$\alpha = \nu \frac{a^2}{t_{1/2}} \tag{2.8}$$

onde o coeficiente ν é igual a 0,139 se as condições estabelecidas por Parker et al. (1961) forem obedecidas; aumenta ou diminui dependendo dos efeitos a serem tratados nos itens que se seguem.

2.2.1- Pulso de Energia não Instantâneo

Cape & Lehman (1963) e Taylor & Cape (1964), analisaram este problema, com pulsos de energia triangular (do tipo dente de serra) e retangular. Estabeleceram que o transiente de temperatura é retardado e, como consequência, o coeficiente numérico ν da Eq. (2.8) aumenta; referem-se a este atraso como Efeito de Pulso de Tempo Finito.

Cape & Lehman (1963) e Taylor & Cape (1964) também verificaram a relação que deve existir entre a duração do pulso de energia τ , e o tempo de resposta térmica característico, t_c, dado por

$$t_c = \frac{a^2}{\pi^2 \alpha} \qquad (2.9)$$

que é da ordem do tempo necessário para a propagação de calor através da amostra. Concluiram que torna-se irrelevante o efeito de pulso de tempo finito, ou seja, o pulso de energia pode ser assumido instantâneo, se o valor numérico da relação τ / t_c for da ordem de 1%.

Larson & Koyama (1967), adotaram uma função exponencial, a qual foi ajustada à forma de onda emitida pela fonte de energia usada no experimento, para descrever a função pulso de energia. Obtiveram uma solução analítica para o transiente de temperatura na face $\underline{x = a}$ e, por intermédio de um método de mínimos quadrados, ajustaram os vários parâmetros dessa solução analítica, sendo um deles relacionado à difusividade térmica, de modo que os resultados teóricos e experimental coincidissem . O valor da difusividade assim calculado foi tomado como resultado experimental.

O pulso de energia do laser empregado neste trabalho (vide Fig.(A.1) do Apêndice A) pode razoavelmente ser aproximado por uma função triangular . Para tal função, a sistemática do trabalho de Heckman (1971, 1973) foi a mais apropriada.

Heckman (1971,1973) empregou a idéia de Watt (1966), ou seja , de considerar o efeito de pulso de tempo finito pela avaliação da integral

$$V(a,t) = \int_0^t q(\lambda)T_1(a,t-\lambda)d\lambda \qquad (2.10)$$

onde

$q(t)$ é a função de pulso de energia,

$T_1(a,t)$ é a função de Green (ou função resposta ao impulso unitário);

e, com uma análise mais completa desenvolveu para pulsos de energia triangular, conforme mostra a Fig.(2.2) , um modo simples de correção para o efeito de pulso de tempo finito.

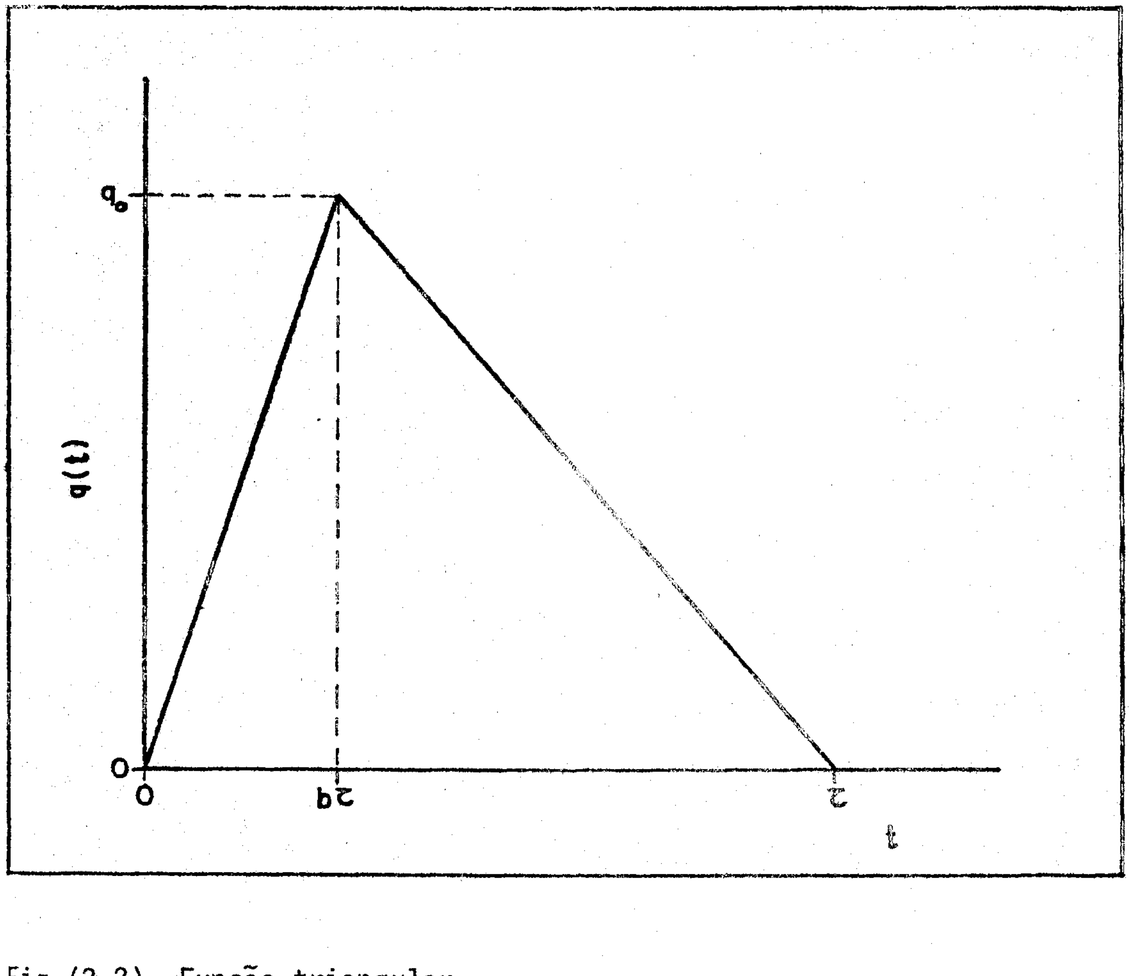


Fig.(2.2)- Função triangular .

A forma analítica dessa função triangular é do tipo

$$
q(t) = \begin{cases} 0 & t \leq 0 \\ \dfrac{q_o t}{b\tau} & 0 \leq t \leq b\tau \\ \dfrac{q_o(\tau - t)}{\tau(1-b\ )} & b\tau \leq t \leq \tau \\ 0 & t \geq \tau \end{cases} \tag{2.11}
$$

onde b é um parâmetro ajustável que posiciona o pico da função triangular à magnitude da função pulso de energia.

Para a função resposta ao impulso unitário, obtida da Eq.(2.2), levando em conta a definição de T_∞ (Eq.(2.3)) com Q = 1, tem-se então

$$
T_1(a,t) = \frac{1}{\rho\ C_p a}\left[1+2\sum_{n=1}^{\infty}(-1)^n \exp(-n^2 t/t_c)\right] \tag{2.12}
$$

Substituindo a Eq.(2.12) e a definição de q(t) (Eq.(2.11)) na Eq.(2.10) e, após integração e simplificações algébricas necessárias , tem-se

$$
V(a,t) = M' + 2\sum_{n=1}^{\infty} N_n'(-1)^n \exp(-n^2\pi^2 t/t_d) \tag{2.13}
$$

onde para $b\tau \leq t \leq \tau$

$$
M' = \frac{1}{1-b}\left[-b + \frac{2t}{\tau} - \left(\frac{t}{\tau}\right)^2 - \frac{t_d}{3\tau} + \frac{t t_d}{3\tau^2} + \frac{7 t_d^2}{180\tau^2}\right]
$$

$$
N_n' = \frac{2}{n^4\pi^4}\left[\frac{t_d^2}{b\tau^2} - \frac{t_d^2}{b(1-b)\tau^2}\exp(\ n^2\pi^2 b\tau/t_d)\right]
$$

e, para $t \geq \tau$

$$M' = 1$$

$$N_n' = \frac{2t_d^2}{n^4\pi^4\tau^2}\left[\frac{1}{b} + \frac{\exp(n^2\pi^2\tau/t_d)}{1-b} - \frac{\exp(n^2\pi^2 b\tau/t_d)}{b(1-b)}\right]$$

(2.13)

Na Eq.(2.13) definiu-se , t_d , como sendo

$$t_d = a^2/\alpha \qquad (2.14)$$

A Eq.(2.13), para $b = 0$, foi analisada por Cape & Lehman (1963) . Curvas típicas para a Eq.(2.13), para valores de $b \neq 0$, são mostradas na Fig. (2.3).

A correção para o efeito de pulso de tempo finito é obtida da Eq.(2.13), com $n = 1, 2, 3$ e 4. Para isso, fixam-se b e τ/t_d e atribuem-se valores para $t_{1/2}/t_d$ até que $|V(a,t) - 0,5|$ esteja dentro de um desvio pré-fixado e arbitrariamente pequeno. Repetindo-se os cálculos para outros valores de b e τ/t_d, ou seja para distintos pulsos triangulares, geram-se novos valores para $t_{1/2}/t_d$. Entretanto, os resultados em termos de τ/t_d e $t_{1/2}/t_d$ possuem um parâmetro , t_d, experimentalmente desconhecido . Em vista disso, efetuam-se as transformações:

$$(\tau/t_d)\ /\ (t_{1/2}/t_d) = \tau/t_{1/2}$$

e

$$(t_{1/2}/t_d)\ /\ 0,139 = \alpha\ /\ \alpha_o \qquad (2.15)$$

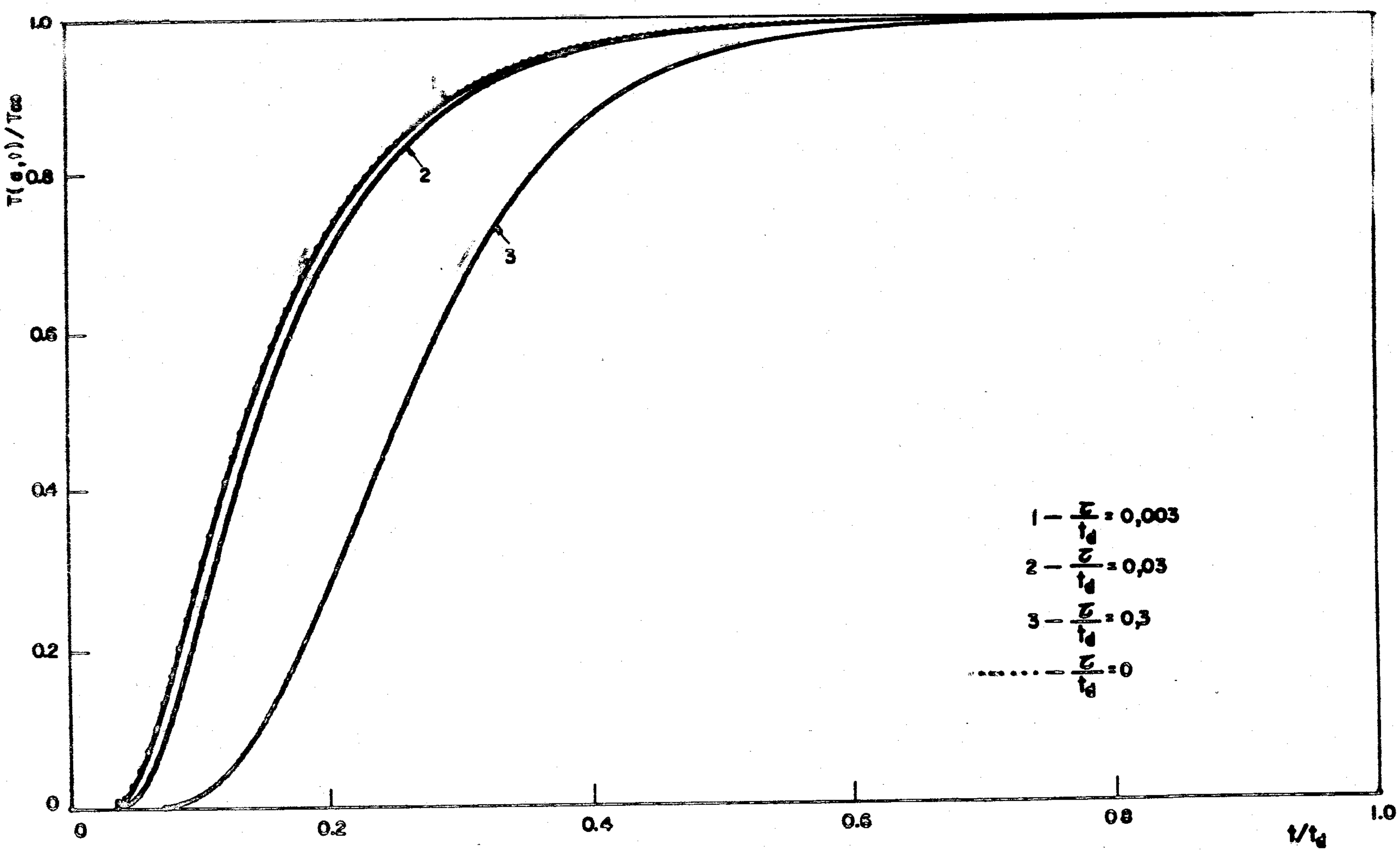


Fig.(2.3)- Efeito de pulso de tempo finito no transiente de temperatura .

onde α e α_o são, respectivamente, as difusividades térmicas efetiva e aparente (ou seja aquela definida pela Eq.(2.6)).

A Tabela (2.1) fornece vários valores de $\tau/t_{1/2}$ e b com seus correspondentes α/α_o; assim o valor de α pode ser calculado.

2.2.2- Faces Paralelas não Adiabáticas

Estudos teóricos referentes ao efeito de perdas de calor foram publicados por Parker & Jenkins (1962), Mendelsohn (1963), Cape & Lehman (1963), Watt (1966), Cowan(1963) e Heckman (1973). Entretanto, apenas as duas últimas referências apresentam procedimentos - para se estimar as correções devidas as perdas de calor nas duas faces paralelas, desde que se conheçam os transientes de temperatura teórico e experimental na face posterior da amostra.

Assumindo o modelo de Parker et al.(1961), porém modificando a condição de contorno para faces paralelas não adiabáticas , Watt (1966) estabeleceu a equação que dá a distribuição de temperaturas numa amostra com o formato de placa plana infinita, isto é

$$T(L_o,L_a,t_d;x,t) = T_\infty \sum_{n=1}^{\infty} Y_n(0)Y_n(x)\exp(-\beta_n^2\, t/t_d) \quad (2.16)$$

onde

$$Y_n(x) = \frac{2^{1/2}(\beta_n^2+L_a^2)^{1/2}\left[\beta_n\cos(\beta_n x/a)+L_o\operatorname{sen}(\beta_n x/a)\right]}{\left[(\beta_n^2+L_o^2)\,(\beta_n^2+L_a^2+L_a) + L_o(\beta_n^2+L_a^2)\right]^{1/2}}$$

Tabela (2.1)- Correções para a difusividade térmica na ocorrência do efeito de pulso de tempo finito. Heckman (1973)

$\tau/t_{1/2}$	α/α_0 b=0	0.05	0.10	0.15	0.20	0.30	0.40	0.50
0.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00
0.05	1.02	1.02	1.02	1.02	1.02	1.02	1.02	1.03
0.10	1.03	1.04	1.04	1.04	1.04	1.05	1.05	1.05
0.15	1.05	1.06	1.06	1.06	1.06	1.07	1.08	1.08
0.20	1.07	1.08	1.08	1.08	1.09	1.10	1.10	1.11
0.25	1.09	1.10	1.10	1.11	1.11	1.12	1.13	1.15
0.30	1.12	1.12	1.13	1.13	1.14	1.15	1.17	1.18
0.35	1.14	1.14	1,15	1.16	1.17	1.18	1.20	1.22
0.40	1.16	1.17	1.18	1.19	1.20	1.22	1.24	1.26
0.45	1.19	1.20	1.21	1.22	1.23	1.25	1.28	1.30
0.50	1.21	1.22	1.24	1.25	1.26	1.29	1.32	1.35
0.55	1.24	1.25	1.27	1.28	1.30	1.33	1.36	1.40
0.60	1.27	1.29	1.30	1.32	1.34	1.37	1.41	1.45
0.65	1.30	1.32	1.34	1.36	1.38	1.42	1.46	1.51
0.70	1.34	1.36	1.38	1.40	1.42	1.47	1.52	1.58
0.75	1.37	1.39	1.42	1.44	1.47	1.52	1.58	1.65
0.80	1.41	1.43	1.46	1.49	1.52	1.58	1.65	1.73
0.85	1.45	1.48	1.51	1.54	1.57	1.64	1.73	1.82
0.90	1,49	1.52	1.55	1.59	1.63	1.71	1.81	1.92
0.95	1.53	1.57	1.61	1.65	1.69	1.79	1.90	2.03
1.00	1.58	1.62	1.66	1.71	1.76	1.86	1.99	2.15
1.10	1.67	1.72	1.77	1.83	1.90	2.04	2.21	2.43
1.20	1.77	1.83	1.90	1.97	2.05	2.24	2.48	2.78
1.30	1.88	1.95	2.04	2.13	2.23	2.47	2.79	3.22
1.40	1.99	2.09	2.19	2.30	2.43	2.75	3.18	3.82
1.50	2.12	2.23	2.36	2.50	2.66	3.07	3.68	4.64
1.60	2.26	2.39	2.55	2.72	2.93	3.47	4.32	5.85
1.70	2.41	2.57	2.76	2.98	3.24	3.97	5.21	7.90
1.80	2.57	2.77	3.00	3.27	3.61	4.60	6.51	
1.90	2.76	3.00	3.28	3.63	4.07	5.46		
2.00	2.96	3.25	3.61	4.06	4.65	6.71		

onde

L_o, L_a = perdas de calor nas superfícies frontal e posterior da amostra;

e os $\beta_n (n = 1,2,3...)$ são as raizes positivas da equação transcendental

$$(\beta^2 - L_o L_a) t_g \beta = \beta (L_o + L_a) \qquad (2.17)$$

A equação que dá o transiente de temperatura na face posterior da amostra foi simplesmente obtida da Eq. (2.16) pela substituição de x por a, ou seja

$$T(L_o, L_a, t_d; a, t) = T_\infty \sum_{n=1}^{\infty} Y_n(0) Y_n(a) \exp(-\beta_n^2 t / t_d) \qquad (2.18)$$

As perdas de calor podem ser expressas por:

$L_x(x=0 \text{ ou } x=a) =$

- $\dfrac{4a\sigma\varepsilon_x T^3_{x,m}}{K}$ No caso de perdas de calor por radiação, onde σ é a constante de STEFAN-BOLTZMANN, $T_{x,m}$ é a temperatura média da superfície e ε_x é a emissividade da superfície;
- $\dfrac{a\, h_x}{K}$ No caso de perdas de calor por convecção, onde h_x é o coeficiente de película da superfície.

Curvas típicas, correspondendo a Eq.(2.18), acham-se na Fig. (2.4).

2.2.2.1- <u>Procedimentos de Cowan (1963) e Heckman (1973) para Correção do Efeito de Perdas de Calor</u>

O procedimento de Cowan (1963), fundamenta-se em determinar experimentalmente a relação

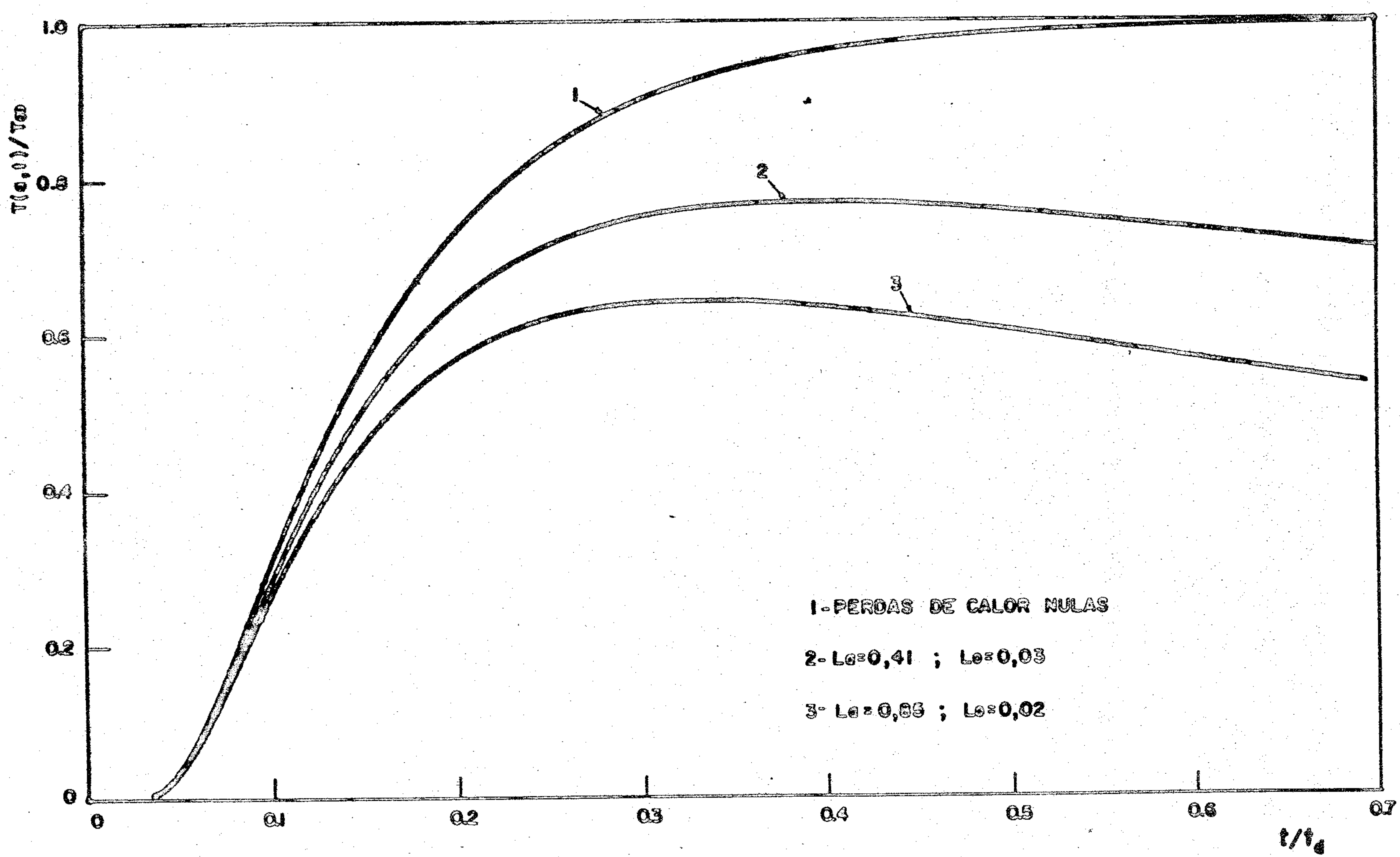


Fig.(2.4)- Efeito de perdas de calor, nas faces paralelas da amostra, no transiente de temperatura .

$$\frac{T(a,\ 5t_{1/2})}{T(a,\ t_{1/a}\ )}$$

ou a relação

$$\frac{T(a,\ 10t_{1/2})}{t(a,\ t_{1/2}\ )}$$

e obter das curvas teóricas da Fig.(2.5) o correspondente valor para o coeficiente ν . A difusividade térmica pode, então, ser calculada da Eq.(2.8), em vista de serem $t_{1/2}$ e a previamente conhecidos.

