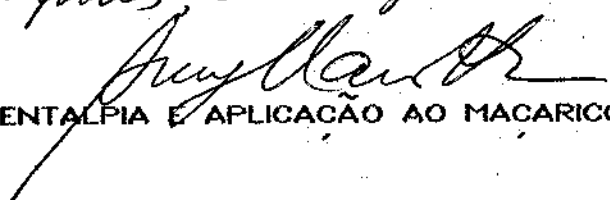


Este exemplar corresponde à redação final da Tese defendida pelo aluno Alfredo Gonçalves Cunha e aprovada pela Comissão julgadora.

Campinas, 08 de agosto de 1988



"DESENVOLVIMENTO DE UMA SONDA DE ENTALPIA E APLICAÇÃO AO MACARICO DE PLASMA".

Aluno: Alfredo Gonçalves Cunha

Orientador: Prof. Dr. Aruy Marotta

Banca: Prof. Dr. Aruy Marotta (UNICAMP-IFGW).

Prof. Dr. Daltro Garcia Pinatti (FTI-CMAR).

Prof. Dr. Candido da Cunha Raposo (UFF-FÍSICA).

Prof. Dr. Alvin Elliot Kiel (UNICAMP-IFGW).

Prof. Dr. Carlos Alberto Ferrari (UNICAMP-IFGW).

Tese apresentada no Instituto de Física "Gleb Wataghin" da Universidade Estadual de Campinas como parte dos requisitos necessários para obtenção do título de Mestre em Ciências.

Campinas - Julho - 1988

AOS MEUS PAIS.

DEDICO.

## AGRADECIMENTOS.

Ao Prof. Dr. Aruy Marotta pela orientação recebida.

Ao Prof. Dr. Kamal A. R. Ismail pelo apoio e ajuda na realização desta tese.

Ao Prof. Dr. Daltro Garcia Pinatti que forneceu o zircônio para o catodo do maçarico.

Ao aluno de iniciação científica Marcos de Moraes, que trabalhou comigo nesta tese.

Aos alunos de iniciação científica, que me acompanharam durante esta jornada dando o apoio nas tomadas de decisão.

A minha família que tanto me apoiou e ajudou desde o início do Mestrado.

A todos os amigos que direta ou indiretamente ajudaram na realização desta tese.

A Capes, CNPq e FINEP e FAPESP pelo suporte financeiro.

## RESUMO

Foi construída uma sonda de entalpia para diagnóstico da temperatura, pressão e velocidade do jato de plasma. Os principais resultados obtidos foram os seguintes:

(i) foi feito uma análise teórica dos mais importantes fatores no uso da sonda: condição de equilíbrio termodinâmico, regime de escoamento do plasma, fluxo térmico, sensibilidade da sonda, balanço de massa, momento e energia do jato de plasma;

(ii) foram calculados os parâmetros do maçarico de plasma a ar utilizando a teoria da similaridade e estes resultados foram comparados com os valores medidos, apresentando boa concordância;

(iii) foi desenvolvido um catodo de zircônio para o maçarico, permitindo que este operasse 38 horas sem reposição de eletrodos, sendo feito um estudo da taxa de erosão do catodo;

(iv) foram medidos os perfis de entalpia, temperatura, pressão e velocidade em 4 secções do jato de plasma;

(v) foram calculados os fluxos de massa e energia do jato mostrando a partir do fluxo de massa uma forte penetração de gás ambiente no interior do jato e a partir do fluxo de energia foi possível mostrar que a sonda construída mediu com boa precisão a temperatura e velocidade do plasma tendo sido alcançado o objetivo da tese.

## ABSTRACT

An enthalpy probe to determine temperature, pressure and velocity of a plasma torch was constructed. The main problems and results treated in this thesis were the following:

(i) a theoretical analysis was performed of the most important factors for the probe : the thermodynamic equilibrium condition, the thermal flux, the sensitivity of the probe, the mass, momentum and energy balance of the plasma jet;

(ii) the parameters of the plasma torch have being calculated and these results were compared with the measurements, showing good agreement;

(iii) a zirconium cathode was developed, allowing an operation of 38 hours without replacement of the electrodes; the erosion rate of the cathode was measured;

(iv) the enthalpy, temperature, pressure and velocity profiles in four sections along of the plasma jet was measured;

(v) the flux of mass and energy of the jet have been calculated; from the mass flux it was deduced that there is a strong penetration of ambient gas inside the jet and from the energy flux it was possible to show that the probe truly measured the plasma temperature and velocity with good precision.

Thus the principal objectives of this thesis have been attained.

## ÍNDICE.

1 - Introdução .....	1
2 - Plasma de alta densidade .....	4
2.1 - O Conceito de Equilíbrio Termodinâmico Local .....	4
2.2 - Composição do plasma .....	7
3 - Sonda de entalpia .....	12
3.1 - Medida da temperatura do plasma por sua entalpia ..	12
3.2 - Princípio de funcionamento .....	15
3.3 - Medida da pressão e velocidade do jato .....	19
3.3.1 - Efeito do número de Reynolds na medida da pressão .....	21
3.3.2 - Efeito do nível de turbulência na medida da pressão .....	24
3.4 - Sensibilidade da sonda .....	28
3.5 - Fluxo de calor na sonda de entalpia .....	37
3.6 - Conservação da massa, momento e energia .....	48
4 - Desenvolvimento da sonda .....	52
4.1 - Considerações iniciais .....	52
4.2 - Montagem .....	57
4.3 - Equipamento auxiliar da sonda .....	60
4.3.1 - Sistema de termopares .....	60
4.3.2 - Sistema de refrigeração da sonda .....	62
4.3.3 - Sistema de amostragem do gás .....	64

4.3.4 - Sistema de deslocamento da sonda .....	66
5 - Maçarico de plasma .....	68
5.1 - Cálculo do maçarico de plasma .....	72
5.2 - Catodo de Zircônio .....	77
6 - Procedimento experimental e cálculos .....	81
7 - Resultados .....	92
8 - Análise .....	100
9 - Resumo e Conclusões .....	107
10 - Sugestões .....	110
11 - Referências .....	112
Apêndice A - Propriedades da água e do ar .....	115
Apêndice B - Dados experimentais .....	119
Apêndice C - Medidor com diodos .....	123

## 1 - Introdução.

O crescente interesse pelos maçaricos de plasmas tornou necessário o desenvolvimento de técnicas de diagnóstico para caracterização dos jatos de plasmas desenvolvidos nos laboratórios.

Esta tese foi dedicada ao desenvolvimento de uma sonda de entalpia e sua aplicação ao maçarico de plasma, mais especificamente a maçaricos de plasmas para aquecimento. A escolha desta técnica se justifica devido ao fato dos jatos de plasmas para aquecimento, com ar, apresentarem uma temperatura média próxima aos 4000 K. Este fato inviabiliza o uso de técnicas espectroscópicas para a determinação de temperaturas abaixo de 6000 K. Isto porque, para baixas temperaturas a densidade eletrônica é muito pequena não mais sendo válidas as condições de equilíbrio termodinâmico local (ETL) a qual é necessária para a aplicação dos métodos espectroscópicos.

Como o uso da sonda de entalpia é um processo calorimétrico, a qual mede a temperatura das partículas pesadas, a validade da condição de equilíbrio termodinâmico local não é tão rigorosa, fazendo com que o erro cometido na determinação da temperatura do plasma, no pior dos casos, não exceda a 20% (ref. 1).

Sendo assim, inicialmente é feito um breve estudo sobre plasma de alta densidade e o conceito de equilíbrio termodinâmico



local. A seguir é apresentada uma descrição do princípio de funcionamento da sonda de entalpia, dos métodos para determinar a entalpia, temperatura e velocidade do jato de plasma, bem como os problemas que podem aparecer na medida da pressão, quando o jato não apresenta um regime laminar. São mostrados os parâmetros construtivos da sonda que influenciam sua sensibilidade, sendo estes aplicados ao modelo de sonda desenvolvido aqui. É feito um estudo teórico, baseado em resultados experimentais, do fluxo de calor recebido pela sonda. São feitas considerações sobre a conservação da massa, do momento e energia, e mostrado o método que é usado para verificar a precisão da medida.

Na parte experimental são mostradas as etapas de construção da sonda e as soluções adotadas para melhorar o rendimento da mesma.

Um capítulo é dedicado ao maçarico de plasma que foi usado nesta tese, sendo mostrado seu princípio de funcionamento e sistema de acionamento. Apresenta-se também o cálculo de seus parâmetros, determinando-se a temperatura média do jato na saída do maçarico. É apresentada uma descrição do catodo de zircônio onde é feito um estudo da erosão do catodo em função do tempo. Com esse catodo foi possível operar o maçarico durante 38 horas sem troca dos eletrodos. Esse resultado supera o melhor valor mundial para este tipo de catodo nessas condições. A possibilidade de operar um maçarico de forma estável durante longas horas foi de fundamental importância para a realização das medidas com a sonda de entalpia.

A seguir é descrito o procedimento para realização das medidas e um exemplo de como são feitos os cálculos.

A partir dos valores calculados são feitos os gráficos com os perfis de entalpia, temperatura e velocidade para as regiões analisadas. A partir dos perfis de temperatura são levantadas as isotermas do jato de plasma.

Pelo cálculo do balanço de massa concluiu-se que há uma forte penetração de gás ambiente no jato de plasma fazendo com que sua temperatura média caia muito rapidamente à medida que se afasta da saída do maçarico de plasma. Pelo cálculo do balanço de energia observou-se uma aparente não conservação da energia do jato. Entretanto este valor não supera 20%, o que é um erro admissível neste tipo de medida, principalmente quando o regime ETL parece não ter validade total.

A sonda de entalpia desenvolvida nesta tese mostrou ser um dispositivo bastante apropriado para medidas de perfis de temperatura e velocidade em plasmas de baixa temperatura.

## 2 - PLASMA DE ALTA DENSIDADE.

O plasma de alta densidade (jato de plasma, arco elétrico) apresenta-se geralmente no regime ETL. Foi observado em jatos de plasmas de argônio que o regime ETL começa a ser atingido para correntes acima de 250 A.

### 2.1 - O Conceito de Equilíbrio Termodinâmico Local. (ETL)

Os plasmas criados em laboratórios não apresentam uma distribuição homogênea de suas propriedades (por exemplo, a temperatura e densidade) e nesse caso o equilíbrio termodinâmico passa a ser o equilíbrio termodinâmico local (ETL).

No modelo ETL o processo colisional é o responsável pelas distribuições de densidades populacionais com exceção dos fótons que não satisfazem a relação de Planck.

A distribuição de Maxwell descreve o equilíbrio cinético das partículas que compoem o plasma e é dada pela formula

$$f(v) = \frac{4v^2}{\sqrt{\pi \left[ \frac{2kT_{cin}}{m} \right]^3}} \exp \left[ \frac{-mv^2}{2kT_{cin}} \right] \quad (1)$$

Considera-se no ETL que todas as temperaturas cinéticas são iguais  $T_{e cin} = T_{cin}$ . Se não houver muitas colisões, as partículas pesadas ficarão frias e  $T_{cin} < T_{e cin}$ . A diferença entre as duas temperaturas pode ser expresso pela equação 2. (3)

$$\frac{T_e - T}{T} = \frac{m}{8m_e} \frac{(\lambda_e eE)^2}{\left(\frac{2}{3}kT\right)^2} \quad (2)$$

onde  $m_e$  e  $m$  são as massas dos elétrons e partículas pesadas,  $e$  a carga eletrônica,  $\lambda_e$  o livre caminho médio dos elétrons e  $E$  a intensidade de campo elétrico. Sabendo que  $\lambda_e \propto 1/p$ ,  $T_e = T$  quando:

E fraco, pressão alta e  $T_e$  alta.

No maçarico de plasma tem-se:

E fraco, pressão alta porém  $T_e$  baixa.

Geralmente o regime ETL ocorre mas pode haver desvio do ETL na periferia do plasma devido a baixa densidade eletrônica e também devido a baixas correntes ( $T_e$  baixa). No maçarico usado neste trabalho há uma grande possibilidade de  $T_e > T$ .

Uma importante diferença entre a sonda de entalpia e a espectroscopia é que a primeira mede a temperatura  $T$  das partículas pesadas e a espectroscopia a temperatura  $T_e$  dos elétrons. Para caracterizar o maçarico de plasma é mais importante medir  $T$  e não  $T_e$ . As partículas pesadas caracterizam melhor fluxos de grande entalpia como é o caso dos maçaricos de plasmas para aquecimento. Na figura 1 pode-se ver um exemplo de desvio do ETL onde  $T_e \cong 2T$  (1).

Foi observado (2, 3) que a medida que aumenta a corrente as duas temperaturas tendem a se igualar.

Assim, medindo-se a temperatura do plasma por espectroscopia, estar-se-ia superestimando a temperatura do jato de plasma.

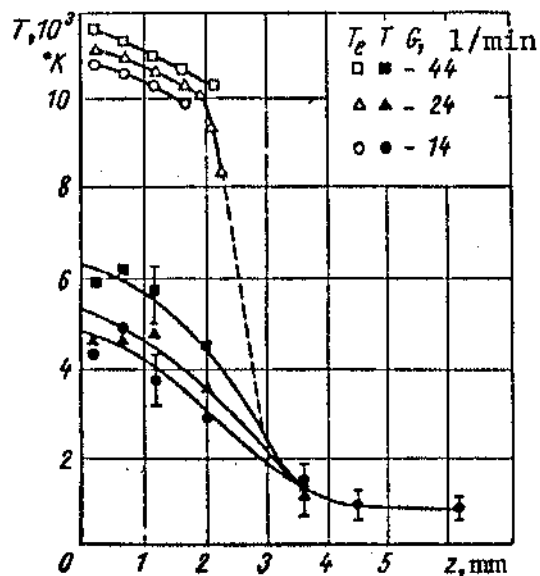


Fig. 1 - Valores axiais das temperaturas dos elétrons e partículas pesadas de um jato de plasma de argônio para várias vazões de gás, (ref. 1).

Continuando com as condições de equilíbrio, a equação de Saha descreve a distribuição das densidades das diferentes espécies (estados iônicos), definindo uma temperatura de ionização ( $T_{ion}$ ).

$$\frac{n_{i+1} n_e}{n_i} = 2 \frac{Z_{i+1}}{Z_i} \left[ \frac{2\pi m_e k T_{ion}}{h^2} \right]^{5/2} \exp \left( - \frac{\chi_i}{k T_{ion}} \right) \quad (3)$$

Sendo  $\chi_i$  o primeiro potencial de ionização do átomo,  $Z_i$  e  $Z_{i+1}$  a função de partição das espécies  $i$  e  $i+1$  e  $n_i$  a densidade da espécie  $i$  vezes ionizada.

A distribuição de Boltzmann descreve a distribuição de população dos estados excitados de uma espécie  $i$ , definindo uma temperatura de excitação ( $T_{ex}$ ):

$$n_{i,s} = n_i \frac{g_{i,s}}{Z_i} \exp \left( - \frac{\chi_{i,s}}{k T_{ex}} \right) \quad (4)$$

onde  $g_{i,s}$  é o peso estatístico do nível quântico  $s$ ,  $n_i$  a densidade dos íons da espécie  $i$  e  $\chi_{i,s}$  a energia do estado

quântico s.

O plasma em ETL exibe a mesma temperatura termodinâmica em todas as relações, isto é:

$$T_{\text{cin}} = T_{\text{ex}} = T_{\text{ion}} = T \quad (5)$$

Finalmente no regime ETL os fótons não satisfazem a relação de Planck para o corpo negro pois o plasma é opticamente fino não reabsorvendo fótons emitidos pelo mesmo.

## 2.2 - Composição do plasma.

Estando o plasma em regime ETL a composição de seus elementos pode ser determinada pelas seguintes relações:

1 - Lei da ação das massas para todas as reações químicas que ocorrem no plasma, incluindo ionização e dissociação. A lei da ação das massas para a reação de ionização  $A_i \leftrightarrow A_{i+1}$  é expressa pela formula de Saha, equação 3. Analisando a composição do argônio até 10000 K, tem-se o caso particular onde  $n^{++} \ll n_0$  e  $n^+$ , sendo  $Ar^+ \leftrightarrow Ar^{++} + e$  e  $Ar_0 \leftrightarrow Ar^+ + e$ , obtém-se apenas uma equação para a distribuição iônica:

$$\frac{n_1^+ n_e}{n_0} = 2 \frac{Z_1}{Z_0} \left( \frac{2 \pi m k_e T}{h^2} \right) \exp \left( \frac{-\chi_{0I}}{kT} \right) \quad (6)$$

2 - Condição de quasineutralidade.

$$\sum_{i=1}^r \sum_{j=1}^s j n_{ij}^+ = n_e^- + \sum_{i=1}^r n_i^- \quad (7)$$

onde  $n_i$  é a concentração de ions negativos,  $s$  o mais alto grau de ionização observável e  $r$  o número de componentes químicos.

3 - Lei das pressões parciais.

$$n = \frac{1}{kT} \sum_{i=1}^r \sum_{j=0}^s (j+1) p_{i,j} \quad (8)$$

considerando gases perfeitos, as pressões parciais serão:

$$p_{i,j} = n_{i,j} kT \quad (9)$$

onde considera-se uma mesma temperatura para todas as partículas (ETL) e  $p = \sum p_{i,j}$  a pressão total.

Assim para o caso do argônio a equação 7 fica

$$n^+ = n_e^- \quad (10)$$

e a equação 8 fica

$$n_e^- + n_0 + n^+ = \frac{P}{kT} \quad (11)$$

A partir das equações 6, 10 e 11 pode-se expressar as densidades das partículas  $n_e^-(T)$ ,  $n^+(T)$  e  $n_0(T)$  em função da temperatura. A concentração dos componentes do plasma de argônio a pressão de 1 atm podem ser vistos na tabela 1.

Para o ar deve-se considerar também a lei da ação das massas para a dissociação das moléculas diatômicas:  $A_2 \leftrightarrow A + A$ . Correspondendo a essa reação existe uma equação de Saha. À semelhança do argônio, pode-se calcular também a composição do plasma de ar com a qual será usado nesta tese.

T, °K	Ar	Ar <sup>+</sup>	Ar <sup>++</sup>	e	n <sub>Σ</sub>
4 000	1,835 (18)*	1,272 (10)	—	1,272 (10)	1,835 (18)
4 500	1,631 (18)	1,673 (11)	—	1,673 (11)	1,631 (18)
5 000	1,468 (18)	1,318 (12)	—	1,318 (12)	1,468 (18)
5 500	1,334 (18)	7,158 (12)	—	7,158 (12)	1,334 (18)
6 000	1,223 (18)	2,938 (13)	—	2,938 (13)	1,223 (18)
6 500	1,129 (18)	9,727 (13)	—	9,727 (13)	1,129 (18)
7 000	1,048 (18)	2,719 (14)	—	2,719 (14)	1,048 (18)
7 500	9,773 (17)	6,637 (14)	—	6,637 (14)	9,786 (17)
8 000	9,146 (17)	1,450 (15)	—	1,450 (15)	9,175 (17)
8 500	8,577 (17)	2,893 (15)	2,586 (5)	2,893 (15)	8,635 (17)
9 000	8,949 (17)	5,344 (15)	2,336 (6)	5,344 (15)	8,156 (17)
9 500	7,542 (17)	9,242 (15)	1,686 (7)	9,242 (15)	7,727 (17)
10 000	7,040 (17)	1,508 (16)	1,005 (8)	1,508 (16)	7,342 (17)
10 500	6,526 (17)	2,339 (16)	5,084 (8)	2,339 (16)	6,994 (17)
11 000	5,986 (17)	3,462 (16)	2,230 (9)	3,462 (16)	6,679 (17)
11 500	5,411 (17)	4,905 (16)	8,638 (9)	4,905 (16)	6,392 (17)
12 000	4,798 (17)	6,665 (16)	2,998 (10)	6,665 (16)	6,131 (17)
12 500	4,153 (17)	8,696 (16)	9,442 (10)	8,696 (16)	5,893 (17)
13 000	3,493 (17)	1,09 (17)	2,726 (11)	1,09 (17)	5,674 (17)
13 500	2,884 (17)	1,313 (17)	7,284 (11)	1,313 (17)	5,471 (17)
14 000	2,235 (17)	1,524 (17)	1,814 (12)	1,524 (17)	5,284 (17)
14 500	1,699 (17)	1,704 (17)	4,242 (12)	1,704 (17)	5,108 (17)
15 000	1,253 (17)	1,844 (17)	9,371 (12)	1,844 (17)	4,942 (17)
15 500	9,046 (16)	1,940 (17)	1,966 (13)	1,94 (17)	4,786 (17)
16 000	6,441 (16)	1,996 (17)	3,938 (13)	1,997 (17)	4,637 (17)
16 500	4,568 (16)	2,019 (17)	7,567 (13)	2,020 (17)	4,497 (17)
17 000	3,253 (16)	2,017 (17)	1,399 (14)	2,020 (17)	4,364 (17)
17 500	2,341 (16)	1,998 (17)	2,500 (14)	2,003 (17)	4,238 (17)
18 000	1,710 (16)	1,967 (17)	4,327 (14)	1,976 (17)	4,119 (17)
18 500	1,327 (16)	1,926 (17)	7,267 (14)	1,940 (17)	4,006 (17)
19 000	1,015 (16)	1,881 (17)	1,187 (15)	1,905 (17)	3,899 (17)
19 500	7,911 (15)	1,831 (17)	1,885 (15)	1,869 (17)	3,798 (17)
20 000	6,278 (15)	1,776 (17)	2,918 (15)	1,834 (17)	3,702 (17)

Tabela 1 - Concentração dos componentes do plasma de argônio (cm<sup>-3</sup>) à pressão de 1 atm, (1).



T. °K	N <sub>2</sub>	O <sub>2</sub>	NO	N	O	N <sup>+</sup>	N <sup>-</sup>
3 000	1,80 (18)	3,90 (17)	1,01 (17)	—	1,08 (17)	—	—
4 000	1,19 (18)	5,31 (16)	7,60 (16)	2,52 (15)	4,70 (17)	—	3,98 (5)
5 000	8,95 (17)	3,43 (15)	2,53 (16)	3,67 (16)	4,60 (17)	—	8,20 (7)
6 000	6,22 (17)	3,08 (14)	9,92 (15)	2,06 (17)	3,81 (17)	2,86 (12)	2,05 (9)
7 000	2,57 (17)	4,18 (13)	2,99 (15)	5,10 (17)	2,73 (17)	1,65 (14)	1,67 (10)
8 000	5,45 (16)	8,76 (12)	7,54 (14)	6,52 (17)	2,03 (17)	1,51 (15)	7,70 (10)
9 000	9,92 (15)	2,93 (12)	2,12 (14)	6,20 (17)	1,72 (17)	5,53 (15)	1,95 (11)
10 000	2,12 (15)	1,21 (12)	7,03 (13)	5,45 (17)	1,49 (17)	1,44 (16)	5,55 (11)
11 000	5,25 (14)	5,49 (11)	2,57 (13)	4,62 (17)	1,28 (17)	3,03 (16)	9,98 (11)
12 000	1,40 (14)	2,52 (11)	9,68 (12)	3,77 (17)	1,07 (17)	5,45 (16)	1,37 (12)
14 000	—	—	—	1,86 (17)	6,00 (16)	1,08 (17)	1,25 (12)
16 000	—	—	—	6,18 (16)	2,47 (16)	1,48 (17)	5,65 (11)
18 000	—	—	—	1,90 (16)	8,16 (15)	1,49 (17)	1,02 (11)
20 000	—	—	—	6,50 (15)	2,82 (15)	1,49 (17)	—
				5,83 (15)	2,57 (15)	1,40 (17)	—

O <sup>+</sup>	O <sup>-</sup>	N <sub>2</sub> <sup>+</sup>	O <sub>2</sub> <sup>+</sup>	NO <sub>2</sub>	Ar <sup>+</sup>	e
—	—	—	—	—	—	—
—	1,09 (11)	1,00 (9)	—	—	—	6,30 (12)
—	3,19 (11)	1,00 (11)	—	—	—	5,90 (13)
6,58 (12)	4,30 (11)	1,58 (12)	1,46 (11)	2,02 (14)	3,00 (10)	2,14 (14)
8,57 (13)	4,70 (11)	2,17 (13)	2,40 (11)	3,55 (14)	7,08 (11)	6,20 (14)
3,82 (14)	5,96 (11)	4,50 (13)	2,21 (11)	2,27 (14)	4,96 (12)	2,16 (15)
1,10 (15)	1,01 (12)	4,12 (13)	1,98 (11)	1,13 (14)	2,03 (13)	6,82 (15)
3,59 (15)	1,97 (12)	3,25 (13)	1,85 (11)	6,05 (13)	6,25 (13)	1,72 (16)
5,21 (15)	2,58 (12)	2,44 (13)	1,69 (11)	3,41 (13)	1,55 (14)	3,58 (16)
9,29 (15)	3,01 (12)	1,71 (13)	1,48 (11)	1,97 (13)	3,20 (14)	6,42 (16)
2,06 (16)	—	—	—	—	—	1,29 (17)
3,30 (16)	—	—	—	—	—	1,82 (17)
3,80 (16)	—	—	—	—	—	1,87 (17)
3,67 (16)	—	—	—	—	—	—
—	—	—	—	—	—	—

Tabela 2 - Concentração dos componentes de um plasma de ar cm<sup>-3</sup>.

(1).

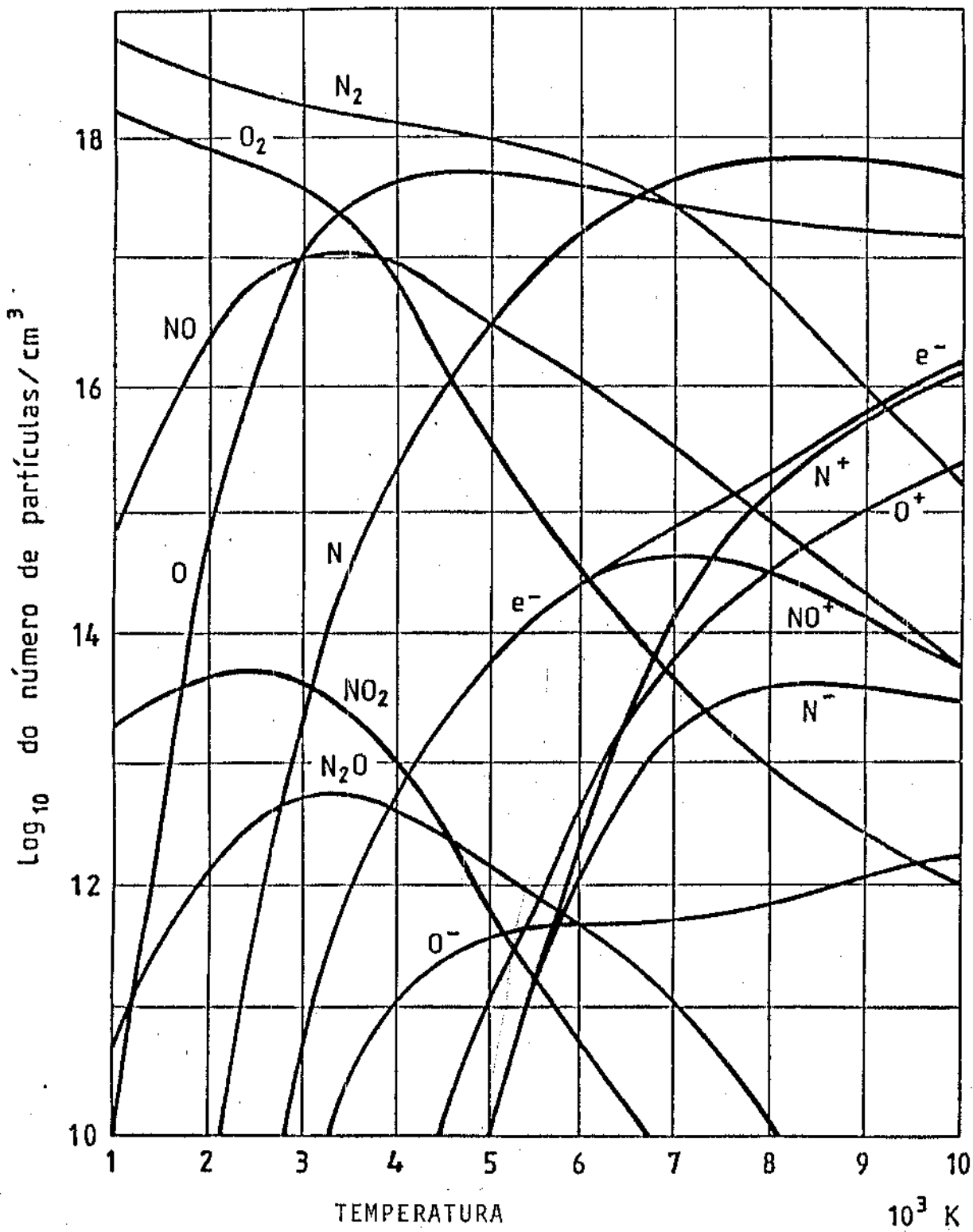


Figura 2 - Composição do ar em função da temperatura a 1 atm.