O adimensional "r" da Fig. (2.4) definido como

$$r = \frac{L_o}{L_a} \tag{2.19}$$

deve ser conhecido , pelo menos aproximadamente, para se poder obter dessas curvas o coeficiente ν; por exemplo, tendo-se apenas perdas de calor por radiação e a mesma emissividade para as superfícies paralelas, pode-se estimar um valor conveniente para "r" através da relação

$$r \simeq \left(\frac{T_{o,m}}{T_{a,m}} \right)^3 \tag{2.20}$$

onde $T_{o,m}$ e $T_{a,m}$ são respectivamente, as temperaturas médias nas superfícies frontal e posterior da amostra. Segundo Morrison et al. (1965) com a Eq.(2.20) pode-se conseguir, com boa precisão , um valor conveniente para o coeficiente ν .

O procedimento de Heckman (1973) , baseia-se em comparar a relação de tempos experimentais, por exemplo

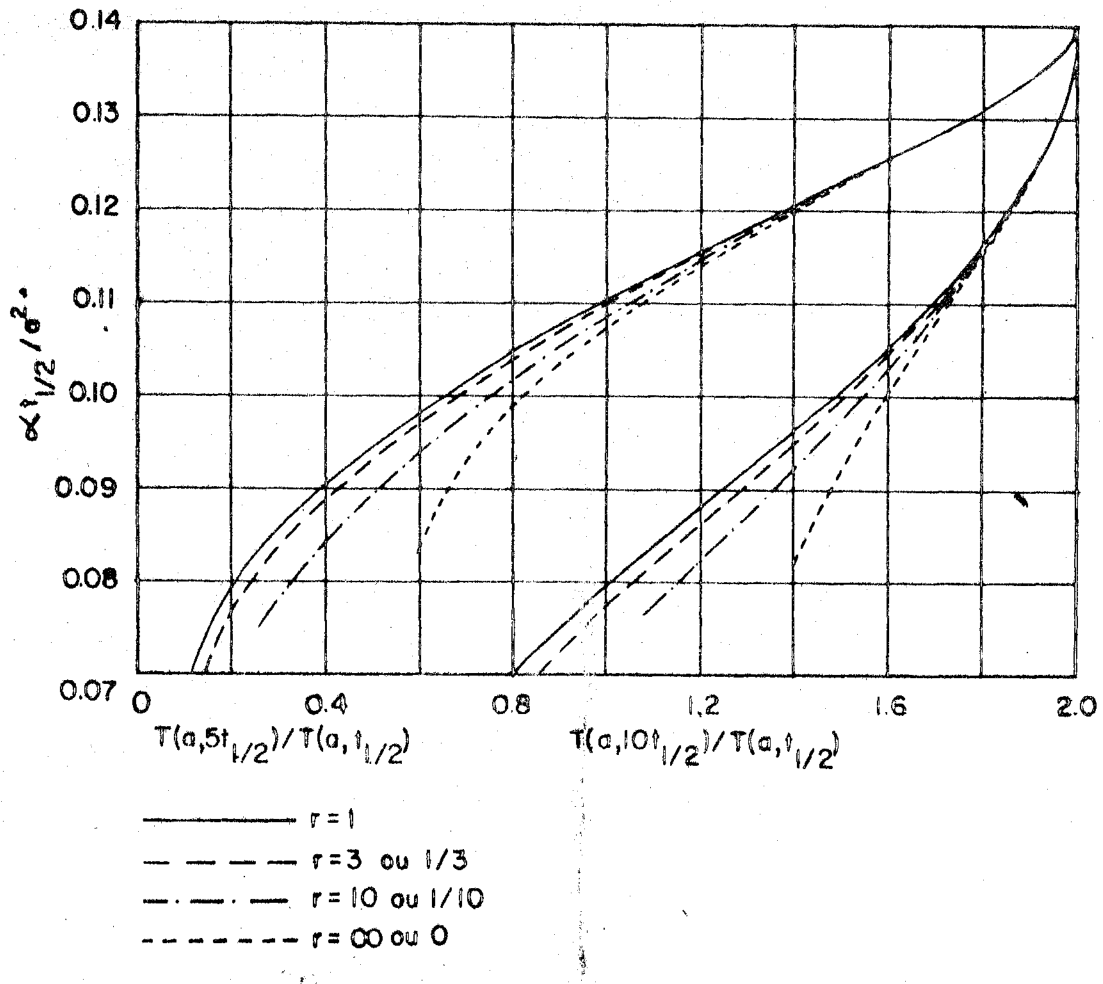


Fig.(2.5)- Estimativa de $\alpha t_{1/2}/a^2$ a partir do transiente de temperatura experimental (Cowan (1963)).

$$\frac{t(0{,}9\ T_{max})}{t(0{,}1\ T_{max})},$$

com a relação teórica correspondente, indicada na Tabela (2.2), de modo a se obter L_o, L_a e ν .

Como no procedimento anterior a difusividade térmica é calculada da Eq.(2.8) em virtude de já serem conhecidos $t_{1/2}(\equiv 0{,}5T_{max})$ e <u>a</u> .

2.3- Fontes Pulsadas de Energia Radiante

No trabalho de Parker et al.(1961) de medição de difusividade térmica, pelo Método do Fluxo de Calor Transiente, foi usada como fonte pulsada de energia radiante uma lâmpada-flash de xenônio. Outros pesquisadores que também usaram esse tipo de fonte de energia foram Rudkin et al.(1962), Jenkins & Westover (1962), Baker (1964), Moser & Kruger(1965), Taylor (1965) e White & Koyama (1968).

Todavia com o aperfeiçoamento da tecnologia do Laser , pesquisadores no campo de medição de difusividade térmica sugeriram a permuta da lâmpada-flash de xenônio por um laser. Os motivos para tal mudança devem-se principalmente, as seguintes características do feixe de laser:

Tabela (2.2)- Correções para a difusividade térmica na ocorrência do efeito de perdas de calor. Heckman (1973)

L_o	$\frac{L_a}{L_o}$	$\frac{T_{max}}{T_\infty}$	Tempos adimensionais t/t_d em						$\frac{t(0,9T_{max})}{t(0,1T_{max})}$
			$0,1T_{max}$	$0,3T_{max}$	$0,5T_{max}$	$0,7T_{max}$	$0,9T_{max}$	T_{max}	
0,00	0,00	1.000	0,0661	0,1012	0,1388	0,1918	0,3035	∞	4,591
0,05	0,00	0,958	0,0654	0,0995	0,1355	0,1854	0,2852	0,6057	4,330
0,05	0,30	0,947	0,0652	0,0990	0,1347	0,1838	0,2813	0,5782	4,314
0,05	1,00	0,924	0,0648	0,0981	0,1330	0,1807	0,2736	0,5336	4,222
0,10	0,00	0,924	0,0648	0,0982	0,1331	0.1808	0,2740	0,5361	4,228
0,10	0,30	0,906	0,0645	0,0974	0,1317	0,1783	0,2681	0,5077	4,156
0,10	1,00	0,866	0,0638	0,0959	0,1290	0,1734	0,2570	0,4629	4,028
0,20	0,00	0,869	0,0638	0,0960	0,1292	0,1738	0,2581	0,4674	4,045
0,20	0,30	0,837	0,0633	0,0948	0,1270	0,1700	0,2496	0,4379	3,943
0,20	1,00	0,775	0,0621	0,0923	0,1228	0,1627	0,2347	0,3929	3,779
0,30	0,00	0,822	0,0630	0,0942	0,1261	0,1684	0,2464	0,4282	3,911
0,30	0,30	0,781	0,0623	0,0926	0,1232	0,1635	0,2363	0,3977	3,792
0,30	1,00	0,702	0,0608	0,0895	0,1180	0,1547	0,2192	0,3529	3,605

Tabela (2.2)- Correções para a difusividade térmica na ocorrência do efeito de perdas de calor. Heckman (1973) (continuação)

L_o	$\frac{L_a}{L_o}$	$\frac{T_{max}}{T_\infty}$	Tempos adimensionais t/t_d em						$\frac{t(0{,}9T_{max})}{t(0{,}1\,T_{max})}$
			$0{,}1\,T_{max}$	$0{,}3T_{max}$	$0{,}5T_{max}$	$0{,}7T_{max}$	$0{,}9T_{max}$	T_{max}	
0,40	0,00	0,782	0,0623	0,0927	0,1234	0,1638	0,2372	0,4011	3,807
0,40	0,30	0,732	0,0614	0,0907	0,1201	0,1581	0,2258	0,3697	3,677
0,40	1,00	0,642	0,0596	0,0872	0,1141	0,1484	0,2074	0,3252	3,479
0,50	0,00	0,746	0,0617	0,0913	0,1211	0,1600	0,2296	0,3806	3,746
0,50	0,30	0,690	0,0606	0,0891	0,1173	0,1536	0,2172	0,3485	3,584
0,50	1,00	0,591	0,0586	0,0851	0,1108	0,1431	0,1979	0,3044	3,377
0,60	0,00	0,714	0,0611	0,0901	0,1191	0,1566	0,2232	0,3643	3,653
0,60	0,30	0,652	0,0599	0,0876	0,1149	0,1497	0,2099	0,3314	3,504
0,60	1,00	0,547	0,0577	0,0833	0,1079	0,1386	0,1899	0,2878	3,291
0,80	0,00	0,659	0,0601	0,0880	0,1156	0,1510	0,2127	0,3393	3,539
0,80	0,30	0,588	0,0586	0,0851	0,1108	0,1431	0,1980	0,3053	3,378
0,80	1,00	0,475	0,0562	0,0803	0,1032	0,1312	0,1773	0,2627	3,154
1,00	0,00	0,612	0,0592	0,0863	0,1128	0,1464	0,2044	0,3209	3,452

Tabela (2.2)- Correção para a difusividade térmica na ocorrência do efeito de perdas de calor. Heckman (1973) (Continuação)

L_c	$\frac{L_a}{L_o}$	$\frac{T_{max}}{T_\infty}$	Tempos adimensionais t/t_d em						$\frac{t(0,9T_{max})}{t(0,1T_{max})}$
			$0,1T_{max}$	$0,3T_{max}$	$0,5T_{max}$	$0,7T_{max}$	$0,9T_{max}$	T_{max}	
1,00	0,30	0,535	0,0575	0,0830	0,1073	0,1377	0,1887	0,2858	3,281
1,00	1,00	0,418	0,0549	0,0778	0,0993	0,1254	0,1676	0,2442	3,052
1,50	0,00	0,522	0,0574	0,0828	0,1072	0,1378	0,1895	0,2898	3,301
1,50	0,30	0,434	0,0553	0,0787	0,1007	0,1276	0,1717	0,2525	3,104
1,50	1,00	0,316	0,0523	0,0731	0,0921	0,1147	0,1506	0,2134	2,879
2,00	0,00	0,456	0,0560	0,0802	0,1032	0,1317	0,1793	0,2698	3,202
2,00	0,30	0,363	0,0536	0,0756	0,0959	0,1204	0,1599	0,2308	2,983
2,00	1,00	0,249	0,0504	0,0696	0,0870	0,1074	0,1393	0,1939	2,802
2,50	0,00	0,405	0,0549	0,0782	0,1001	0,1271	0,1717	0,25[illegible]	3,128
2,50	0,30	0,309	0,0523	0,0731	0,0921	0,1149	0,1512	0,2[illegible]	2,891
2,50	1,00	0,202	0,0489	0,0670	0,0831	0,1020	0,1310	0,1803	2,679
3,00	0,00	0,365	0,0540	0,0765	0,0976	0,1234	0,1659	0,2452	3,072
3,00	0,30	0,268	0,0511	0,0710	0,0891	0,1105	0,1443	0,2033	2,824
3,00	1,00	0,168	0,0476	0,0648	0,0801	0,0977	0,1248	0,1700	2,622

- é monocromático;
- é colimado,
- e concentra valores consideráveis de energia num pequeno volume.

O laser como fonte pulsada de energia radiante foi empregado pela primeira vez por Deem & Wood (1962). Subsequentemente foi utilizado por Taylor & Morreale (1964), Namba et al. (1967), Moser & Kruger (1967 e 1968), Nasu & Kikuchi (1968), Murabayashi et al. (1969) e Takahashi et al. (1971).

3. MÉTODO EXPERIMENTAL

3.1- Descrição da Técnica de Pulso de Energia

A Técnica de Pulso de Energia adotada baseia-se em injetar na face frontal da amostra-alvo um pulso de energia radiante de curta duração provido por um laser e em medir na face posterior desta amostra o transiente de temperatura resultante. Este transiente é detetado por um termopar, cujo sinal é pré-amplificado, registrado por um osciloscópio e, finalmente fotografado por uma câmara de osciloscópio.

3.1.1- Arranjo Experimental

A Fig.(3.1) mostra o diagrama de bloco do arranjo experimental.

Foi utilizado como fonte pulsada de energia radiante um laser a rubi, modelo 101-6 da Spacerays. O elemento emissor de fotons, denominado material laser, é constituido de um cilindro de rubi dopado com cromo de 0,95 cm de diâmetro e 16,82 cm de comprimento. O feixe de laser possui comprimento de onda de 0,6943 μ e a duração do pulso é da ordem de 1 ms .

Verificou-se que dependendo da energia do laser os pulsos variam em forma e largura (vide Fig.(A.1) e podem ser convenientemente caracterizados pela tensão da bateria de condensadores, isto é, pela tensão fornecida às lâmpadas- flash de xenônio que estimulam o material laser. Segundo dados fornecidos pelo fabricante a energia máxima

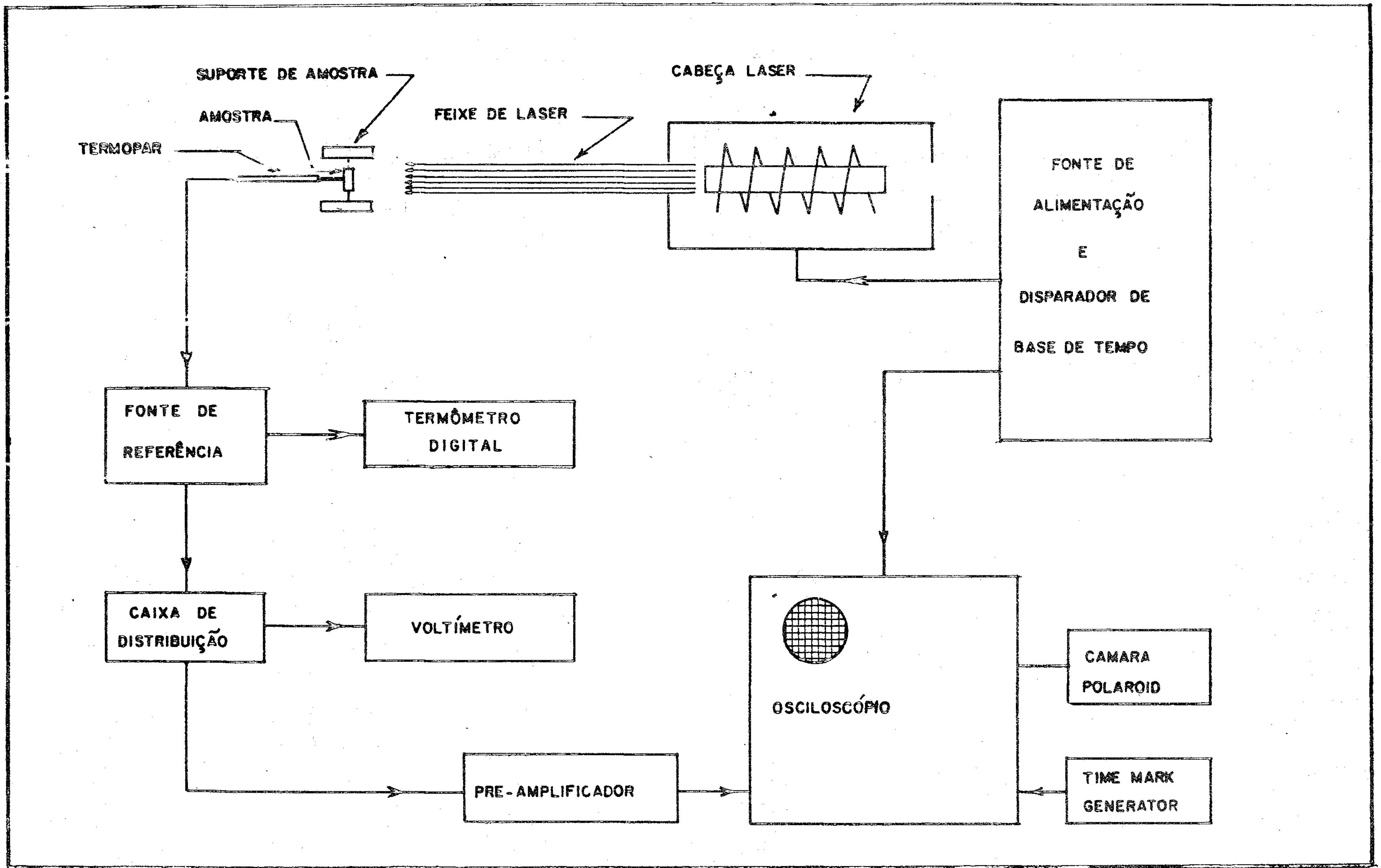


Fig.(3.1)- Arranjo experimental para medição da difusividade térmica .

de emissão do feixe de laser é da ordem de 40J, correspondendo a uma tensão de 3600 VDC.

O material utilizado para obtenção das amostras foi uma barra (diâmetro de 31,8mm e comprimento de 305 mm) de ferro eletrolítico-734 fornecido pelo "National Bureau of Standards"- Estados Unidos. As amostras-alvo, na forma de pastilhas cilíndricas (diâmetro de 0,90 cm e espessura de 0,221 a 0,244 cm), foram então cortadas da barra de ferro eletrolítico, faceadas e polidas . As faces frontais das amostras foram enegrecidas por uma fina camada de grafita coloidal, por um processo de dispersão usando ar comprimido, com a finalidade de garantir, nestas faces, absorção uniforme de energia.

O suporte das amostras foi projetado de modo a minimizar as perdas de calor radial por condução. As amostras afixadas ao suporte foram colocadas em um plano perpendicular à direção de propagação do feixe de laser.

O termopar utilizado foi de Cromel-Alumel Tipo K (40µV/ºC), possuia 30 cm de comprimento e fios de 0,18 mm de diâmetro . Os fios estavam envoltos por um revestimento de aço inoxidável-318 e isolados entre si e do revestimento por óxido de magnésio. As extremidades dos fios, em contato sob pressão com a face posterior da amostra , foram separadas por 2 mm aproximadamente. Com isto o circuito do termopar foi fechado através da amostra e se garantiu que a temperatura medida não foi a da junção dos fios, caso fosse usado o termopar com as pontas soldadas. As extremidades livres do termopar foram soldadas a um conector especial ("THERMOCOAX-MF3"). Foi usado, para ligar esse conector à fonte de referência, um cabo coaxial de Cromel-Alumel blindado.

A fonte de referência consistiu de um vaso de Dewar de 25cm de altura e 8cm de diâmetro. Neste vaso a junção de referência do termopar foi imersa numa mistura de gêlo e água deionisada a 0ºC. Esta temperatura de referência, bem como a temperatura do meio ambiente próxima a amostra, foram controladas por um termômetro digital, modelo 2801, da Hewlett Packard. A junção de referência do termopar foi ligada por um cabo coaxial de cobre blindado a uma caixa de distribuição e de compensação de nível DC.

Na caixa de distribuição e de compensação de nível DC, o sinal fornecido pelo termopar podia ser comutado para um voltímetro digital ou para uma combinação pré-amplificador e osciloscópio através de conectores do tipo BNC. A compensação de nível DC era obtida por uma pilha e um potenciômetro permitindo cancelar a f.e.m. correspondente a temperatura inicial, T_0, da amostra, antes do pulso de energia. Esta f.e.m., correspondente a T_0, foi medida por um voltímetro digital, modelo 3480A, da Hewlett Packard.