### 3 - SONDA DE ENTALPIA.

Diferentes técnicas de diagnóstico são usadas para medir a temperatura e densidade de um plasma: espectroscopia, sonda eletrostática de Langmuir, microondas e vários métodos calorimétricos. Esta tese é dedicada especialmente a sonda de entalpia.

#### 3.1 - Medida da temperatura do plasma por sua entalpia.

Este método foi aplicado pela primeira vez por Grey(4) para o jato de plasma. A determinação da entalpia está baseada na medida do fluxo de calor recebido por um sensor refrigerado a água durante a amostragem do gás ionizado por um capilar interno, figura 3. Conhecendo o fluxo de massa de gás através do capilar  $\dot{m}_g$  e a temperatura do gás na saída do sensor  $T_{2g}$ , é possível determinar a entalpia do plasma pela equação

$$\dot{Q}_g = \dot{m}_g \left[ h_{1g} - h_{2g} \right] \quad (12)$$

onde  $\dot{Q}_g$  é o fluxo de calor transferido pelo gás à água de refrigeração durante a amostragem do gás;  $h_{2g}$  é a entalpia do gás na saída do sensor, e  $h_{1g}$  a entalpia do plasma na entrada do sensor. A sonda apresentada por Grey, figura 3 ref. (4), consiste de três tubos coaxiais com paredes finas na qual é possível refrigerar o sensor e a amostra de gás ao longo do capilar

interno.

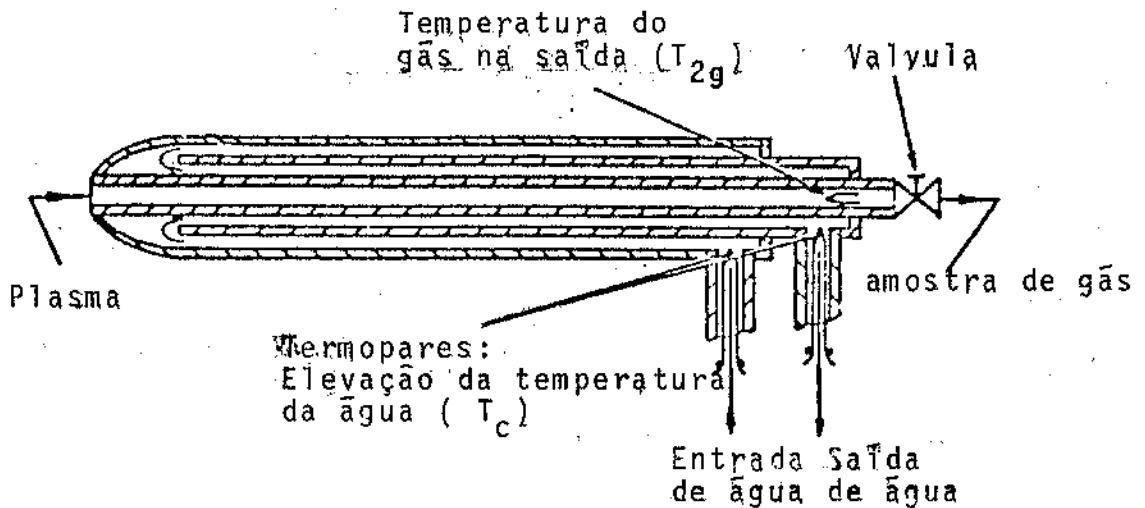


Fig. 3 - Sonda de entalpia usada por Grey(4).

A sonda de entalpia apresenta a vantagem de medir a temperatura local no plasma, porém é um método intrusivo na qual o sensor está mergulhado no plasma. O modelo usado por Grey apresenta a desvantagem de todo o corpo da sonda ser atingido pelo plasma, fato este que prejudica a sensibilidade da sonda além da complexidade de sua construção coaxial.

Na figura 4 pode-se observar um gráfico apresentado por Grey(4) o qual mostra a incerteza experimental das técnicas de medida da temperatura por sonda calorimétrica e espectroscópica. Vê-se neste gráfico a espectroscopia sendo aplicada para a determinação de temperaturas acima de 6000 K e apresenta uma incerteza de 100% quando se usa comprimentos de onda muito próximos, enquanto que a sonda de entalpia se aplica a baixas temperaturas com uma incerteza da ordem de 25%.

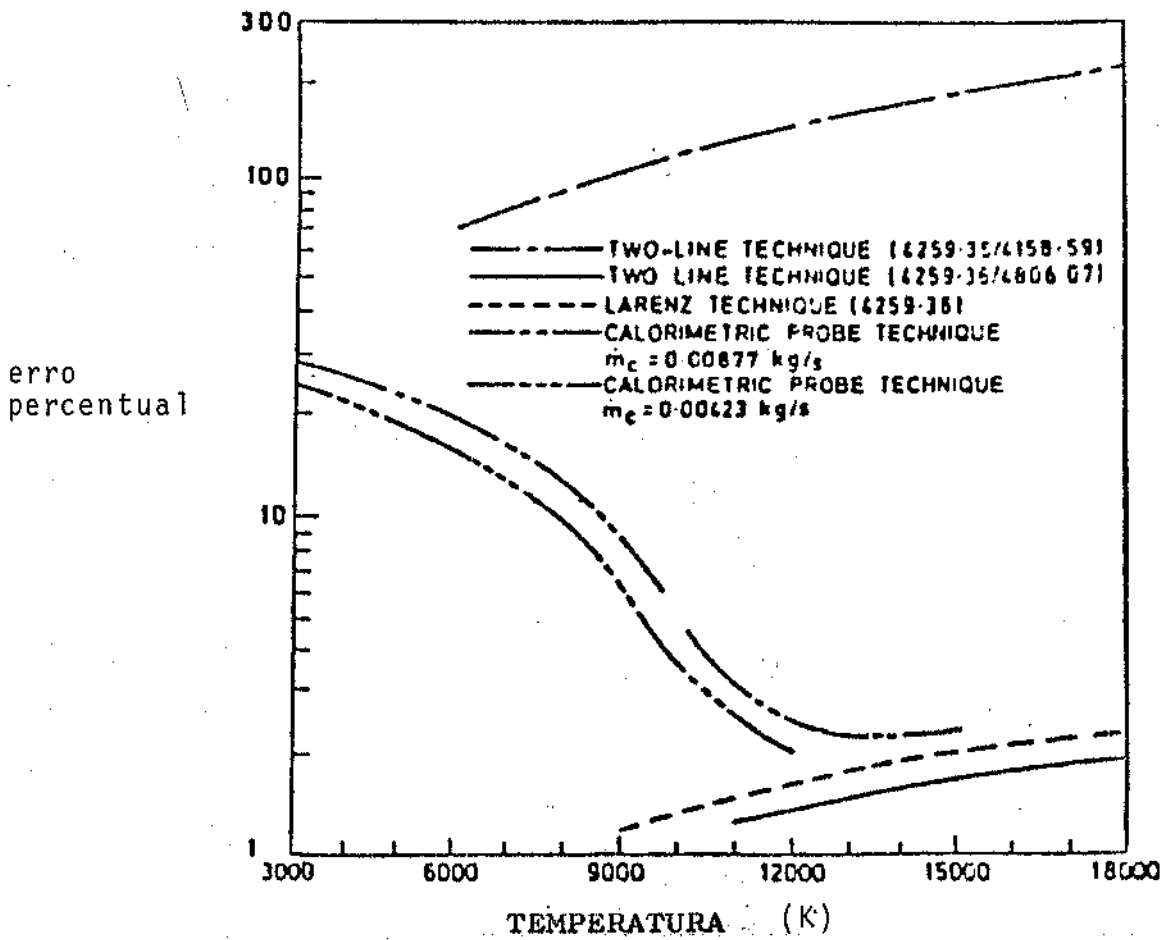


Fig. 4 - Incerteza experimental para técnicas de medida de temperatura em jatos de plasmas, ref.(4).

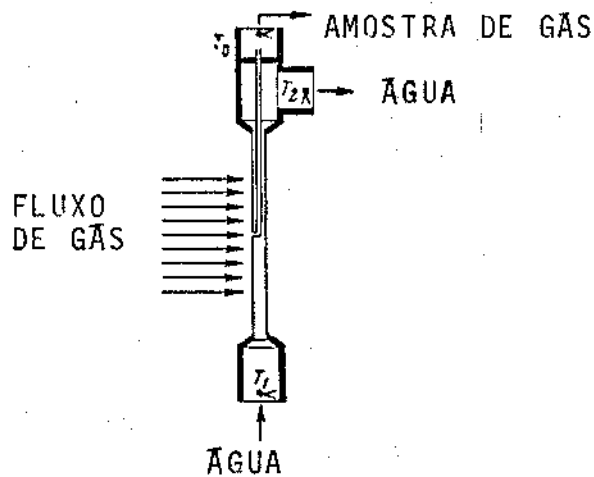


Fig. 5 - Sensor de entalpia com aumento da sensibilidade, ref.(1).

Com o intuito de aumentar a sensibilidade da medida da temperatura e facilitar a construção da sonda, resolveu-se adotar a sonda de entalpia apresentada por Dresvin(1) a qual é constituída por apenas dois tubos coaxiais, fig. 5, sendo então possível diminuir consideravelmente o diametro externo da sonda. Por estar a sonda situada transversalmente ao fluxo de plasma é possível aumentar sua sensibilidade, em comparação com o modelo apresentado por Grey, sem mudar o método de medida da entalpia.

### 3.2 - Princípio de funcionamento.

O circuito para a medida da entalpia do plasma é mostrado na figura 6. A sonda de entalpia é instalada perpendicularmente ao fluxo de plasma, de tal forma que o orifício para a amostragem do gás fique posicionado frontalmente à saída do jato de plasma do maçarico. O gás é retirado pelo capilar com a ajuda de um sistema de exaustão ou bomba de vácuo, medindo-se sua vazão  $\dot{m}_g$  por um rotâmetro e a temperatura  $T_{zg}$  por um termopar instalado na saída do gás junto à saída da água de refrigeração. A sonda é refrigerada por água gelada pressurizada, sendo sua vazão regulada por meio de uma válvula, que passa por um rotâmetro que mede a vazão  $\dot{m}_a$  e entra pela parte inferior da sonda, onde se aloja um termopar para a medida da temperatura de entrada da água,  $T_{1a}$ . A água de refrigeração resfria a amostra do gás analisado bem como evita que a sonda se funda devido à exposição ao jato de plasma. Na saída da água de refrigeração, junto a saída do gás, a temperatura  $T_{2a}$  é medida com a ajuda de um termopar, com o intuito de saber qual a variação da temperatura da água de refrigeração.

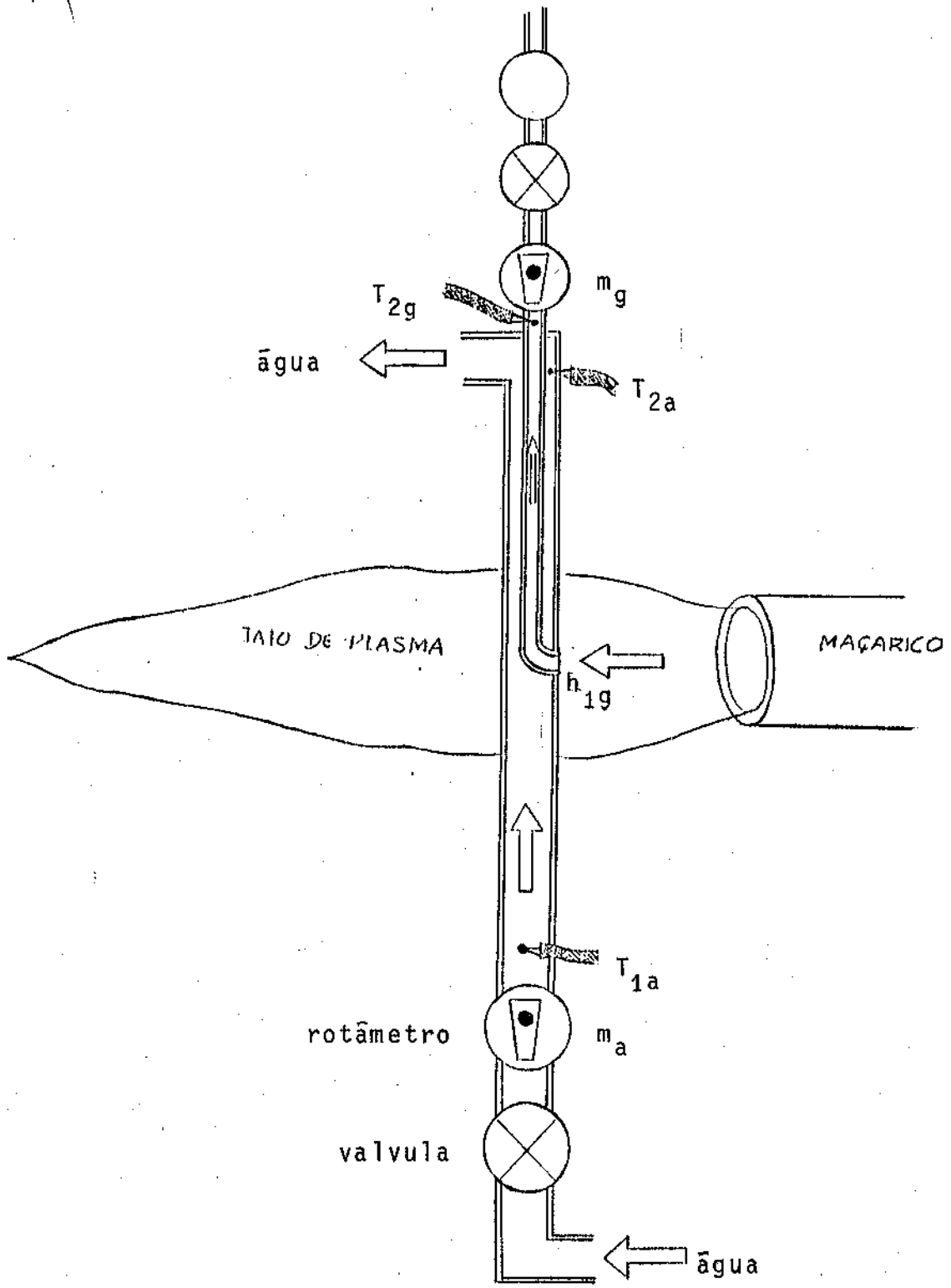


Fig. 6 - Circuito para a medida da entalpia do plasma com a sonda com aumento de sensibilidade.

O fluxo total de calor recebido pela água é então

$$\dot{Q}_T = \dot{m}_a C_{pa} \Delta T_a \quad (13)$$

Como a água recebe calor externo direto do plasma  $\dot{Q}_{amb}$ , bem como calor do tubo interno de gás  $\dot{Q}_g$ , com o objetivo de obter  $\dot{Q}_g$  deve-se eliminar a contribuição de  $\dot{Q}_{amb}$  do total:  $\dot{Q}_g = \dot{Q}_T - \dot{Q}_{amb}$ . Para que isso seja possível a medida da entalpia é feita em duas etapas (Método de Tara).

a - Com o gás fluindo pelo interior da sonda mede-se o aumento da temperatura  $(\Delta T_a)_f$  na água de refrigeração, vazão da água  $\dot{m}_a$ , temperatura do gás  $T_g$  na saída da sonda e sua vazão  $\dot{m}_g$ .

b - Interrompendo-se o fluxo de gás amostrado, mede-se novamente o aumento na temperatura  $(\Delta T_a)_{nf}$  e a vazão da água de refrigeração da sonda  $\dot{m}_a$ .

A taxa de calor removido da amostra de gás  $(h_{1g} - h_{2g})$  é dada pela diferença das taxas de calor nas duas medidas feitas. Assim a entalpia do gás na entrada da sonda  $h_{1g}$  pode ser calculada a partir da seguinte relação,

$$\dot{m}_g (h_{1g} - h_{2g}) = [\dot{m}_a C_{pa} (\Delta T_a)_f] - [\dot{m}_a C_{pa} (\Delta T_a)_{nf}] \quad (14)$$

$$h_{1g} = \frac{\dot{m}_a}{\dot{m}_g} \overline{C_{pa}} [(\Delta T_a)_f - (\Delta T_a)_{nf}] + h_{2g} \quad (15)$$

onde  $\overline{C_{pa}}$  é o calor específico médio entre as duas situações.

A determinação da temperatura do plasma na entrada da sonda pode ser obtida da definição de entalpia

$$h_{1g} = C_{pg} T_{1g} \quad (16)$$

desde que se conheça o calor específico do gás  $C_{pg}$ . Conhecendo a pressão estática no jato de plasma, considerado para o nosso caso



como a pressão estática  $p_0$  na região de Campinas, pode-se usar as tabelas (ref. 5) de propriedades termodinâmicas do ar dissociado, na qual entra-se com a entalpia e pressão estática do gás obtendo diretamente a temperatura  $T_{1g}$ , o calor específico  $C_{pg}$  e a densidade  $\rho$  do plasma no local da medida. O uso das tabelas assume que o regime ETL esteja vigorando.

A técnica descrita fornece um ótimo resultado para a determinação da temperatura, pois a medida de tara não só elimina o erro devido à transferência de calor pela parte externa da sonda, como também o devido ao aquecimento por radiação. Além do mais, a confecção da sonda é relativamente simples se comparada com o modelo de dupla jaqueta apresentada por Grey. Modelos com diâmetros externos tão pequenos quanto 1,6 mm tem funcionado perfeitamente em jatos de plasmas a pressão atmosférica e a temperaturas acima de 13900 K.

As duas desvantagens da técnica de tara são: a necessidade de operação intermitente da sonda, ou a duplicação das condições de teste para a obtenção de dados para o fluxo e não fluxo e, a seleção de uma vazão de amostra de gás suficientemente pequena, tal que se aproxime das condições de fluxo nas proximidades da extremidade da sonda, quando a amostra não está fluindo, a fim de que sejam aproximadamente as mesmas de quando a amostra de gás está sendo extraída.

Uma consideração a ser feita em uma análise da sonda calorimétrica é a conversão da medida de entalpia para temperatura, a qual requer um conhecimento do estado termodinâmico do gás. No caso de gases não reativos isto não é problema. Contudo, para meios ionizados ou parcialmente dissociados, é

necessário também estabelecer que o fluxo de gás esteja em equilíbrio, para que uma equação de estado possa ser utilizada (Ex. a eq. de Saha) ou de outro modo medir independentemente a concentração eletrônica ou dos radicais dissociados. Esta exigência não acarreta, contudo, prejuízo à medida da entalpia. Uma segunda consideração é a medição, por parte da sonda, apenas da entalpia de estagnação e, portanto, requer um fluxo subsônico muito baixo ( $M \ll 1$ ) ou, no caso do número de Mach supersônico ou subsônico alto, uma determinação separada do número de Mach, equação 17, ou velocidade, se faz necessária para determinar a temperatura do fluxo livre. No caso da sonda de entalpia esta é feita enquanto se faz as medidas de tara.

### 3.3 - Medida da pressão e velocidade do jato.

Durante as medidas sem o fluxo de gás amostrado pode-se usar a sonda de entalpia como tubo Pitot, de frente para o jato, para medir a pressão total ou de estagnação  $p$ . Tomando a equação para a determinação da pressão de estagnação isentrópica para um gás ideal compressível,

$$\frac{p}{p_0} = \left[ 1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2 \right]^{\gamma/(\gamma-1)} \quad (17)$$

onde  $p_0$  é a pressão estática,  $\gamma = C_p/C_v$  é a constante adiabática do ar,  $M = v/a$  o número de Mach e  $a$  a velocidade do som que é dado por,

$$a = \sqrt{\frac{\gamma R_u T}{M_{ar}}} = \sqrt{\gamma R T} \quad (18)$$

sendo  $R_u = 8.314 \text{ N m/Kg mol K}$  a constante universal dos gases e

Mar a massa molecular do gás.

Expandindo a equação 17 pelo teorema do binômio,

$$(1 + x)^n = 1 + nx + \frac{n(n-1)}{2!} x^2 + \dots, \quad |x| < 1 \quad (19)$$

sendo na eq. 17,  $x = [(\gamma-1)/2]M^2$  e  $n = \gamma/(\gamma-1)$ . Assim a série converge para  $[(\gamma-1)/2]M^2 < 1$ , e

$$\frac{p}{p_0} = 1 + \left[ \frac{\gamma}{\gamma-1} \right] \left[ \frac{\gamma-1}{2} M^2 \right] + \left[ \frac{\gamma}{\gamma-1} \right] \left[ \frac{\gamma}{\gamma-1} - 1 \right] \frac{1}{2!} \left[ \frac{\gamma-1}{2} M^2 \right]^2 + \left[ \frac{\gamma}{\gamma-1} \right] \left[ \frac{\gamma}{\gamma-1} - 1 \right] \left[ \frac{\gamma}{\gamma-1} - 1 \right] \frac{1}{3!} \left[ \frac{\gamma-1}{2} M^2 \right]^3 + \dots$$

$$\frac{p}{p_0} = 1 + \frac{\gamma}{2} M^2 + \frac{\gamma}{8} M^4 + \frac{\gamma(\gamma-1)}{48} M^6 + \dots$$

$$\frac{p}{p_0} = 1 + \frac{\gamma}{2} M^2 \left[ 1 + \frac{1}{4} M^2 + \frac{(2-\gamma)}{24} M^4 + \dots \right] \quad (20)$$

para o escoamento compressível.

Para  $M \rightarrow 0$  o termo entre colchetes na equação 20 tende a 1.0, para  $M = 0.3$  o termo é igual a 1.002 e 1.003 para  $M = 0.4$ . Assim para velocidades baixas  $M < 0.3$  a equação 20 pode ser escrita como:

$$\frac{p}{p_0} = 1 + \frac{\gamma}{2} M^2 \quad (21)$$

Reescrevendo a eq. 21 em termos do número de Mach, a equação de estado do gás ideal  $p_0 = \rho RT$  e a velocidade do som  $a^2 = \gamma RT$ ,

$$\frac{p}{p_0} = 1 + \frac{\gamma}{2} \frac{v^2}{a^2} = 1 + \frac{1}{2} \frac{v^2}{RT}$$

$$\frac{p}{p_0} = 1 + \frac{1}{2} \frac{\rho v^2}{p_0}$$

$$p = p_0 + \frac{1}{2} \rho v^2 \quad \text{ou} \quad \Delta p = \frac{1}{2} \rho v^2 \quad (22)$$

onde  $\frac{1}{2}\rho v^2$  é denominada pressão dinâmica para o escoamento incompressível. Assim, o escoamento pode ser considerado incompressível se  $M < 0.3$  o que permite usar a equação 22 para o cálculo da velocidade do gás, sendo conhecida a velocidade do som. Da equação 22 obtém-se a velocidade do gás.

$$v = \sqrt{\frac{2 \Delta p}{\rho}} \quad (23)$$

No caso de escoamento incompressível, viscoso e turbulento, a pressão será dada pela expressão mais geral (ref. 1),

$$p - p_0 = \frac{\rho v^2}{2} f(M, Re, \epsilon, \dots) \quad (24)$$

onde  $M = v/a$  é o número de Mach,  $Re$  é o número de Reynolds e  $\epsilon = (\overline{v'^2}/\overline{v^2})^{1/2}$  a intensidade da turbulência. A equação 20 é um caso particular da equação 24.

Será examinado aqui os erros na medida da pressão para velocidades de fluxo muito menores que a velocidade do som  $M \ll 1$ , pressão de 1 atm, mas levando em conta efeitos de viscosidade e turbulência separadamente. Os efeitos para  $M$  grande já foram analisados acima.

### 3.3.1 - Efeito do número de Reynolds na medida da pressão.

A equação 22 relaciona a velocidade e a pressão do gás, e é obtida da equação de Navier-Stokes sem considerar a viscosidade do gás. Para baixas velocidades do jato de plasma, as forças viscosas tornam-se comparáveis e em certos casos excedem as forças

de inércia. Para esses casos deve-se usar a equação de Navier-Stokes a qual considera o efeito da camada limite, cuja dimensão é comparável com o raio do cilindro. Considerando o efeito da viscosidade  $\mu$  através do número de Reynolds, Dresvin(1) apresenta a fórmula:

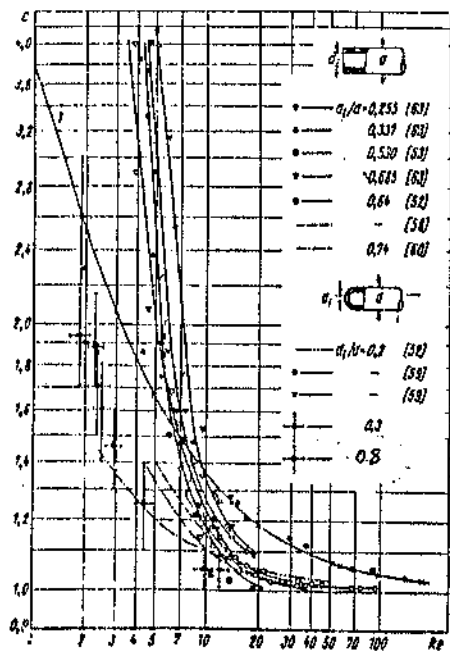
$$\frac{p - p_0}{\frac{1}{2}\rho v^2} = 1 + \frac{4}{Re + 0.457\sqrt{Re}} = C \quad (25)$$

sendo

$$Re = \frac{\rho v D_1}{\mu} \quad (26)$$

onde  $\rho$  é a densidade do gás,  $v$  a velocidade,  $D_1$  o diâmetro do sensor e  $\mu$  a viscosidade do gás.

A dependência do número de Reynolds com C, eq. 25, pode ser visto na figura 7. (Curva 1)(Ref. 1). Sendo as outras curvas pon-



plasma de indução  
arco em canal

Fig. 7 - Dependência do coeficiente C na eq.25 em Re.

tos experimentais obtidos para cilindros com diferentes diâmetros externos. Ve-se na figura 7 que para números de Reynolds acima de 100,  $C_d \approx 1$ .

Como exemplo pode-se determinar a influência do número de Reynolds  $Re$  nas proximidades da sonda para uma situação típica no jato de plasma usado neste trabalho.

$$T = 3500 \text{ K}$$

$$p = 1 \text{ atm}$$

$$v = 300 \text{ m/s}$$

Tomando as propriedades do ar na situação acima, ref. (5).

$$\rho = 0.092 \text{ Kg/m}^3$$

$$\mu = 1.107 \times 10^{-4} \text{ Ns/m}^2$$

Sendo o diâmetro externo  $D_{v1} = 3.85 \times 10^{-3} \text{ m}$  e o diâmetro interno do orifício de gás  $d_{v2} = 1.67 \times 10^{-3} \text{ m}$ , usando os dados acima na equação 26 tem-se:

$$Re = 960 \quad (27)$$

sendo

$$\frac{d_{v2}}{D_{v1}} = \frac{1.67}{3.85} = 0.43 \quad (28)$$

levando os valores de 27 e 28 no gráfico da figura 7, tem-se que:

$$C \approx 1 \quad (29)$$

Calculando mais precisamente pela equação 25, obtem-se  $C \approx 1.03$ .

Assim pode-se concluir que o efeito da viscosidade, no plasma em estudo, é desprezível.

### 3.3.2 - Efeito do nível de turbulência na medida da pressão.

A turbulência em um fluxo de gás pode aumentar consideravelmente a pressão medida por um tubo Pitot. Em um fluxo turbulento a velocidade instantânea do gás  $v$  na direção  $z$  (eixo do jato) é formada por duas componentes,

$$v = \bar{v} + v' \quad (30)$$

onde  $\bar{v}$  é a velocidade média no tempo (componente contínua) e  $v'$  a componente turbulenta da velocidade. Sendo  $\bar{v}$  definido por:

$$\bar{v} = \frac{1}{2} \int_{t-T/2}^{t+T/2} v(t) dt \quad (31)$$

Como o valor medido da pressão é uma média temporal a equação 22 deve ser escrita da forma,

$$\overline{p - p_0} = \overline{\Delta p} = \frac{1}{2} \overline{\rho v^2} \quad (32)$$

Geralmente a turbulência é pequena em  $\rho$ , apresentando-se mais acentuada em  $v$ , assim,

$$\overline{\Delta p} = \frac{1}{2} \overline{\rho v^2} \quad (33)$$

Geralmente supõe-se que  $\overline{v^2} = \overline{\bar{v}^2} = v_{med}^2$  e da equação 33 obtém-se a velocidade medida pela sonda:

$$\overline{\Delta p} = \frac{\rho v_{med}^2}{2} \quad \text{ou} \quad v_{med} = \sqrt{\frac{2\overline{\Delta p}}{\rho}} \quad (34)$$

Será mostrado agora que a aproximação  $\overline{v^2} = \overline{\bar{v}^2} = v_{med}^2$  em um fluxo turbulento vai conduzir à obtenção de uma velocidade maior que o valor real da velocidade existente no fluxo  $\bar{v}$ .

Aplicando 30 em 33,

$$\Delta p = \frac{1}{2} \rho (\bar{v} + v')^2 \quad (35)$$

$$\overline{\Delta p} = \frac{\rho}{2} \left[ \overline{v^2} + 2\overline{vv'} + \overline{v'^2} \right]$$

como  $\overline{v'} = 0$  e  $\overline{v} = \bar{v}$ ,

$$\overline{\Delta p} = \frac{1}{2} \rho \bar{v}^2 + \frac{1}{2} \rho \overline{v'^2} \quad (36)$$

$$\overline{\Delta p} = \frac{1}{2} \rho \bar{v}^2 \left[ 1 + \frac{\overline{v'^2}}{\bar{v}^2} \right] \quad (37)$$

a expressão entre parêntesis na eq. 37 pode ser escrita da forma:

$$1 + \frac{\overline{v'^2}}{\bar{v}^2} = 1 + \varepsilon^2, \quad (38)$$

$$\varepsilon = \sqrt{\frac{\overline{v'^2}}{\bar{v}^2}} \quad (39)$$

sendo  $\varepsilon$  definido como o nível de turbulência. Assim a equação 37 pode ser escrita da forma onde se leva em conta a eq. 34.

$$\overline{\Delta p} = \overline{p - p_0} = \frac{1}{2} \rho \bar{v}^2 (1 + \varepsilon^2) = \frac{1}{2} \rho v_{med}^2 \quad (40)$$

Da equação 40 conclui-se que:

$$v_{med} = \bar{v} \sqrt{1 + \varepsilon^2} \quad (41)$$

Portanto a velocidade medida é maior do que a real por um fator igual a  $\sqrt{1 + \varepsilon^2}$ . Por exemplo, para  $v' = \bar{v}$  obtém-se  $v_{med} = \bar{v} \sqrt{2}$  (41% de aumento da velocidade).

Por outro lado, Goldstein(6), usando como ponto de partida a teoria de turbulência isotrópica, obteve as expressões abaixo para a pressão total medida,

$$\overline{p} = \overline{p_0^*} + \frac{1}{2} \rho \bar{v}^2 + \frac{1}{2} \rho \overline{(v')^2} \quad (42)$$

e para a pressão estática,

$$\overline{p_0^*} = \overline{p_0} + \frac{1}{2} \rho \overline{(v')^2} \quad (43)$$



tomando a equação 42, obtém-se

$$\begin{aligned}\overline{\Delta p} &= \bar{p} - \overline{p_o^*} = \frac{1}{2} \rho \overline{v^2} + \frac{1}{2} \rho \overline{(v')^2} \\ \frac{2\overline{\Delta p}}{\rho} &= \overline{v^2} + \overline{(v')^2} = \overline{v^2} \left[ 1 + \frac{\overline{(v')^2}}{\overline{v^2}} \right]\end{aligned}\quad (44)$$

usando a eq 37 em 44, tem-se:

$$\begin{aligned}v_{med}^2 &= \overline{v^2} (1 + \epsilon^2) \\ \text{ou} \quad v_{med} &= \bar{v} \sqrt{1 + \epsilon^2}\end{aligned}\quad (45)$$

que é a mesma expressão obtida na equação 41.

sendo  $\epsilon^2 = \overline{(v')^2} / \overline{v^2}$

Na análise acima mostrou-se que a velocidade medida é maior que o valor real. Entretanto, *Abramovitch* (7) mostra que isso não é correto. Levando em conta também as componentes transversais turbulentas, a velocidade medida praticamente coincidirá com o valor real. Isso se deve ao fato que as componentes transversais turbulentas criam um vácuo no jato em relação à pressão ambiente. Na próxima secção poder-se-á constatar que esse efeito é responsável pela penetração de gás ambiente no jato de plasma.

A turbulência não somente aumenta a pressão total como também a pressão estática medida. Desse modo, o erro na medida da pressão pode chegar a  $\pm 100\%$ , em fluxos turbulentos, em regiões periféricas de arcos e jatos de plasmas, onde o grau de turbulência  $\epsilon$  é quase unitário.

Para ilustrar o fato pode-se ver na figura 8 os resultados de medidas de turbulência de um jato de plasma de argônio, ref.(3). A figura ilustra a distribuição radial do grau de turbulência em várias secções transversais ao longo do comprimento do jato. O grau de turbulência dentro da região central com alta

intensidade luminosa do jato é mínima (esta região está definida na figura 8 pela isoterma  $T = 5000\text{ K}$ ).

Quando se sai do núcleo para a zona de mistura turbulenta, o valor de  $\varepsilon$  aumenta e alcança o valor 1 na fronteira do jato onde  $v_z = 0$ .

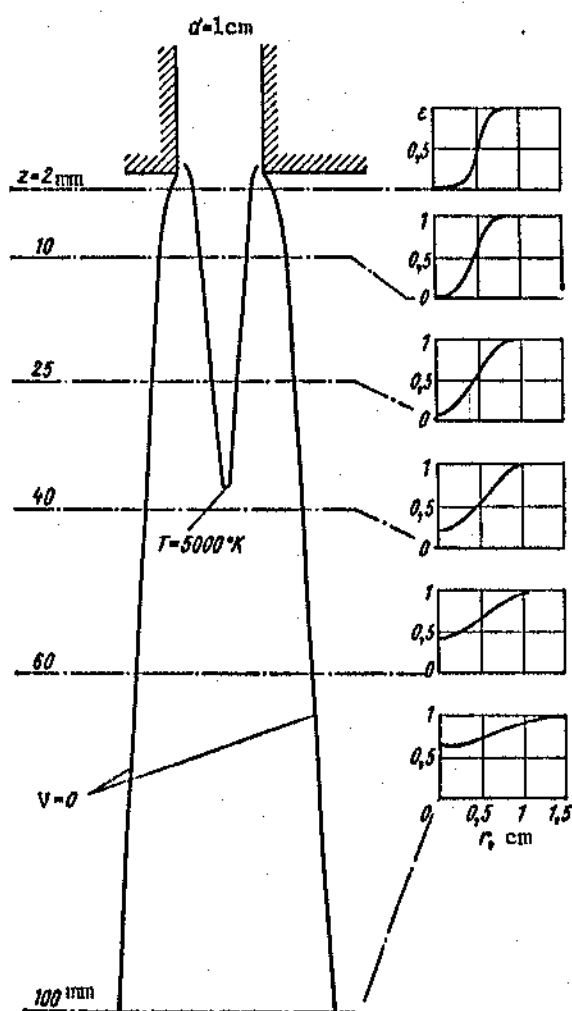


Fig. 8 - Turbulência de um jato de plasma de argônio ao longo do eixo de simetria e ao longo do raio, ref. (1).

### 3.4 - Sensibilidade da sonda de entalpia.

Uma importante consideração na determinação do nível de precisão possível é a chamada sensibilidade da sonda. De acordo com Grey (4) a sensibilidade é definida como sendo a razão do fluxo de calor retirado pela água do gás quente através do capilar pelo fluxo de calor total recebido pelo sensor imerso no jato de plasma:

$$\sigma \equiv \left[ \left( \Delta T_a \right)_f - \left( \Delta T_a \right)_{nf} \right] / \left( \Delta T_a \right)_f \quad (46)$$

onde  $\Delta T_a$  é o aumento da temperatura da água de refrigeração,  $( )_f$  refere-se a condição com amostragem de gás e  $( )_{nf}$  à condição sem fluxo de gás amostrado.

Apesar desta definição de sensibilidade não coincidir com o uso comum, ela representa a capacidade da sonda de distinguir uma mudança na grandeza medida.

A seguir é mostrada a análise da sensibilidade da sonda desenvolvida por Grey (figura 3), na ref. (8). Por exemplo, se a sensibilidade como definida aqui fosse baixa, a diferença nos aumentos de temperatura da água de refrigeração entre as condições de fluxo e não fluxo seria pequena em relação ao aumento da temperatura da água de refrigeração. Desde que  $\left( \Delta T_a \right)_f - \left( \Delta T_a \right)_{nf}$  é o meio de aquisição de dados e  $\left( \Delta T_a \right)_f$  é aproximadamente proporcional a grandeza a ser medida, a definição de sensibilidade está razoavelmente de acordo com o sentido usual do termo.

Usando a notação da fig. 9, o balanço de energia da amostra de gás pode ser escrito:

$$\left[ \left( \Delta T_a \right)_f - \left( \Delta T_a \right)_{nf} \right] \dot{m}_a C_{pa} = \dot{m}_g \left( h_{1g} - h_{2g} \right) \quad (47)$$

onde  $h$  é a entalpia,  $C_{pa}$  o calor específico da água,  $\dot{m}_a$  o fluxo de

massa da água e  $\dot{m}_g$  do gás.

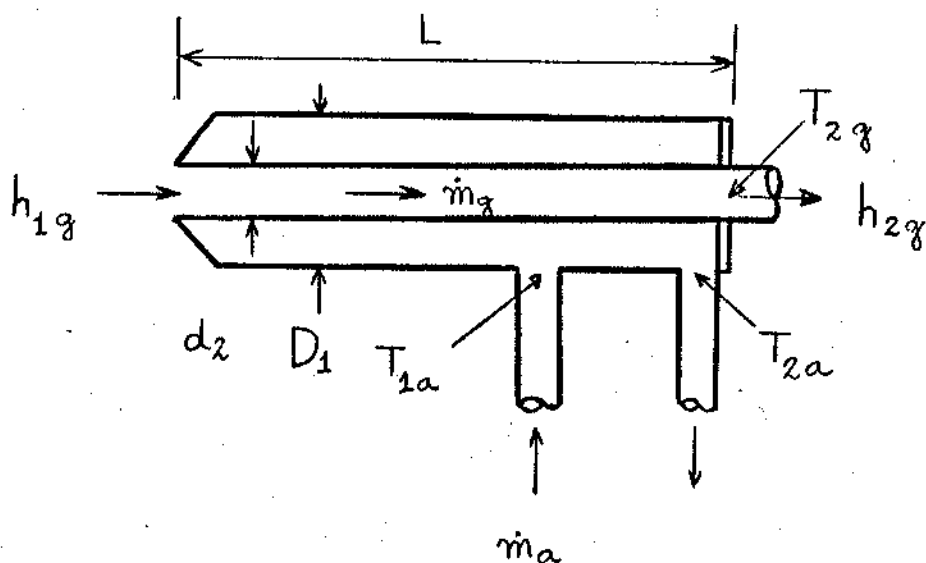


Fig. 9 - Diagrama da sonda usado na análise da sensibilidade.

Desde que  $h_{1g} \gg h_{2g}$ , pode-se escrever,

$$\sigma = \frac{\dot{m}_g h_{1g}}{\dot{m}_a C_{pa} [\Delta T_a]_{nf}} \quad (48)$$

Considerando agora uma estimativa simples unidimensional do fluxo e processos de transferência de calor, a taxa de transferência de calor na parte exterior da sonda pode ser escrita, definindo um coeficiente de transferência de calor de modo usual,

$$\dot{m}_a C_{pa} [\Delta T_a]_{nf} \approx \pi D_1 L h_1 \left[ \frac{h_1}{C_{p1}} - T_p \right] \quad (49)$$

onde  $D_1$  é o diâmetro externo da sonda,  $L$  o comprimento da sonda imerso no plasma,  $h_1$  é o coeficiente de película de troca de calor na superfície externa da sonda,  $h_1$  a entalpia do gás nas vizinhanças da sonda e  $T_p$  a temperatura da parede da sonda. Como  $T_p \ll h_1/C_{p1}$ ,

$$h_1 \approx h_{1g} \text{ e } C_{p1} \approx C_{p1g}$$

Desse modo, a eq. 49 fica,

$$\dot{m}_a C_{pa} (\Delta T_a)_{nf} \approx \pi D_1 L h_1 \frac{h_{1g}}{C_{p1g}} \quad (50)$$

Aplicando a eq. 50 em 48, tem-se,

$$\sigma \approx \frac{\dot{m}_g C_{pg1}}{\pi D_1 L h_1} \quad (51)$$

Aqui deve-se calcular  $\dot{m}_g$  para a eq. 51. Considerando que o gás tem escoamento laminar, a perda de carga no tubo de gás será dada pela fórmula, ref. (11),

$$\Delta p = \frac{32 \mu L \bar{V}}{d_2^2} \quad (52)$$

Considerando gás perfeito  $p = \rho RT$ , a vazão  $\dot{m}_g = \rho VA = \rho V \pi d_2^2 / 4$  e substituindo  $L$  por  $dx$  tem-se:

$$p \, dp = -128 \mu T R \dot{m}_g \, dx / \pi d_2^4 \quad (53)$$

onde  $p$  é a pressão,  $\mu$  a viscosidade do gás  $= \mu(T)$ ,  $\dot{m}_g$  é o fluxo de massa do gás,  $T$  é a temperatura  $T(x)$  e  $x$  é a distância ao longo da sonda.

Integrando 53:

$$\int_{p_{1g}}^{p_{2g}} p \, dp = - \frac{128 R \dot{m}_g}{\pi d_2^4} \int_0^L \mu(T) \, dx \quad (54)$$

Introduzindo a mudança de variável  $\xi \equiv x/L$ , e supondo  $T = T(\xi)$ , pode-se escrever o coeficiente de troca de calor da forma

$$\dot{m}_g dh_g = h_g \pi d_z L \left[ \frac{h_g}{C_{pg}} - T_p \right] d\xi \quad (55)$$

desde que  $h_g/C_{pg} \gg T_p$  para o regime de maior contribuição na transferência de calor,

$$\frac{dh_g}{h_g} = \frac{h_g \pi d_z L}{\dot{m}_g C_{pg}} d\xi \quad (56)$$

onde o coeficiente de transferência de calor para fluxo laminar pode ser escrito por, ref (10),

$$Nu_g = a (Re)^{1/2} (Pr)^{1/3} \quad (57)$$

onde  $Nu$  é o número de Nusselt  $= h d_z/k$ ,  $k$  a condutividade térmica,  $Re = d V \rho/\mu$  o número de Reynolds,  $Pr = \mu C_p/k$  o número de Prandtl,  $a$  é uma constante,  $v$  a velocidade e  $\rho$  a densidade. Então,

$$h_g = a \frac{k_g}{d_z} \left[ \frac{d_z V_g \rho_g}{\mu_g} \right]^{1/2} \left[ \frac{\mu_g C_{pg}}{k_g} \right]^{1/3} \quad (58)$$

$$\frac{dh_g}{h_g} = - \frac{\pi L}{C_{pg} \dot{m}_g} a k_g \left[ \frac{4 \dot{m}_g}{\pi d_z \mu_g} \right]^{1/2} \left[ \frac{\mu_g C_{pg}}{k_g} \right]^{1/3} d\xi$$

$$\frac{dh_g}{h_g} = - L a \frac{4}{d_z} \left[ \frac{1}{Pr_g} \right]^{2/3} \left[ \frac{1}{Re_g} \right]^{1/2} d\xi \quad (59)$$

Selecionando os valores médios,  $\overline{Pr}_g$  para o número de Prandtl e  $\overline{Re}_g$  para o número de Reynolds, a equação acima pode ser integrada. Apesar dessa aproximação parecer muito severa, ela é usada frequentemente na prática sem grandes erros. Assim

$$\ln \frac{h_g}{h_{1g}} = -4 \frac{L a}{d_2} \left( \frac{1}{Pr_g} \right)^{2/3} \left( \frac{1}{Re_g} \right)^{1/2} \xi \quad (60)$$

ou, definindo

$$A_g \equiv a \left( Pr_g \right)^{-2/3} \left( Re_g \right)^{-1/2}$$

$$\frac{C_{pg} T_g}{h_{1g}} = e^{-4 L A_g \xi / dz}$$

$$T_g = \frac{h_{1g}}{C_{pg}} e^{-4 L A_g \xi / dz} \quad (61)$$

Tomando uma relação simples da viscosidade em função da temperatura, dada por Maxwell,

$$\mu_g \approx \mu_a \left( T_g / T_a \right)^{1/2} \quad (62)$$

onde  $( )_a$  indica um ponto de referência arbitrária, usando as equações 61 e 62, pode-se desenvolver a integral,

$$\int_0^L \mu T dx = L \mu_a T_a \int_0^1 \left( T_g / T_a \right)^{3/2} d\xi$$

onde

$$\frac{T_g}{T_a} \approx \frac{h_{g1}}{C_{pg} T_a} e^{-4 LA\xi / dz}$$

Para pequenos graus de ionização podemos admitir

$$C_{pg} \approx C_{pg1}$$

Então, como uma primeira aproximação

$$\frac{T_g}{T_a} \approx \frac{T_{g1}}{T_a} e^{-4 L A \xi / dz} \quad (63)$$

e

$$\int_0^1 \left( \frac{T_g}{T_a} \right)^{3/2} d\xi = \left( \frac{T_{g1}}{T_a} \right)^{3/2} \int_0^1 e^{-\theta L A_g \xi / dz} d\xi$$

$$\int_0^1 \left( \frac{T_g}{T_a} \right)^{3/2} d\xi = \left( \frac{T_{g1}}{T_a} \right)^{3/2} \frac{dz}{\theta L A_g} \left[ 1 - e^{-\theta L A_g / dz} \right] \quad (64)$$

Pode-se agora calcular a queda de pressão da amostra de gás no tubo interno, eq. 54.

$$\frac{p_{g2}^2 - p_{g1}^2}{2} = - \frac{128 R \dot{m}_g}{\pi d_z^2} L \mu_a T_a \left( \frac{T_{g1}}{T_a} \right)^{3/2} \frac{d_z}{\theta L A_g} \left[ 1 - e^{-\theta L A_g / dz} \right]$$

ou

$$\dot{m}_g = \frac{3\pi}{64 R} \frac{p_{g1} (\Delta p)_g A_g d_z^3}{\left( \mu_a T_a \right) \left( T_{g1} / T_a \right)^{3/2}} \frac{1}{\left[ 1 - e^{-\theta L A_g / dz} \right]} \quad (65)$$

onde tomou-se  $(\Delta p)_g / p_{g1} \ll 1$ .

A transferência de calor no tubo externo é dada por uma equação semelhante à equação 56,

$$\frac{\pi D_1 b_1}{C_{pg1}} = \frac{a k_1 \pi}{C_{pg1}} \left[ \frac{D_1 \rho_1 v_1}{\mu_1} \right]^{1/2} \left[ \frac{C_{p1} \mu_1}{k_1} \right]^{1/3}$$

$$\frac{\pi D_1 h_1}{C_{pg1}} = \frac{a k_1 \pi}{C_{pg1}} \left[ \frac{D_1 (\dot{m}/s)_1}{\mu_1} \right]^{1/2} \left[ \frac{C_{p1} \mu_1}{k_1} \right]^{1/3}$$

onde  $(\dot{m}/s)_1$  é o fluxo de massa do plasma por unidade de área nas vizinhanças da sonda. Reorganizando e tomando os valores médios para  $\overline{Pr}_1$  e  $\overline{Re}_1$ ,

$$\frac{\pi D_1 b_1}{C_{pg1}} = \frac{a \pi D_1 (\dot{m}/s)_1}{\left( \overline{Pr} \right)_1^{3/2} \left( \overline{Re} \right)_1^{1/2}} \quad (66)$$

Tomando  $A_1 = a / \left( \overline{Pr} \right)_1^{3/2} \left( \overline{Re} \right)_1^{1/2}$  e admitindo  $A_1 \approx A_g$ , a equação 51



fica,

$$\sigma \approx \frac{3\pi}{64} \left( \frac{d_2}{D_1} \right) \frac{d_2^2}{L} \frac{1}{(\dot{m}/s)_1} \frac{p_{1g} (\Delta p)_g}{R \mu_a T_a} \left( \frac{T_a}{T_{1g}} \right)^{3/2} \frac{1}{\left[ 1 - e^{-\delta L Ag/dz} \right]} \quad (67)$$

Estima-se a magnitude do termo exponencial, tomando valores típicos como segue:  $L = 10$  cm,  $d_2 = 0.16$  cm,  $Pr_g^{2/3} \approx 1$ ,  $Re_g^{1/2} \approx 10$ ,  $a \approx 1/2$ . Desse modo,

$$e^{-\delta L Ag/dz} \approx e^{-30}$$

ou

$$\left[ 1 - e^{-\delta L Ag/dz} \right] \approx 1$$

e introduzindo uma condição de referência  $( )_{ref}$  não muito distante das condições da aplicação, todas as constantes na expressão para  $\sigma$  são eliminadas escrevendo

$$\frac{\sigma}{\sigma_{ref}} \approx \frac{(\dot{m}/s)_{ref}}{(\dot{m}/s)} \frac{\left( \frac{d_2}{D_1} \right)}{\left( \frac{d_2}{D_1} \right)_{ref}} \left( \frac{d_2}{d_{2,ref}} \right)^2 \left( \frac{L_{ref}}{L} \right) \left( \frac{p}{p_{ref}} \right) \left( \frac{\Delta p}{\Delta p_{ref}} \right) \left( \frac{T_{ref}}{T} \right)^{3/2} \quad (68)$$

onde  $D_1$  é o diâmetro externo da sonda,  $d_2$  é o diâmetro interno do tubo capilar interno,  $L$  o comprimento da sonda imerso no plasma,  $p$  a pressão no jato,  $T$  a temperatura do jato,  $\Delta p$  a queda de pressão no tubo capilar e  $(\dot{m}/s)$  é o fluxo de massa de plasma por unidade de área nas vizinhanças da sonda.

Grey mostrou que a equação 68 fornece para  $\sigma$  valores que estão em razoável concordância com o valor experimental de  $\sigma(\sigma_{exp})$  dado pela equação 46, ver figura 10.

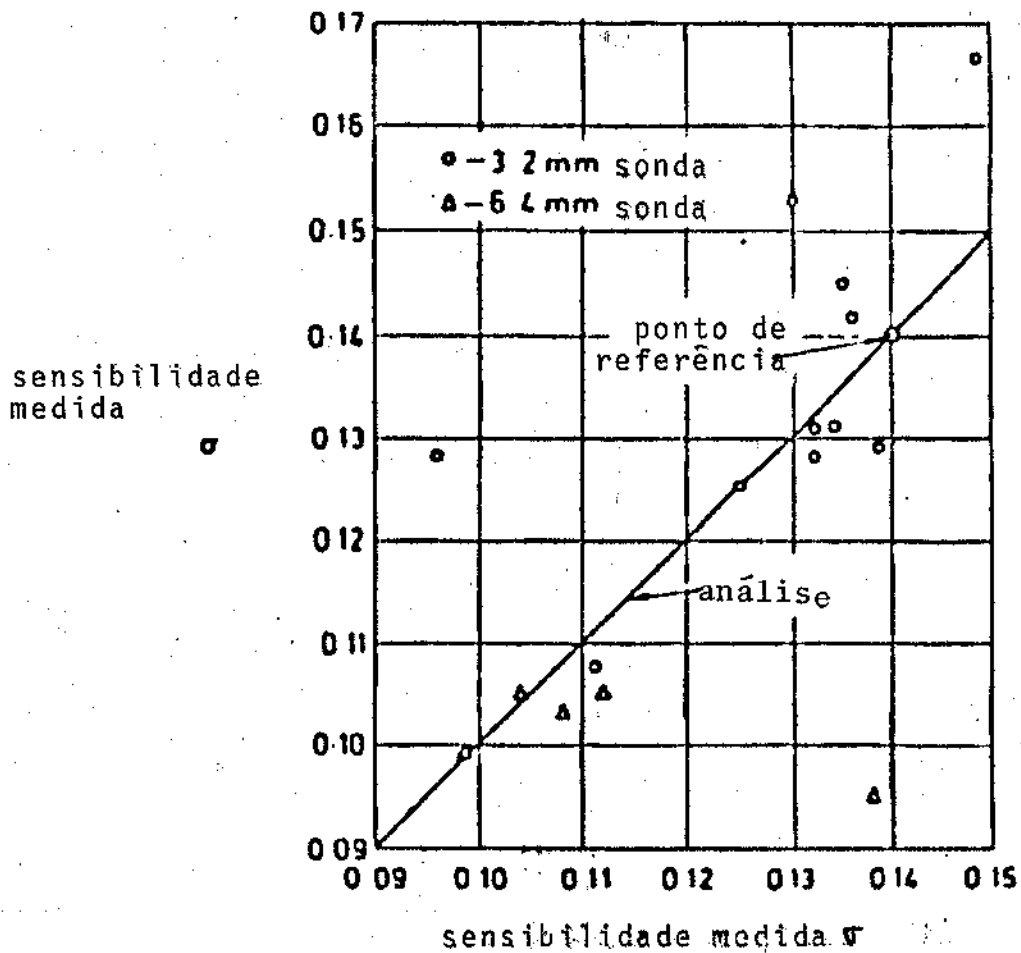


Fig. 10 - Comparação da sensibilidade teórica com a experimental (dados apresentados por Grey).

Tomando a equação anterior pode-se escrever a sensibilidade da seguinte forma:

$$\sigma \approx \left( \frac{d_2^3}{D_1} \right) \frac{1}{L} \left( \frac{s}{m} \right) \frac{p \Delta p}{T^{3/2}} \quad (69)$$

Assim, da equação 69, pode-se tirar algumas informações importantes para serem usadas no projeto de uma sonda a fim de se ter a máxima sensibilidade.

a - A razão  $d_2/D_1$  deve ser a maior possível, condição que é alcançada quando o diâmetro do tubo interno é o maior possível e do tubo externo o menor possível. Em consequência, os tubos devem ter paredes finas. Evidentemente, a pressão da água disponível limitará o valor máximo que se pode obter para  $d_2^3/D_1$ .

b - O comprimento L deve ser o menor possível para que o corpo da sonda não receba muito calor do jato de plasma, situação conseguida nesta Tese na qual o corpo da sonda fica transversal ao jato de plasma diminuindo a área em exposição ao fluxo de calor.