O sinal do transiente de temperatura, fornecido pelo termopar, foi pré-amplificado por um amplificador diferencial, modelo 3300 A da Ectron Corporation, com impedância de entrada de 10 MΩ, resposta em frequência de 0 - 20 KHz e ganho de 500.

O sinal amplificado, fornecido pelo pré-amplificador foi registrado como uma curva de f.e.m. versus tempo, na tela do osciloscópio. Foi utilizado um osciloscópio com memória na tela, Hewlett Packard modelo 141A, com um amplificador vertical (resposta em frequência de 0 - 5KHz) modelo 1400B. A base de tempo deste osciloscópio foi calibrada e aferida em cada experimento por um "Time-Mark Generator", Modelo 184 da TEKTRONIX. A base de tempo do osciloscópio foi disparada por um pulso fornecido pela unidade que alimenta a cabeça laser no instante que esta emitiu o pulso de disparo das lâmpadas-flash de xenônio.

As curvas de f.e.m. versus tempo, registradas na tela do osciloscópio, foram, então, fotografadas por uma câmara "Polaroid", modelo 147A, da Hewlett Packard.

3.2- Programa Experimental e Resultados

O programa experimental teve por objetivo investigar a dependência da difusividade térmica e das perdas de calor nas faces paralelas da amostra com a energia do feixe de laser.

Com esta finalidade foram feitos 3 grupos de experimentos. Entre um grupo e o seguinte modificou-se a espessura da amostra (0,221, 0,229 e 0,244 cm) e em cada grupo foi alterada a tensão (1900, 2100 e 2300 VDC) fornecida às lâmpadas-flash de xenônio e, por conseguinte, a energia do feixe de laser.

A energia do feixe de laser foi medida por um fotodetetor integrador. A descrição do processo de medição da energia, bem como os resultados correspondentes acham-se no Apêndice A.

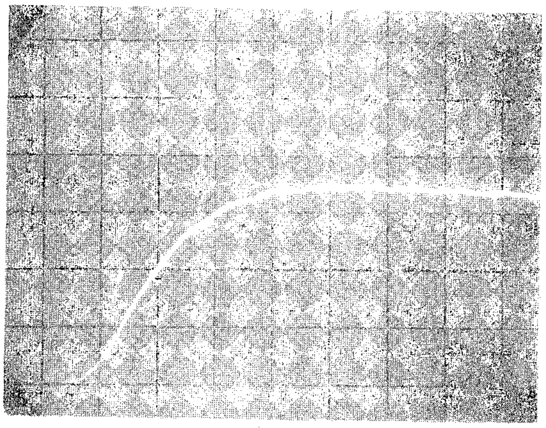
Resultados experimentais típicos, fotografados da tela do osciloscópio, são apresentados nas Figs.(3.2) e (3.3).

Pode-se notar nas fotografias da Fig.(3.2) que a elevação do nível de energia, provida à amostra pelo sistema laser, acarreta nesta um aumento de temperatura . As curvas de f.e.m. versus tempo , na face posterior da amostra, apresentam características semelhantes às das curvas teóricas da Fig.(2.3); ou seja, após o tempo de difusão de calor através da amostra(trecho inicial das curvas) há uma subida repentina de temperatura até atingir o ponto de máximo. A partir desse ponto a temperatura cai sem evidenciar o patamar de definição de T_{∞} .

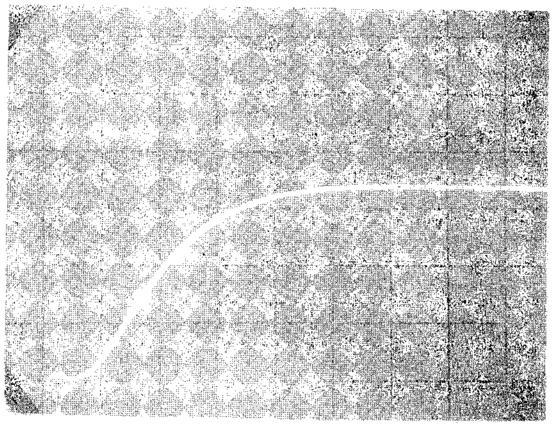
Os tempos de subida dos sinais, fornecidos pelo termopar, foram da ordem de 50 ms (20 Hz). Portanto, as curvas da Fig.(3.2) não foram distorcidas pelas unidades de amplificação.

As curvas da Fig.(3.3) serão analisadas, do ponto de vista de reprodutividade das medidas, no Capítulo 4. Tal análise terá como base os parâmetros (L_o,L_a e t_d) obtidos pelo ajuste por mínimos quadrados.

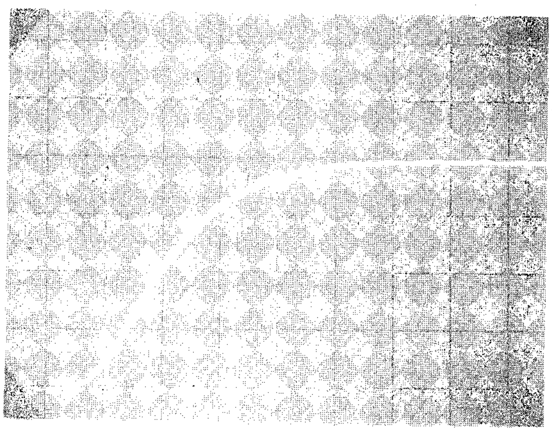
Para os outros dois grupos de experimentos (amostras com espessuras de 0,221 e 0,229 cm) foram obtidas curvas semelhantes às da Fig. (3.2).



(a)



(b)



(c)

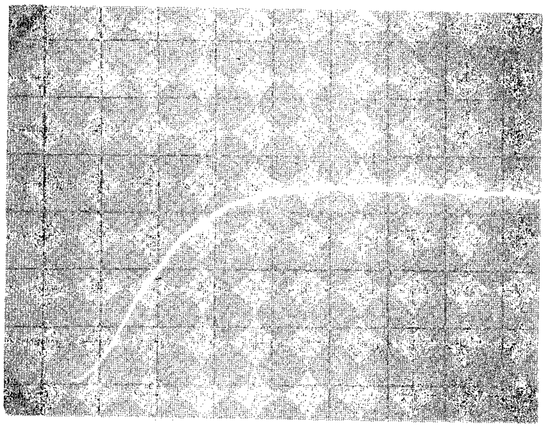
Fig.(3.2)- Transientes de temperaturas registrados no osciloscópio, para o 3º grupo de experimentos.

Escalas:(a)-Horiz. = 20 ms/div. ; Vert. = 30 mV/div.

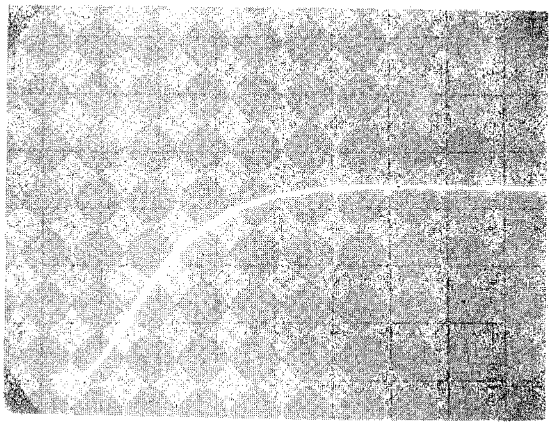
(b)-Horiz. = 20 ms/div. ; Vert. = 75 mV/div.

(c)-Horiz. = 20 ms/div. ; Vert. =100 mV/div.

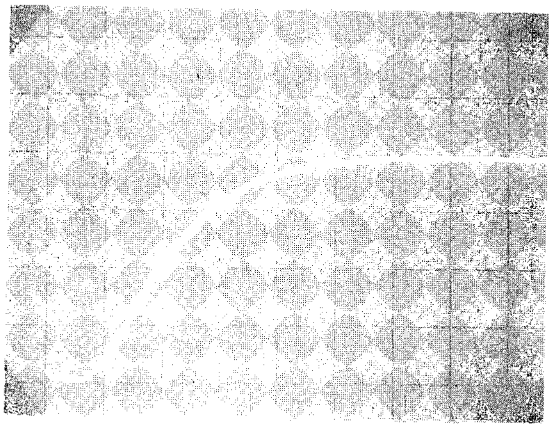
(a)- 1900 VDC; (b)- 2100 VDC ; (c)- 2300 VDC



(a)



(b)



(c)

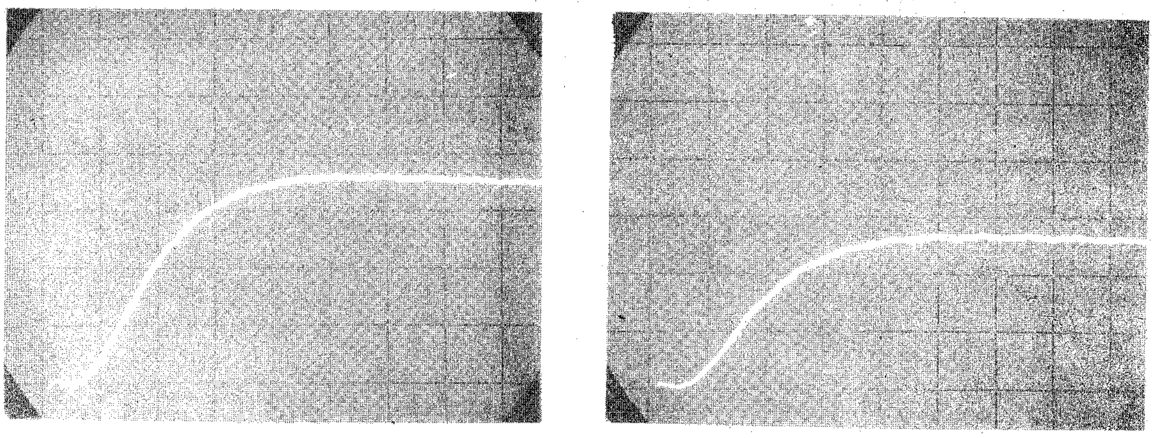
Fig.(3.2)- Transientes de temperaturas registrados no osciloscópio, para o 3º grupo de experimentos.

Escalas:(a)-Horiz. = 20 ms/div. ; Vert. = 30 mV/div.

(b)-Horiz. = 20 ms/div. ; Vert. = 75 mV/div.

(c)-Horiz. = 20 ms/div. ; Vert. =100 mV/div.

(a)- 1900 VDC; (b)- 2100 VDC ; (c)- 2300 VDC



(a) (b)

Fig.(3.3)- Transientes de temperaturas registrados no osciloscópio-repetição de experimentos para 1900 VDC.
Escalas: Horiz. = 20 ms/div. ; Vert. = 30 mV/div.
(a)- 0,229 cm ; (b)- 0,244 cm .

3.3- Técnica de Análise dos Resultados Experimentais

3.3.1- Procedimento para o Cálculo de L_o , L_a e t_d

Foi visto no ítem 3.2 que as curvas experimentais podem fornecer a relação adimensional $T(a,t)/T_{max}$ ao invés de $T(a,t)/T_\infty$. Isto pode ser observado pelas declividades negativas dos transientes de temperatura , imediatamente após a passagem pelo ponto de máximo, não havendo, portanto, meios de se definir corretamente T_∞ ; isto só seria possível se houvesse constancia na temperatura após o ponto de máximo . Em vista disto e levando em conta a Eq.(2.18), a função teórica pode ser expressa por

$$V(L_o,L_a,t_d;a,t) = \left(\frac{T_{max}}{T_\infty}\right)^{-1} \sum_{n=1}^{\infty} Y_n(0)Y_n(a)\exp(-\beta_n^2 t/t_d) \qquad (3.1)$$

mas

$$\frac{T_{max}}{T_\infty} = \sum_{n=1}^{\infty} Y_n(0)Y_n(a)\exp(-\beta_n^2 Z_{max}) \qquad (3.2)$$

onde Z_{max} é o valor de t/t_d que torna máxima a função $T(L_o,L_a,t_d;a,t)/T_\infty$ da Equação (2.18).

Podemos agora reescrever a Equação (3.1) fazendo - nesta a substituição de T_{max}/T_∞ pelo segundo membro da Equação (3.2); tem-se

$$V(L_o,L_a,t_d;a,t) = \frac{\sum_{n=1}^{\infty} Y_n(0)Y_n(a)\exp(-\beta_n^2\ t/t_d\ )}{\sum_{n=1}^{\infty}\ Y_n(0)Y_n(a)\exp(-\beta_n^2 Z_{max}\ )} \qquad (\ 3.3\ )$$

O procedimento para o cálculo dos parâmetros L_o, L_a e t_d se baseia na obtenção da curva experimental , descrevendo a evolução da temperatura na face posterior da amostra em função do tempo, e no ajuste da função definida pela Eq.(3.3) pelo método dos mínimos quadrados.

Isto foi feito com o programa DIFUTE, que se originou de modificações desenvolvidas no programa BASTLE, escrito em FORTRAN IV e existente no Centro de Processamento de Dados do Instituto de Energia Atômica de São Paulo. Tais modificações foram necessárias, para o presente trabalho, em virtude de $V(L_o,L_a,t_d;a,t)$ (vide Eq.(3.3)) ser uma função composta dos β_n. A estrutura básica do programa BASTLE, entretanto, não foi alterada por estas modificações, que consistem, basicamente, em se calcular os β_n e suas derivadas parciais em relação a L_o e L_a cada vez que se definam ou redifinam os parâmetros (L_o,L_a). É mister ressaltar que o programa BASTLE por sua vez, é uma versão do programa VA07AD escrito por Fletcher (1971), do Laboratório de Harwell- Inglaterra.

Os programas auxiliares principais, desenvolvidos exclusivamente para o presente trabalho e utilizados em conexão com o programa DIFUTE, foram os seguintes:

FUNC - Define a Eq.(3.3) e calcula os desvios entre os pontos teóricos e experimentais.

DERIV - Calcula as derivadas parciais da Eq.(3.3) em relação aos parâmetros e compõe as equações normais inerentes ao método de mínimos quadrados.

BIT - Calcula os β_n (n =1, 2,3 ...8).

BDER - Calcula as derivadas parciais dos β_n em relação ao L_o e L_a.

No Apêndice B se encontram as listagens do programa DIFUTE e dos programas auxiliares.

3.3.2- Procedimento para o Cálculo da Temperatura Efetiva da Amostra

O procedimento analisado no ítem anterior fornece, como consequência da definição de t_d, o valor da difusividade térmica. Mas como esta é uma função de temperatura, necessita-se evidentemente calcular a que temperatura tal difusividade térmica foi, efetivamente, calculada.

Parker et al. (1961) definiram uma temperatura efetiva adimensional, V_E, como sendo

$$V_E = \frac{1}{t(0{,}5T_{max})} \int_0^{t(0{,}5T_{max})} \left(\frac{V(0,t)+V(a,t)}{2} \right) dt \qquad (3.4)$$

Neste trabalho foi utilizado um procedimento semelhante ao proposto por Parker et al.(1961) para o cálculo de V_E. Mas, o limite de integração superior da Eq.(3.4) foi assumido igual a $t(T_{max})$; isto é, tempo no qual se dá acréscimo máximo de temperatura na face posterior da amostra.

Dividindo-se ambos os membros da Eq.(2.16) por T_{max} e fazendo-se $x = 0$, temos a expressão que dá a temperatura adimensional na face frontal da amostra, isto é

$$V(L_o, L_a, t_d; 0, t) = \frac{\sum_{n=1}^{\infty} Y_n^2(0)\exp(-\beta_n^2 t/t_d)}{\sum_{n=1}^{\infty} Y_n^2(0)\exp(-\beta_n^2 Z_{max})} \qquad (3.5)$$

A temperatura adimensional na face posterior da amostra é dada pela Eq.(3.3). Portanto, a temperatura efetiva adimensional - pode ser calculada por

$$V_E = \frac{1}{2t(T_{max})}\int_0^{t(T_{max})}\left[\frac{\sum_{n=1}^{\infty} Y_n(0)Y_n(a)\exp(-\beta_n^2 t/t_d)}{\sum_{n=1}^{\infty} Y_n(0)Y_n(a)\exp(-\beta_n^2 Z_{max})} + \frac{\sum_{n=1}^{\infty} Y_n^2(0)\exp(-\beta_n^2 t/t_d)}{\sum_{n=1}^{\infty} Y_n^2(0)\exp(-\beta_n^2 Z_{max})}\right]dt$$

(3.6)

Integrando e levando em conta a definição de Z_{max} , tem-se

$$V_E = \frac{1}{2Z_{max}}\left[\frac{\sum_{n=1}^{\infty}(\beta_n^2)^{-1} Y_n^2(0)(1-\exp(-\beta_n^2 Z_{max}))}{\sum_{n=1}^{\infty} Y_n^2(0)\exp(-\beta_n^2 Z_{max})} + \frac{\sum_{n=1}^{\infty}(\beta_n^2)^{-1} Y_n(0)Y_n(a)(1-\exp(-\beta_n^2 Z_{max}))}{\sum_{n=1}^{\infty} Y_n(0)Y_n(a)\exp(-\beta_n^2 Z_{max})}\right]$$

(3. 7)

Em vista da definição de V_E

$$V_E = \frac{T_E}{T_{max}} \, , \qquad (3.8)$$

e sendo T_o a temperatura inicial da amostra antes do pulso de energia ,define-se a temperatura efetiva da amostra como sendo

$$T_{ef} = T_o + V_E \; T_{max} \qquad (3.9)$$

Para o cálculo da Eq.(3.9) foi utilizado o programa auxiliar EFET cuja listagem também se encontra no Apêndice B.

3.3.3- Procedimento para Cálculo da Temperatura Máxima na Face Frontal da Amostra

Em virtude da energia ser absorvida na face frontal da amostra num tempo muito curto, a temperatura nesta face pode atingir um valor bastante elevado. Tal choque térmico pode originar, dependendo do material a ser testado, variação em composição ou fratura mecânica.

Como a temperatura na face oposta da amostra, na técnica de pulso de energia, não varia durante a duração do pulso aplicado esta amostra pode ser tratada como sendo uma placa de espessura infinita. Carslaw & Jaeger (1959) trataram o caso de uma função pulso de energia $q(t)$ incidindo na face frontal de uma placa de espessura infinita. Para tal $q(t)$ a distribuição de temperaturas na placa pode ser calculada a partir de

$$T(x,t) = \frac{1}{\rho C_p(\pi\alpha)^{1/2}} \int_0^t \frac{q(t-Z)}{Z^{1/2}} \exp\left(-\frac{x^2}{4\,\alpha Z}\right) dZ \qquad (3.10)$$

onde Z é uma variável de integração.

Fazendo-se $x = 0$ na Eq.(3.10) e substituindo nesta a função $q(t)$, definida pela Eq.(2.11), resulta

$$T(0,t) = \frac{1}{\rho C_p(\pi\alpha)^{1/2}} \left[\frac{q_o}{b\tau} \int_0^{b\tau} \frac{(b\tau - Z)}{Z^{1/2}}\, dZ + \frac{q_o}{(\tau - b\tau)} \int_{b\tau}^{t} \frac{(\tau - t + Z)}{Z^{1/2}}\, dZ \right] \qquad (3.11)$$

No tempo t_m, necessário para se atingir temperatura máxima na face frontal da placa, tem-se

$$\frac{dT(0,t)}{dt} = 0$$

por conseguinte, derivando-se , tendo em vista a regra de Leibnitz, a Eq.(3.11) em relação a $\underline{t}$, igualando-se a expressão resultante a zero, tem-se , após tratamento algébrico conveniente,

$$t_m = \frac{1}{4}\left[2\tau(1+b)+2(b\tau)^{1/2}(b\tau+2\tau)^{1/2}\right] \qquad (3.12)$$

Substituindo-se o limite superior da segunda integral da Eq.(3.11) por t_m tem-se, após as integrações e simplificações necessárias , a temperatura máxima $T_{o,max}$ na face frontal da placa

$$T_{o,max} = \frac{q_o}{6\rho C_p(\alpha\pi)^{1/2}}\, f_1(\tau,b\tau)\left[f_2(\tau,b\tau)+4\tau^2\right] \qquad (3.13)$$

onde

$$f_1(\tau,b\tau) = \frac{(b\tau)^{1/2}+(b\tau+2\tau)^{1/2}}{\tau^2(\tau-b\tau)}$$

$$f_2(\tau,b\tau) = 3b\tau(\tau+2b\tau)$$

Assumindo-se que a área da função triangular q(t) represente a energia total Q absorvida na face frontal, tem-se

$$Q = \frac{1}{2} \quad q_o \tau \tag{3.14}$$

Todavia, por definição $\frac{Q}{\rho C_p} = a\, T_{max}$ (3.15)

Portanto a Eq.(3.13), tendo em vista as Eqs.(3.14) e (3.15), pode ser assim escrita

$$T_{o,max} = \frac{a T_{max}}{3(\alpha\pi)^{1/2}} \quad f_1(\tau, b\tau) \left[f_2(\tau, b\tau) + 4\, \tau^2 \right] \tag{3.16}$$

Um caso particular de interêsse, corresponde a função pulso de energia do tipo dente de serra (b = 0). Portanto, fazendo-se na Eq.(3.16) b = 0 resulta

$$T_{o,max} = \frac{8}{3(2\pi\tau\ )^{1/2}} \; a\, T_{max} \; / \; \alpha^{1/2} \tag{3.17}$$

a qual é idêntica à equação apresentada no trabalho de Parker et al.(1961).