A sensibilidade  $\sigma$ , a qual deve ser no mínimo 0.05 para que termopares convencionais forneçam uma precisão adequada, não depende somente do ambiente do gás quente, mas também das características da própria sonda.

Contudo, um valor correto de sensibilidade não é sempre requerida. É mais importante ter a máxima sensibilidade para ser possível determinar os limites de aplicabilidade do sensor de entalpia. A máxima sensibilidade é alcançada quando o gás amostrado perde seu calor por completo, supondo a temperatura da parede do capilar. A velocidade do gás que passa através do sensor não deve exceder a velocidade máxima do fluxo de plasma, do contrário o fluxo padrão pode ser quebrado.

### 3.5 - Fluxo de calor na sonda de entalpia.

A primeira pergunta que é feita ao se iniciar a construção da sonda de entalpia é: resistirá a sonda ao fluxo de calor do jato de plasma? Essa pergunta está relacionada com a escolha das dimensões da sonda, a temperatura e velocidade do plasma e com as possibilidades existentes no laboratório de refrigeração da sonda. A resposta a essa pergunta pode ser buscada através do método experimental de tentativas e erros ou através do cálculo matemático. A construção da sonda foi iniciada levando em conta que a pressão máxima de água de refrigeração disponível no laboratório era de 4 atm e temperatura de 14 °C.

Aqui é calculado o fluxo térmico recebido pela sonda usando as fórmulas de transferência de calor para fluxo cruzado de gás em cilindros.

Para realizar esses cálculos é preciso conhecer a temperatura da parede externa da sonda. Nesta análise a temperatura da parede é considerada desconhecida e são supostos inicialmente dois valores para a temperatura da parede: 127 °C (400 K) e 427 °C (700 K).

É feito aqui um cálculo estimativo do fluxo de calor entre o jato de plasma e a sonda de entalpia desenvolvida por nós nesta tese, onde pode-se ver os detalhes dos tubos na figura 11.

$\alpha$  - Dados para os cálculos.

- Diâmetro externo do tubo externo

$$D_1 = 3.85 \text{ mm}$$

- Diâmetro interno do tubo externo

$$D_2 = 3.49 \text{ mm}$$

- Espessura da parede do tubo externo	$\Delta R = 0.18 \text{ mm}$
- Diâmetro externo do tubo de gás	$d_1 = 2.10 \text{ mm}$
- Diâmetro interno do tubo de gás	$d_2 = 1.67 \text{ mm}$
- Espessura da parede do tubo de gás	$\Delta r = 0.22 \text{ mm}$
- Temperatura do plasma	$T_\infty = 3500 \text{ K}$
- Temperatura da água de refrigeração	
na entrada da sonda	$T_1 = 14 \text{ }^\circ\text{C}$
na saída da sonda (exp)	$T_2 = 50 \text{ }^\circ\text{C}$
- Velocidade do jato de plasma	$v_\infty = 300 \text{ m/s}$
- Vazão da água de refrigeração (exp)	$\dot{m}_a = 0.54 \text{ Kg/min}$
- Comprimento exposto da sonda	$L = 30 \text{ mm}$
- Fluxo de calor extraído pela sonda (exp)	$\dot{Q}_a = 1354 \text{ W}$

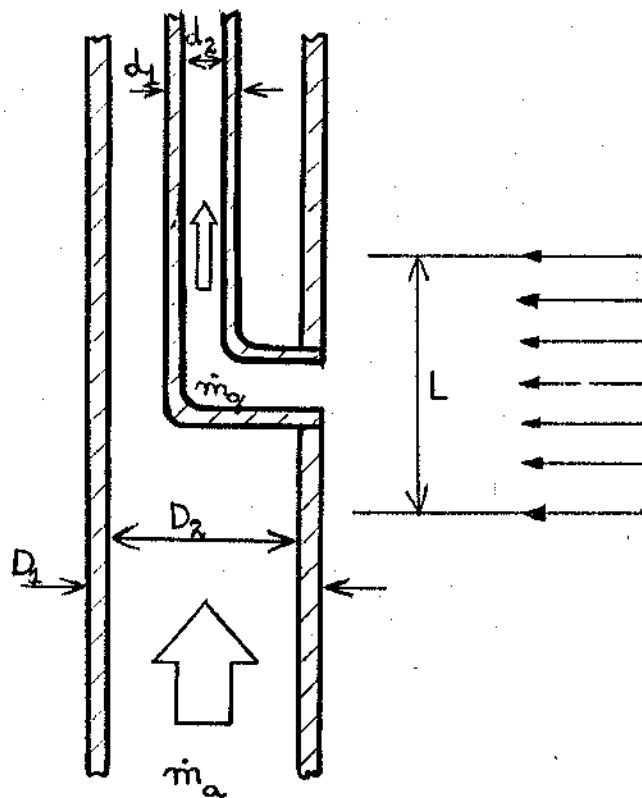


Fig. 11 - Detalhe dos tubos da sonda mostrando sua notação para os diâmetros dos tubos.

b - Cálculo da transferência de calor entre o plasma e a sonda.

Como já exposto anteriormente, medidas feitas por Grey (11) indicam que menos de 0.5 % da energia do jato é perdido na forma de radiação. Assim, considerou-se nestes cálculos que todo o calor é transmitido por convecção.

O maçarico onde serão feitos os testes funciona com ar comprimido. Como uma primeira estimativa considerou-se o ar aquecido a 3500 K e a pressão de 1 atm, escoando perpendicularmente a um cilindro de 3.85 mm de diâmetro, com uma velocidade de 300 m/s.

Para o cálculo do fluxo de calor é preciso inicialmente calcular o coeficiente de troca de calor por convecção entre o fluxo externo e o tubo de cobre.

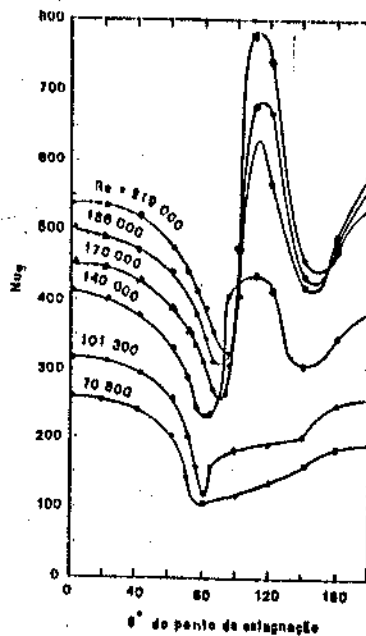


Fig. 12 - Número de Nusselt local para a transferência de calor para um cilindro em escoamento cruzado, ref (12).

O comportamento detalhado da transferência de calor do ar aquecido para um cilindro foi investigado ref (12) e os resultados são apresentados na figura 12.

Pela figura 12, pode-se observar que a transferência de calor para o cilindro se dá em toda a superfície do cilindro e depende do ângulo  $\theta$  em relação ao ponto de estagnação e do número de Reynolds  $Re$ . Tomando por base a figura 12, considerou-se no cálculo abaixo, que a superfície exposta do cilindro é  $\pi D_1 L$ .

Para o cálculo do coeficiente de troca de calor por convecção, é utilizada uma correlação empírica para escoamento cruzado com gases. Correlações dos dados experimentais obtidos por Hilpert para gases, e por Knudsen e Katz para líquidos, indicam que os coeficientes médios de transferência de calor podem ser calculados para fluxos turbulentos ou laminares:

$$Nu = C Re^n Pr^{1/3}$$

$$\frac{h d}{k_f} = c \left[ \frac{v_{\infty} D_1}{\nu_f} \right]^n Pr^{1/3} \quad (70)$$

sendo  $Nu = h d/k_f$  o número de Nusselt,  $Re = \rho v_{\infty} d/\mu$  o número de Reynolds,  $Pr = C_p/k$  o número de Prandtl e as constantes  $C$  e  $n$  dados pela tabela 3. As propriedades a serem usadas na equação 70 são avaliadas à temperatura da película (ou filme), definida como  $T_f = (T_p + T_{\infty})/2$ , sendo  $T_p$  a temperatura da parede externa do corpo da sonda e  $T_{\infty}$  a temperatura do fluxo livre do gás que sai do maçarico.

Para avaliar a temperatura do filme, é preciso inicialmente estimar a temperatura da parede externa do tubo de cobre,  $T_p$ . Supondo  $T_p = 700$  K e sendo  $T_{\infty} = 3500$  K então  $T_f = 2100$  K.

Consultando a tabela 4, ref. (12), obtém-se as propriedades do ar à temperatura do filme, que são:

$$\rho_f = 0.1682 \text{ Kg/m}^3$$

$$C_{pf} = 1.372 \text{ KJ/Kg } ^\circ\text{C}$$

$$\mu_f = 6.72 \times 10^{-5} \text{ Kg/m s}$$

$$k_f = 0.131 \text{ W/m } ^\circ\text{C}$$

$$Pr_f = 0.7$$

onde  $\rho_f$  é a densidade do ar,  $C_{pf}$  o calor específico a pressão constante,  $\mu_f$  a viscosidade dinâmica,  $k_f$  a condutividade térmica e  $Pr_f$  o número de Prandtl. Todos os valores foram avaliados à temperatura do filme.

Sendo a expressão para o número de Reynolds dada por,

$$Re_f = \frac{\rho_f v_\infty D_1}{\mu_f} \quad (71)$$

onde  $v_\infty$  é a velocidade do fluxo de plasma. Aplicando os dados na equação 71 tem-se,

$$Re_f = 2891 \quad (72)$$

Para este valor do número de Reynolds, pela tab. 3 tem-se:

$$C = 0.683 \quad e \quad n = 0.466 \quad (73)$$

$Re$	$C$	$n$
0.4 - 4	0.989	0.330
4 - 40	0.911	0.385
40 - 4000	0.683	0.446
4000 - 40000	0.193	0.618
40000 - 400000	0.0266	0.805

Tab. 3 - Constantes para serem usadas na eq. 70.



Os valores de  $\mu$ ,  $k$ ,  $c_p$  e Pr não são fortemente dependentes da pressão e podem ser usados para uma faixa razoavelmente extensa de pressões.

T, K	$\rho$ kg/m <sup>3</sup>	$c_p$ , kJ/ kg·°C	$\mu$ , kg/m·s × 10 <sup>6</sup>	$\nu$ , m <sup>2</sup> /s × 10 <sup>6</sup>	$k$ , W/ m·°C	$\alpha$ , m <sup>2</sup> /s × 10 <sup>4</sup>	Pr
100	3,6010	1,0266	0,6924	1,923	0,009246	0,02501	0,770
150	2,3675	1,0099	1,0283	4,343	0,013735	0,05745	0,753
200	1,7684	1,0061	1,3289	7,490	0,01809	0,10165	0,739
250	1,4128	1,0053	1,488	9,49	0,02227	0,13161	0,722
300	1,1774	1,0057	1,983	16,84	0,02624	0,22160	0,708
350	0,9980	1,0090	2,075	20,76	0,03003	0,2983	0,697
400	0,8826	1,0140	2,286	25,90	0,03365	0,3760	0,689
450	0,7833	1,0207	2,484	31,71	0,03707	0,4222	0,683
500	0,7048	1,0295	2,671	37,90	0,04038	0,5564	0,680
550	0,6423	1,0392	2,848	44,34	0,04360	0,6532	0,680
600	0,5879	1,0551	3,018	51,34	0,04659	0,7512	0,680
650	0,5430	1,0635	3,177	58,51	0,04953	0,8578	0,682
700	0,5030	1,0752	3,332	66,25	0,05230	0,9672	0,684
750	0,4709	1,0856	3,481	73,91	0,05509	1,0774	0,686
800	0,4405	1,0978	3,625	82,29	0,05779	1,1951	0,689
850	0,4149	1,1095	3,765	90,75	0,06028	1,3097	0,692
900	0,3925	1,1212	3,899	99,3	0,06279	1,4271	0,696
950	0,3716	1,1321	4,023	108,2	0,06525	1,5510	0,699
1000	0,3524	1,1417	4,152	117,8	0,06752	1,6779	0,702
1100	0,3204	1,160	4,44	138,6	0,0732	1,989	0,704
1200	0,2947	1,179	4,69	159,1	0,0782	2,251	0,707
1300	0,2707	1,197	4,93	182,1	0,0837	2,583	0,705
1400	0,2515	1,214	5,17	205,5	0,0891	2,920	0,705
1500	0,2355	1,230	5,40	229,1	0,0946	3,262	0,705
1600	0,2211	1,248	5,63	254,5	0,100	3,609	0,705
1700	0,2082	1,267	5,85	280,5	0,105	3,977	0,705
1800	0,1970	1,287	6,07	308,1	0,111	4,379	0,704
1900	0,1858	1,309	6,29	338,5	0,117	4,811	0,704
2000	0,1762	1,338	6,50	369,0	0,124	5,260	0,702
2100	0,1682	1,372	6,72	399,6	0,131	5,715	0,700
2200	0,1602	1,419	6,93	432,6	0,139	6,120	0,707
2300	0,1538	1,482	7,14	464,0	0,149	6,540	0,710
2400	0,1458	1,574	7,35	504,0	0,161	7,020	0,718
2500	0,1394	1,688	7,57	543,5	0,175	7,441	0,730

Tab. 4 - Propriedades do ar a 1 atm.

Substituindo os valores na equação 70, tem-se:

$$h = 841 \text{ W/m}^2 \text{ } ^\circ\text{C} \quad (74)$$

O resultado acima é o valor do coeficiente de transferência de calor por convecção para o caso em estudo.

Como na situação analisada a sonda está localizada a 13 mm da saída do maçarico, observou-se na prática que aproximadamente 30 mm de seu comprimento recebe o fluxo de calor em escoamento cruzado. Assim, pode-se estimar o fluxo de calor recebido pela sonda.

$$\dot{q} = h A (T_\infty - T_p)$$

$$\dot{q} = h \pi D_1 L (T_\infty - T_p)$$

$$\dot{q} = 860 \text{ W} \quad (75)$$

Refazendo os cálculos anteriores para a temperatura da parede  $T_p = 400 \text{ K}$ , obtém-se:

$$\dot{q} = 878 \text{ W} \quad (76)$$

Este cálculo mostra que o fluxo térmico total recebido pela sonda é no primeiro caso ( $127 \text{ } ^\circ\text{C}$ ) igual a 860 W e no segundo caso ( $427 \text{ } ^\circ\text{C}$ ) igual a 878 W. Assim, uma variação na temperatura suposta da parede externa de 75% conduz a uma desprezível variação no fluxo térmico recebido pela sonda (2.1%). A razão da pequena influência da temperatura da parede no fluxo térmico, deve-se à alta temperatura do plasma em comparação com a temperatura da parede. Esse cálculo permite de imediato o projeto do sistema de refrigeração da sonda, onde é considerado que a água deverá extrair 880 W. Aqui é considerado que a contribuição no aquecimento da água pelo tubo de gás interno seja desprezível.

Tomando por base este último cálculo, pode-se determinar a perda de pressão no tubo da sonda.

É feito aqui o projeto do sistema de refrigeração com água tomando  $\dot{q} = 880 \text{ W}$  como o calor a ser extraído pela água de refrigeração. Usando a equação,

$$\dot{q} = \dot{m}_a C_{pa} \Delta T_a \quad (77)$$

onde,

$$\dot{q} = 880 \text{ W}$$

$$C_{pa} = 4.174 \text{ KJ/Kg } ^\circ\text{C}$$

$$T_1 = 14 \text{ } ^\circ\text{C} \quad \text{e} \quad T_2 = 50 \text{ } ^\circ\text{C}$$

Tem-se

$$\dot{m}_a = 0.351 \text{ Kg/min} \quad (78)$$

Evidentemente, não há nenhum fundamento para a priori supor o valor de  $50 \text{ } ^\circ\text{C}$  como temperatura de saída. Da experiência, ver-se-á que essa foi a temperatura de saída da água para uma vazão de  $0.54 \text{ Kg/min}$ . Assim, usando na equação 77 os valores experimentais obteve-se

$$\dot{Q}_a = 1354 \text{ W}$$

Usando  $\dot{m}_a$  pode-se determinar a perda de pressão. Para determinar a queda de pressão no tubo da sonda é preciso inicialmente calcular o número de Reynolds para saber qual o tipo de escoamento existente. Para isso é preciso determinar a velocidade da água de refrigeração. Considerando o escoamento de água entre dois tubos coaxiais, tem-se:

$$\dot{m} = \rho v A$$

$$v = \frac{\dot{m}_a}{\rho_a A} = \frac{\dot{m}_a}{\rho_a \pi \left[ D_2^2 - d_1^2 \right] / 4} \quad (79)$$

sendo  $\rho = 995 \text{ Kg/m}^3$  e  $\mu = 7.65 \times 10^{-4} \text{ Kg/m s}$ , tem-se

$$v = 0.964 \text{ m/s} \quad (80)$$

$$Re = \frac{\rho v D_H}{\mu}$$

onde

$$D_H = \frac{4 A}{P} = \frac{4 \pi \left[ D_2^2 - d_1^2 \right]}{\pi \left[ D_2 + d_1 \right] 4} = D_2 - d_1$$

é o diâmetro hidráulico e P o perímetro molhado do tubo. Assim,

$$Re = 1743 \quad (81)$$

Desse modo, pode-se afirmar que o escoamento dentro do tubo é laminar.

A queda de pressão será dada pela expressão:

$$\Delta p = \rho L g + \frac{32 L \mu v}{D_H^2} \quad (82)$$

sendo  $L = 20 \text{ cm}$  o comprimento da sonda, e  $g$  a aceleração da gravidade, assim a queda de pressão no tubo da sonda será:

$$\Delta p = 0.043 \text{ atm} \quad (83)$$

Como a queda de pressão  $\Delta p$  dentro da sonda foi muito menor que a pressão disponível no laboratório (4 atm), este resultado nos garante que se pode fazer passar uma vazão de água de refrigeração bem maior que a calculada.

Este cálculo não permite ainda garantir que a água terá a capacidade de extrair todo o calor recebido pela sonda, pois isto depende de como acontece a transferência de calor do tubo para a água. Devido às altas temperaturas em que está imersa a sonda, a parede do tubo deverá estar em temperaturas acima da temperatura

de saturação da água. Neste caso, o problema da transferência de calor na água deverá ser resolvido no âmbito do transporte bifásico líquido-vapor. O cálculo da transferência de calor do tubo para a água não é feita nesta tese.

Uma outra estimativa que pode ser feita é o cálculo da potência térmica total do jato de plasma que incide na sonda.

Um modelo simples de potência térmica incidente na sonda pode ser: considerar disponível toda a porção do jato que atinge frontalmente a sonda e usando uma relação entre a área transversal na saída do jato de plasma do maçarico  $A_1 = \pi d^2/4$  e a área subentendida pelo corpo da sonda  $A_2 = D_1 d$ , fig. 13.

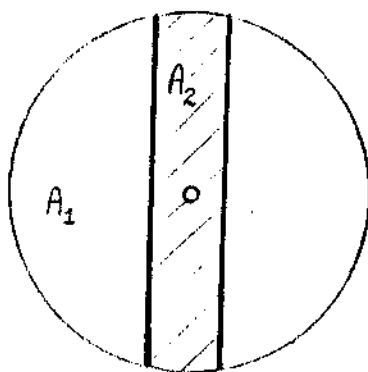


Fig. 13 -  $A_1$  é a área transversal do jato de plasma na saída do maçarico e  $A_2$  é a área de obstrução provocada pela sonda.

Sendo  $d = 10$  mm o diâmetro do anodo do maçarico de plasma e a potência térmica fornecida pelo jato de plasma  $P_T = 13,19$  KW. A potência térmica total que incide na sonda será,

$$P_i = \frac{A_2}{A_1} P_T = 6.47 \text{ KW} \quad (84)$$

Comparando este número com os 880 W de calor recebidos pela sonda, conclui-se que o processo de transferência de calor do fluxo de plasma para a sonda é altamente ineficiente. A eficiência da transferência é de apenas  $\eta = 13.6 \%$ . Essa má transferência de calor é, do ponto de vista da sonda, um fator positivo (menor exigência quanto a refrigeração), porém do ponto de vista do usuário do maçarico de plasma é um fator negativo. Esse fato deve ser considerado em aplicações como fusão de metais, "plasma spray".

Finalmente, pode-se comparar o fluxo térmico extraído da sonda pela água com o fluxo térmico calculado acima. Tomando os valores da temperatura inicial e final da água de refrigeração da sonda e a vazão da água, o fluxo de calor retirado pela água é dado por  $\dot{Q}_a = \dot{m}_a C_{pa} \Delta T_a$ . Pelos dados acima obtém-se,

$$\dot{Q}_a = 1354 \text{ W}$$

Esse valor difere do valor calculado teoricamente (880 W) em 54 %. Este erro pode ser atribuído ao fato de ter sido usado no cálculo, fórmulas para a transferência de calor válida para gases quentes e não fluxos de plasmas. Na camada limite da sonda ocorrem processos de recombinação que podem contribuir para um aquecimento adicional verificado.

### 3.6 - Conservação da massa, momento e energia.

As medidas de temperatura e velocidade do jato de plasma foram realizadas em 4 planos perpendiculares ao eixo do jato, obtendo-se os perfis correspondentes  $T(r)$  e  $v(r)$  em cada plano. Os planos escolhidos foram:

$$Z_1 = 13 \text{ mm}, \quad Z_2 = 25 \text{ mm}, \quad Z_3 = 50 \text{ mm} \text{ e } Z_4 = 80 \text{ mm}$$

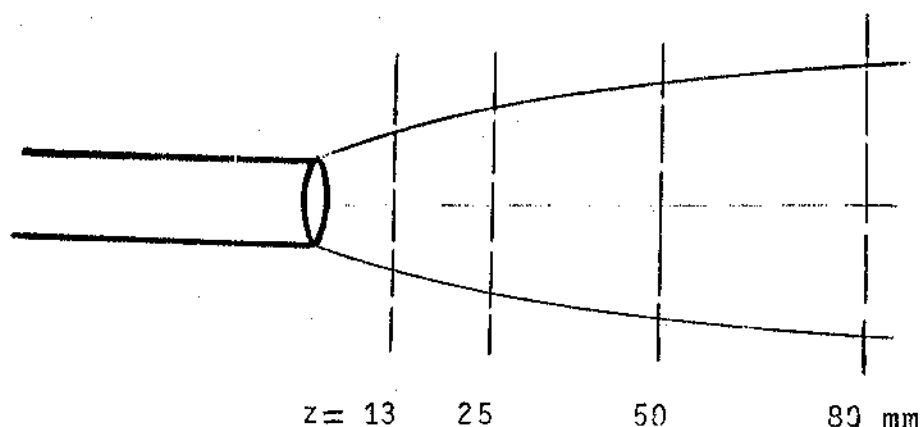


Fig. 14 - Diagrama mostrando o maçarico, o jato de plasma e os planos onde foram realizadas as medidas desta Tese.

Conhecendo-se a temperatura em cada ponto do jato e supondo a pressão estática igual a 1 atm, pode-se de uma tabela obter a densidade do plasma no ponto  $\rho(r)$ . Assim, a partir dos perfis  $\rho(r)$ ,  $h(r)$  e  $v(r)$ , pode-se calcular os fluxos de massa  $G_z$ , momento  $F_z$  e energia  $P_z$  ao longo de cada plano. Esses fluxos serão dados pelas integrais:

Fluxo de massa:

$$G_z = \int_z \rho v 2 \pi r dr \quad (85)$$

Fluxo de momento:

$$F_z = \int_z \rho v^2 \approx \pi r dr \quad (86)$$

Fluxo de energia:

$$P_z = \int_z \rho v h \approx \pi r dr \quad (87)$$

Em um escoamento laminar, não há interação do jato com o gás ambiente parado, desse modo os fluxos de massa, momento e energia não variam ao longo do jato. Considerando duas secções com coordenadas  $z_1$  e  $z_2$ , pode-se então escrever:

$$G_{z_1} = G_{z_2} \quad (88)$$

$$F_{z_1} = F_{z_2} \quad (89)$$

$$P_{z_1} = P_{z_2} \quad (90)$$

No caso de fluxo turbulento ocorre a interação do gás do jato com o meio ambiente, havendo troca de massa, momento e energia entre o jato e o gás parado (ref. 7, 13, 14, 15). Como já visto anteriormente, isso acontece devido as componentes transversais turbulentas da velocidade causadoras da viscosidade turbilhonar que exercem uma tensão de arrasto sobre o gás ambiente. Como consequência dessa interação, o gás ambiente penetra no jato misturando-se com o mesmo. O resultado disso será a aparente não conservação da massa, momento e energia, isto é, o cálculo do fluxo de massa  $G_z$ , que atravessa uma superfície perpendicular ao jato de plasma, não é igual à massa de gás que sai do maçarico  $G$ . Observa-se que o fluxo de massa  $G$  aumenta com  $z$  ( $G_z < G_{z_1} < G_{z_2} < \dots$ ), enquanto que o fluxo de energia  $P$



diminui com  $z$  ( $P > P_{z1} > P_{zz} > \dots$ ), isto é, haverá agregação radial de massa enquanto ocorre simultaneamente a perda radial de energia. A energia que é perdida radialmente é a soma da energia necessária para a ionização e dissociação do gás que penetra no jato, mais a energia convertida em trabalho pelas forças de arrasto (forças viscosas) e mais a energia gasta para colocar em movimento o gás parado, fig. 15.

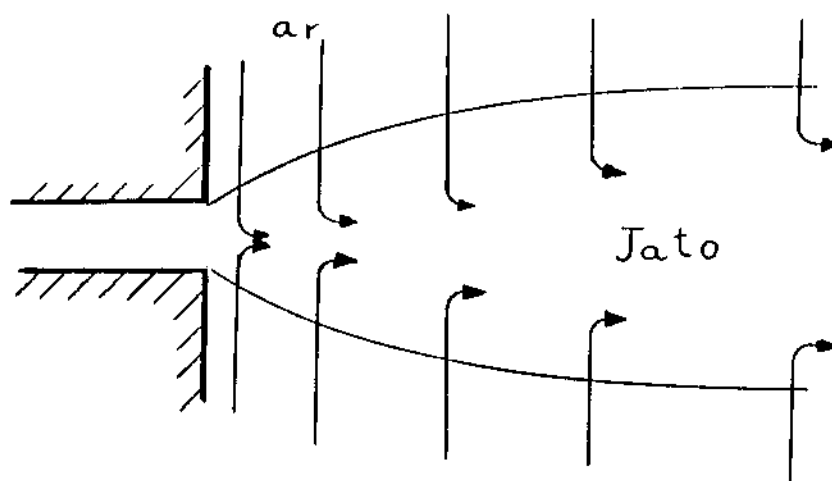


Fig. 15 - Agregação de massa de gás ambiente ao fluxo do jato.

Com a sonda de entalpia, pode-se medir os fluxos de massa  $G_z$  e energia  $P_z$  em uma distância  $z$  qualquer ao longo do jato de plasma. Medindo-se no maçarico de plasma a vazão do gás  $\dot{m}_a$ , eficiência, potência elétrica, etc..., a potência térmica na saída do maçarico  $P_j$  será dada por,

$$P_j = V I - \dot{m}_a C_{pa} \Delta T_a \quad (91)$$

sendo  $V$  a voltagem aplicada ao maçarico de plasma,  $I$  a corrente fornecida ao maçarico,  $\dot{m}_a$  o fluxo de massa da água de refrigeração do maçarico,  $C_{pa}$  o calor específico médio da água de refrigeração

do maçarico e  $\Delta T_u$  o aumento da temperatura da água de refrigeração do maçarico.

Nesta Tese serão feitas comparações entre os valores dos fluxos de massa  $G$  e  $G_z$  e energia  $P$  e  $P_z$ .

Grey (11), supondo escoamento laminar, usa a conservação da massa e energia para fazer a calibração da sonda. A calibração consiste em fazer,

$$\frac{G_z}{G} = \frac{G_z}{\dot{m}_g} = 1 \quad (92)$$

$$\frac{P_z}{P_j} = 1 \quad (93)$$

## 4 - DESENVOLVIMENTO DA SONDA.

### 4.1 - Considerações iniciais.

O primeiro passo em relação à escolha do tipo e das dimensões da sonda a ser construída foi a pesquisa referente aos tubos, necessários à sua construção, disponíveis no mercado.