4. ANÁLISE E DISCUSSÃO DOS RESULTADOS EXPERIMENTAIS

Foi visto no Capítulo 3, que a partir das curvas experimentais f.e.m. versus tempo, podem ser estimados os parâmetros L_o, L_a e t_d por meio de ajuste por mínimos quadrados. Para tal ajuste um número arbitrário de pontos (tipicamente 30) foram coletados de cada curva experimental. Estes pontos, como também os valores iniciais dos parâmetros, devem ser fornecidos como dados de entrada para o programa DIFUTE. Convém frisar que, neste trabalho, não se dispunham de estimativas iniciais para os parâmetros relativos às perdas de calor(L_o, L_a) . No entanto, isso foi irrelevante para a convergência pois constatou-se ser a mesma bastante rápida, mesmo com valores iniciais muito afastados dos valores ajustados.

O tempo de processamento total do programa DIFUTE, para cada curva experimental analisada, foi da ordem de 2 minutos. A condição de interrupção normal no processamento depende do desvio máximo relativo, γ_{max} , nos parâmetros , entre duas iterações consecutivas. Foi atribuido, inicialmente, um valor de 10^{-1} para γ_{max} e diminuido gradativamente até que não se apresentassem mais variações significativas na soma dos quadrados dos desvios. O valor final de γ_{max} , em cada curva experimental analisada, foi 10^{-4}.

A Fig.(4.1) mostra a performance do programa DIFUTE por meio da variação dos parâmetros ajustados (L_o,L_a e t_d) em função do número de iterações. Observe-se a semelhança no comportamento das curvas dos parâmetros relativos às perdas de calor (L_o,L_a). Note-se, também, que na Fig. (4.1) a soma dos quadrados dos desvios (SQD), a

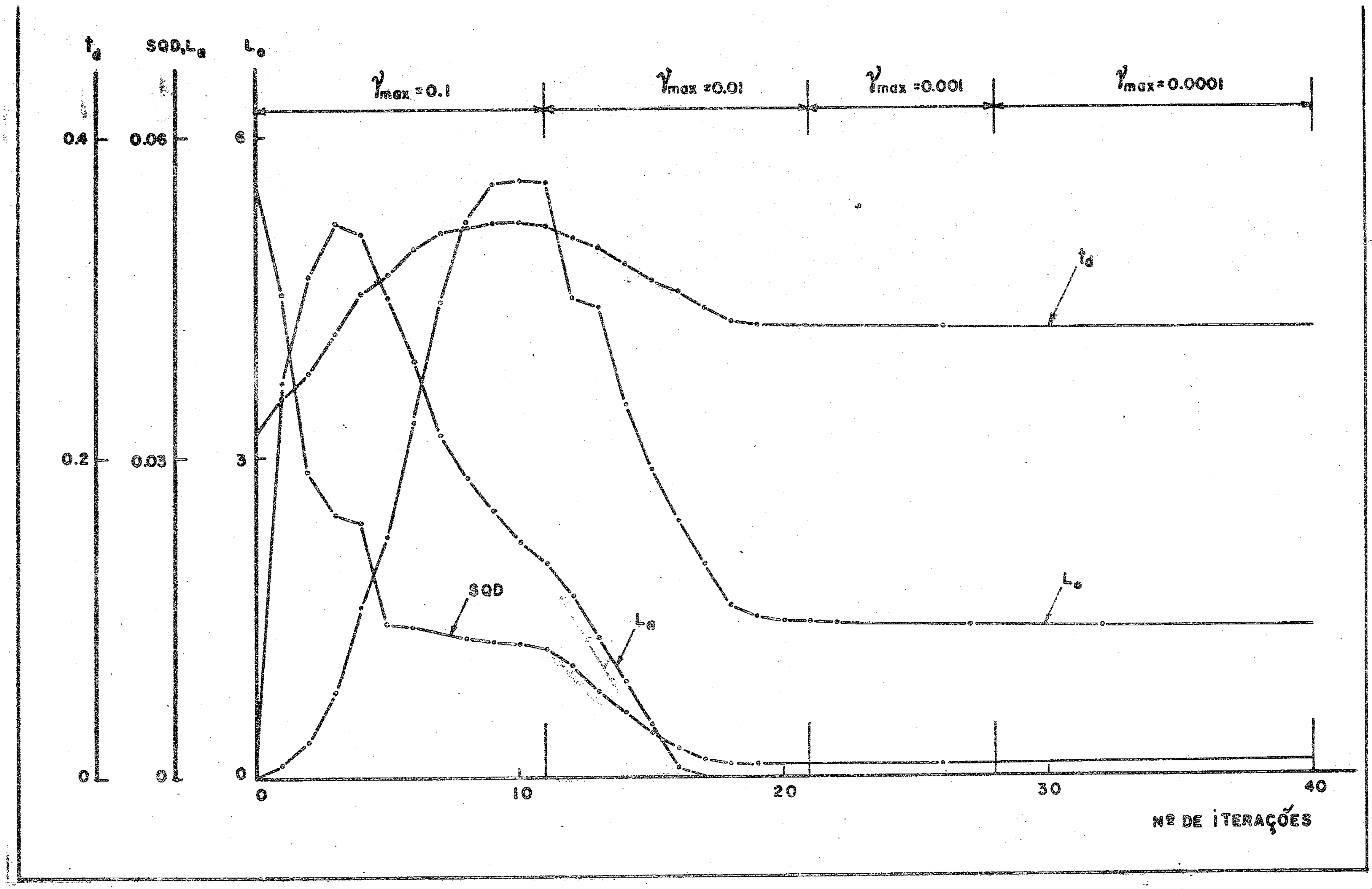


Fig.(4.1)- Variação típica dos parâmetros ajustados em função do número de iterações.

partir de aproximadamente 25 iterações, permanece praticamente constante, com um valor em torno de 12 x 10^{-4}. Para os demais casos analisados obtiveram-se curvas de convergência semelhantes.

Os resultados dos cálculos computacionais, para todas as curvas experimentais analisadas, foram sintetizados: Tabela (4.1), para a espessura de 0,221 cm; na Tabela (4.2), para a espessura de 0,229 cm; e na Tabela (4.3), para a espessura de 0,244 cm.

A qualidade dos ajustes pode ser verificada pelos erros nos parâmetros e pelos valores do desvio médio quadrático(d_{RMS}). Por exemplo, os erros máximos nos parâmetros L_o, L_a e t_d foram, respectivamente: 0,19% (para a espessura 0,244 cm e tensão 2100 VDC); 1,50 % (para a espessura 0,244 cm e tensão 1900 VDC); 0,032% (para a espessura 0,221 e tensão 1900 VDC). O desvio médio quadrático para os 3 grupos de experimentos foi da ordem de 10^{-2} .

Tabela (4.1) Resultados fornecidos pelo programa DIFUTE para o 1º grupo de experimentos. Amostra de ferro eletrolítico-734 de espessura 0,221 cm

Tensão (VDC)	L_o	L_a	t_d (s)	Erros nos parâmetros(%)			d_{RMS} (x 10^2)
				$\frac{\Delta L_o}{L_o}$	$\frac{\Delta L_a}{L_a}$	$\frac{\Delta t_d}{t_d}$	
1900	1,400	0,0	0,2798	0,002	-	0,032	0,738
2100	0,873	0,013	0,2854	0,016	0,385	0,028	0,814
2300	0,869	0,022	0,2880	0,036	0,127	0,005	0,653

Tabela (4.2)- Resultados fornecidos pelo programa DIFUTE para o 2º grupo de experimentos . Amostra de ferro eletrolítico-734 de espessura 0,229 cm.

Tensão (VDC)	L_o	L_a	t_d (s)	Erros nos Parâmetros (%) $\frac{\Delta L_o}{L_o}$	$\frac{\Delta L_a}{L_a}$	$\frac{\Delta t_d}{t_d}$	d_{RMS} ($\times 10^2$)
1900	1,434	0,002	0,3156	0,03	1,40	0,004	0,816
2100	0,707	0,019	0,3069	0,01	0,22	0,012	0,703
2300	0,556	0,021	0,3196	0,06	0,21	0,007	0,801
Repetição de 1900	0,710	0,008	0,3089	0,08	0,74	0,009	0,839

Tabela (4.3)- Resultados fornecidos pelo programa DIFUTE para o 3º grupo de experimentos. Amostra de ferro eletrolítico-734 de espessura 0,244 cm

Tensão (VDC)	L_o	L_a	t_d (s)	Erros nos Parâmetros (%) $\frac{\Delta L_o}{L_o}$	$\frac{\Delta L_a}{L_a}$	$\frac{\Delta t_d}{t_d}$	d_{RMS} ($\times 10^2$)
1900	1,107	0,003	0,3342	0,05	1,50	0,007	0,873
2100	0,854	0,016	0,3340	0,19	0,88	0,023	0,947
2300	0,414	0,022	0,3257	0,02	0,01	0,016	0,723
Repetição de 1900	0,762	0,0	0,3264	0,02	-	0,002	0,899

Como pode ser observado nas Tabelas (4.1), (4.2) e (4.3), a relação L_a/L_o acha-se compreendida entre zero e 0,05. Por conseguinte, para interpretação dos resultados, tendo em vista o ítem 2.2.2.1, assumiu-se na análise que se segue L_a/L_o igual a zero.

4.1- Comparação com a Teoria

4.1.1-Parâmetro Relativo a Perda de Calor na Face Frontal da Amostra

A verificação da validade dos resultados obtidos, para o parâmetro relativo a perda de calor (L_o), foi feita comparando-se os valores indicados nas Tabelas (4.1), (4.2) e (4.3) com aqueles das tabelas (4.4),(4.5) e (4.6), que foram extraídos diretamente das curvas experimentais, de acordo com o procedimento teórico proposto por Heckman (1973). Constatou-se , então, dessa comparação que os valores

Tabela (4.4)-Resultados extraídos das curvas experimentais para o 1º grupo de experimentos. Amostra de ferro eletrolítico-734 de espessura 0,221cm. A relação L_a/L_o foi assumida igual zero tendo em vista a Tabela (4.1) . A faixa de variação para o parâmetro relativo a perda de calor (L_o') foi obtida da Tabela (2.2).

Tensão (VDC)	$t(0,1T_{max})$ (s)	$t(0,9T_{Max})$ (s)	$\frac{t(0,9T_{max})}{t(0,1T_{max})}$	Faixa de variação para L_o
1900	0,017	0,056	3,294	$1,50 < L_o < 2,00$
2100	0,017	0,060	3,529	$0,80 < L_o < 1,00$
2300	0,017	0,062	3,647	$0,60 < L_o < 0,80$

Tabela (4.5)-Resultados extraídos das curvas experimentais para o 2º grupo de experimentos. Amostra de ferro eletrolítico-734 de espessura 0,229 cm. A relação L_a/L_o foi assumida igual a zero tendo em vista a Tabela (4.2) . A faixa de variação para o parâmetro relativo a perda de calor (L_o) foi obtida da Tabela (2.2)

Tensão (VDC)	$t(0{,}1T_{max})$ (s)	$t(0{,}9T_{max})$ (s)	$\frac{t(0{,}9T_{max})}{t(0{,}1T_{max})}$	Faixa de variação para L_o
1900	0,018	0,060	3,333	$1{,}00 < L_o < 1{,}50$
2100	0,019	0,066	3,474	$0{,}80 < L_o < 1{,}00$
2300	0,020	0,078	3,900	$0{,}30 < L_o < 0{,}40$
Repetição de 1900	0,019	0,066	3,474	$0{,}80 < L_o < 1{,}00$

Tabela (4.6)- Resultados extraídos das curvas experimentais para o 3º grupo de experimentos. Amostra de ferro eletrolítico-734 de espessura 0,244 cm. A relação L_a/L_o foi assumida igual a zero tendo em vista a Tabela (4.3). A faixa de variação para o parâmetro relativo a perda de calor (L_o) foi obtida da Tabela (2.2).

Tensão (VDC)	$t(0{,}1T_{max})$ (s)	$t(0{,}9T_{max})$ (s)	$\frac{t(0{,}9T_{max})}{t(0{,}1T_{max})}$	Faixa de variação para L_o
1900	0,019	0,066	3,474	$0{,}80 < L_o < 1{,}00$
2100	0,020	0,072	3,600	$0{,}60 < L_o < 0{,}80$
2300	0,020	0,076	3,800	$0{,}40 < L_o < 0{,}50$
Repetição de 1900	0,020	0,070	3,500	$0{,}80 < L_o < 1{,}00$

para o parâmetro L_0, estimados pelo método de mínimos quadrados, estão em concordância dentro das faixas estabelecidas com auxílio da Tabela (2.2). Por exemplo, para a espessura 0,221 cm e tensão 2100 VDC, obteve-se, para o parâmetro L_0, o valor 0,873, que acha-se dentro da faixa $0{,}80<L_0<1{,}00$, correspondente a relação $t(0{,}9T_{max})/t(0{,}1T_{max})$ igual a 3,529, estabelecida pelo procedimento de Heckman (1973).

Foi mostrado, na Tabela (A.1), que a elevação da tensão suprida às lâmpadas-flash de xenônio conduz a um aumento da energia do feixe de laser. Evidentemente a amostra, na sequência de experimentos de cada grupo (mesma espessura e energias correspondentes a 1900, 2100 e 2300 VDC) sofre gradientes de temperatura cada vez mais elevados. Como consequência, seria de se esperar que essa amostra perdesse mais calor para o meio com o aumento da energia do pulso de laser. Isso foi constatado para o parâmetro de perda de calor L_a, conforme mostram as Tabelas (4.1), (4.2) e (4.3). Entretanto, notou-se a não observância de tal efeito para o parâmetro de perda L_0. Uma possível explicação para esse fenômeno, seria o fato de ter-se alterado o tratamento feito na face frontal da amostra, após o primeiro pulso de laser. A rigor a face frontal deveria ser tratada, sempre, antes de cada experimento.

A curva teórica, da temperatura adimensional $V(L_0,L_a,t_d;a,t)$ calculada com os parâmetros (L_0,L_a e t_d) ajustados para a espessura 0,244cm e tensão 2300 VDC, acha-se comparada com os pontos experimentais, retirados da correspondente curva experimental, na Fig.(4.2).

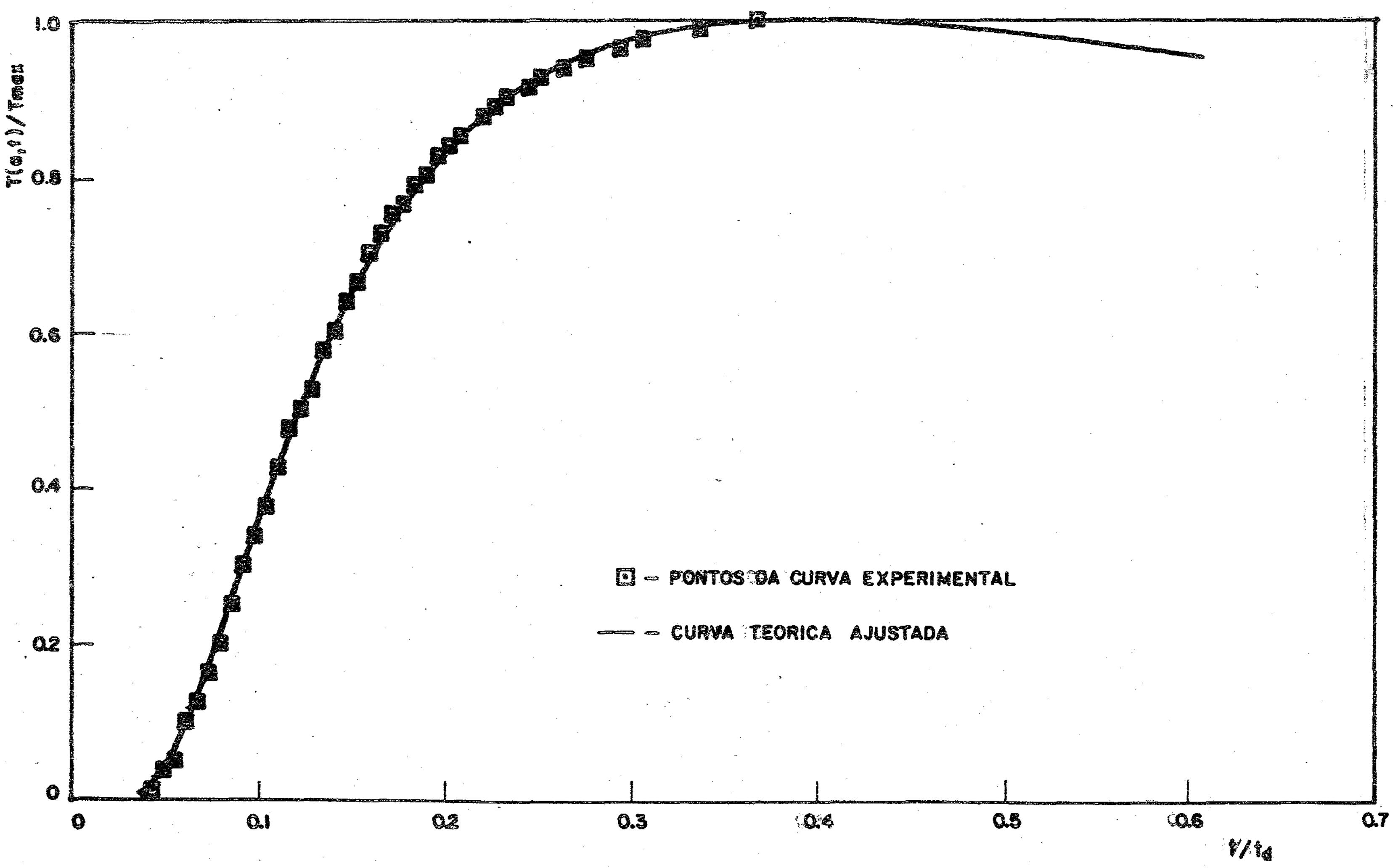


Fig.(4.2)- Comparação da curva teórica ajustada com os correspondentes pontos experimentais

Espessura = 0,244cm; Tensão = 2300 VDC .

4.1.2- Efeito de Perdas de Calor na Determinação da Difusividade Térmica

Na Fig.(4.3) pode-se visualizar o efeito de perdas de calor na determinação de t_d. Nesta figura, tem-se curvas teóricas - (T/T_{max} versus t/t_d) calculadas com os parâmetros (L_o,L_a e t_d) ajustados pelo programa DIFUTE, para o 3º grupo de experimentos. Comparando-se essas curvas com a de perdas de calor nula, nota-se um afastamento relativamente pequeno nos trechos para os quais $t/t_d < \sim 0,08$. Isto também pode ser verificado na Fig.(4.4), versão ampliada da Fig. (4.3), para o intervalo no qual $0,03 \leq t/t_d \leq 0,15$. Observem-se , na Fig. (4.4) , os pequenos desvios nos tempos t_x, obtidos por extrapolação linear das curvas com perdas , com relação ao valor de t_x correspondente a curva com perdas nulas.

Nas Tabelas (4.7), (4.8) e (4.9), respectivamente para as tensões de 1900, 2100 e 2300 VDC , apresentam-se valores para a difusividade térmica calculados tanto a partir de t_x, como também a partir de $t(0,1T_{max})$, $t(0,3T_{max})$ e $t(0,5T_{max})$, tempos necessários para se atingir frações especificadas de temperatura na face posterior da amostra. Constatou-se , na análise dessas tabelas, que os valores calculados para a difusividade térmica (a partir de $t(0,5T_{max})$, $t(0,3T_{max})$ e $t(0,1T_{max})$ decrescem e se aproximam dos valores calculados por extrapolações lineares à medida que se diminui a fração de temperatura máxima , bem como, as perdas de calor . Finalmente, pode-se concluir que a difusividade térmica calculada a partir do tempo t_x foi a menos sensível ao - efeito de perdas de calor. Isto também pode ser verificado na Tabela (4.7), onde tem-se os resultados para a repetição de experimentos, com tensão de 1900V e espessuras 0,229 e 0,244 cm.

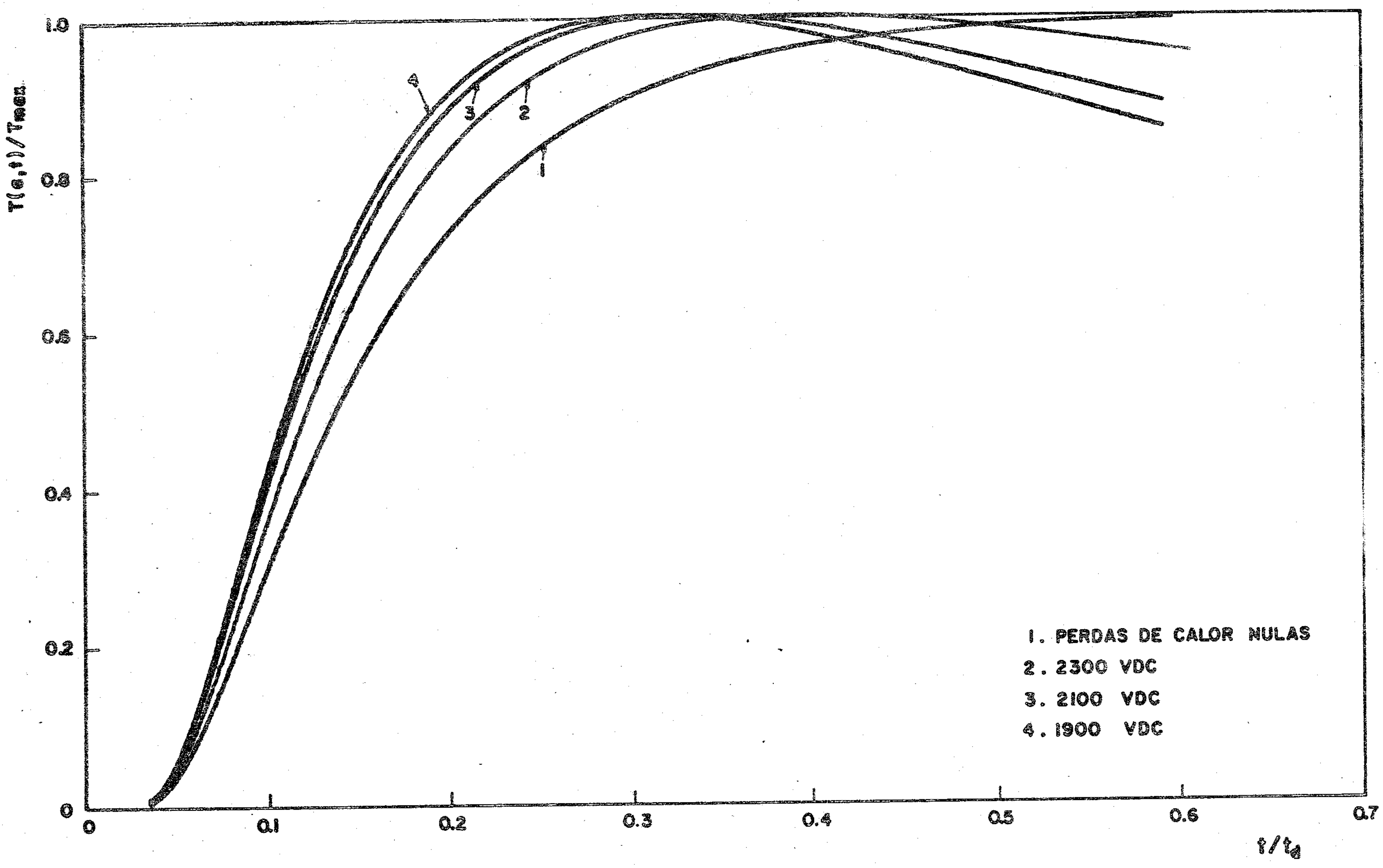


Fig.(4.3)- Efeito de perdas de calor na determinação de t_d

Espessura = 0,244cm .

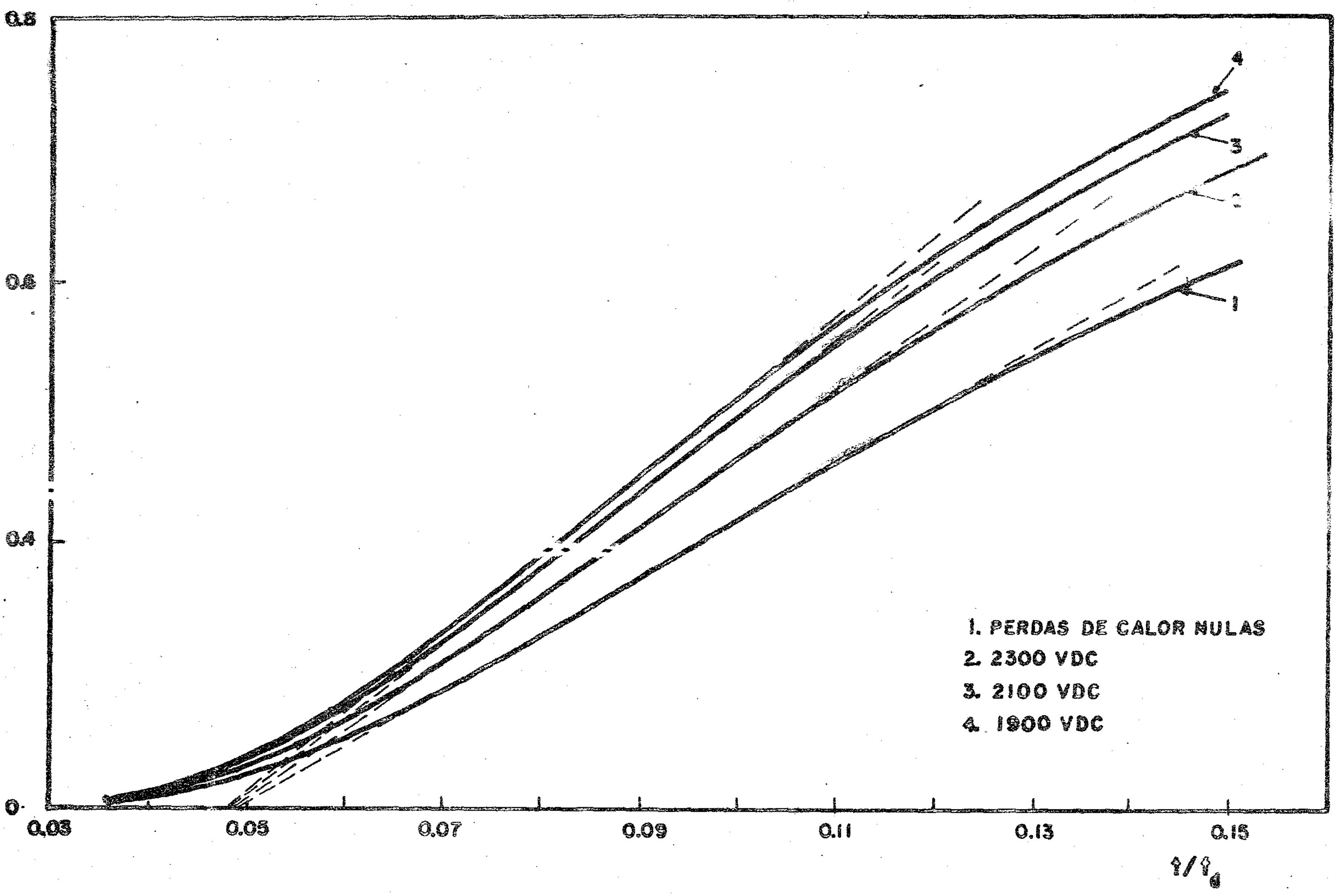


Fig.(4.4)- Efeito de perdas de calor na determinação de t_d para $0,03 \leq t/t_d \leq 0,15$.
Espessura = 0,244cm .

Tabela (4.7)- Valores de difusividade térmica calculados a partir de t_x, $t(0,1T_{max})$, $t(0,3T_{max})$ e $t(0,5T_{max})$; tensão de 1900 VDC provida às lâmpadas-flash de xenônio

a (cm)	t_x (s)	$t(0,1T_{max})$ (s)	$t(0,3T_{max})$ (s)	$t(0,5T_{max})$ (s)	α_{t_x} (cm^2/s)	$\alpha_{t(0,1T_{max})}$ (cm^2/s)	$\alpha_{t(0,3T_{max})}$ (cm^2/s)	$\alpha_{t(0,5T_{max})}$ (cm^2/s)
0,221	0,013	0,017	0,023	0,030	0,183	0,190	0,215	0,226
0,229	0,014	0,018	0,026	0,034	0,182	0,193	0,204	0,214
0,244	0,016	0,020	0,029	0,038	0,181	0,197	0,208	0,217
Repetição de 0,229	0,014	0,019	0,028	0,036	0,182	0,182	0,190	0,202
Repetição de 0,244	0,016	0,020	0,030	0,038	0,181	0,197	0,201	0,217

Tabela (4.8)- Valores de difusividade térmica calculados a partir de t_x, $t(0,1T_{max})$, $t(0,3T_{max})$ e $t(0,5T_{max})$; tensão de 2100 VDC provida às lâmpadas-flash de xenônio

a (cm)	t_x (s)	$t(0,1T_{max})$ (s)	$t(0,3T_{max})$ (s)	$t(0,5T_{max})$ (s)	α_{t_x} (cm^2/s)	$\alpha_{t(0,1T_{max})}$ (cm^2/s)	$\alpha_{t(0,3T_{max})}$ (cm^2/s)	$\alpha_{t(0,5T_{max})}$ (cm^2/s)
0,221	0,013	0,017	0,026	0,034	0,183	0,190	0,190	0,200
0,229	0,014	0,020	0,027	0,036	0,182	0,182	0,197	0,202
0,244	0,016	0,020	0,029	0,038	0,181	0,197	0,208	0,217

Tabela (4.9)- Valores de difusividade térmica calculados a partir de t_x, $t(0{,}1T_{max})$; $t(0{,}3T_{max})$ e $t(0{,}5T_{max})$; tensão de 2300 VDC provida às lâmpadas-flash de xenônio

a (cm)	t_x (s)	$t(0{,}1T_{max})$ (s)	$t(0{,}3T_{max})$ (s)	$t(0{,}5T_{max})$ (s)	α_{t_x} (cm^2/s)	$\alpha_{t(0{,}1T_{max})}$ (cm^2/s)	$\alpha_{t(0{,}3T_{max})}$ (cm^2/s)	$\alpha_{t(0{,}5T_{max})}$ (cm^2/s)
0,221	0,013	0,017	0,026	0,034	0,183	0,190	0,190	0,200
0,229	0,014	0,020	0,029	0,038	0,182	0,173	0,183	0,192
0,244	0,016	0,020	0,030	0,040	0,181	0,197	0,201	0,207

4.2- Comparação de Resultados Experimentais para a Difusividade Térmica

Na Tabela (4.10) apresentam-se os resultados pertinentes a distribuição de temperaturas nas amostras, quais sejam: temperaturas iniciais (T_0) ; acréscimos de temperaturas máximas, nas faces frontais ($T_{0,max}$), calculadas da Eq.(3.16), e nas faces posteriores (T_{max}); e temperaturas efetivas (T_{ef}), calculadas da Eq.(3.9).

Tendo em vista os resultados para o parâmetro t_d, fornecidos pelo programa DIFUTE (vide Tabelas (4.1), (4.2) e (4.3)) e a Eq.(2.14), tem-se, na Fig.(4.5), os valores da difusividade térmica do ferro eletrolítico-734, nas temperaturas efetivas de 305, 316 e 326ºK. O erro experimental estimado (vide Apêndice C), associado a medida de tal propriedade física, variou de + 8,2 a - 4,9%. Convém ressaltar que, tanto os valores de difusividade quanto os de temperaturas efetivas, correspondem a uma média dos resultados para diferentes espessuras, em cada um dos três níveis de tensão ou energia utilizados.

Comparando-se, na Fig. (4.5) os valores de difusividade térmica, determinados neste trabalho, nas temperaturas acima referidas, nota-se a não observância de variações significativas. Os resultados extraídos da literatura, e cotados na Fig.(4.5), referem-se a ferro Armco. Mesmo assim, torna-se interessante frisar que, embora os materiais (vide Tabela (4.11)) difiram em composição e, possivelmente, tratamentos térmicos, nota-se uma concordância bastante aceitável entre os resultados obtidos, pois segundo Parker et al.(1961), para uma comparação de tal tipo, os valores de difusividade podem diferir de até $\pm$ 10% .

Tabela (4.10)- Temperaturas das amostras nos 3 grupos de experimentos

Espessura (cm)	T_o (ºC)	T_{max} (ºC)	$T_{o,max}$ (ºC)	T_{ef} (ºC)	$\bar{T}_{ef}$ (ºK)
Tensão 1900 VDC provida às lâmpadas-flash de Xenônio					
0,221	20,0	6,0	176	31,4	
0,229	22,5	5,7	178	33,4	305
0,244	20,0	5,4	173	29,7	
Tensão 2100 VDC provida às lâmpadas-flash de Xenônio					
0;221	20,0	13,5	180	43,0	
0,229	22,5	13,0	180	44,5	316
0,244	20,0	12,8	185	42,0	
Tensão 2300 VDC provida às lâmpadas-flash de Xenônio					
0,221	20,0	21,0	214	56,0	
0,229	22,5	17,0	183	50,6	326
0,244	20,0	20,0	217	52,9	

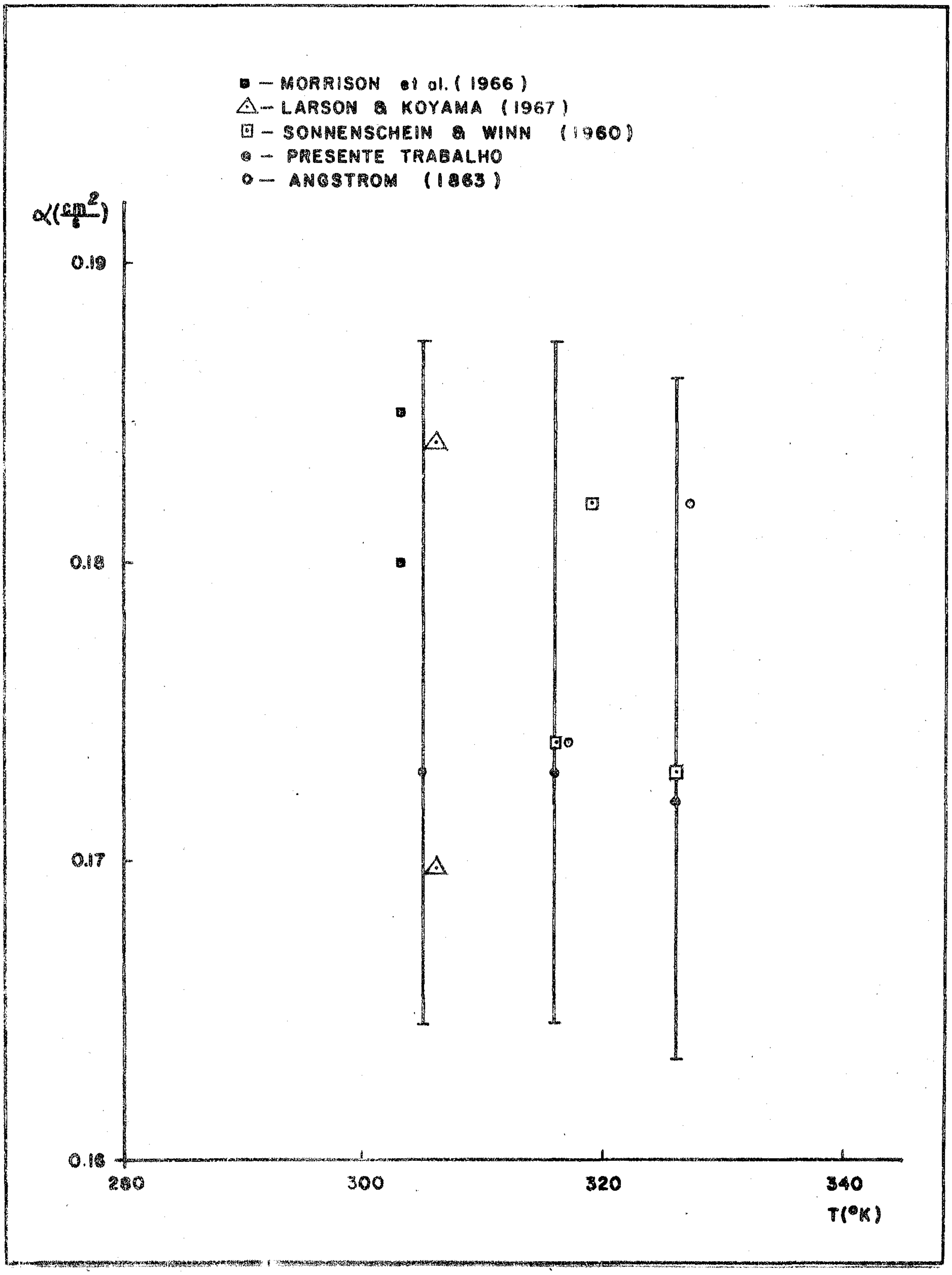


Fig.(4.5)- Difusividade térmica de ferro de alta pureza .

Tabela (4.11) - Composição (%) de ferros de alta pureza

	Fe	Cr	Cu	Mg	Mn	Ni	Mo	Sn	S	Si	Co	C	P
Ferro eletrolítico-734	99,9	0,007	0,0058	-	0,0057	0,041	0,005	0,0006	0,0059	0,008	0,007	0,0067	0,002
Ferro Armco (Sonnenchein & Winn) (1960)	99,94	0,01	0,01	0,01	0,01	0,005	0,001	0,001	-	-	-	-	-

5. CONCLUSÕES E SUGESTÕES

Os parâmetros (L_o, L_a), relativos às perdas de calor nas faces paralelas da amostra, e o parâmetro (t_d), relacionado a difusividade térmica da mesma, foram estimados por meio de ajuste por mínimos quadrados pelo programa DIFUTE. Este originou-se de modificações desenvolvidas no programa BASTLE, sendo este, por sua vez, uma versão do programa VA07AD, escrito por Fletcher (1971), do Laboratório de Harwell - Inglaterra. É mister ressaltar, que a convergência do programa DIFUTE - foi sempre muito rápida, mesmo com valores iniciais dos parâmetros bastante afastados dos valores ajustados. As principais conclusões, então obtidas, podem ser resumidas da seguinte forma:

a) A validade dos resultados para os parâmetros L_o, L_a, obtidos no ajuste por mínimos quadrados, foi verificada empregando-se o procedimento proposto por Heckman (1973). No entanto, para tal análise, o parâmetro L_a foi assumido igual a zero, em vista de ser a relação L_a/L_o sempre muito pequena. Mesmo assim, a análise comparativa mostrou que os valores para o parâmetro L_o estavam, geralmente, dentro das faixas estabelecidas pelo procedimento teórico de Heckman (1973).

b) A investigação da dependência da difusividade térmica com as perdas de calor, foi verificada calculando-se tal propriedade física a partir de distintos tempos $(t(0{,}1T_{max}), t(0{,}3T_{max}), t(0{,}5T_{max}))$, necessários para se atingir, na curva experimental, frações especificadas de temperatura máxima e, também, a partir do tempo (t_x) correspondente a interseção com o eixo dos tempos do prolongamento da porção linear da curva experimental. A motivação de se considerarem tais tempos, deve-se ao fato dos mesmos serem influenciados distintamente pelos efeitos das perdas de calor. Constatou-se, então, em tal análise, que os valores calculados para a difusividade decrescem e se aproximam dos valores calculados por extrapolação linear à medida que se diminui a fração de temperatura máxima, bem como, as perdas de calor. Finalmente, nota-se também, que a difusividade térmica calculada a partir de t_x foi a menos sensível aos efeitos de perdas de calor.

Convém frisar que, a difusividade térmica calculada a partir do parâmetro t_d ajustado por mínimos quadrados, foi praticamente invariante com as perdas de calor e, por conseguinte, com a energia do laser.

c) Os resultados obtidos, no presente trabalho, para a difusividade térmica do ferro eletrolítico-734, nas temperaturas de 305, 316 e 326ºK, mostram que esta propriedade física foi praticamente constante nas referidas temperaturas. O erro experimental estimado e associado a tal propriedade variou de + 8,2 a - 4,9%. Foi obtido um desvio inferior a 7%, comparando-se os valores da difusividade, determinados neste trabalho, com outros da literatura.

d) O procedimento de análise, por mínimos quadrados, dos efeitos das perdas de calor, foi testado apenas em temperaturas efetivas baixas e num único material. No entanto, não se apresentaram impedimentos que, potencialmente, invalidem tal análise em temperaturas elevadas, e/ou em outros materiais.

Como principais temas para futuros estudos tem-se:

1- Considerar na função teórica de ajuste por mínimos quadrados, para obtenção da difusividade térmica, os efeitos concomitantes de perdas de calor e de pulso de tempo finito , uma vez que neste trabalho apenas os primeiros foram considerados. Este estudo pode ser extremamente importante quando se tem amostras de material de alta difusividade térmica ou amostras de espessura muito pequena.

2- Acoplar convenientemente o sinal fornecido pelo termopar, por intermédio de um conversor analógico digital, a um sistema de aquisição de dados. Com tal modificação deve-se melhorar a acuidade da técnica de medição da difusividade, pois no procedimento atual tem-se erros de leitura significantes associados aos pontos extraídos da curva experimental registrada no osciloscópio.

3- Empregar a técnica de pulso de energia com ajuste por mínimos quadrados , cuja aplicabilidade foi demonstrada neste trabalho,para:

3.1- Determinar a condutibilidade térmica de materiais. A técnica de pulso de energia apenas fornece, diretamente, o valor da difusividade que relaciona-se com a condutibilidade térmica através da densidade e do calor específico. No entanto o produto da densidade pelo calor específico pode ser calculado desde que seja conhecida a energia total (Q) absorvida pela amostra. Tal energia pode ser determinada tomando-se como referência uma amostra padrão com propriedades físicas (C_p,ρ) conhecidas e com geometria e tratamento na face frontal similar ao da amostra desconhecida.

3.2- Determinar a difusividade e/ou condutibilidade térmica de materiais compostos. Tal estudo, por exemplo, seria de extrema valia no campo de tecnologia nuclear, uma vez que nele utilizam-se cada vez mais equipamentos apenas revestidos internamente com uma camada de aço inoxidável.

3.3- Determinar a resistência de contato entre duas superfícies. Tal estudo teria também uma aplicação imediata no campo da tecnologia de reatores pois o cálculo térmico de um elemento combustível necessita o conhecimento da resistência de contato entre a pastilha de material combustível e a camisa de revestimento.