Como o maçarico de plasma a ser utilizado nos testes funciona com ar, pensou-se inicialmente em construir a sonda com tubos de aço inox, pois desse modo não se teria problemas com a corrosão. Porém, esta idéia foi aos poucos sendo descartada, devido à dificuldade de obtenção de tubos de aço inox de diâmetros reduzidos e à baixa condutividade térmica do aço, (Aço-cromo 20% -  $k = 22 \text{ W/m}^\circ\text{C}$ ; cobre puro -  $k = 386 \text{ W/m}^\circ\text{C}$ ).

Decidiu-se partir para a fabricação da sonda com tubos de cobre, apesar do problema de corrosão que se tem, quando se trabalha com esse material em altas temperatura e na presença do ar.

Uma pesquisa em estabelecimentos comerciais revelou a existência dos seguintes tubos de cobre que são apresentados na tabela 5.

Pela sua simplicidade de execução e maior sensibilidade, o modelo adotado nesta tese foi o da figura 5 que só utiliza dois tubos coaxiais.

Diâmetro interno (mm)	Diâmetro externo (mm)
0.76	1.80
1.34	2.22
1.67	2.77
2.03	3.22
3.50	4.76
3.70	6.35
5.00	7.94

Tab. 5 - Diâmetros comerciais para tubos de cobre.

Os tubos escolhidos tinham as seguintes dimensões iniciais:

	$\phi_{int}$ (mm)	$\phi_{ext}$ (mm)	$(\phi_{ext} - \phi_{int})/2$ (mm)
Tubo interno	1,67	2,77	0,55
Tubo externo	3,50	4,76	0,63

Com o intuito de tornar a relação  $d_2^3/D_1$  a maior possível e diminuir a perda de pressão da água de refrigeração, resolveu-se submeter os tubos acima a uma corrosão com hipoclorito de ferro usado na confecção de circuitos impressos, diminuindo ambos os diâmetros externos dos tubos, com isso aumenta-se o espaço entre os tubos. As novas dimensões dos tubos foram as seguintes:

	$\phi_{int}$ (mm)	$\phi_{ext}$ (mm)	$(\phi_{ext} - \phi_{int})/2$ (mm)
Tubo interno	1.67	2.10	0.22
Tubo externo	3.50	3.85	0.18

A redução do diâmetro do tubo externo é feita da seguinte forma. Toma-se o tubo de cobre de 4.76 mm de diâmetro externo e com um comprimento de 200 mm, cobre-se 50 mm em cada extremidade do tubo com parafina, deixando apenas uma parte central de 100 mm exposta, figura 16-a. Daí, mergulha-se o tubo em uma solução de hipoclorito de ferro, fazendo medidas regulares do diâmetro do tubo até que ele chegue ao valor desejado. O tempo médio usado nesta tese foi de 2 horas. Com isto foi possível reduzir a espessura da parede de 0.63 mm para 0.18 mm e o diâmetro externo de 4.76 mm para 3.85 mm. O resultado final pode ser visto na figura 16-b.

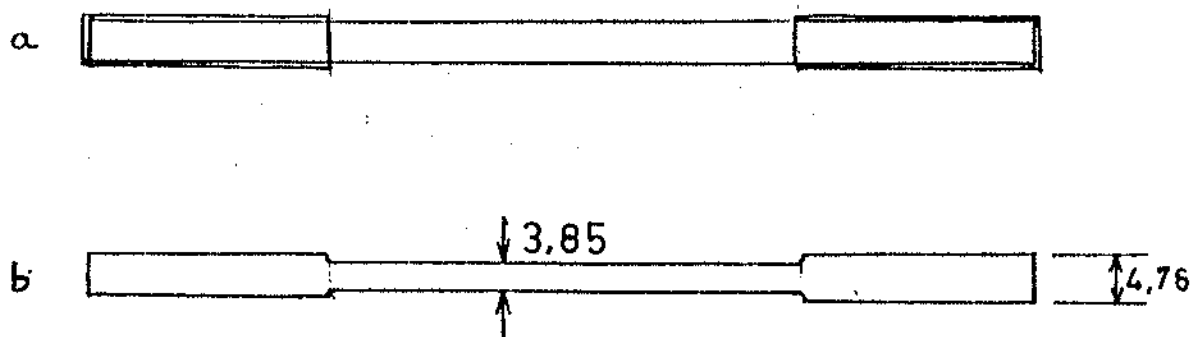


Fig. 16 - Tubo externo; a - antes da corrosão, b - depois da corrosão.

Quanto ao tubo interno o procedimento foi o seguinte: Tomá-se o tubo de cobre de 2.77 mm de diâmetro externo e com comprimento de 150 mm. Antes de fazer a corrosão resolveu-se explorar ainda mais a técnica, colocando então, um decalque para circuito impresso em volta do tubo em forma de espiral, como mostra na figura 17, e mergulhando a seguir na solução de hipoclorito de ferro. Com isso consegue-se que o tubo fique com uma saliência em forma de espiral tendo três finalidades. Primeiro consegue-se aumentar o tempo de contato entre a água e o tubo interno, provocando uma certa turbulência no escoamento e uma melhor centralização do tubo interno, fatos esses que contribuem para o aumento da troca de calor entre o tubo interno e externo e a água de refrigeração.



Fig. 17 - Tubo interno antes da corrosão para a obtenção da espiral.

Com os dois tubos preparados, pode-se construir a sonda que é usada atualmente em nosso laboratório. Os tubos usados nessa sonda podem ser vistos na figura 18.



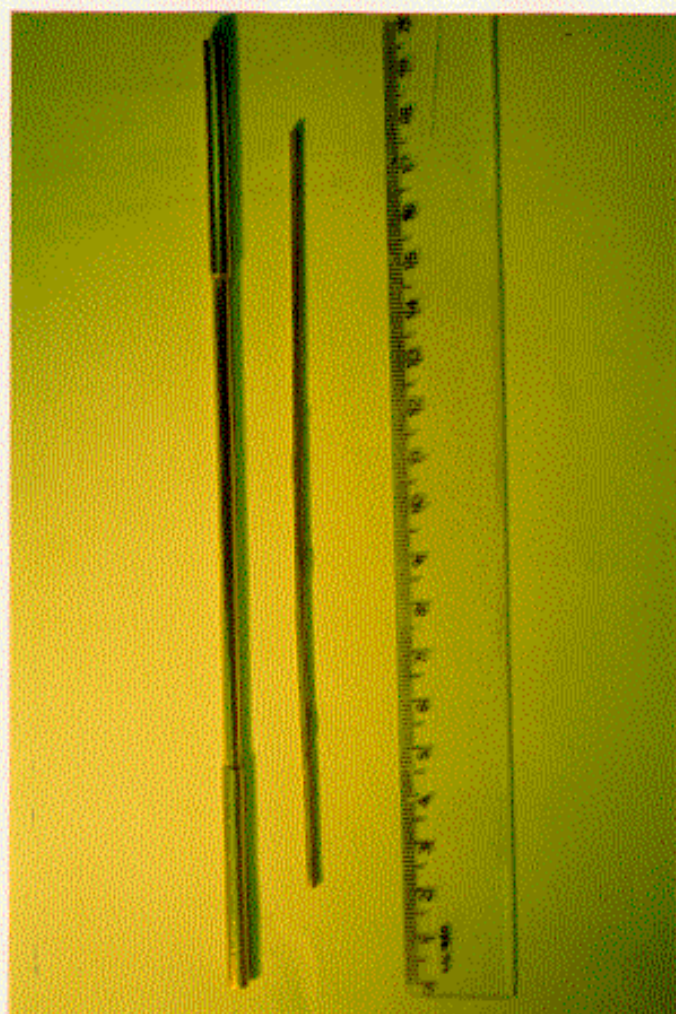


Fig. 18 - Tubos utilizados para a confecção da sonda.



#### 4.2 - Montagem.

Para a montagem do corpo da sonda, com os tubos já devidamente preparados, toma-se o tubo externo e nele faz-se um furo aproximadamente na metade do seu comprimento e de um diâmetro um pouco maior que o diâmetro externo do tubo interno da sonda. Toma-se o tubo de cobre interno, dobra-se uma de suas extremidades de um ângulo de 90 graus, introduzindo-o por uma das extremidades do tubo externo até que a parte dobrada saia pelo furo lateral do tubo externo. Em seguida utiliza-se solda prata para a junção dos dois tubos neste ponto.

A fim de que todo o aparato externo necessário para o funcionamento da sonda de entalpia, como tubulações de entrada e saída da água, da saída da amostra de gás, termopares e tomadas de pressão pudessem ser sempre o mesmo, independente do modelo de sonda construída, e que, resistisse às altas temperaturas e facilitasse a substituição de um modelo de sonda por outro, resolveu-se utilizar como conexões de entrada e saída de água e saída de gás na sonda, elementos padrões metálicas como cruzetas e tees, encontrados facilmente em lojas comerciais do ramo. A montagem da sonda com estas conexões pode ser vista na foto da figura 19.

A localização dos termopares necessários para as medidas de temperatura na entrada e saída de água de refrigeração e na saída do gás amostrado, está na figura 20, como também pode ser visto melhor a composição da sonda com suas conexões.





Fig. 19 - Montagem do corpo da sonda.



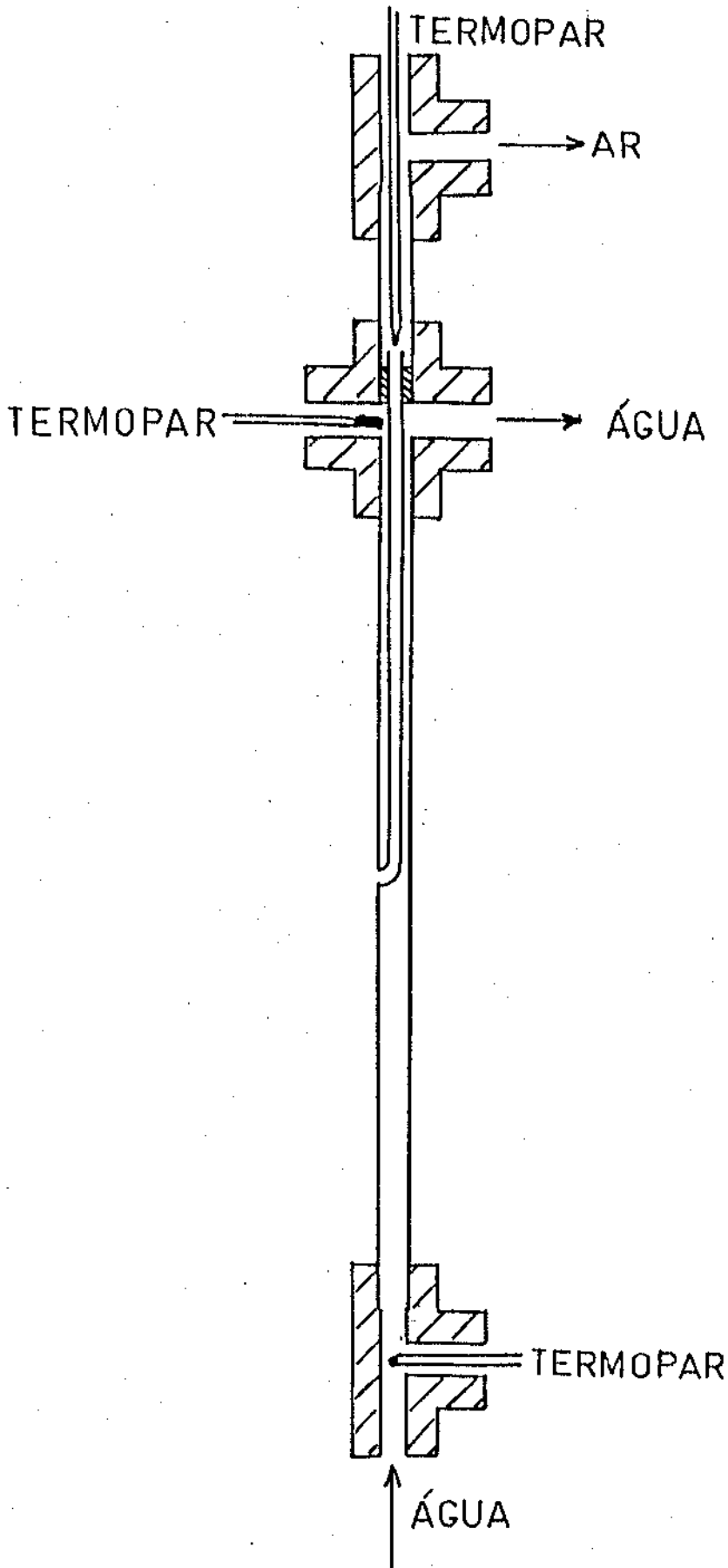


Fig. 20 - Localização dos termopares no corpo da sonda.



#### 4.3 - Equipamento auxiliar da sonda.

O equipamento auxiliar da sonda consiste dos seguintes sistemas: sistema de termopares para medida da temperatura da água de refrigeração e gás na saída da sonda e na entrada do rotâmetro de gás, sistema de refrigeração da sonda, sistema de amostragem do gás e sistema de deslocamento da sonda.

##### 4.3.1 - Sistema de termopares.

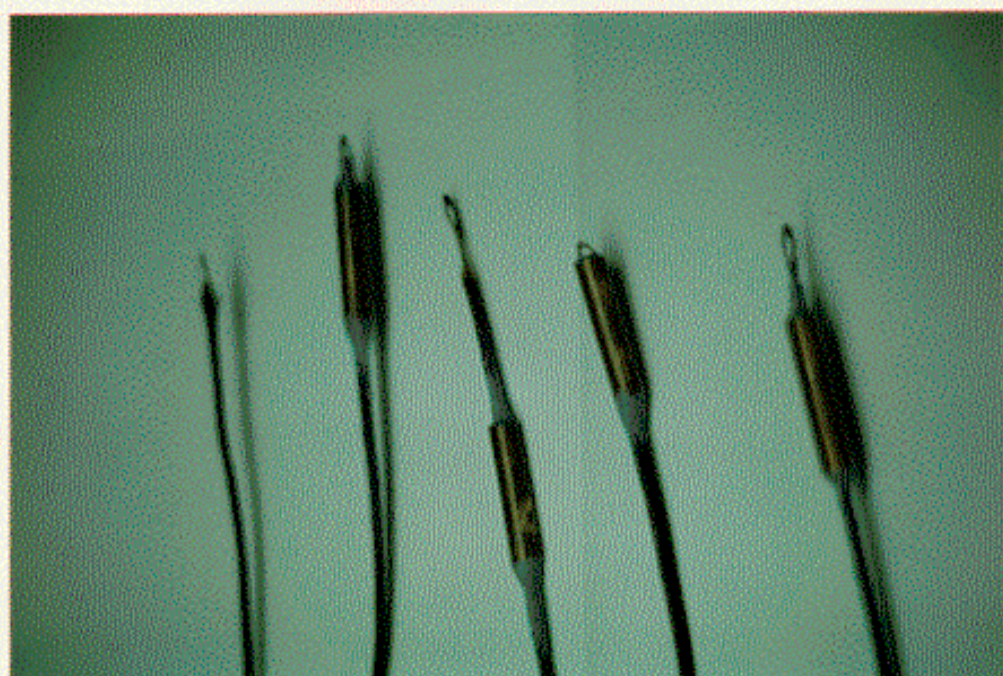


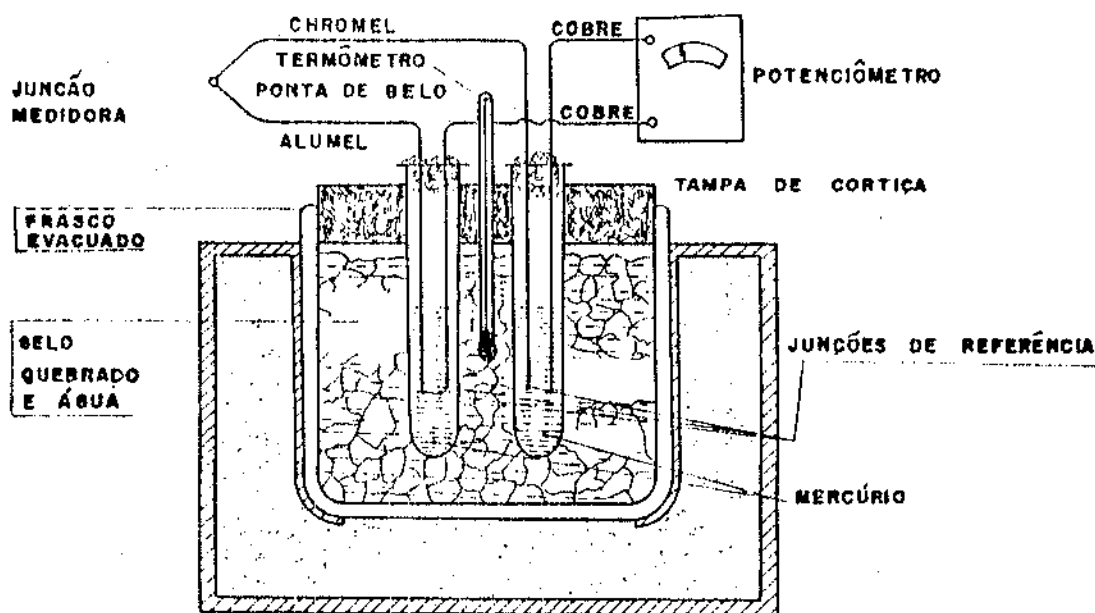
Fig. 21 - Termopares já montados nos anéis de fixação.

Para se medir a temperatura da água de refrigeração, da saída do gás da sonda e a temperatura que o gás entra no rotâmetro, foi usado cinco termopares tipo J (ferro-constantan) cuja sensibilidade é de  $0.05 \text{ mV}/^{\circ}\text{C}$ . Após envernizados com verniz isolante para evitar interferência elétrica, quatro deles foram inseridos e fixados com epoxi dentro de pequenos pedaços de tubo



de cobre e posteriormente, fixados nos pontos de medida por sistemas de anilhas metálicas. Os termopares podem ser vistos na figura 21. O quinto termopar foi usado como referência em um banho de água destilada e gelo a 0°C. A água destilada permite uma maior precisão no valor da temperatura de referência.

Um erro cometido neste trabalho foi não ter imersos as duas junções de referência em um banho de gelo, figura 22.



JUNÇÃO DE REFERÊNCIA DE BANHO DE GELO

Fig. 22 - Junção de referência de banho de gelo, (ref. 16).

Um esquema de como os termopares foram ligados pode ser visto na figura 23. Aqui é usada uma chave seletora para fazer a leitura de cada termopar individualmente, sendo usado um milivoltímetro digital de 4 1/2 dígitos, com fundo de escala de 199.99 mV. Isso proporciona uma precisão no valor lido da temperatura de  $\pm 0.2$  °C.

Com o circuito dos termopares pronto, foi feita uma

calibração individual para cada um dos quatros termopares utilizando uma garrafa térmica com óleo aquecido e um termômetro de mercúrio.

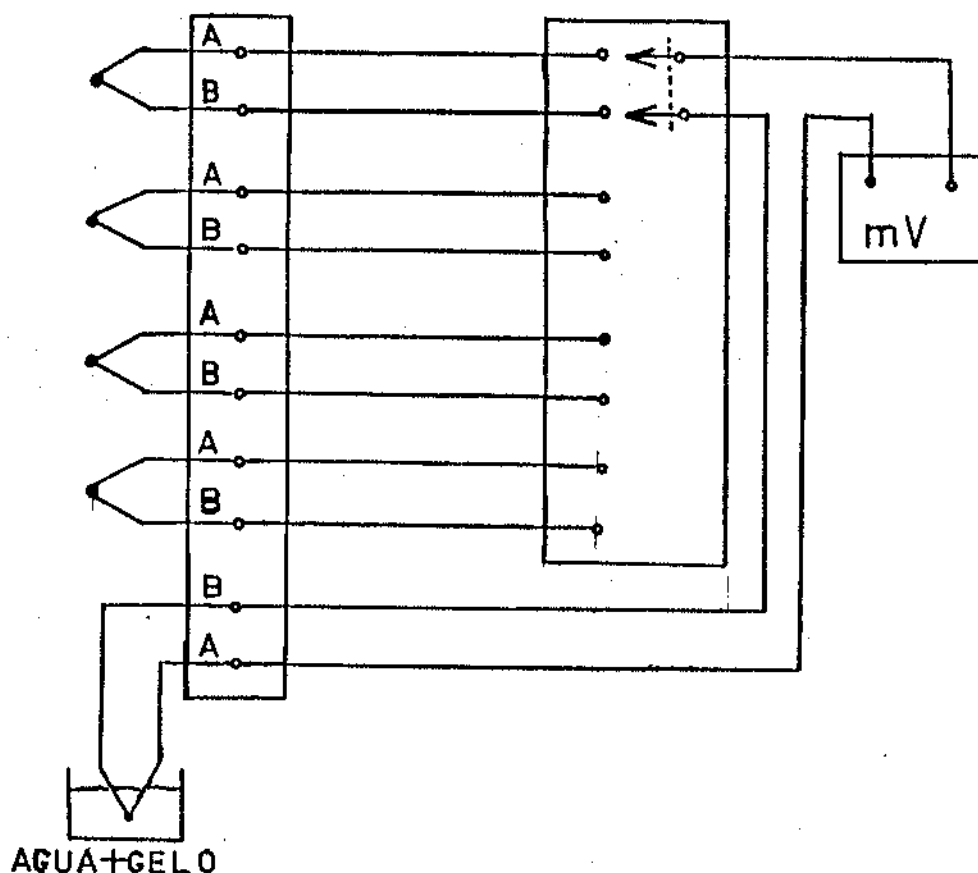


Fig. 23 - Esquema de ligação dos termopares.

#### 4.3.2 - Sistema de refrigeração da sonda.

O fato do prédio, onde está instalado nosso laboratório, possuir um sistema central de fornecimento de água resfriada, permitiu ter um sistema mais simples para a refrigeração da sonda. Assim, pode-se fornecer água para a refrigeração da sonda a uma temperatura em torno de 14 °C e à pressão de até 5 atm. O esquema do sistema de refrigeração pode ser visto na figura 24.

No circuito que leva a água do sistema central até a sonda, há uma válvula com manômetro para controle da pressão da água na

entrada da sonda e um rotâmetro (Fabr. Allinox mod. CF50250L para 1l/min de água) para medida da vazão.

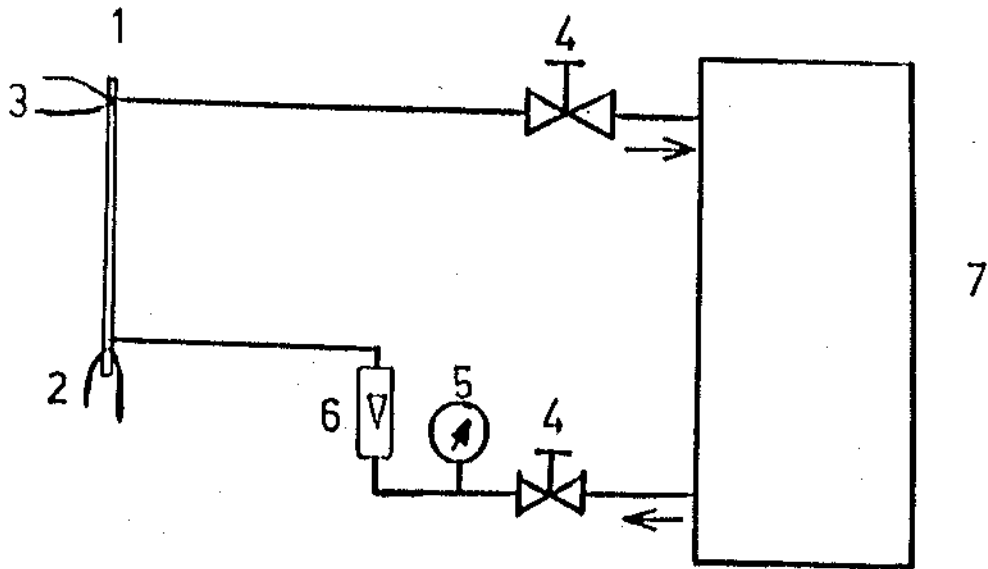


Fig. 24 - Sistema de refrigeração da sonda.

- (1) - Sonda de entalpia.
- (2) - Termopar na entrada da água de refrigeração.
- (3) - Termopar na saída da água de refrigeração.
- (4) - Registro para controle da vazão.
- (5) - Manômetro.
- (6) - Rotâmetro para medir a vazão da água.
- (7) - Sistema de água gelada do prédio.

No circuito de retorno tem-se apenas uma válvula para controle da vazão. O fato de fazer o controle na saída do sistema permite ter uma alta pressão dentro da sonda, tal procedimento evita o aparecimento de bolhas dentro da sonda que poderia danificá-la. As medidas das temperaturas da água são feitas pelos termopares instalados na entrada e saída da água da sonda.

#### 4.3.3 - Sistema de amostragem do gás.

O circuito, adotado nesta tese, na qual a amostra de gás aspirada pela sonda é analisada, pode ser visto na figura 25. O gás é aspirado pelo orifício na parede lateral da sonda, sendo resfriado pela água de refrigeração enquanto é levado à saída da sonda, onde se encontra um termopar para registrar sua temperatura. Dalí, é conduzido para o painel de medidas onde são feitas as medidas de pressão e temperatura do gás antes de sua passagem pelo medidor de vazão, neste caso um rotâmetro (Fabr. Allinox - série V100K, mod. 04es para 130 l/h de ar). A medida da pressão é feita com um manômetro diferencial do tipo tubo em U, com água como líquido manométrico.

Antes do rotâmetro, tem-se uma válvula agulha no circuito que permite regular a vazão do gás na condição de fluxo e interrompê-lo na condição de não fluxo.

Após o rotâmetro, tem-se um frasco lavador de gases, sendo este gás aspirado com a ajuda de um tubo pitot e jogado no sistema de exaustão do laboratório.

O fato de usar o frasco lavador de gases após o rotâmetro é que o plasma de ar na temperatura em que funciona nosso jato de plasma (3400 K) contém uma alta concentração de elementos

nitrogenados que quando entram em contato com a superfície fria do cobre da sonda, são catalizados pelo cobre sendo em seguida rapidamente resfriados e extraídos do plasma pela sonda.

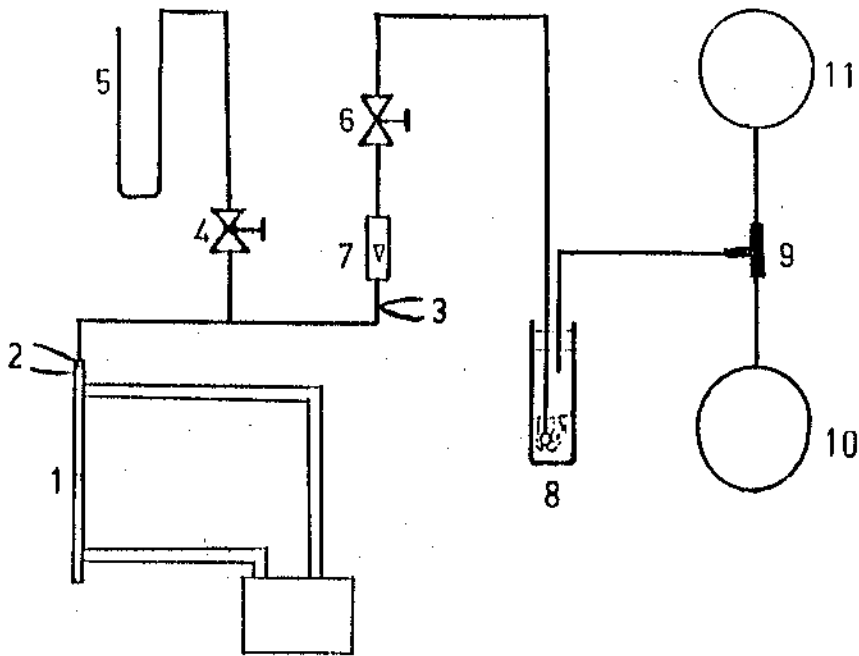


Fig. 25 - Esquema do sistema de amostragem do gás.