APÊNDICE A- MEDIDA DA ENERGIA DO FEIXE DE LASER

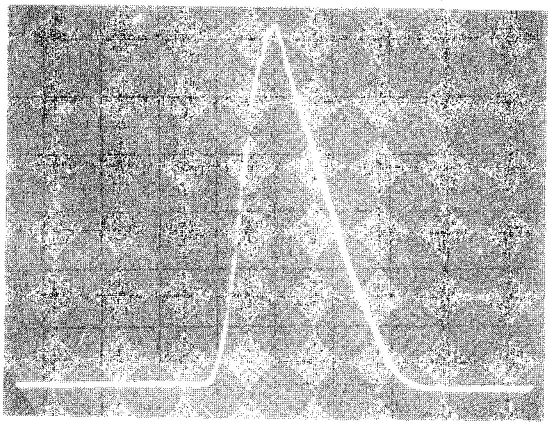
A.1- Método do Fotodetetor Integrador para Medição da Energia de Laser Pulsados

O fotodetetor fornece um sinal elétrico de saída que reproduz o transitório do feixe de laser incidente, conforme mostra a Fig. (A.1) (para as tensões de 1900, 2100 e 2300 VDC, providas às lâmpadas-flash de xenônio). No entanto, quando utilizado para a medição da energia do laser, o mesmo integra tal sinal no tempo e, como resposta, tem-se a energia total contida no pulso. A fim de evitar possíveis avarias do fotodetetor, não se deve incidir sobre este diretamente o feixe de laser. Utiliza-se, portanto, como alvo um bloco refletor difuso, com alto grau de refletividade. Em tal bloco o feixe de laser incide perpendicularmente. A energia total do pulso pode, então, ser calculada pela expressão:

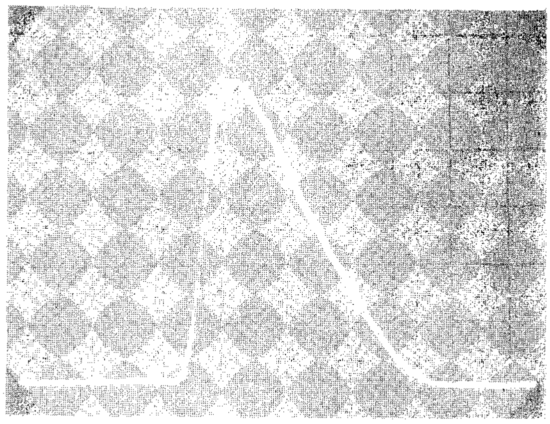
$$E = \Delta E . G(\Omega, \theta, R_\lambda, T_\lambda) \qquad (A.1)$$

onde

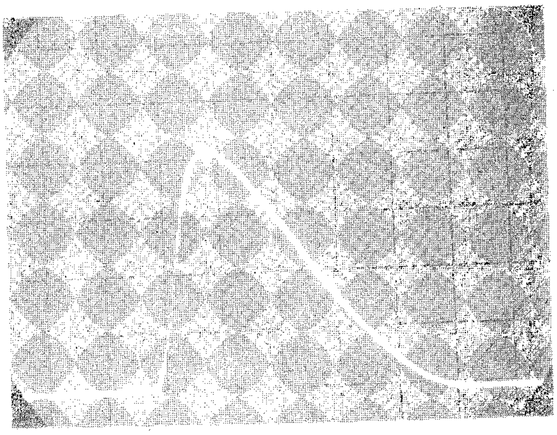
ΔE	é a fração da energia do pulso coletada pelo fotodetetor;
$G(\Omega, \theta, R_\lambda, R_\lambda)$	é uma função dos parâmetros:
Ω	o ângulo sólido subtendido pelo conjunto fotodetetor-alvo;
θ	o ângulo entre o feixe de laser e a janela do fotodetetor;



(a)



(b)



(c)

Fig.(A.1)- Função de resposta do fotodetetor ao pulso de laser .
Escalas: (a)-Horiz. = 0,2 ms/div. ; Vert. = 2 V/div.
(b)-Horiz. = 0,2 ms/div. ; Vert. = 5 V/div.
(c)-Horiz. = 0,2 ms/div. ; Vert. =10 V/div.
(a)- 1900 VDC ; (b)- 2100 VDC ; (c)- 2300 VDC .

R_λ a refletividade do alvo;

T_λ o fator de transmissão da janela do fotodetetor.

Em vista da superfície refletora do bloco ser difusa, a mesma age como se fosse uma fonte pontual emitindo uniformemente radiação em todas as direções, com uma distribuição que obedece à lei de cosseno de Lambert. Por conseguinte, a função $G(\Omega,\theta, R_\lambda,T_\lambda)$ pode ser representada por:

$$G(\Omega,\theta, R_\lambda,T_\lambda) = \frac{4R^2}{D^2} \cdot \frac{1}{\cos\theta} \cdot \frac{1}{R_\lambda T_\lambda} \qquad (A.2\ )$$

onde

R é a distância entre a janela do fotodetetor e o bloco difusor;

D é o diâmetro da janela do fotodetetor.

Substituindo-se a Eq.(A.2) na Eq.(A.1) , tem-se:

$$E = \Delta E. \frac{4R^2}{D^2} \cdot \frac{1}{\cos\theta} \cdot \frac{1}{R_\lambda T_\lambda} \qquad (A.3)$$

Por outro lado, o valor de ΔE pode ser calculado a partir da equação:

$$\Delta E = S_E \cdot V_A \qquad (A.4)$$

onde

S_E é a sensibilidade do fotodetetor (Joules /Volt)

V_A é a amplitude máxima da função de resposta do fotodetetor (volts).

A.1- Arranjo Experimental e Resultados

Na Fig.(A.2), tem-se o diagrama de bloco do arranjo experimental . O fotodetetor utilizado foi de fabricação Spacerays , Modelo FPD-125, com as seguintes características para $\lambda = 0,6943\mu$:

$$S_E = 0,799 \times 10^{-3} \text{ (Joules/Volt)}$$

$$T_\lambda = 0,62$$

A tensão de alimentação do fotodetetor (- 1000 VDC) foi provida por uma fonte Hamner, Modelo N 401. O bloco difusor de MgO possui , segundo a Spacerays , refletividade (R_λ) de 0,98. O sinal elétrico (ou função de resposta) fornecido pelo fotodetetor foi registrado em um osciloscópio, Hewlett Packard Modelo 141A. A base de tempo do osciloscópio foi disparada por um pulso fornecido pela unidade que alimenta a cabeça laser no instante que esta emitiu o pulso de disparo das lâmpadas-flash de xenônio. Para o arranjo experimental da Fig.(A.2), θ = 30º e R = 2 m.

A Fig.(A.3) mostra as funções de resposta do fotodetetor, registradas na tela do osciloscópio e fotografadas por uma câmara "Polaroid" Hewlett Packard, Modelo 147A, nas tensões de 1900, 2100 e 2300 VDC (providas às lâmpadas-flash de xenônio) .

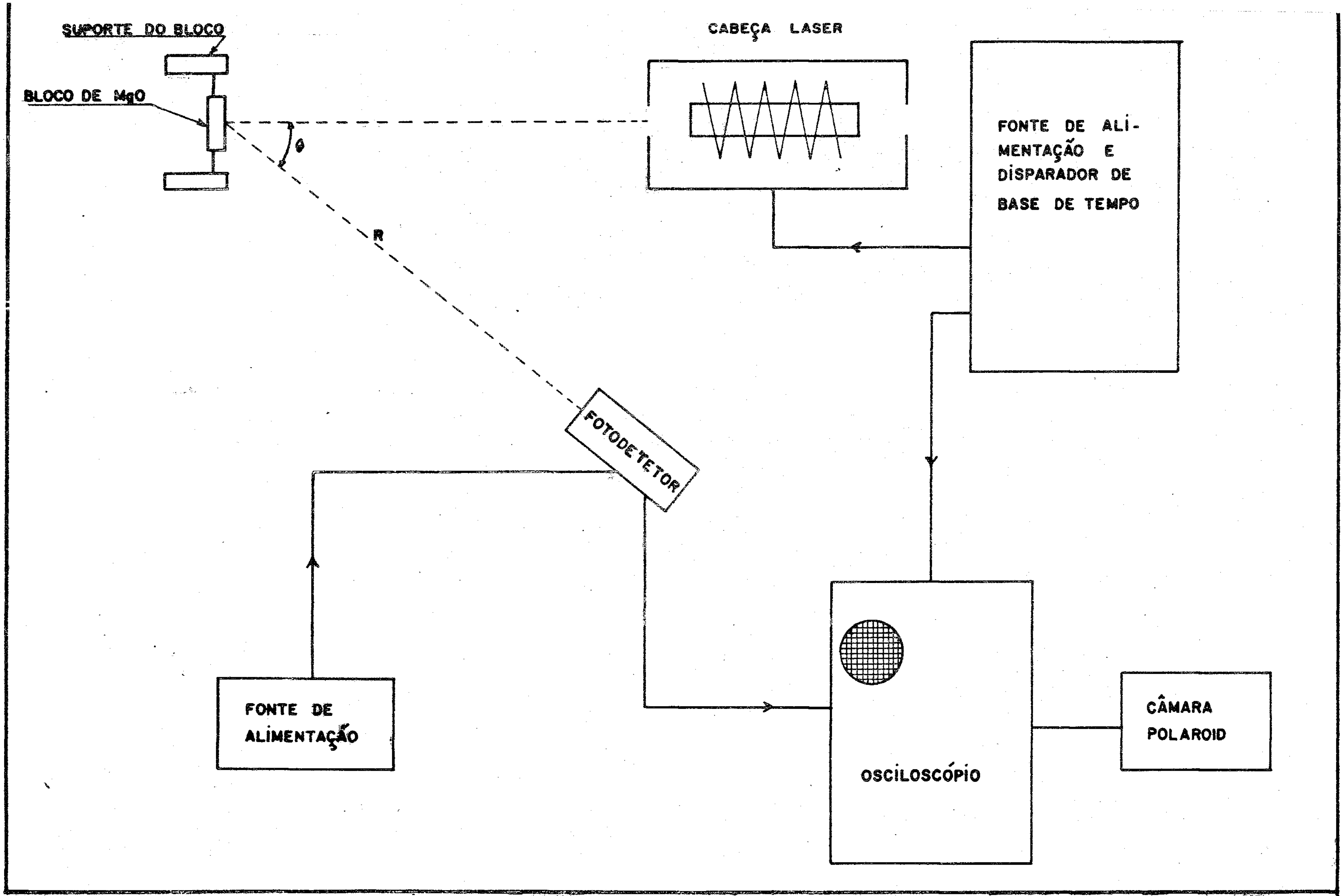
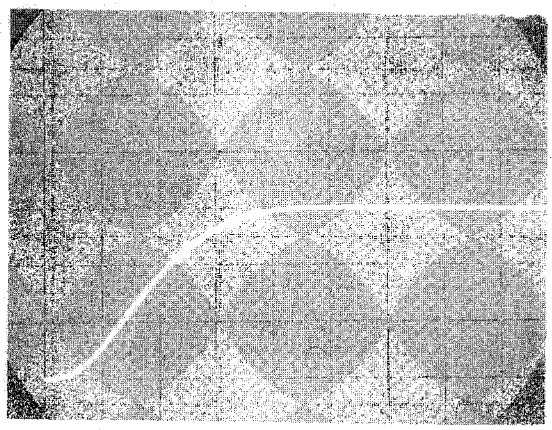
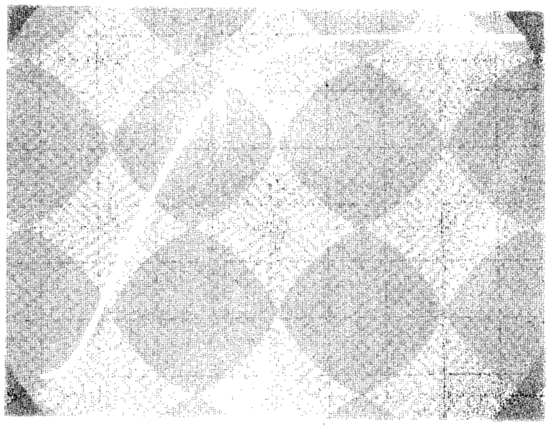


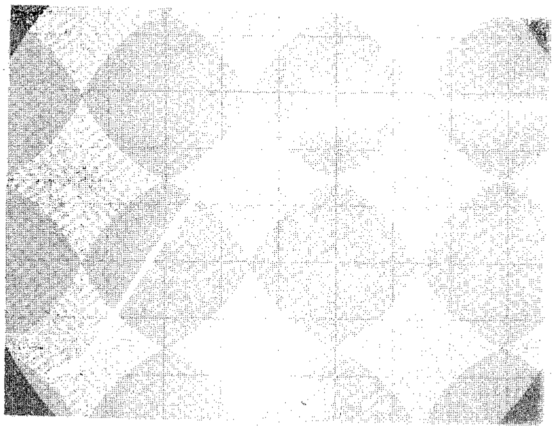
Fig.(A.2)- Arranjo Experimental para a medição da energia do laser.



(a)



(b)



(c)

Fig.(A.3)- Função de resposta integrada do fotodetetor ao pulso de laser.
Escalas:(a)-Horiz. = 0,2 ms/div. ; Vert. = 50 mV/div.
(b)-Horiz. = 0,2 ms/div. ; Vert. = 50 mV/div.
(c)-Horiz. = 0,2 ms/div. ; Vert. =100 mV/div.
(a)- 1900 VDC; (b)- 2100 VDC ; (c)- 2300 VDC .

Com os valores de V_A da Fig.(A.3) obtem-se, com as Eqs. (A.3) e (A.4), os resultados indicados na Tabela (A.1) para as energias do laser nas tensões acima referidas.

Tabela (A.1)- Correspondência entre a tensão fornecida às lâmpadas-flash de xenônio e a energia do feixe de laser

Tensão (VDC)	Energia (Joules)
1900	9
2100	18
2300	29

APÊNDICE B - O PROGRAMA DIFUTE E PROGRAMAS AUXILIARES

O programa DIFUTE originou-se de modificações realizadas no programa BASTLE (vide Chakraborty (1973)); este, escrito em Fortran IV, ajusta por mínimos quadrados, utilizando o algoritmo desenvolvido por Marquardt (1963) e aprimorado por Fletcher (1971), uma função não linear nos parâmetros. As modificações introduzidas , para o presente trabalho, no programa BASTLE, sem alterar sua estrutura, consistiram nos cálculos dos β_n (vide Eq.(2.17)) e de suas derivadas parciais em relação aos parâmetros L_o e L_a. Estes cálculos foram feitos todas as vezes que se definiram ou redefiniram os parâmetros (L_o,L_a) . Isto foi necessário em vista de $V(L_o,L_a,t_d;a,t)$ ser uma função composta dos β_n .

O algoritmo de Fletcher (1971), em princípio, é similar ao de Marquardt (1963), pois, aquele, segue deste a idéia básica de obter o vetor de correção $\underset{\sim}{\Delta}$ a partir da equação:

$$\underset{\sim}{\Delta} = [\underset{\sim}{A} + \lambda \underset{\sim}{D}]^{-1} \underset{\sim}{V} \qquad (B.1)$$

onde

- $\underset{\sim}{A}$ é uma matriz que contém os coeficientes do sistema de equações lineares (inerentes ao método de mínimos quadrados);
- λ é um escalar que varia durante o processo de iteração;
- $\underset{\sim}{D}$ é uma matriz diagonal cujos elementos são aqueles da diagonal de $\underset{\sim}{A}$;
- $\underset{\sim}{V}$ é o vetor dos desvios.

A principal diferença entre tais algoritmos concentra-se nas circunstâncias sob as quais λ varia. Marquardt(1963) recomendou permutar λ por λ/k, onde k é uma constante (k = 10), em cada passo de iteração onde houvesse convergência, ou λ por $k\lambda$ nos passos de iteração onde ocorresse divergência, sendo a escolha de λ arbitrária. Na Fig. (B.1) pode-se ver o fluxograma deste algoritmo. No algoritmo de Fletcher (1971), um novo valor para λ foi determinado comparando-se a redução atual na soma dos quadrados ($S - S'$) com aquela prevista no modelo linear. Baseando-se em tal comparação podem ser assumidas três decisões:

1. se $R < 0{,}25$, então, deve-se reduzir $\lambda(\lambda = \frac{\lambda}{k})$;
2. se $R > 0{,}75$, então, deve-se aumentar $\lambda(\lambda = k\lambda)$;
3. se $0{,}25 \leq R \leq 0{,}75$, então, deve-se manter λ

onde

$$R = \frac{\text{redução atual na soma dos quadrados } (S-S')}{\text{redução prevista na soma dos quadrados}}$$

A constante k, por razões práticas, foi limitada ao intervalo $2 \leq k \leq 10$. Fletcher (1971) desenvolveu, também, um método de selecionar k automaticamente. Na Fig. (B.2) tem-se o fluxograma deste algoritmo.

Abaixo encontram-se as listagens dos programas, desenvolvidos exclusivamente para o presente trabalho:

- programa principal
- programa DIFUTE e programas auxiliares.

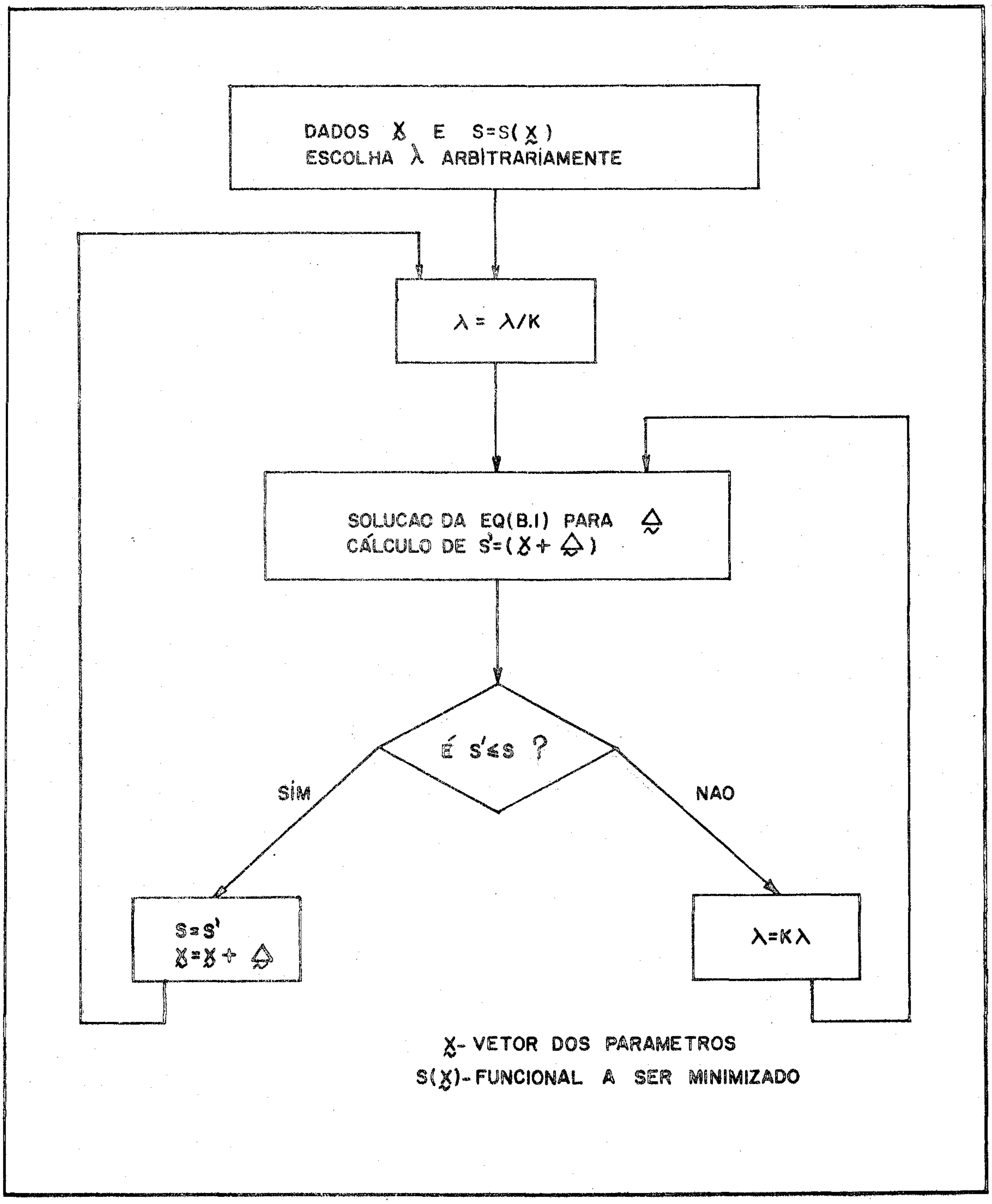


Fig.(B.1)- Fluxograma do algoritmo de Marquardt (1963) .