- (1) - Sonda de entalpia.
- (2) - Termopar na saída do gás na sonda.
- (3) - Termopar na entrada do rotâmetro.
- (4) - Válvula aberto-fechado.
- (5) - Manômetro diferencial com água (tubo em U).
- (6) - Válvula agulha.
- (7) - Rotâmetro para leitura da vazão do gás.
- (8) - Frasco lavador de gases.
- (9) - Tubo de Pitot.
- (10) - Compressor.
- (11) - Sistema de exaustão do laboratório.



A composição do ar em altas temperaturas pode ser vista na figura 2. Como esses elementos eram tóxicos, resolveu-se fazer a lavagem desse gás passando-o pela água. Com isso, consegue-se eliminar consideravelmente a existência desses elementos no ar e ao mesmo tempo produzir ácido nítrico através da reação da água com o NO. Este fenômeno deverá ser estudado por outro aluno que se encarregará de otimizar o processo e por em prática mais uma aplicação do jato de plasma.

#### 4.3.4 - Sistema de deslocamento da sonda.

Para a medida da entalpia local no jato, uma bancada de teste é necessária, a qual permite deslocar a sonda relativamente ao jato de plasma. Um preciso posicionamento tanto horizontal quanto vertical da sonda nos assegura exatidão e reprodutibilidade da medida local. Devido ao peso e a forma do maçarico de plasma, optou-se por mantê-lo fixo e deslocar a sonda. A sonda foi montada em suporte metálico que pode se deslocar tanto na posição radial quanto axial. O mecanismo pode ser visto na figura 26.

A performance geral da sonda de entalpia construída nesta tese pode ser avaliada através da sensibilidade e do tempo de vida da sonda imersa no plasma. De um modo geral, a sensibilidade obtida está em torno de 0.1 o que é duas vezes maior que o valor mínimo. Quanto à vida da sonda foi obtida 9 horas de funcionamento.



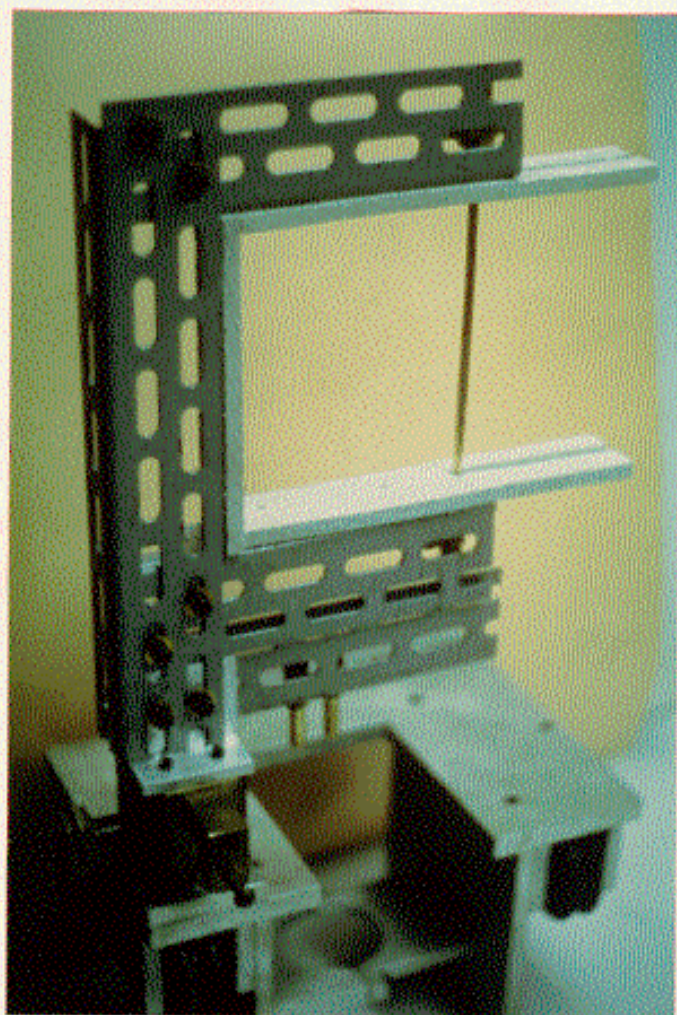


Fig. 26 - Sistema de deslocamento da sonda de entalpia.



## 5 - MAÇARICO DE PLASMA.

O maçarico de plasma é um equipamento capaz de gerar e manter estável plasmas com temperaturas de 2000 a 50000 K.

A potência térmica liberada pelos maçaricos de plasmas varia desde alguns a milhares de Kilowatts. Sua aplicação científica e prática é extremamente diversa.

A liberação de energia em um maçarico de plasma e a formação do jato de plasma ocorre como resultado da passagem de uma corrente elétrica através de um meio gasoso ionizado. Qualquer gás (neutro, redutor ou oxidante) pode ser usado.

Nesta tese, o jato de plasma é gerado por um maçarico de plasma que se compõe de catodo de zircônio e anodo tubular de cobre, este com diâmetro interno de 9.52 mm. Os dois eletrodos são refrigerados a água. Um desenho esquemático do maçarico de plasma usado aqui pode ser visto na figura 27.

O ar é injetado tangencialmente entre o catodo e o anodo, região essa, denominada câmara de vórtice, e sai pelo anodo como um jato de plasma de alta densidade de energia. A potência térmica do jato é calculada subtraindo a potência perdida na água de refrigeração da potência elétrica  $U I$ . A potência perdida na refrigeração é obtida conhecendo-se a vazão das águas de refrigeração dos eletrodos (medidas por rotâmetros ou placas de orifício) e pela elevação da temperatura das águas de refrigeração do catodo e anodo (medidos com termopares ou diodos em ponte,

apêndice C). A perda de energia para o catodo é muito menor que para o anodo. A vazão do ar foi medida em um rotâmetro previamente calibrado.

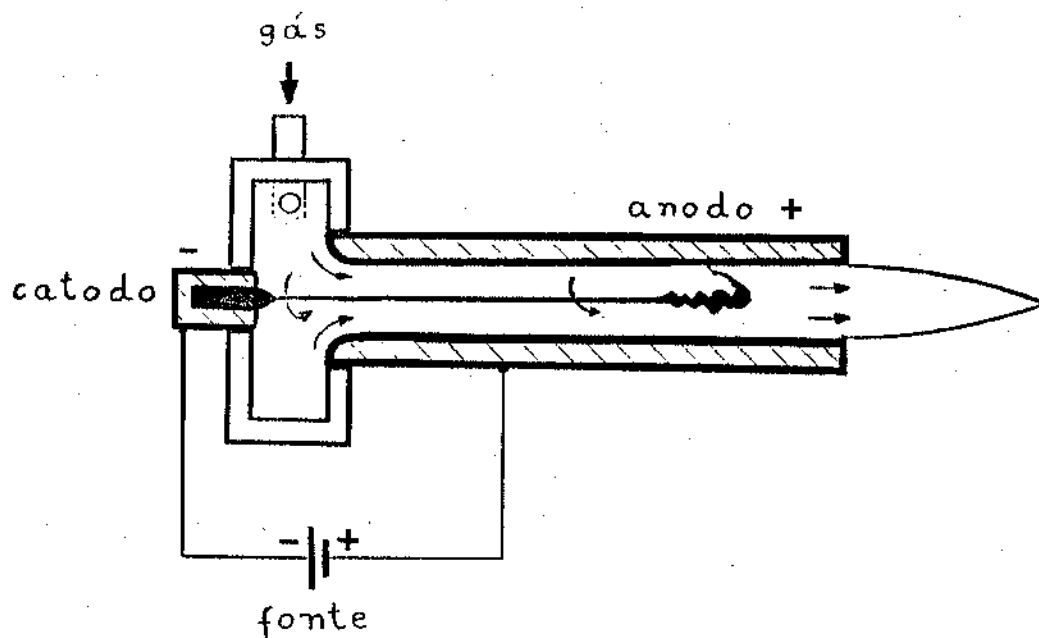


Fig. 27 - Desenho de um jato de plasma de catodo quente.

O maçarico de plasma usado neste trabalho foi desenvolvido no Departamento de Eletrônica Quântica, Grupo de Física e Tecnologia de Plasmas, tendo uma potência elétrica de 21.6 KW operando com ar comprimido fornecido por um compressor. A tensão, corrente e vazão foram mantidos fixos durante todo o trabalho e os parâmetros podem ser vistos na tabela 6. Como o levantamento dos perfis de entalpia são muito demorados, foi necessário desenvolver um catodo capaz de funcionar por longos períodos sem troca de eletrodo, sendo o catodo o elemento mais crítico no maçarico de plasma. No início dos trabalhos, o seu tempo útil era de aproximadamente 20 min. Foi desenvolvido nesta tese um modelo de catodo que funcionou 38 horas contínuas sem substituição de

qualquer elemento.

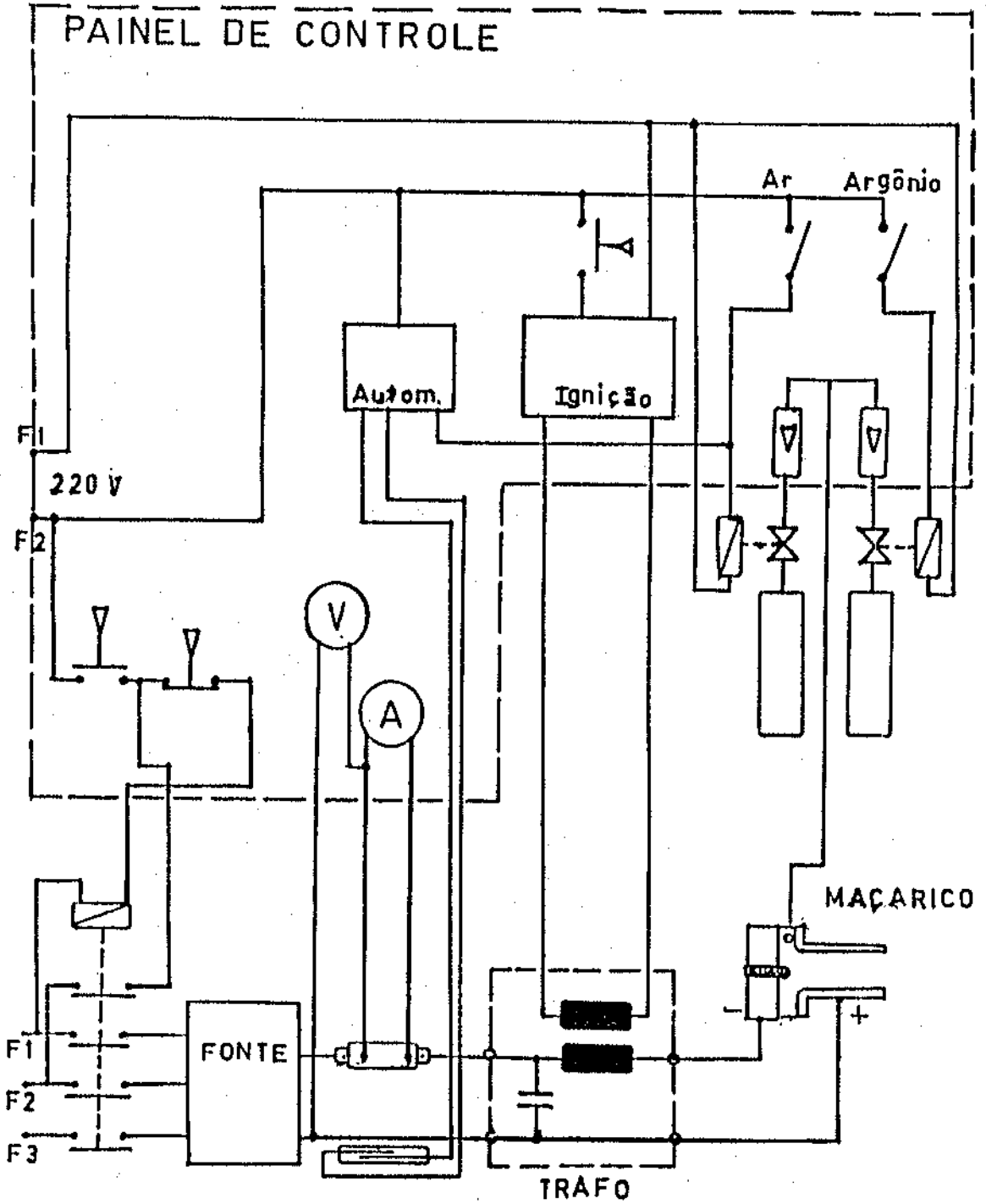


Fig. 28 - Circuito de controle do maçarico de plasma para aquecimento.



Uma explanação mais detalhada desse trabalho é apresentada após o cálculo dos parâmetros do maçarico. Na figura 28 pode-se ver o diagrama de acionamento e controle do maçarico de plasma para aquecimento, que foi desenvolvido por nós e utilizado nas medidas feitas neste trabalho.

Pode-se ver que o sistema controla duas válvulas de gases, sendo a de argônio operada somente durante o processo de ignição e, imediatamente após ligada a válvula do ar é desligada a válvula do argônio. Como medida de segurança, para garantir que não haja erro do operador durante a ignição, é usado um interruptor magnético junto ao fio que alimenta o maçarico, procedimento este que garante um acionamento instantâneo da válvula do ar após a instalação do arco elétrico. Isto permite uma maior tranquilidade durante o acionamento como também uma maior vida útil da superfície do catodo. As fontes de potência e de ignição foram totalmente desenvolvidas no laboratório. A fonte de ignição fornece pulsos de alta tensão e radiofrequência.

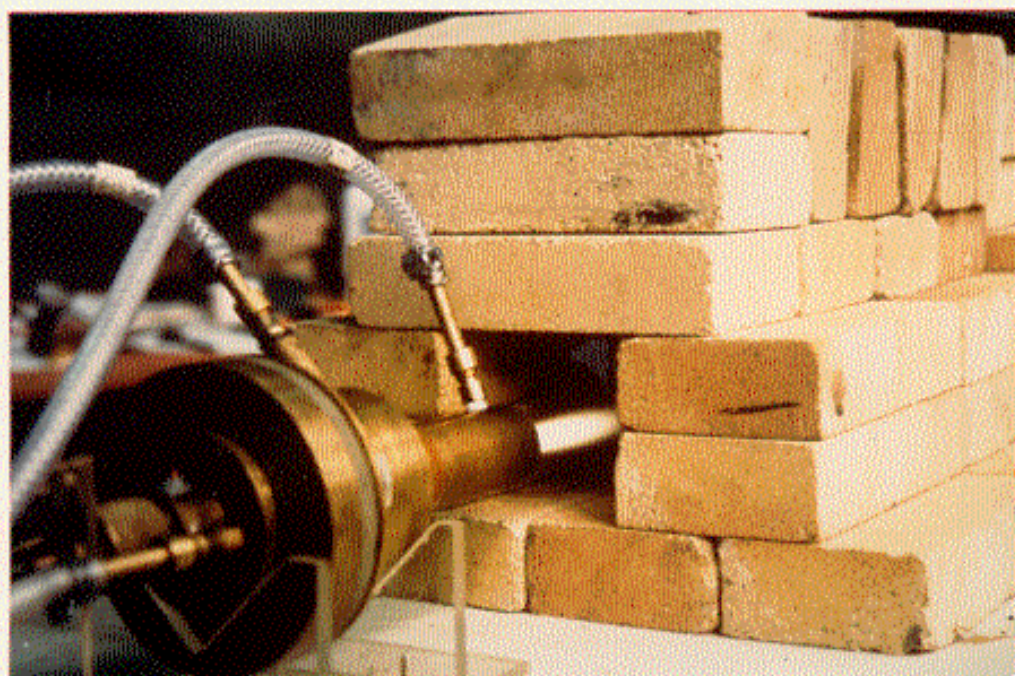


Fig. 29 - Maçarico de plasma em operação.



Na figura 29 pode-se ver uma foto em que mostra o maçarico de plasma, usado nesta tese, em operação.

A seguir procede-se ao cálculo do maçarico de plasma usado nesta tese. Neste cálculo foram usadas as equações de similaridade. O objetivo básico deste cálculo é determinar a temperatura média do jato de plasma na saída do maçarico para depois comparar com os resultados obtidos pela sonda de entalpia.

## 5.1 - Cálculo do maçarico de plasma.

### a - Parâmetros do maçarico.

---

Vazão do ar		$G = 74.9 \text{ NI/min}$
		$G = (1.6 \pm 0.2) \times 10^{-3} \text{ Kg/s}$
Vazão da água de refr.:	anodo	$\dot{m}_a = 10.3 \text{ NI/min}$
	catodo	$\dot{m}_c = 8.3 \text{ NI/min}$
$\Delta T$ da água de refr.:	anodo	$\Delta T_a = 11.5 \text{ }^\circ\text{C}$
	catodo	$\Delta T_c = 1.3 \text{ }^\circ\text{C}$
Potência térmica dissip.	anodo	$\dot{Q}_a = 8.2 \text{ KW}$
	catodo	$\dot{Q}_c = 0.2 \text{ KW}$
Perdas totais	$\dot{Q}_a + \dot{Q}_c$	$\dot{Q}_T = 8.4 \text{ KW}$
Tensão aplicada		$U = 230 \text{ V}$
Corrente fornecida		$I = 94 \text{ A}$
Potência elétrica fornecida		$P = 21.6 \text{ KW}$
Potência térmica no jato		$P_j = 13.2 \text{ KW}$
Eficiência do maçarico		$\eta = 61 \%$
Plasma na saída do anodo:	Entalpia	$\bar{h} = 8600 \text{ KJ/Kg}$
	Temperatura	$\bar{T} = 4340 \text{ K}$
	Velocidade	$\bar{v} = 349 \text{ m/s}$

Número de Mach	$\bar{M} = 0.26$
Pressão dinâmica	$\bar{p} = 29.6 \text{ mmHg}$
Pressão estát.	$\bar{p}_o = 706 \text{ mmHg}$
Pressão total	$\bar{p}_T = 736 \text{ mmHg}$
Velocidade do gás na entrada do anodo	$\bar{v}_1 = 18.8 \text{ m/s}$
Diâmetro interno do anodo	$d = 9.52 \text{ mm}$
Comprimento do anodo	$l = 120 \text{ mm}$

---

Tabela 6 - Parâmetros do maçarico.

A perda de calor para o anodo é dada por:

$$\dot{Q}_a = \dot{m}_a C_{pa} \Delta T_a$$

$$\dot{Q}_a = (8.2 \pm 1.1) \text{ KW}$$

A perda de calor para o catodo foi calculada usando a fórmula apresentada por *Jukov* (17) devido a pequena variação de temperatura detectada.

$$\dot{Q}_c = 2.34 \text{ I}$$

$$\dot{Q}_c = 0.22 \text{ KW}$$

Aquí vale ressaltar que a perda de calor para o catodo, medida através da água de refrigeração foi,  $\dot{Q}_c = 0.8 \text{ KW}$ , sendo este o valor que será usado no final desta tese para fazer o balanço de energia. Os resultados diversos acima sugerem uma medida mais precisa da perda de calor para o catodo para que se comprove a aplicabilidade da relação apresentada por *Jukov*.

As perdas totais são:

$$\dot{Q}_T = \dot{Q}_a + \dot{Q}_c = (8.4 \pm 1.1) \text{ KW}$$

A potencia elétrica aplicada ao maçarico é obtida por,



$$P = U I$$

$$P = (21.6 \pm 0.9) \text{ KW}$$

A eficiência,

$$\eta = \frac{P - \dot{Q}_T}{P} 100\% = 61 \%$$

A entalpia do plasma na saída do maçarico,

$$\Delta h = \frac{P - \dot{Q}_T}{G} = h_2 - h_1$$

$$\Delta h = (8300 \pm 1250) \text{ KJ/Kg}$$

sendo  $h_1 = 300 \text{ KJ/Kg}$ , tirado da ref. 5, para  $T_1 = 300 \text{ K}$ , assim

$$h_2 = (8600 \pm 1250) \text{ KJ/Kg}$$

Usando o gráfico A-2 do apêndice A, tem-se o valor da temperatura de estagnação na saída do maçarico de plasma,

$$T_{02} = (4340 \pm 460) \text{ K}$$

A velocidade média na saída do maçarico é obtida da vazão do gás,

$$G = \rho_2 v_2 A_2$$

sendo  $\rho_2 = 6.4 \times 10^{-2} \text{ Kg/m}^3$  obtido a partir da temperatura do jato pelo gráfico A-3, apêndice A,  $G$  um dado experimental e  $A = \pi d^2 = 7.118 \times 10^{-5} \text{ m}^2$ , tem-se,

$$v_2 = 349 \text{ m/s}$$

O número de Mach na saída, obtém-se de,

$$M = \frac{v_2}{a_2} = 0.26$$

sendo  $a_2 = 1340 \text{ m/s}$ , a velocidade do som, obtido no gráfico A-4.

A temperatura real na saída do jato é dada por:

$$\frac{T_{O_2}}{T_2} = 1 + \frac{\gamma_2 - 1}{2} M_2^2$$

sendo  $\gamma_2 = 1.234$  dado pelo gráfico A-5, daí,

$$T_2 = (4266 \pm 460) \text{ K}$$

Pode-se ver que  $T_{O_2} - T_2 = 34 \text{ K}$  é bem menor que o erro cometido durante as medidas.

Velocidade do gás na câmara de vórtice.

Tomando as equações de conservação da massa, do momento e a equação de gás perfeito.

$$G = \rho_1 v_1 A_1 = \rho_2 v_2 A_2$$

$$p_1 + \rho_1 v_1^2 = p_2 + \rho_2 v_2^2$$

$$p = \rho R'T$$

sendo  $T_1 = 300 \text{ K}$ ,  $A_1$ ,  $G$ ,  $v_2$  e  $T_2$  dados acima,  $R' = R/\text{Mar}$ ,  $R = 8.314 \text{ J/K g mol}$  a constante universal dos gases e  $\text{Mar}$  sendo obtida pelo gráfico A-6, apêndice A, obtém-se:

$$v_1 = 18.8 \text{ m/s}$$

$$\rho_1 = 1.18 \text{ Kg/m}^3$$

$$p_1 = 1.00377 \times 10^5 \text{ N/m}^2$$

Número de Mach na câmara de vórtice.

$$M = \frac{v_1}{a_1} = 0.054$$

sendo  $a_1 = \sqrt{\gamma_1 R'_1 T_1}$ ,  $\gamma = 1.4$ ,  $R'_1 = R/\text{Mar}$ ,  $T_1 = 300 \text{ K}$  e  $\text{Mar} = 28.96 \text{ g/mol}$ .

Pode-se agora comparar os resultados acima com os obtidos usando a teoria da similaridade (ref. 16). Para a eficiência tem-se:

$$\frac{1 - \eta}{\eta} = 5.85 \times 10^{-5} \left( \frac{I^2}{G d} \right)^{0.27} \left( \frac{G}{d} \right)^{-0.27} (p d)^{0.3} \left( \bar{I} \right)^{0.5} \quad (94)$$

usando os dados da tabela 6 e  $\bar{I} = 1/d$ , tem-se:

$$\eta = 62.4\%$$

Experimentalmente obteve-se  $\eta_{exp} = 61\%$ , assim o erro cometido no cálculo foi,

$$\frac{\Delta \eta}{\eta_{exp}} = 2.3 \%$$

A equação 94 é válida para o intervalo de parâmetros:

$$I = (50 - 5000) \text{ A}$$

$$G = (1 - 2200) \times 10^{-3} \text{ Kg/s}$$

$$d = (1 - 7.6) \times 10^{-2} \text{ m}$$

$$p = (1 - 100) \times 10^5 \text{ N/m}^2$$

$$\bar{I} = 5 - 40$$

A equação da característica U.I é dada por:

$$U = 1290 (I^2/G d)^{-0.15} (G/d)^{0.3} (p d)^{0.25} \quad (95)$$

Aplicando os dados da tabela 6 na equação 95, obtém-se:

$$U = 200 \text{ V}$$

Experimentalmente obteve-se  $V_{exp} = 230 \text{ V}$ . Desse modo, o desvio é de,

$$\frac{\Delta U}{U} = 13\%$$

Este erro pode ser devido a desvios na similaridade deste maçarico com os usados para a obtenção das equações acima, bem como devido ao fato de que a equação 95, para a característica U.I, foi obtida para o intervalo de parâmetros abaixo:

$$I = (10 - 5700) \text{ A}$$

$$G = (6 - 3100) \times 10^{-9} \text{ Kg/s}$$

$$d = (5 - 76) \text{ mm}$$

$$p = (1 - 100) \times 10^5 \text{ N/m}^2$$

Assim, vê-se que a vazão usada aqui ( $1.6 \times 10^{-9}$  Kg/s) está fora do intervalo acima, o que pode explicar o desvio de 13% obtido.

## 5.2 - Catodo de Zircônio.

Como o plasma produzido pelo ar tem um enorme potencial de aplicação e é um gás barato, foi tomado como meta desenvolver no laboratório tipos de catodos para operar em meio oxidante: ar, oxigênio.

Os catodos nos maçaricos de plasmas podem ser do tipo quente (Zircônio, Háfnio e Tungstênio) ou frio (tubo de cobre). O Tungstênio não deve operar em meio oxidante devido à sua rápida destruição. Nesse caso, utiliza-se um gás de proteção (argônio ou nitrogênio) que protege o Tungstênio da ação do gás oxidante. Quando operado corretamente, o Tungstênio apresenta uma vida média de 100 a 300 horas.

Em meios oxidantes pode-se usar o Zircônio ou Háfnio como catodo. O Zircônio tem uma vida média em torno de 10 a 20 horas dependendo da corrente. Nesta tese conseguiu-se operar um maçarico de plasma com catodo de Zircônio durante 38 horas sem troca de eletrodos. Este trabalho de desenvolver um maçarico para operar dezenas de horas é importante na realização das medidas com a sonda de entalpia, tendo em vista o grande número de parâmetros e o tempo gasto nestas medidas. Neste tipo de catodo, o Zircônio

interage com o  $N_2$  e  $O_2$  formando uma película de Nitreto de Zircônio (côr cinza-azulada) e Óxido de Zircônio (branco). Observando a figura 30 pode-se entender melhor o que acontece na superfície do catodo.

A superfície do catodo se divide em duas regiões: primeiro, a região periférica composta pelo Óxido de Zircônio  $ZrO_2$  (côr branca) que se forma em temperaturas menores que 1370 K, e a segunda região central, mais quente, composta pelo Nitreto de Zircônio  $ZrN$  (côr cinza-azulada), que se forma a temperaturas superiores a 1370 K.

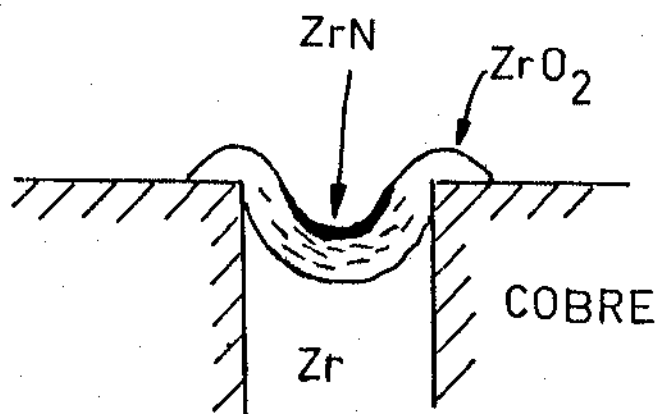


Fig. 30 - Esquema da composição do catodo.

Na região central, entre a superfície de  $ZrN$  e a barra de Zircônio, há suposição na literatura de que há uma formação em camadas sucessivas de  $ZrO_2$  e  $ZrN$ . Este fenômeno diminuiria o valor da função trabalho do material facilitando a saída dos elétrons, aumentando sua termoemissão, (ref. 18). Há indicações de que a temperatura da superfície do catodo é superior a temperatura

de fusão da cerâmica ZrN, estando então no estado líquido durante o funcionamento.

Nesta tese foi feito um estudo do comportamento da erosão do catodo de zircônio em função do tempo para a corrente fixa de 94 A. O resultado é apresentado na figura 31. A profundidade da erosão foi medida com um relógio comparador com precisão de 10  $\mu$ m. Do gráfico obteve-se a função que correlaciona o tempo de operação do catodo com a profundidade da erosão.

$$\Delta h = 0.2355 \tau^{0.67935} \text{ mm}$$

Sendo  $\Delta h$  em milímetros e  $\tau$  em horas.

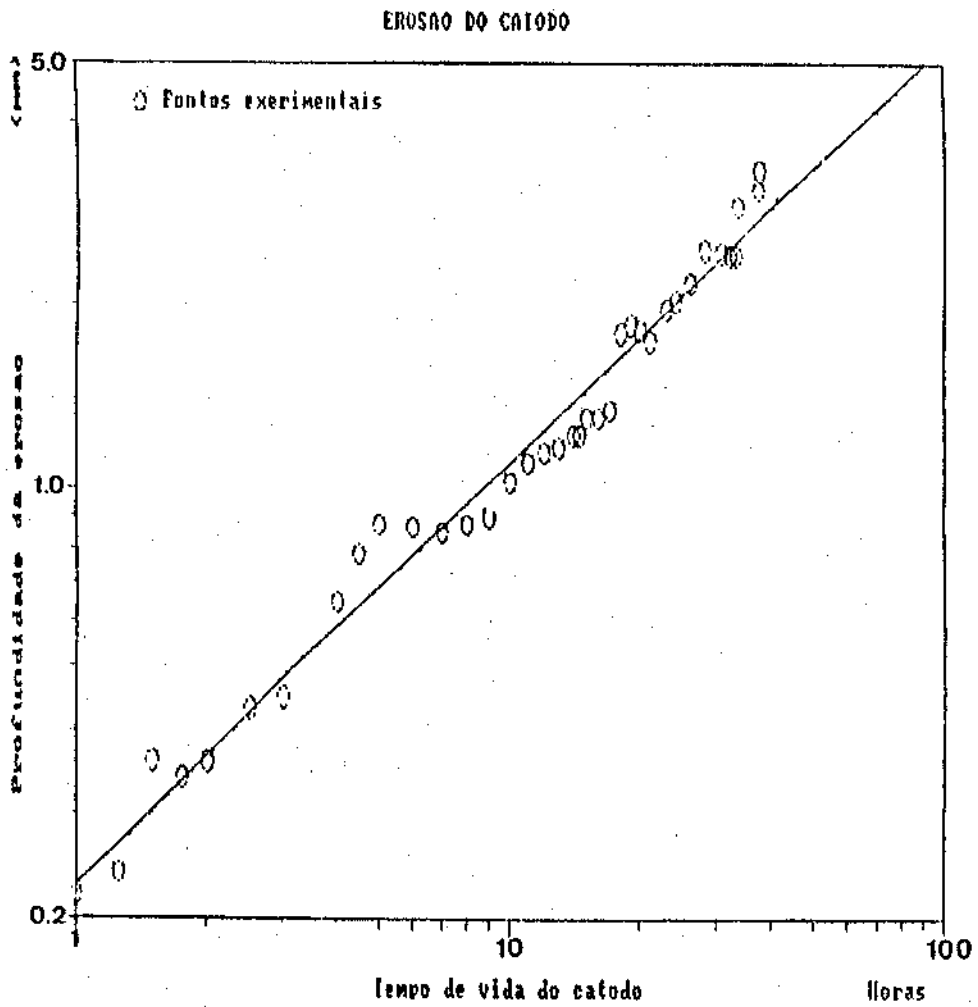


Fig. 31 - Gráfico da profundidade do desgaste no catodo pelo tempo de uso.

No gráfico, vê-se que a profundidade de 3 mm é alcançada após 44 horas de funcionamento do maçarico. Pode-se então calcular a erosão específica do catodo de Zircônio. Obteve-se o valor de  $G = 5.9 \times 10^{-9}$  g/C para uma corrente de 94 A. Comparando este resultado com a figura 32 (ref. 19), pode-se ver que este valor é aproximadamente três vezes melhor que o melhor resultado mostrado por Jukov.

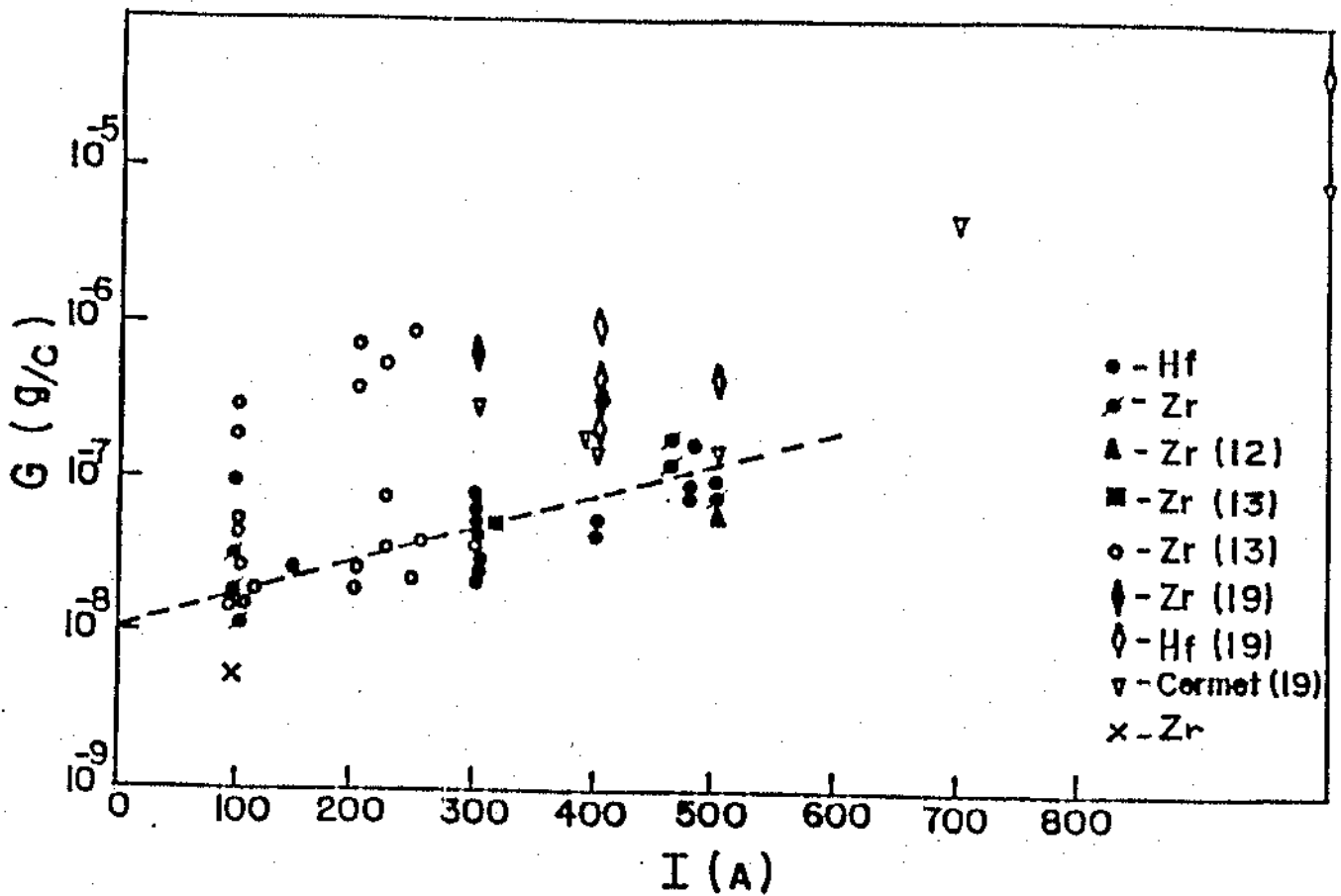


Fig. 32 - Erosão específica de catodos refratários na presença do ar em função da corrente, segundo Jukov (ref. 19), sendo marcado com um x o resultado obtido por nós na UNICAMP em 1987.

## 6 - PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL E CÁLCULOS.

Todas as medidas foram feitas com o jato de plasma operando na pressão atmosférica e com a vazão de ar fixa no valor de 74.86 NI/min. O valor da corrente ficou  $94 \pm 2$  A com a tensão de  $230 \pm 5$  V. As medidas de temperatura da água de refrigeração do jato foram feitas com a ajuda de diodos (apêndice C) e deram os seguintes valores: catodo  $\Delta T_c = 1.3$  °C e anodo  $\Delta T_a = 11.3$  °C.

As medidas das distribuições de entalpia no jato de plasma a ar, foram tomadas em quatro planos normais ao eixo do jato de plasma, estando estes planos a 13 mm, 25 mm, 50 mm e 80 mm de distância da saída do jato. Em cada plano foram levantados 10 a 14 pontos, a uma distância de 1.27 mm um do outro. Em cada ponto foram feitas três medidas de entalpia, tirando daí a média e o desvio padrão para traçar o gráfico da entalpia e temperatura. O total das medidas em cada ponto leva em média 12 minutos para serem realizadas. Os resultados melhoram à medida que se aumenta o número de medidas no mesmo ponto. Foi considerado que o jato de plasma seja simétrico, e as medidas foram tomadas, atravessando a sonda no plasma, fazendo com que o orifício de entrada do gás passasse através do eixo central do canal do jato de plasma.

O tempo para levantar cada perfil (10 pontos), leva em média duas horas, pois é necessário que se espere um certo tempo entre as medidas de fluxo e não fluxo para que as partes componentes da sonda se estabilizem na nova temperatura. No apêndice B pode-se



ver os dados experimentais obtidos pela sonda de entalpia para uma distância de 13 mm da saída do jato de plasma.

A pressão dinâmica foi medida durante as medidas de não fluxo e a pressão estática foi considerada como a pressão atmosférica local (707 mmHg).

Os resultados desta tese estão apresentados nas quatro tabelas seguintes: B - 1, 8, 9 e 10. Na tabela B - 1 (Apêndice B) tem-se as medidas feitas com a sonda no plano  $z = 13$  mm. Na tabela 8 são apresentados os resultados obtidos nos planos  $z = 13, 25, 50$  e 80 mm após a calibração dos termopares, rotâmetros, etc.

Nesta tabela é apresentada a vazão de gás e água em Kg/s, temperaturas em °C. Na tabela 9 estão os resultados finais calculados para o plasma: entalpia, temperatura, velocidade, pressão dinâmica, número de Mach e velocidade do som. Finalmente, na tabela 10, são apresentados os balanços totais de massa e energia para 3 planos estudados. No final são apresentados os gráficos correspondentes as tabelas 9 e 10.

Para o cálculo da temperatura no plasma a partir das medidas de vazão, temperatura e pressão feitas pela sonda, foi feito um programa para microcomputador em linguagem Basic. Este programa faz o cálculo da entalpia e temperatura do jato em cada ponto e avalia a sensibilidade de cada medida. Neste programa estão inseridos tabelas para conversão dos dados lidos em milivolts dos termopares para grau Celsius; a curva de calibração desses termopares, a calibração do rotâmetro para medida da vazão do ar (fornecida pelo fabricante); tabelas de densidade e calor específico da água em função da temperatura (ref. 12); tabelas de peso específico e entalpia do ar em função da temperatura (ref. 5). Um segundo programa calcula a velocidade, número de Mach e a

velocidade do som em cada ponto medido.

Como exemplo do cálculo implementado no programa, é apresentado a seguir o cálculo da entalpia, temperatura e velocidade do plasma em um ponto distante 13 mm da saída do jato e a 0.31 mm do centro de simetria desse plano. Os dados são os mesmos da tabela B - 1 e podem ser novamente vistos na tabela 7 sendo que os valores de temperatura dados já foram corrigidos pela curva de calibração de cada termopar.

	com fluxo	sem fluxo
$\dot{Q}_a$ l/min	$0.500 \pm 0.025$	$0.5 \pm 0.025$
$\dot{Q}_g$ l/h	$50 \pm 5$	-----
$T_{a1}$ °C	$13.8 \pm 0.2$	$13.8 \pm 0.2$
$T_{a2}$ °C	$47.1 \pm 0.2$	$43.3 \pm 0.2$
$T_{g2}$ °C	$52.3 \pm 0.2$	-----
$T_{rot}$ °C	$21.8 \pm 0.2$	-----
$P_{rot}$ mm/H <sub>2</sub> O	$370 \pm 4$	$470 \pm 4$

Tabela 7 - Dados medidos para  $z = 13$  mm e  $r = 0.31$  mm.

Para cada vazão do ar amostrado, o valor real, segundo a equação fornecida pelo fabricante do rotâmetro é:

$$\dot{Q}_{real} = \dot{Q}_{lido} 27.618 \sqrt{P/T} \quad (96)$$

onde;  $\dot{Q}_{real}$  é a vazão em NI/min, isto é, na pressão de 1 atm e 0°C(CNTP); P, a pressão do ar no rotâmetro, em bar absoluto; T, a temperatura do ar no rotâmetro em graus Kelvin.

A pressão do ar no rotâmetro é 370 mmH<sub>2</sub>O acima da pressão

atmosférica local (Campinas-S.P.), que está em torno de 707 mmHg.

Logo a pressão do ar é:

$$P = 707 + 370/13.6 = 733 \text{ mmHg} = 0.978 \text{ bar}$$

A temperatura absoluta do ar no rotâmetro será:

$$T = 21.6 + 273.15 = (294.8 \pm 0.2) \text{ K}$$

Logo,

$$\dot{Q}_{\text{real}} = 50 * 27.618 * \sqrt{\frac{0.978}{294.8}} = 79.5 \text{ Nl/h}$$

$$\dot{Q}_{\text{real}} = 2.21 * 10^{-2} \text{ Nl/s}$$

sendo na CNTP,  $\rho = 1.2977 \text{ Kg/m}^3$ .

$$\dot{m}_g = \dot{Q}_{\text{real}} \rho = (2.9 \pm 0.3) * 10^{-5} \text{ Kg/s}$$

A vazão da água indicada no rotâmetro é de 0.5 l/min. Pela calibração apresentada na tabela B-2 a vazão real será:

$$\dot{Q}_g = 0.541 \text{ l/min} = 5.405 * 10^{-3} \text{ m}^3/\text{min}$$

A densidade da água a  $T_{\text{at}} = 13.8 \text{ }^\circ\text{C}$  é  $\rho = 998.9 \text{ Kg/m}^3$ . Desse modo a vazão mássica da água será:

$$\dot{m}_a = \rho \dot{Q}_a$$

$$\dot{m}_a = (9.0 \pm 0.45) * 10^{-3} \text{ Kg/s}$$

O calor específico médio, da água na saída da sonda, entre a condição de fluxo e não fluxo será:

$$C_{\text{pa}} = 4.174 \text{ KJ/Kg } ^\circ\text{C}$$

A entalpia do ar na saída da sonda, sendo  $T_{\text{gz}} = 52.3 \text{ }^\circ\text{C}$ , e a

pressão absoluta de 1 bar, consultando a ref. 5, será:

$$H_{g1} = 325 \text{ KJ/Kg}$$

Para o cálculo da entalpia do plasma na entrada da sonda, é usada a equação 15, tem-se,

$$\dot{m}_g (H_{g1} - H_{g2}) = \dot{m}_a C_{pa} \left[ (\Delta T_a)_f - (\Delta T_a)_{nf} \right]$$

Assim, a entalpia na entrada da sonda fica na forma:

$$H_{g1} = \frac{\dot{m}_a}{\dot{m}_g} C_{pa} \left[ (\Delta T_a)_f - (\Delta T_a)_{nf} \right] + H_{g2}$$

Substituindo os valores na equação acima, tem-se:

$$H_{g1} = (5.242 \pm 1.097) \times 10^6 \text{ J/Kg}$$

Com uma tabela de temperatura do ar em função da entalpia e pressão, ref. 5 ou gráfico A-2, pode-se achar a temperatura do ar correspondente ao valor da entalpia em cada ponto medido.

Assim, a temperatura do plasma no local da medida será:

$$T_{g1} = (3358 \pm 300) \text{ K}$$

A sensibilidade neste caso será:

$$\sigma = \frac{\Delta T_f - \Delta T_{nf}}{\Delta T_f} = \frac{33.3 - 29.5}{33.3}$$

$$\sigma = 0.11$$

Valor esse que é o dobro do mínimo necessário para se ter uma precisão adequada com os termopares usuais.

Pode-se calcular o número de Mach no jato de plasma utilizando a equação 17.

Considerando a pressão estática como a pressão atmosférica local,  $P_0 = 707 \text{ mmHg}$ . Como a pressão total é igual à estática mais

a dinâmica, a pressão total será:

$$P = 740.8 \text{ mmHg}$$

A constante adiabática do ar, segundo tabelas da ref. 5, vale:  $\gamma = 1.164$ , para a pressão atmosférica local e a temperatura de 3358 K.

Substituindo esses valores na equação 17 tem-se o seguinte resultado para o número de Mach:

$$M = 0.284$$

A velocidade do som é dada pela equação 18. Nas condições acima, a massa molecular do ar, ref. 5 (tabela A-6), é dada por:

$$M_{\text{ar}} = 27.30 \text{ g/mol e } R_u = 8.314 \text{ J/K mol.}$$

Substituindo os valores na equação 18, tem-se:

$$a = 1090 \text{ m/s}$$

A partir daí pode-se encontrar a velocidade do fluxo de plasma no ponto onde foi realizada a medida com a sonda, utilizando a equação que define o número de Mach ( $M = (v/a)^{1/2}$ ).  
tem-se,

$$v = 310 \text{ m/s}$$

Seguindo esta sequência foram feitos os cálculos ponto a ponto, em um microcomputador. Como foram feitas três medidas para cada ponto, foi tirada a média das temperaturas em cada ponto. Esses valores foram plotados em gráficos como função da posição radial em relação ao centro do jato de plasma. Os pontos foram ajustados por mínimos quadrados pelas seguintes funções Gaussianas:

$$\text{para } z = 13 \text{ mm; } T(r) = 3137 \exp\left[-3.148 \times 10^{-2} r^2\right] + 300 \text{ K}$$

$$H(r) = 4591 \exp\left[-3.998 \times 10^{-2} r^2\right] + 300 \text{ KJ/Kg}$$

$$v(r) = 327 \exp\left[-3.018 \times 10^{-2} r^2\right] \text{ m/s}$$

$z = 25 \text{ mm};$

$$T(r) = 2125 \exp\left[-2.506 \times 10^{-2} r^2\right] + 300 \text{ K}$$

$$H(r) = 2644 \exp\left[-2.910 \times 10^{-2} r^2\right] + 300 \text{ KJ/Kg}$$

$$v(r) = 248 \exp\left[-2.783 \times 10^{-2} r^2\right] \text{ m/s}$$

$z = 50 \text{ mm};$

$$T(r) = 1139 \exp\left[-1.349 \times 10^{-2} r^2\right] + 300 \text{ K}$$

$$H(r) = 1261 \exp\left[-1.434 \times 10^{-2} r^2\right] + 300 \text{ KJ/Kg}$$

$$v(r) = 148 \exp\left[-1.670 \times 10^{-2} r^2\right] \text{ m/s}$$

Os resultados experimentais já calibrados podem ser vistos na tabela 8 e os resultados finais com as médias, na tabela 9.

As medidas feitas para  $z = 80 \text{ mm}$  não são usadas aqui, pois houve a quebra do fluxo padrão no gás amostrado, devido ao uso de vazões demasiadamente grandes para o gás.

z = 12 mm													
		r = 5,61 mm		r = 4,12 mm		r = 2,85 mm		r = 1,58 mm		r = 0,31 mm			
	f	nf	f	nf	f	nf	f	nf	f	nf	f	nf	
ma.10 <sup>-3</sup>	3,302	3,302	4,847	4,847	4,847	4,847	7,45	7,45	8,999	8,999	8,999	8,999	8,999
mg.10 <sup>-5</sup>	2,83	-----	2,85	-----	3,99	-----	3,99	-----	2,87	-----	2,87	-----	2,87
Ta1 °C	15,6	15,6	16,1	16,1	16,1	16,1	15,7	15,7	14,4	14,4	13,9	13,9	13,9
Ta2 °C	28,1	23,1	32,2	30,5	49,4	44,2	46,0	41,7	44,6	41,4	46,9	43,4	43,4
Tg °C	28,1	-----	36,5	-----	73,3	-----	72,6	-----	51,0	-----	53,5	-----	53,5
pg.10 <sup>-3</sup>	bar	9,801	-----	24,01	-----	33,03	-----	41,85	-----	44,79	-----	46,75	46,75

z = 25 mm													
		r = 5,39 mm		r = 4,12 mm		r = 2,85 mm		r = 1,58 mm		r = 0,31 mm			
	f	nf	f	nf	f	nf	f	nf	f	nf	f	nf	
ma.10 <sup>-3</sup>	3,301	3,301	3,301	3,301	4,848	4,848	4,487	4,487	6,052	6,052	6,052	6,052	6,052
mg.10 <sup>-5</sup>	2,82	-----	2,83	-----	2,84	-----	2,85	-----	2,85	-----	2,85	-----	2,86
Ta1 °C	15,9	15,9	16,3	16,3	16,6	16,6	17,4	17,4	16,4	16,4	15,6	15,6	15,6
Ta2 °C	33,9	32,4	43,6	41,5	40,5	38,6	49,3	46,7	46,8	43,6	49,4	46,6	46,6
Tg °C	38,6	-----	47,7	-----	45,1	-----	51,9	-----	51,4	-----	54,0	-----	54,0
pg.10 <sup>-3</sup>	bar	9,311	-----	15,78	-----	25,19	-----	35,97	-----	38,91	-----	41,36	41,36

Tabela 8 - Medidas experimentais após a calibração.

Cont. tabela 8.

z = 50 mm														
r = 5,25 mm			r = 5,08 mm			r = 2,54 mm			r = 1,27 mm			r = 0,0 mm		
	f	nf	f	nf	f	nf	f	nf	f	nf	f	nf	f	nf
ma $\times 10^{-3}$	3,301	3,301	3,300	3,300	3,300	3,300	3,300	3,300	4,847	4,847	4,847	4,847	4,849	4,849
mg $\times 10^{-5}$	3,94	-----	3,94	-----	-----	-----	3,94	-----	3,95	-----	-----	-----	3,94	-----
Ta1 °C	17,2	17,2	17,8	17,8	17,7	17,7	17,7	17,7	15,8	15,8	15,8	15,8	15,5	15,5
Ta2 °C	42,5	22,4	48,3	45,3	52,6	49,4	49,4	49,4	39,5	36,8	36,8	36,8	39,6	37,3
Tg °C	65,1	-----	76,4	-----	87,8	-----	87,8	-----	81,8	-----	-----	-----	82,8	-----
pg $\times 10^{-3}$ bar	-----	11,27	-----	14,21	-----	21,07	-----	21,07	-----	23,52	-----	23,52	-----	24,99

z = 50 mm														
r = 0,90 mm			r = 2,23 mm			r = 3,50 mm			r = 4,77 mm			r = 6,04 mm		
	f	nf	f	nf	f	nf	f	nf	f	nf	f	nf	f	nf
ma $\times 10^{-3}$	3,301	3,301	3,302	3,302	3,302	3,302	3,302	3,302	3,302	3,302	3,302	3,302	3,302	3,302
mg $\times 10^{-5}$	8,28	-----	8,28	-----	-----	-----	5,59	-----	5,29	-----	-----	-----	5,60	-----
Ta1 °C	16,1	16,1	15,4	15,4	14,4	14,4	14,4	14,4	13,9	13,9	13,9	13,9	14,1	14,1
Ta2 °C	44,5	40,0	41,9	36,9	37,2	34,3	34,3	34,3	34,8	32,4	32,4	32,4	32,6	30,4
Tg °C	104,5	-----	96,4	-----	60,2	-----	60,2	-----	56,7	-----	-----	-----	53,2	-----
pg $\times 10^{-3}$ bar	-----	9,99	-----	8,53	-----	6,67	-----	6,67	-----	5,69	-----	5,69	-----	3,92



$z = 13 \text{ mm}$

$r$ mm	-6,66	-5,39	-4,12	-2,85	-1,58	-0,31	0,96	2,23	3,50	4,77
H KJ/Kg	1086	1577	2944	3637	4524	4938	4023	4570	2990	2217
$\nabla$ KJ/Kg	43	103	138	321	314	225	192	288	284	91
To K	1035	1450	2455	2811	3142	3267	2974	3159	2475	1952
$\nabla$ K	38	84	87	137	100	62	71	85	165	70
v m/s	78	145	234	267	295	309	286	290	229	155
Treal K	1032	1441	2438	2795	3128	3253	2959	3146	2459	1943
$Pd \cdot 10^{-3}$ bar	9,80	24,0	36,9	41,8	47,8	46,8	45,1	42,8	35,3	20,2
M	0,125	0,197	0,250	0,271	0,283	0,289	0,282	0,276	0,245	0,183
$\rho$ m/s	625	737	933	986	1044	1070	1013	1047	937	846

$z = 25 \text{ mm}$

$r$ mm	-6,66	-5,39	-4,12	-2,85	-1,58	-0,31	0,96	2,23	3,50	4,77	6,04
H KJ/Kg	1038	1351	1649	2225	3108	2802	4111	2310	1729	1696	1436
$\nabla$ KJ/Kg	41	231	181	548	318	454	287	187	5	118	295
To K	993	1259	1507	1942	2541	2345	3003	2021	1571	1545	1328
$\nabla$ K	36	195	145	419	183	295	105	137	4	94	243
v m/s	75	110	151	205	244	241	271	198	168	132	89
Treal K	991	1254	1498	1926	2524	2326	2990	2006	1560	1538	1325
$Pd \cdot 10^{-3}$ bar	9,31	15,4	25,2	35,9	38,9	41,3	39,9	32,2	29,9	18,7	9,80
M	0,122	0,159	0,201	0,243	0,253	0,263	0,266	0,230	0,220	0,174	0,126
$\rho$ m/s	612	590	751	844	946	916	1019	959	766	760	708

Tabela 9 - Resultados finais da entalpia, temperatura, velocidade, pressão dinâmica, número de Mach e velocidade do som para os planos analisados.

z = 50 mm

r <sub>mm</sub>	-7.62	-6.31	-5.08	-2.54	-1.27	0.0	1.27	2.54	3.81	5.08	6.35	7.62
H KJ/Kg	772	914	1401	1442	1740	1537	1617	1406	1206	1138	1012	809
V KJ/Kg	258	102	303	133	52	51	211	127	207	32	46	66
To K	748	882	1299	1338	1581	1418	1483	1308	1136	1080	969	787
V K	238	92	254	112	42	43	171	107	179	28	41	60
v m/s	60	78	106	131	150	146	144	129	109	93	75	53
Treal K	746	879	1294	1331	1572	1409	1472	1301	1131	1076	967	787
Pd·10 <sup>-3</sup> bar	7.84	11.3	14.2	21.0	23.5	25.0	23.1	21.0	17.2	13.3	8.85	5.88
M	0.122	0.135	0.151	0.184	0.195	0.200	0.193	0.183	0.166	0.146	0.124	0.097
a m/s	531	577	700	710	768	730	745	703	655	639	605	545

z = 80 mm

r <sub>mm</sub>	-6.66	-5.39	-4.12	-2.85	-1.58	-0.31	0.96	2.23	3.50	4.77	6.04
H KJ/Kg	1177	1159	1210	1262	1253	1116	1131	1197	1052	917	869
V KJ/Kg	97	72	109	47	25	77	133	45	40	21	20
To K	1113	1098	1143	1186	1178	1060	1072	1130	1004	885	842
V K	83	62	93	41	21	67	114	38	35	19	18
v m/s	64	70	77	81	87	80	81	77	64	55	45
Treal K	1111	1096	1138	1183	1175	1057	1066	1127	1002	884	841
Pd·10 <sup>-3</sup> bar	6.37	7.35	8.49	8.94	10.5	9.79	9.93	8.83	6.63	5.72	3.92
M	0.098	0.109	0.118	0.121	0.130	0.127	0.127	0.117	0.104	0.096	0.079
a m/s	648	644	656	659	667	633	636	653	616	578	564

Cont. tabela 9.