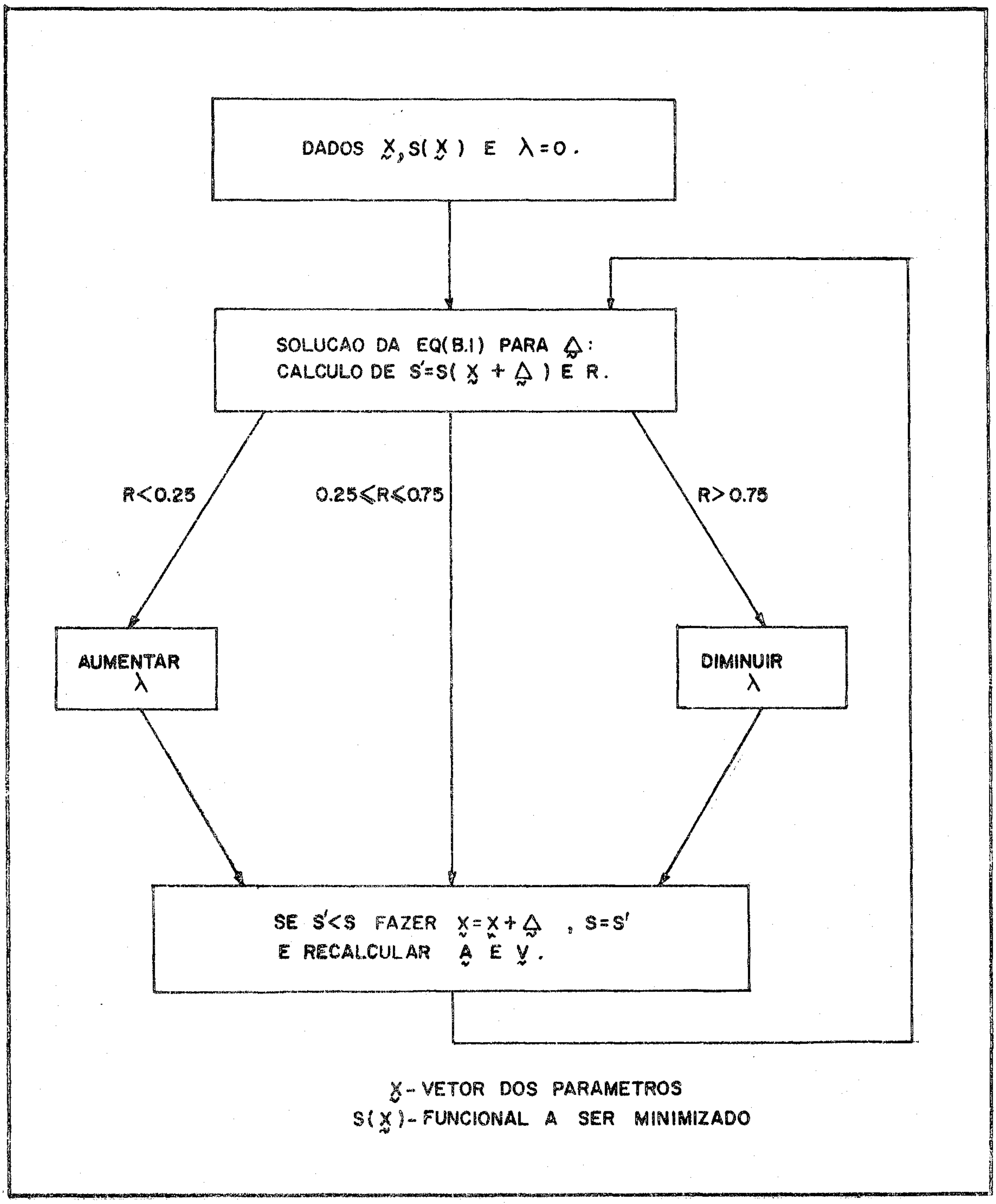


Fig.(B.2)- Fluxograma do algoritmo de Fletcher (1971).

```
      COMMON /MAR/H(500)
      COMMON M,N,MAXIT,KEYSS,IPRINT,ICHANG ,ICPT,ISCALE,IT,IR,RES,RESID,
     XPREDIC,W,MODE,ICHECK,LWGT,ICONV
      COMMON/TAP/BET(8),BOL1(8),BOL2(8),BI(8),ZMAX
      DIMENSION X(500), Y (500),R(500),C(20),SIG(10),EPS(10),IX(30),
     1IY(30),XC(30),YC(30),ZC(30),FC(30),CHI(30),D(500),S(500),W(500),
     CG(10),B(10),U(10),V(10),BC(500),A(10,10),E(10,10),F(10,10),
     CDR(500,10),UC(100,10),TIT(10)
      ICHANG=0
      MAXIT=40
      IPRINT =  1
      W      =  0.
      ICPT = 0
      ISCALE=1
      MODE    =  1
C     NZ = NUMERO DE OBSERVACOES
C     MZ = NUMERO DE PARAMETROS
C     MIZE=ERRO COMPUTACIONAL MAXIMO DOS PARAMETROS
C     DTMAX=ACRESCIMO MAXIMO DE TEMP. NA FACE POSTERIOR DA AMOSTRA
C     ESPES=ESPESSURA DA AMOSTRA
C     GANHO=GANHO DE AMPLIFICACAO
C     FEMTO=F.E.M. CORRESPONDENTE A TO
C     SENBT=SENSIBILIDADE DO TERMOPAR
C     TEFET=TEMPERATURA EFETIVA DA AMOSTRA
C     J1=NUMERO DE EXPERIMENTOS
      READ 25,MIZE,J1
      DO 70 L=1,J1
      READ 15, NZ,MZ,(TIT(I),I=1,10)
      DO 300 I=1,MZ
      DO 300 J=1,MZ
      A(I,J)=1.
  300 CONTINUE
      READ35,(X(I),Y(I),I=1,NZ)
      READ 45, (C(I),I=1,MZ)
      READ 10,DTMAX,ESPES,GANHO,FEMTO,SENBT
      PRINT 80
   80 FORMAT(1H1,16HDADOS DE ENTRADA//14H NO.DE OBSERV.,2X,12HNO.DE PARA
     *M.,2X,4HMIZE,6X,5HDTMAX,5X,5HESPES,2X,5HGANHO,2X,5HFEMTO,2X,5HSENB
     *T)
      PRINT 81,NZ,MZ,MIZE,DTMAX,ESPES,GANHO,FEMTO,SENBT
   81 FORMAT(1H ,5X,I4,8X,I4,8X,I3,3X,D12.5,2X,F5.3,2X,F5.0,2X,F4.2,4X,F
     *3.0)
      PRINT 83
   83 FORMAT(1H0,4X,4HX(I),8X,4HY(I))
      PRINT 84,(X(I),Y(I),I=1,NZ)
   84 FORMAT(1H ,2D12.5)
      DO 30 K=1,NZ
   30 Y(K)=Y(K)/DTMAX
      EPSI=1.D+0
      DO 50 J=1,MIZE
      EPSI=EPSI*(1.D-1)
      DO 60 I=1,3
   60 EPS(I)=EPSI
      M=MZ
      N=NZ
      C1=C(1)
      C2=C(2)
```

```
      INDEX=0
      CALL BIT(C1,C2,INDEX)
      IF(INDEX.EQ.1)GO TO 2
      DO 54 I=1,8
   54 BET(I)=BI(I)
      INDEX1=0
      CALL ITCMAX(C1,C2,INDEX1)
      IF(INDEX1)2,800,800
  800 CALL DIFUIE(Y,X,C,EPS,TIT,R,D,S,W,G,E,U,V,A,M,M,E,M,M,F,M,M,DR,
     *N,M,DC,M,M,BC,IX,IY,XC,YC,ZC,FC,CHI,SIG,MZ,NZ,PROB)
      IF(MAXIT.EQ.0)PRINT 40
   40 FORMAT ('1 NO FIT POSSIBLE BECAUSE DIAGONAL ELEMENT(S)OF THE COEFF
     *ICIENT MATRIX IS/ARE EITHER ZERO OR NEGATIVE')
      ALFA=ESPES*ESPES/C(3)
      PRINT 56,(BET(I),I=1,8)
   56 FORMAT(1H0,6HBETI=  ,8D12.5)
      CALL EFET(C,MZ,DTMAX,GANHO,FEMTO,SENBT,TE)
      PRINT 55,ALFA,TE
   55 FORMAT(1H ,'ALFA= ',D12.5,4X,'TEFET= ',D12.5)
   50 CONTINUE
   70 CONTINUE
    2 STOP
   25 FORMAT(2I2)
   15 FORMAT(2I2,9A8,A4)
   35 FORMAT(7(F4.3,F6.2))
   45 FORMAT(3F9.7)
   10 FORMAT(5F9.5)
      END
```

```
      SUBROUTINE FUNC(C,R,Y,X)
      IMPLICIT REAL*8(A-H,O-Z)
      COMMON/TAP/BET(8),BCL1(8),BDL2(8),BI(8),ZMAX
      COMMON M,N
      DIMENSION C(1),R(1),Y(1),X(1)
      XL1=C(1)*C(1)
      XL2=C(2)*C(2)
      K=8
      C3=C(3)
      DO 1 I=1,N
      SNUNV=0.
      SDENV=0.
      DO 2 J=1,K
      BJ2=BET(J)*BET(J)
      BJ2XL2=BJ2+XL2
      TNV1=BET(J)*BJ2XL2*(BET(J)*DCOS(BET(J))+C(1)*DSIN(BET(J)))
      TNV2=(BJ2+XL1)*(BJ2XL2+C(2))+C(1)*BJ2XL2
      RTNOV=TNV1/TNV2
      CALL EXPAE(X,I,C3,BJ2,ZMAX,EXPAEJ,EXPAEZ)
      ANUNV=RTNOV*EXPAEJ
      DENV=RTNOV*EXPAEZ
      SNUNV=SNUNV+ANUNV
    2 SDENV=SDENV+DENV
      FU=SNUNV/SDENV
    1 R(I)=Y(I)-FU
      RETURN
      END
```

```
      SUBROUTINE DERIV(X,R,Y,A,M1,M2,V,DR,N1,N3,C)
      IMPLICIT REAL*8(A-H,O-Z)
      COMMON/TAP/BET(8),BDL1(8),BDL2(8),B(8),ZMAX
      COMMON M,N,IIS(17),ICHECK
      DIMENSION X(1),R(1),Y(1),A(M1,M2),V(1),DR(N1,N3),C(1)
      XL1=C(1)*C(1)
      XL2=C(2)*C(2)
      XL3=C(3)*C(3)
      K=8
      C3=C(3)
      DO 1 I=1,N
      DNUMV1=0.
      DNUMV2=0.
      DDENV1=0.
      DDENV2=0.
      SNUMV=0.
      TDVDS=0.
      SDENV=0.
      DO 3 J=1,K
      BJ2=BET(J)*BET(J)
      BJ2XL2=BJ2+XL2
      BJ2XL1=BJ2+XL1
      BETCOS=DCOS(BET(J))
      BETSEN=DSIN(BET(J))
      AUX=BET(J)*BJ2XL2
      TNV1=AUX*(BET(J)*BETCOS+C(1)*BETSEN)
      TNV2=BJ2XL1*(BJ2XL2+C(2))+C(1)*BJ2XL2
      RTV1V2=TNV1/TNV2
      CALL EXPAE(X,I,C3,BJ2,ZMAX,EXPAEJ,EXPAE2)
      ANUMV=RTV1V2*EXPAEJ
      DENV=RTV1V2*EXPAE2
      AUX1=((1.+C(1))*BETCOS-BET(J)*BETSEN)*BDL1(J)*BETSEN
      AUX2=2.*BET(J)*(BET(J)*BETCOS+C(1)*BETSEN)*BDL1(J)
      AUX3=(BET(J)*BETCOS+C(1)*BETSEN)*(3.*BJ2+XL2)*BDL1(J)
      AUX4=(2.*BJ2+XL2+XL1+C(2)*C(1))*(2.*BET(J)*BDL1(J))
      AUX5=(BJ2XL2+C(2))*2.*C(1)+BJ2XL2
      AUX6=((1.+C(1))*BETCOS-BET(J)*BETSEN)*BDL2(J)
      AUX7=2.*BET(J)*(BET(J)*BETCOS+C(1)*BETSEN)*BDL2(J)
      AUX8=(BET(J)*BETCOS+C(1)*BETSEN)*((3.*BJ2+XL2)*BDL2(J)+2.*BET(J)*C
     1(2))
      AUX9=BJ2XL1*(2.*C(2)+1.)+2.*C(2)*C(1)
      AUX10=TNV1*(AUX4+AUX5)
      AUX11=TNV1*(AUX4+AUX9)
      AUX12=TNV2*TNV2
      VL1NUM=EXPAEJ*(TNV2*(AUX*(AUX1-AUX2*X(I)/C3)+AUX3)-AUX10)/AUX12
      VL1DEN=EXPAE2*(TNV2*(AUX*(AUX1-ZMAX*AUX2)+AUX3)-AUX10)/AUX12
      VL2NUM=EXPAEJ*(TNV2*(AUX*(AUX6-AUX7*X(I)/C3)+AUX8)-AUX11)/AUX12
      VL2DEN=EXPAE2*(TNV2*(AUX*(AUX6-ZMAX*AUX7)+AUX8)-AUX11)/AUX12
      TDVDS=TDVDS+BJ2*ANUMV
      DNUMV1=DNUMV1+VL1NUM
      DNUMV2=DNUMV2+VL2NUM
      DDENV1=DDENV1+VL1DEN
      DDENV2=DDENV2+VL2DEN
      SNUMV=SNUMV+ANUMV
    3 SDENV=SDENV+DENV
      AUX13=SDENV*SDENV
      DR(I,1)=(SDENV*DNUMV1-SNUMV*DDENV1)/AUX13
      DR(I,2)=(SDENV*DNUMV2-SNUMV*DDENV2)/AUX13
```

```
      1 DR(I,3)=(X(I)/XL3)*TDVL3/SDENV
        DO 2 I=1,M
        CALL PRODUC(DR(I,1),R(1),0.000,V(1),N,1)
        DO 2 J=1,I
      2 CALL PRODUC (DR(1,I),DR(1,J),0.000,A(I,J),N,1)
        RETURN
        END
```

```
      SUBROUTINE EXPAE(X,I,C3,BJ2,ZMAX,EXPAEJ,EXPAEZ)
      IMPLICIT REAL*8(A-H,O-Z)
      DIMENSION X(1)
      AEJ1=-BJ2*X(I)/C3
      IF(AEJ1.LT.(-180.218))AEJ1=-180.218
      AEJ2=-BJ2*ZMAX
      IF(AEJ2.LT.(-180.218))AEJ2=-180.218
      EXPAEJ=DEXP(AEJ1)
      EXPAEZ=DEXP(AEJ2)
      RETURN
      END
```

```
      SUBROUTINE TTCMAX(C1,C2,INDEX1)
      IMPLICIT REAL*8(A-H,O-Z)
      COMMON/TAP/BET(8),BDL1(8),BDL2(8),BI(8),ZMAX
      DIMENSION AUX(2)
      XL1=C1*C1
      XL2=C2*C2
      DO 10 N=1,2
      BN2=BET(N)*BET(N)
      BN2XL2=BN2+XL2
      AUX3=DCOS(BET(N))
      AUX4=DSIN(BET(N))
      AUX1=BN2*BET(N)*BN2XL2*(BET(N)*DCOS(BET(N))+C1*DSIN(BET(N)))
      AUX2=(BN2+XL1)*(BN2XL2+C2)+C1*BN2XL2
      AUX(N)=AUX1/AUX2
      A=AUX(1)
   10 CONTINUE
      B=AUX(2)
      RAB=-A/B
      Z1=-DLOG(RAB)/(BET(2)*BET(2)-BET(1)*BET(1))
      AE1=-(BET(1)*BET(1)*Z1)
      AE2=-(BET(2)*BET(2)*Z1)
      EXPAE1=DEXP(AE1)
      EXPAE2=DEXP(AE2)
      DIF=A*EXPAE1+B*EXPAE2
      ABSDIF=DABS(DIF)
      IF(ABSDIF.GT.1.D-3) GO TO 20
      ZMAX=Z1
      GO TO 40
   20 INDEX1=-1
      PRINT 50
   50 FORMAT('0 DIF DA SUBROUTINE TTCMAX MAIOR DO QUE 1.D-3')
   40 RETURN
      END
```

```
      IMPLICIT REAL*8(A-H,O-Z)
      COMMON/TAP/BET(8),BDL1(8),BDL2(8),BI(8),ZMAX
      IEND=200
      EPS1=1.D-04
      IER=0
      XX=C1+C2
      YY=C1*C2
      ZZ=-1.5+.5*DSQRT(9.+12.*XX)
      BI(1)=DSQRT(ZZ)
      AK=3.1415926535
      DO 10 I=1,7
   10 BI(I+1)=DFLOAT(I)*AK+XX/(DFLOAT(I)*AK)
      DO 20 I=1,8
      BE=BI(I)
      II=I
      CALL BFUNC(BX,BE,II,AK,XX,YY,IEND,EPS1,IER)
      IF(IER.EQ.0)GO TO 20
      IF(IER.EQ.1.AND.I.NE.1) GO TO 40
      CALL RTWI(BX,VE,BE,EPS1,IEND,IER,C1,C2)
      IF(IER.EQ.0) GO TO 20
      IF(IER.EQ.1)PRINT 30
   30 FORMAT('1 RTWI NAO CONVERGE COM IEND INTERACOES')
      IF(IER.EQ.2)PRINT 31
   31 FORMAT('1 DENOMINADOR DA FORMULA DE INTERACAO DE RTWI FOI IGUAL A'
     *,'ZERO')
      GO TO 40
   20 BI(I)=BX
      GO TO 50
   40 INDEX=1
      PRINT 41
   41 FORMAT('1 BFUNC NAO CONVERGE COM IEND INTERACOES')
   50 RETURN
      END
```

```
      SUBROUTINE RTNI(X,VAL,XST,EPS,IEND,IER,C1,C2)
      IMPLICIT REAL*8(A-H,O-Z)
      X1=0.
      IER=0
      TOL=XST
      CALL BETFUN(X,C1,C2,TOL)
      A=X-XST
      B=-A
      TOL=X
      CALL BETFUN(X1,C1,C2,TOL)
      VAL=X-X1
      DO 6 I=1,IEND
      IF(VAL)1,7,1
    1 B=B/VAL-1.
      IF(B)2,8,2
    2 A=A/B
      X=X+A
      B=VAL
      TOL=X
      CALL BETFUN(X1,C1,C2,TOL)
      VAL=X-X1
      TOL=EPS
      D=DABS(X)
      IF(D-1.)4,4,3
    3 TOL=TOL*D
    4 IF(DABS(A)-TOL)5,5,6
    5 IF(DABS(VAL)-10.*TOL)7,7,6
    6 CONTINUE
      IER=1
    7 RETURN
    8 IER=2
      RETURN
      END
```

```
      SUBROUTINE BFUNC(BX,BE,I,AK,XX,YY,IEND,EPS1,IER)
      IMPLICIT REAL*8(A-H,O-Z)
      II=I
      IF(I.GT.1)I=I-1
      DO 10 K=1,IEND
      XST=BE
      BE=DATAN(BE*XX/(BE*BE-YY))
      IF(II.GT.1)GO TO 13
      IF(I.EQ.1)GO TO 11
13    BE=BE+DFLOAT(I)*AK
11    A=DABS(BE-XST)
      IF(A.LE.EPS1)GO TO 20
10    CONTINUE
      GO TO 30
20    BX=BE
      GO TO 40
30    IER=1
40    RETURN
      END
```

```
SUBROUTINE BETFUN(X,EL1,EL2,XA)
IMPLICIT REAL*8(A-H,O-Z)
X=(XA*XA-EL1*EL2)*DTAN(XA)/(EL1+EL2)
RETURN
END
```

```
      SUBROUTINE CUER(C1,C2)
      IMPLICIT REAL*8(A-H,O-Z)
      COMMON/TAP/BET(8),BEL1(8),BEL2(8),DI(8),ZMAX
      YL1=C1*C1
      YL2=C2*C2
      DO 1 J=1,8
      BEC=BET(J)*BET(J)
      BETCO=DCOS(BET(J))
      BETCC2=BETCO*BETCO
      BETTAN=DTAN(BET(J))
      BL1N=(BEC+YL2)*BETTAN
      BL2N=(BEC+YL1)*BETTAN
      DBEL=(C1+C2)**2-(C1+C2)*(((BEC-C1*C2)/BETCC2)+2.*BET(J)*BETTAN)
      BEL1(J)=-BL1N/DBEL
    1 BEL2(J)=-BL2N/DBEL
      RETURN
      END
```

```
      IMPLICIT REAL*8(A-H,O-Z)
      COMMON/TAP/BET(8),BOL1(8),BOL2(8),B1(8),ZMAX
      DIMENSION C(1)
      EXP1=1.D+0
      S1=0.
      S2=0.
      S3=0.
      S4=0.
      C1=C(1)
      C2=C(2)
      AUX1=C1*C1
      AUX2=C2*C2
      DO 30 J=1,MZ
      AUX3=BET(J)*BET(J)
      AUX4=(AUX3+AUX1)*(AUX3+AUX2+C2)+C1*(AUX3+AUX2)
      AUX5=BET(J)*DCOS(BET(J))+C1*DSIN(BET(J))
      AUX6=(AUX3+AUX2)/AUX4
      AUX7=AUX6*AUX5/BET(J)
      AUX8=AUX3*AUX6
      AUX9=AUX8*AUX5
      EXPAE=DEXP(-AUX3*ZMAX)
      S1=S1+AUX6*(EXP1-EXPAE)
      S2=S2+AUX8*EXPAE
      S3=S3+AUX7*(EXP1-EXPAE)
   30 S4=S4+AUX9*EXPAE
      VE=(.5/ZMAX)*((S1/ S2)+(S3/S4))
      TE=1000.*(FEMTC+VE*IMAX/GANHC)/SENBT
      RETURN
      END
```

```
      IMPLICIT REAL*8(A-H,O-Z)
      COMMON M,N,MAXIT,KEYSS,IPRINT,ICHANG,ICPT,ISCALE,IT,IR,RES,RESID,
     1 PREDIC ,Q,MODE,ICHECK,LWGT,ICONV
      COMMON/TAP/BET(8),EOL1(8),EOL2(8),EI(8),ZMAX
      DIMENSION Y(1),X(1),C(1),EPS(1),TIT(1),R(1),D(1),S(1),W(1),G(1),
     CB(1),U(1),V(1),A(M1,M2),E(M3,M4),F(M5,M6),DR(N1,M7),UC(M8,M9),
     CBC(1),IX(1),IY(1),XC(1),YC(1),ZC(1),FC(1),CHI(1),SIG(1)
      QC=0.000
      DO 15 I=11,16
   15 S(I)=C(I)
      ICHECK=0
      ORES=0.
      RFC=0.25
      SIG(1)=0.75
      IF(Q) 3,3,4
    3 Q=0.
      QC=1.
      GO TO 5
    4 QC=Q*.5
    5 CALL FUNC(C,R,Y,X)
      IR=0
      KEYSS=1
      CALL WEIGHT(R,Y,CHI)
      CALL PRODUC (R(1),R(1),QC,RES,NZ,1)
      ICHECK=0
      C1=C(1)
      C2=C(2)
      CALL BOER(C1,C2)
      CALL DERIV(X,R,Y,A,MZ,MZ,V,DR,NZ,MZ,C)
      CALL MIRROR(A,MZ,MZ)
      IT=0
    1 IF(ISCALE.EQ.2.OR.ISCALE.EQ.1)  CALL RESULT(R,C,EPS,A,MZ,MZ,V,UC,M
     1Z,MZ)
      NR=-1
      IF(MODE.EQ.2)  GO TO 20
      IF(MODE.EQ.3)  GO TO 10
      DO 110 I=1,M
      D(I)=A(I,I)
      IF(D(I).LE.0.) D(I)=1.
  110 B(I)=DSQRT(D(I))
      GO TO 30
   20 DO 120 I=1,M
      D(I)=1.
  120 B(I)=1.
      GO TO 30
   10 CALL SKALE(D,B)
   30 CONTINUE
      KIT=0
      IT=IT+1
      DO 40 I=1,M
      U(I)=A(I,I)
      IF(U(I).EQ.0.)  U(I)=1.
      IF(U(I).GE.0.)  GO TO 40
      MAXIT=0
      RETURN
   40 CONTINUE
```

```
      S(I)=W(I)
      C(I)=S(I)
   50 A(I,I)=C(I)+Q*D(I)
      DO 51 J=1,M
      DO 51 I=1,M
   51 F(J,I)=A(J,I)
      GO TO 61
    2 CONTINUE
      KIT=KIT+1
      DO 60 I=1,M
      S(I)=G(I)
   60 A(I,I)=C(I)+Q*D(I)
      DO 62 J=1,M
      DO 62 I=1,M
   62 A(J,I)=F(J,I)
   61 CONTINUE
      KEYSS=0
      IF(IPRINT.GT.0)  CALL INVERS (A,MZ,MZ,S,1,NR,1,MZ)
      IF(IPRINT.LE.0)  CALL INVERS (A,MZ,MZ,S,1,NR,0,MZ)
      ICHECK=0
   63 IF(NR.EQ.0)  GO TO 70
      Q=2.*Q
      IF(Q.EQ.0.) Q=1.
      IF(KIT.GT.30) GO TO 103
      GO TO 2
   70 CONTINUE
      IF(ISCALE.EQ.3.AND.DRES.GE.0.)CALL RESULT(R,C,EPS,A,MZ,MZ,S,UC,MZ,
     MZ)
      DO 71 I=1,M
      W(I)=S(I)
   71 S(I)=W(I)+C(I)
      DO 300 I=1,3
      IF(S(I).GT.0.) GO TO 300
      IF(I.EQ.1)S(I)=2.E-3
      IF(S(I).EQ.2.E-3)GO TO 302
      IF(I.EQ.2)S(I)=0.0+0
      IF(S(I).EQ.0.0+0)GO TO 302
      IF(I.NE.3)GO TO 300
      IF(I.EQ.3)PRINT 320
  320 FORMAT('1 PARAMETRO C(3) NEGATIVO OU NULO')
      RETURN
  302 W(I)=S(I)-C(I)
  300 CONTINUE
      C1=S(1)
      C2=S(2)
      DO 150 I=1,6
  150 B1(I)=BET(I)
      INDEX=0
      CALL BIT(C1,C2,INDEX)
      IF(INDEX)301,301,400
  400 RETURN
  301 CONTINUE
      DO 151 I=1,6
  151 BET(I)=B1(I)
      INDEX1=0
      CALL TTCMAX(C1,C2,INDEX1)
      IF(INDEX1)900,901,901
```

```
      IQ=0
      CALL WEIGHT(R,Y,CHI)                                                JANE4306
      KEYSS=1                                                             JANE4308
      CALL BDER(C1,C2)
      CALL DERIV(X,R,Y,E,MZ,MZ,V,DR,NZ,MZ,S)
      CALL MIRROR(E,MZ,MZ)                                                JANE4312
   76 KEYSS=0                                                             JANE4314
      CALL PRODUC (V(1),W(1),QQ,VW,M,1)                                   JANE4316
   77 DO 73 I=1,M                                                         JANE4318
      Z=E(I,I)*W(I)                                                       JANE4320
      ICHECK=1                                                            JANE4322
      IF(I.GT.1) CALL PRODUC (E(I,1),W(1),Z,Z,I-1,1)                      JANE4324
      ICHECK=0                                                            JANE4326
      IF(I.LT.M) CALL PRODUC (E(I+1,I),W(I+1),Z,Z,M-I,1)                  JANE4328
   73 S(I)=-2.*V(I)+2.*Z                                                  JANE4330
      ICHECK=0                                                            JANE4332
      CALL PRODUC (S(1),W(1),QQ,PREDIC ,M,1)                              JANE4334
      ICONV=0                                                             JANE4336
      DO 80 I=1,M                                                         JANE4338
      IF(C(I).EQ.0.)GO TO 80
      IF(DABS(W(I)/C(I)).GE.EPS(I))  ICONV=1                              JANE4340
   80 S(I)=C(I)+W(I)                                                      JANE4345
      IR=IR+1                                                             JANE4346
      KEYSS=1                                                             JANE4348
      IF(ICHANG.LT.0) CALL WEIGHT(R,Y,CHI)
      CALL PRODUC (R(1),R(1),QQ,RESID,N,1)                                JANE4352
      CALL STORE(S,TIT,A,MZ,MZ,BC,IX,IY,XC,YC,ZC,FC,CHI,SIG,MZ)           JANE4354
      DRES=RES-RESID                                                      JANE4356
      IF(ICONV.EQ.0.OR.IR.EQ.MAXIT)  GO TO 99                             JANE4358
      IF(DRES.LT.0..AND.PREDIC.LT.0.)GO TO 81
      IF(DRES.GE.RHO*PREDIC )  GO TO 90                                   JANE4360
   81 FAC=0.1                                                             JANE4362
      Z=2.*VW+DRES                                                        JANE4364
      IF(Z.LT.0.)  FAC=2.*VW/Z                                            JANE4366
      IF(FAC.GT.0.5)  FAC=0.5                                             JANE4368
      IF(FAC.LT.0.1)  FAC=0.1                                             JANE4370
      IF(Q.NE.0.)  GO TO 82                                               JANE4372
      KEYSS=0                                                             JANE4374
      IF(IPRINT.LE.0)  CALL INVERS (A,MZ,MZ,S,1,NM,-1,MZ)                 JANE4376
      ICHECK=0                                                            JANE4378
      Q=0.                                                                JANE4380
      TR=0.                                                               JANE4382
      DO 83 I=1,M                                                         JANE4384
      TR=TR+A(I,I)*D(I)                                                   JANE4386
      Z=0.                                                                JANE4388
      DO 84 J=1,I                                                         JANE4390
   84 Z=Z+A(J,I)*D(J)                                                     JANE4392
      IF(I.EQ.M) GO TO 85                                                 JANE4394
      I1=I+1                                                              JANE4396
      DO 86 J=I1,M                                                        JANE4398
   86 Z=Z+A(I,J)*D(J)                                                     JANE4400
   85 CONTINUE                                                            JANE4402
      Z=Z*D(I)                                                            JANE4404
      IF(Z.GT.Q)  Q=Z                                                     JANE4406
   83 CONTINUE                                                            JANE4408
```

```
      IF(DRES)  2,2,91                                                  JANE4420
   90 CONTINUE                                                          JANE4422
      IF(DRES.LE.SIG(1)*PREDIC )  GO TO 91                              JANE4424
      Q=Q*FAC                                                           JANE4426
      IF(Q.LT.QQ)  Q=0.                                                 JANE4428
   91 CONTINUE                                                          JANE4430
      RES=RESID                                                         JANE4432
      DO 92 I=1,M                                                       JANE4434
   92 C(I)=S(I)
      IF(ICHANG .LT.0)  GO TO 93                                        JANE4438
      DO 94 J=1,M                                                       JANE4440
      DO 94 I=1,M
   94 A(J,I)=E(J,I)
      GO TO 95                                                          JANE4444
   93 KEYSS=1                                                           JANE4446
      ICHECK=0                                                          JANE4448
      CALL WEIGHT(R,Y,CHI)
      C1=C(1)
      C2=C(2)
      INDEX1=0
      CALL ITOMAX(C1,C2,INDEX1)
      IF(INDEX1)902,903,903
  902 RETURN
  903 CONTINUE
      CALL BDER(C1,C2)
      CALL DERIV(X,R,Y,A,MZ,MZ,V,DR,NZ,MZ,C)
      CALL MIRROR(A,MZ,MZ)                                              JANE4454
   95 GO TO 1                                                           JANE4456
   99 CONTINUE                                                          JANE4458
      IF(IPRINT.LE.0)  CALL INVERS (A,MZ,MZ,S,1,NR,-1,MZ)               JANE4460
      IF (ISCALE.LT.5)CALL RESULT(R,C,EPS,A,MZ,MZ,V,DD,MZ,MZ)           JANE4462
      ICONV=100                                                         JANE4464
      NDF=N-M                                                           JANE4466
      CALL PROBA (RESID,NDF,PROB)                                       JANE4468
      IF (CHI(IR).GT.10..AND.M.NE.5) ICPT=0                             JANE4470
      IF(ICPT.GT.0) GO TO 101                                           JANE4472
      CALL STORE(S,TIT,A,MZ,MZ,BC,IX,IY,XC,YC,ZC,FC,CHI,SIG,MZ)         JANE4474
      GO TO 101                                                         JANE4476
  103 PRINT 220,MAXIT
  220 FORMAT(1H0,' MORE THAN',I3,'ITERATIONS')
      MAXIT=1
      C(15)=1.                                                          JANE4480
      GO TO 100                                                         JANE4482
  101 RESID=RESID/DFLOAT(N-M)
      IF(RESID.LE.0.)GO TO 200
      RESID=DSQRT(RESID)
      GO TO 201
  200 RESID=0.
      PRINT 210
  210 FORMAT(1H0,' BASTLE STATEMENT NUMBER 101 EQUALS ZERO')
  201 DO 111 I=1,M
  111 F(I,I)=U(I)                                                       JANE4488
      CALL INVERS  (F,MZ,MZ,G,1,NR,1,MZ)                                JANE4490
```

```
      IF(F(K,K).LT.0.)GO TO 202
      SIG(K)=RESID*DSQRT(F(K,K))
      GO TO 102
  202 SIG(K)=0.
      PRINT 211
  211 FORMAT(1H0,' BASTLE STATEMENT NUMBER 102 EQUALS ZERO')
  102 CONTINUE
  100 RETURN                                                    JANE4498
      END                                                       JANE4498
```

APÊNDICE C - ESTIMATIVA DO ERRO EXPERIMENTAL

As principais fontes de erro que afetaram as medidas de difusividade térmica, no presente trabalho, foram classificadas em três tipos:

i) Os erros devidos à técnica de medição do transiente de temperatura;

ii) Os erros inerentes à técnica do pulso de energia;

iii) O erro devido ao procedimento de análise por mínimos quadrados.

C.1- Erros Devidos a Técnica de Medição do Transiente de Temperatura

Estes erros podem ser divididos em três tipos:

a. O erro do termopar : ± 1%

b. O erro da amplificação: ± 3,12%

c. O erro da leitura: ± 0,5 mm

A influência de tais erros foi levada em conta, na medida da difusividade, processando-se o programa DIFUTE com as temperaturas afetadas pelos referidos desvios. Como resultado desta análise obtiveram-se os erros + 2,42 e - 4,12% na difusividade térmica, associados à técnica de medida do transiente de temperatura.

C.2- Erros Inerentes à Técnica do Pulso de Energia

Estes erros podem ser divididos em dois tipos :

a. O erro devido a não instantaneidade do pulso de energia:

b. O erro devido a não uniformidade do pulso de energia.

O erro devido a não instanteneidade do pulso de energia pode ser estimado da Tabela (2.1). Para tal, necessita-se conhecer, τ , b e $t_{1/2}$ (= $t(0{,}5T_{max})$). Os valores de τ e b foram obtidos da Fig. (A.1) - curva C sendo, respectivamente, 0,88ms e 0,25. O valor correspondente a $t_{1/2}$(40 ms) foi extraído da Tabela (4.9) (para espessura 0,244 cm e tensão 2300 VDC). Por conseguinte considerou-se, associado a não instantaneidade do pulso de energia , um erro de + 1% na difusividade térmica.

O erro devido a não uniformidade do pulso de energia acha-se diretamente relacionado com a localização do termopar na face de medição do transiente de temperatura. Para o termopar posicionado no centro da face posterior da amostra, como foi o caso deste trabalho, tem-se, segundo Beedham & Dalrimple (1970), um erro de + 4% na medida da difusividade térmica.

C.3- Erro Devido ao Procedimento de Análise por Mínimos Quadrados

Este erro foi estimado , pelo programa DIFUTE para o parâmetro t_d e para espessura 0,244 cm e tensão 2300VDC (vide Tabela(4.3)) em $\pm$ 0,016%. No entanto, em vista da definição de t_d (Eq.(2.14)), deve-se considerar também o erro na medição da espessura da amostra. No presente trabalho, tais espessuras foram medidas com um micrômetro , Veb-Modelo 526, com precisão de $\pm$ 1/100mm. Portanto, obteve-se , associado ao procedimento de análise por mínimos quadrados, o erro de $\pm$ 0,82% na medida da difusividade térmica.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

1. ANGSTRÖM, A.J. A new method of determining the thermal conductivity of solids . Annln.Phys., 64,513-30, 1861 apud ACTON, R.U. Recent developments in the measurement of thermal diffusivity. Albuquerque , N. Mex., Sandia Laboratories, Aug. 1971(SC-DC-714213).

2. ________. On the conductivity-power of copper and iron for heat at different temperatures. Ann. Physik Chemie, 118, 423-31, 1863 ; English translation: Phil. Mag., 4, 26(174), 161-7, 1863 apud TOULOUKIAN, Y.S. et alii. Thermal diffusivity. New York, Plenum , 1973. (Thermophysical properties of matter, v.10). p.660.

3. BAKER, D.E. Thermal conductivity of irradiated graphite by a rapid thermal pulse method. J. nucl. Mater., Amsterdam, 12(1): 120-4 , 1964 .

4. BEEDHAM, K. & DALRYMPLE, I.P. The measurement of thermal diffusivity by the flash method: an investigation into errors arising from the boundary conditions. Rev. int. hautes Temp. Réfract., Paris , 7:278-83, 1970.

5. CAPE, J.A. & LEHMAN, G.W. Temperature and finite pulse time effects in the method for measuring thermal diffusivity. J. appl. Phys., Lancaster, Pa., 34(7):1909-13, July 1963.

6. CARSLAW,H.S. & JAEGER, J.C. Conduction of heat in solids . 2.ed. London, Oxford Univ. Press, 1959. p.76.

7. CHAKRABORTY, S. Modified non linear least squares fit program: internal report. Würenlingen, Swiss Federal Institut of Reactor Researsh, 1973. (TM-PH-455).

8. COWAN, D. Pulse method of measuring thermal diffusivity at high temperatures. J. appl. Phys., Lancaster, Pa., 34(4):926-7, Apr.1963.

9. DEEM, H.W. & WOOD, W.D. Flash thermal diffusivity measurements using laser. Rev. scient. Instrum., New York, 33(10):1107-9, Oct. 1962.

10. FLETCHER, R. A modified Marquardt subroutine for non-linear least squares. Harwell , Berks, Atomic Energy Research Establishement , 1971. (AERE-R 6799).

11. HECKMAN, R.C. Finite pulse time and heat loss effects in pulse thermal diffusivity measurements. J. appl. Phys., Lancaster, Pa. , 44(4):1455-60, Apr. 1973.

12. HECKMAN, R.C. Thermal diffusivity finite pulse time corrections: high temperature properties of materials. Albuquerque, N. Mex., Sandia Laboratories, May 1971. (SC-RR-710280).

13. JENKINS, R.J. & WESTOVER, R.W. Thermal diffusivity of stain-less steel from 20º-1000ºC . J. chem. Engng Data, Washington, D.C. 7(3):434-7, July 1962.

14. KING, R.W. A method of measuring heat conductivities. Phys. Rev. , Ithaca, N.Y., 6:437-45, 1915.

15. LARSON, K.B. & KOYAMA, K. Correction for finite pulse time effects in very thin samples using the flash method of measuring thermal diffusivity. J. appl. Phys., Lancaster, Pa., 38(2):465-74, Feb. 1967.

16. MARQUARDT, D.W. Jour. SIAM, 1963, vol.11, p.431 apud FLETCHER, R. A modified Marquardt subroutine for non-linear least squares. Harwell , Berks, Atomic Energy Research Establishement, 1971. (AERE-R 6799). p.1.

17. MENDELSOHN, A.R. The effect of heat loss on the flash method of determining thermal diffusivity. Appl. Phys. Lett., New York, 2(1):19-21, Jan. 1963.

18. MORRISON, B.H. ; KLEIN, D.J. & COWDER, L.R. High temperature thermal diffusivity measurements by the flash technique. Los Alamos, Los Alamos Scientific Lab., 1965. (LA-DC-7456 e CONF-651020-1).

19. ________; KLEIN, D.J. & COWDER, L.R. A parametric study of flash thermal diffusivity measurements. Proc. 6th conf. on thermal conductivity , Oct. 19-21, 1966 apud TOULOUKIAN, Y.S. et alii. Thermal diffusivity , New York , Plenum, 1973. (Thermophysical properties of matter, v.10). p.654.

20. MOSER, J.B. & KRUGER, O.L. Heat pulse measurements on uranium compounds. J. nucl. Mater., Amsterdam, 17:153-8, 1965.

21. ________& KRUGER, O.L. Thermal conductivity and heat capacity of the mono-carbide, monophosphide , and monosulfide of uranium. J. appl. Phys., Lancaster, Pa., 38(8):3215-22, July 1967.

22. ________& KRUGER, O.L. Thermal conductivity and heat capacity of the monophosphide and monosulfide of plutonium. J. Am. Ceram. Soc., Easton, Pa., 51(7):369-72, 1968 .

23. MURABAYASHI, M.; NAMBA, S. ; TAKAHASHI Y. & MUKAIBO, T. Thermal conductivity of ThO_2-UO_2 system. J. nucl. Sci. Technol., Tokyo, 6(3):128-31, Mar. 1969.

24. NAMBA, S. ; KIM, P.H. & ARAI, T. Measurement of thermal diffusivity by laser pulse . Jap. J. appl. Phys., Tokyo, 6(8):1019, Aug. 1967.

25. NASU, S. & KIKUCHI, T. Thermal diffusivity of uranium mononitride from 20º-1000ºC by laser pulse method. J. nucl. Sci. Technol., Tokyo , 5(6):318-9, June 1968.

26. PARKER, W.J. & JENKINS, R.J. Thermal conductivity measurements on bismuth telluride in the presence of a 2 MeV electron beam. Adv. Energy Conversion, New York, 2:87-103, 1962.

27. _______; JENKINS, R.J.; BUTLER, C.P. & ABOTT, G.L. Flash method of determining thermal diffusivity heat capacity and thermal conductivity. J. appl. Phys., Lancaster, Pa., 32(9):1679-84, Sep. 1961.

28. RUDKIN, R.L.; JENKINS, R.J. & PARKER, W.J. Thermal diffusivity measurements on metals at high temperatures. Rev. scient. Instrum. , New York, 33(1):21-4, Jan. 1962.

29. SIDLES, P.H. & DANIELSON, G.C. Thermal diffusivity of metals at high temperatures. J. appl. Phys. Lancaster, Pa., 25(1):58-66, Jan. 1954.

30. SONNENSCHEIN, G. & WINN, R.A. A relaxation time technique for measurement of thermal diffusivity . U.S. Air Force Rept. WADC - TR 59-273, 1-23, 1960. (AD 236660) apud TOULOUKIAN, Y.S. et alii. Thermal diffusivity. New York, Plenum, 1973. (Thermophysical properties of matter, v.10). p.649.

31. STARR, C. An improved method for the determination of thermal diffusivities. Rev. scient. Instrum., New York, 8:61-4, Feb. 1937.

32. TAKAHASHI , Y.; MURABAYASHI, M. ; AKIMOTO, Y. & MUKAIBO, T. Uranium mononitride: heat capacity and thermal conductivity from 298 to 1000ºK. J. nucl. Mater., Amsterdam, 38:303-8, 1971.

33. TAYLOR, R. An investigation of the heat pulse method for measuring thermal diffusivity . Br. J. appl. Phys., London, 16:509-15, Apr. 1965.

34. TAYLOR, R.E. & CAPE, J. A. Finite pulse time effects in the flash diffusivity technique. Appl. Phys. Lett., New York, 5(10):212-3 Nov. 1964.

35. _______ & MORREALE, J. Thermal conductivity of titanium carbide, zirconium carbide and titanium nitride at high temperatures. J. Am. Ceram. Soc., Easton, Pa., 47:69-73, 1964.

36. WATT, D. A. Theory of thermal diffusivity by pulse technique. Br. J. appl. Phys., London, 17:231-40, Feb. 1966.

37. WHITE, J.L. & KOYAMA, K. Graphitic materials hot-worked with a dispersed liquid carbide: thermal and electrical conductivity. J. Am. Ceram. Soc., Easton, Pa., 51(7):394-7, 1968.

38. WOISARD, E.L. Pulse method for the measurement of thermal diffusivity of metals. J. appl. Phys., Lancaster, Pa., 32(1):40-5, Jan. 1961.

39. ZERKLE, R.D. & SUNDERLAND, E.J. The transient temperature distribution in a slab subject to thermal radiation. J. Heat. Transfer, New York, 87:117-33, 1965.

ERRATA

PAG.	LINHA	ONDE SE LÊ	LEIA-SE
AGRADECIMENTOS	21	... coletas	.... colegas ....
6	13	...(cal/cm^3).	.... (cal/cm^2).
18	9	... "r" da Fig.(2.4)...	... "r" da Fig.(2.5)...
30	7	...teóricas da Fig.(2.3);	..teóricas da Fig.(2.4);
49	5	.... de calor nula....	.... de calor nulas....