## 7 - RESULTADOS.

Após o cálculo da temperatura em cada ponto, esses valores foram plotados em gráficos com os respectivos desvios padrões,

$$\sigma = \left[ \frac{\sum_i^n (x_i^2 - \bar{x}^2)}{(n-1)} \right]^{1/2},$$
 sendo  $r$  em mm a distância do ponto

medido em relação ao eixo de simetria do jato de plasma. Os perfis de temperatura para  $z = 13, 25$  e  $50$  mm podem ser vistos nas figuras 33, 34 e 35. Nas figuras 36, 37 e 38, podem-se ver os perfis compostos dos três planos analisados para a temperatura, entalpia e velocidade respectivamente.

A determinação do eixo de simetria foi tomado em função do eixo do anodo do maçarico de plasma e aplicado um ajuste Gaussiano, por métodos de mínimos quadrados, aos pontos experimentais. Os perfis são automaticamente simetrizados por esse método.

Na figura 39 é traçado as isotermas do plasma em um plano que passa pelo eixo de simetria do jato, na qual está baseado nos perfis de temperaturas obtidos experimentalmente.

Perfil de Temperatura do Jato de Plasma

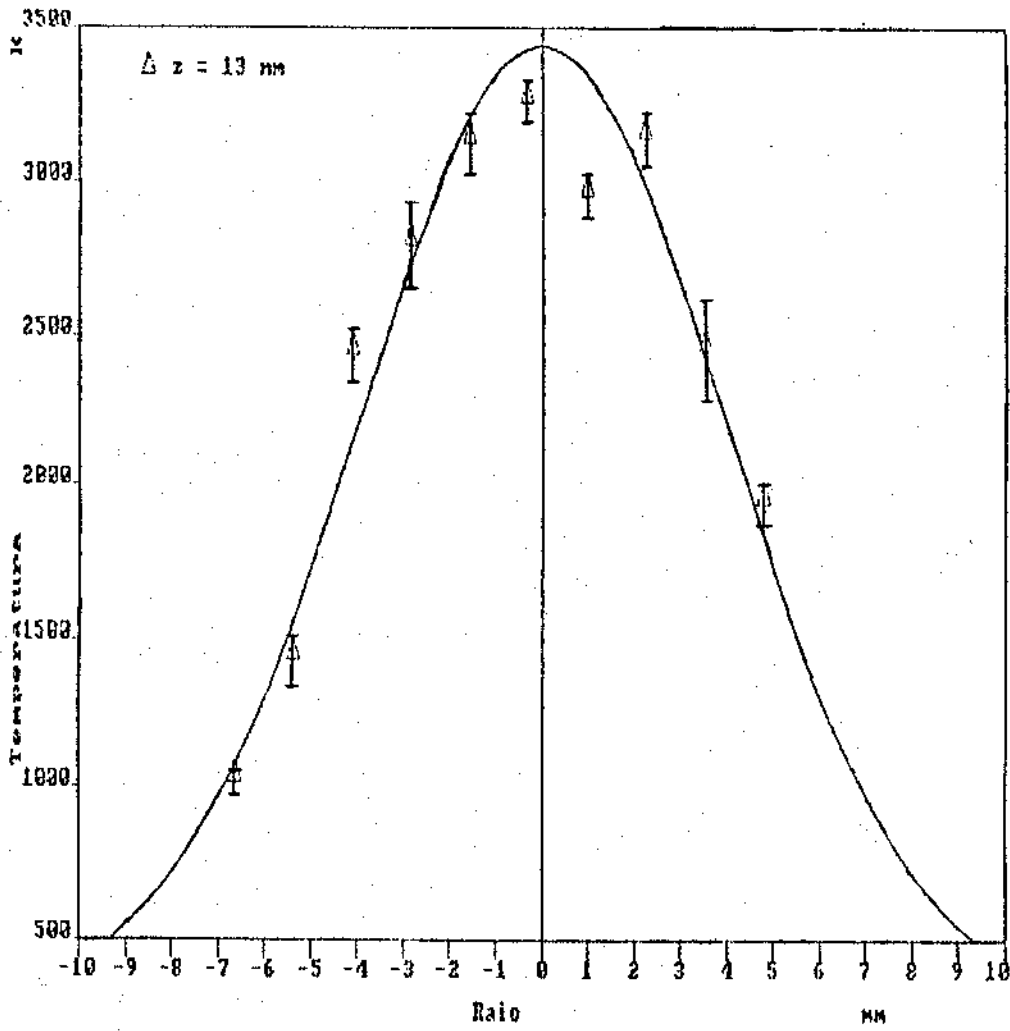


Fig. 33 - Perfil de temperatura para  $z = 13$  mm.

Perfil de Temperatura do Jato de Plasma

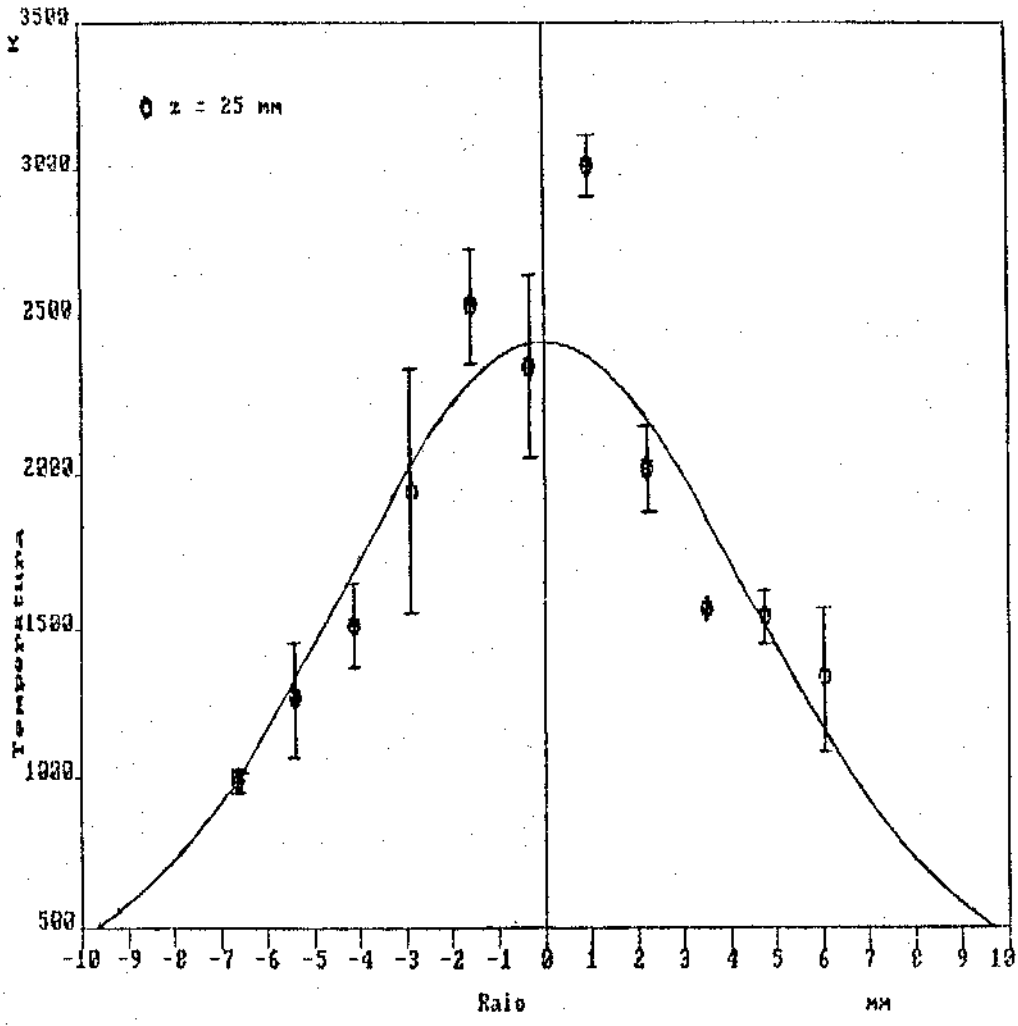


Fig. 34 - Perfil de temperatura para  $z = 25$  mm.

Perfil de Temperatura do Jato de Plasma

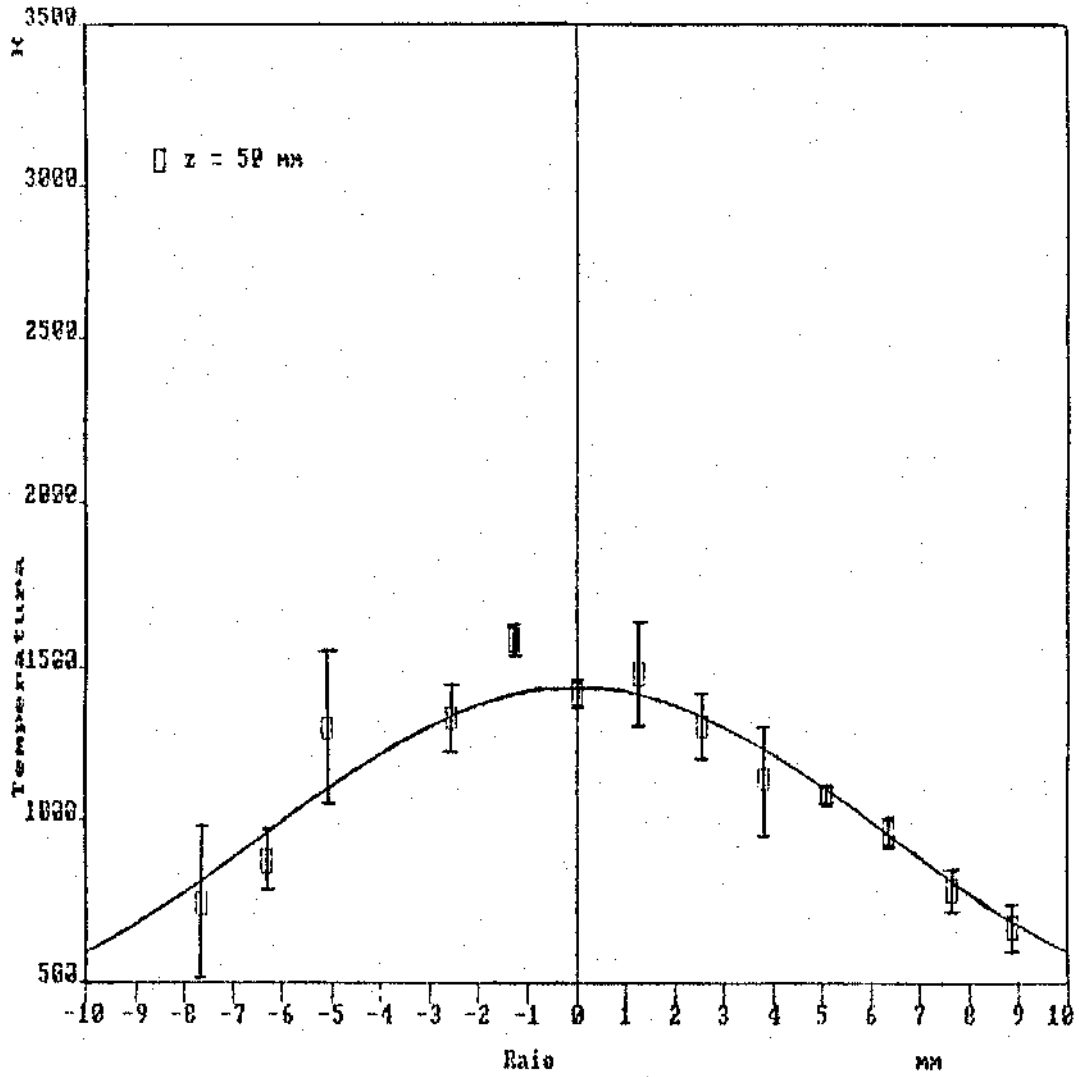


Fig. 35 - Perfil de temperatura para  $z = 50$  mm.

Perfil de Temperatura do Jato de Plasma

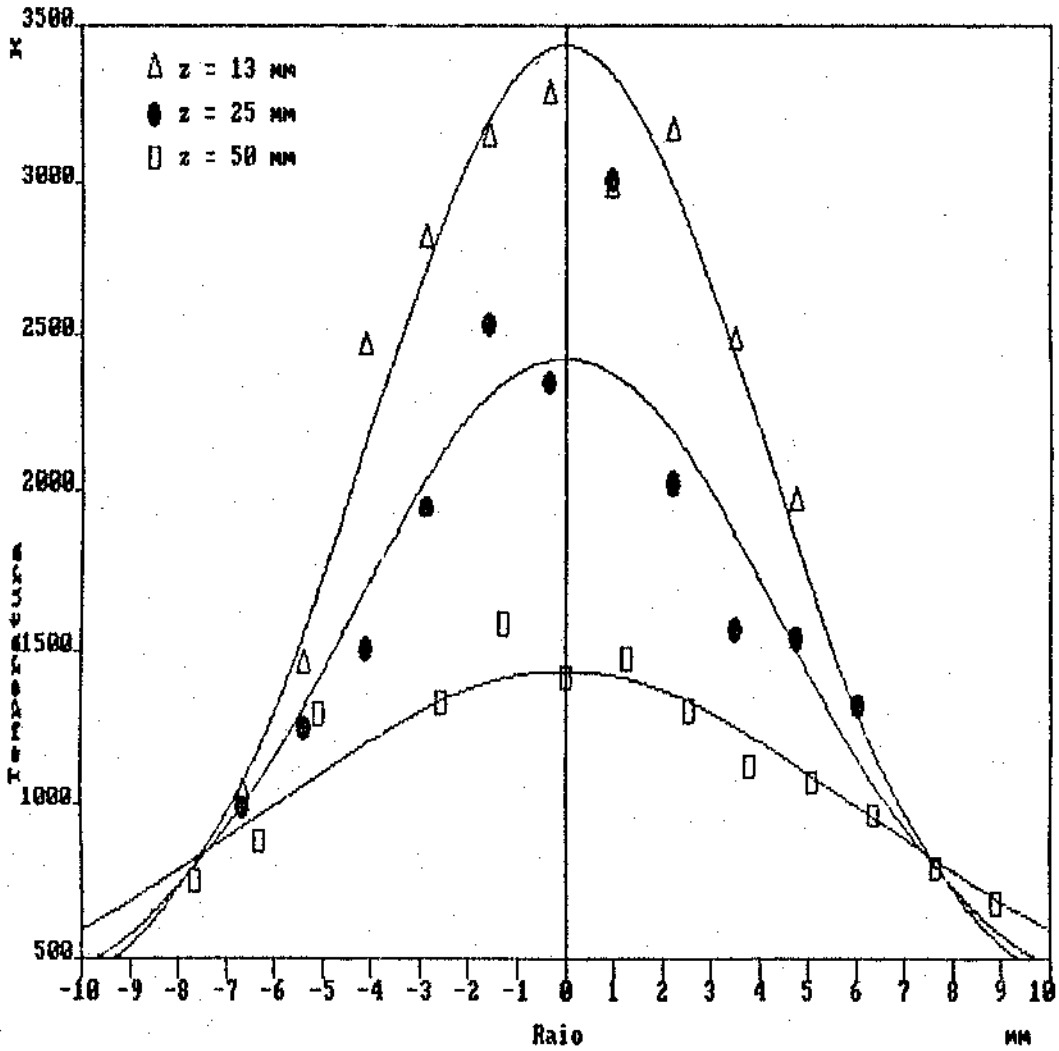


Fig. 36 - Perfis de temperatura contendo os três planos analisados, sem as barras com os desvios padrões.

### Perfis de entalpia

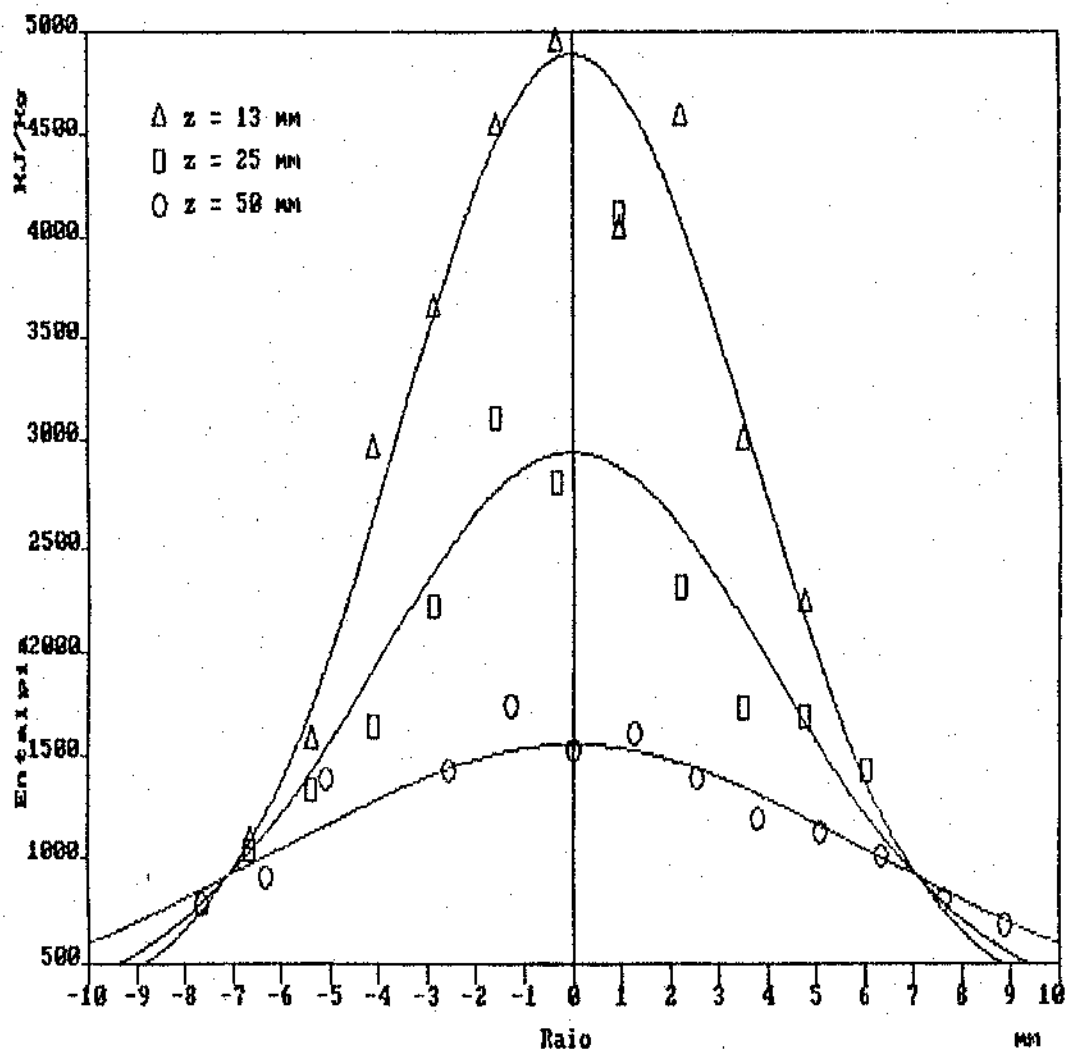


Fig. 37 - Perfis de entalpia contendo os três planos analisados, sem as barras com os desvios padrões.



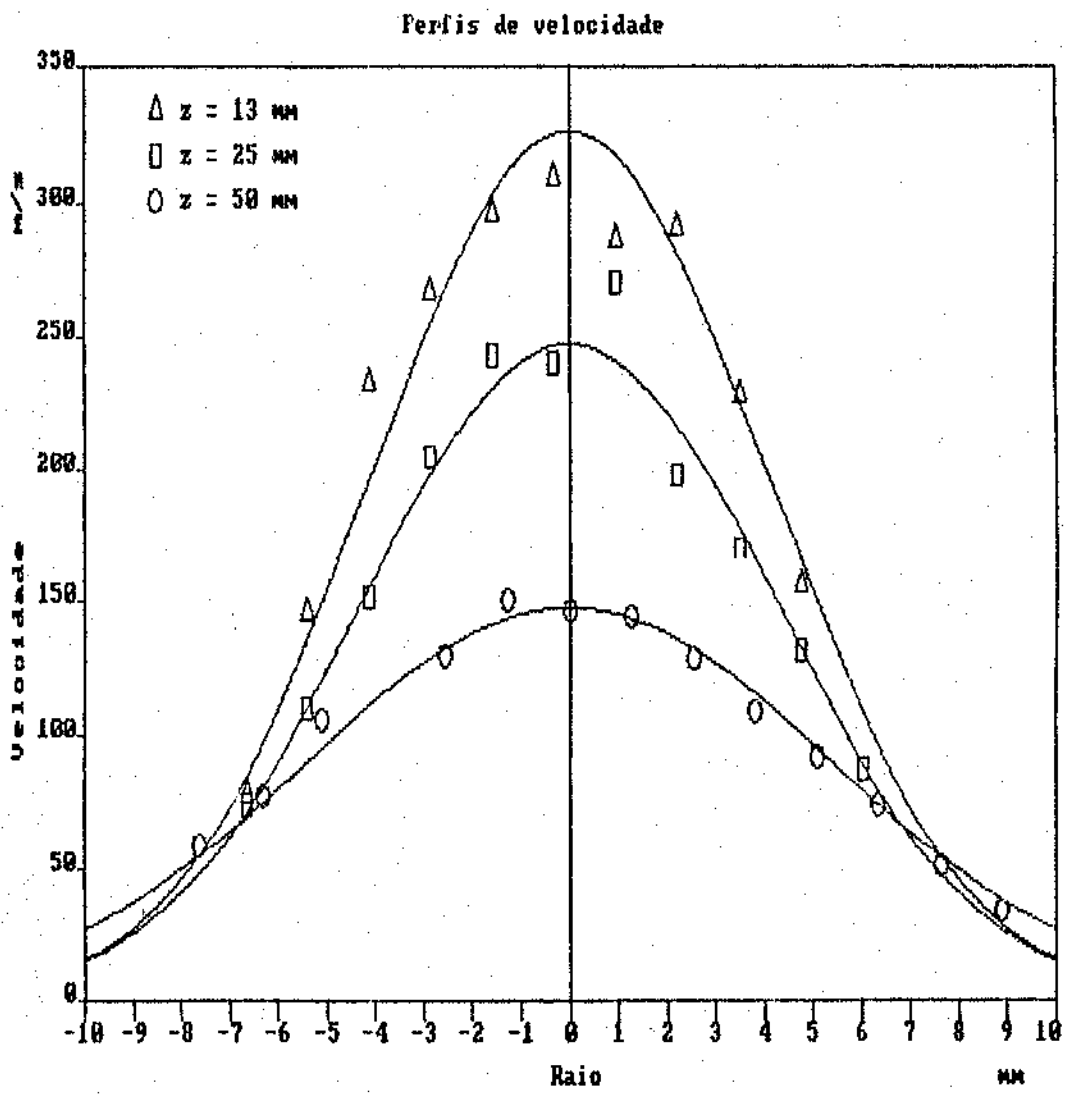


Fig. 38 - Perfis de velocidade contendo os três planos analisados, sem as barras com os desvios padrões.

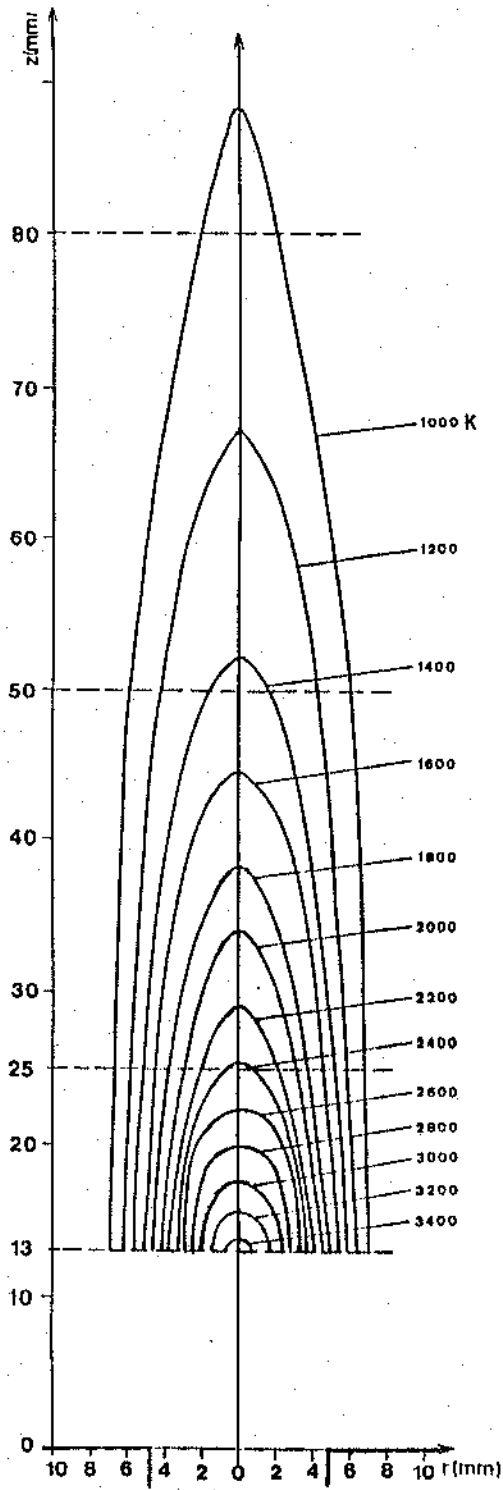


Fig. 39 - Isotermas do plasma de ar, baseado nos planos de temperatura medidos com a sonda de entalpia usada nesta Tese.

## 8 - ANALISE.

Para se fazer uma análise dos resultados obtidos com as medidas da sonda de entalpia, comumente é usado o balanço de massa e energia, onde se compara os parâmetros medidos no maçarico de plasma com os resultados obtidos pela sonda de entalpia, (ver formulas 85 e 87). Na tabela 10, pode-se ver os resultados do balanço de massa e energia para os planos  $z = 13, 25$  e  $50$  mm. Nesta tabela também são apresentadas as entalpias médias  $\left[ H_z = P_z / G_z \right]$ , as temperaturas médias  $(\bar{T}_z)$  e as temperaturas no eixo do jato  $(T_{pico})$ , em cada plano analisado.

z mm	13	25	50
$G_z \times 10^{-3}$ Kg/s	9.40	8.89	12.09
$P_z$ KW	13.31	10.39	10.05
$G_z/G$	5.83	5.51	7.44
$P_z/P$	1.05	0.82	0.80
$\Delta G = (G_z - G)/G$ Kg/s	4.83	4.51	6.50
$\Delta P = (P_z - P)/P$ KW	0.05	0.18	0.20
$\bar{H}_z = P_z / G_z \times 10^3$ KJ/Kg	1.416	1.169	0.831
$\bar{T}_z$ K	1317	1107	808
$T_{pico}$ K	3437	2425	1439

Tabela 10 - Resultados do balanço de massa e energia para os três planos analisados.

Na figura 40 pode-se ver o comportamento da temperatura ao longo do eixo do jato ( $r=0$ ) em função de  $z$ . Neste gráfico pode-se ver o crescimento monotônico da temperatura a medida que  $z$  diminui, sendo que, não foi feito uma extrapolação da temperatura para  $z=0$ , pois como será visto a seguir há uma grande entrada de massa de ar ambiente no jato de plasma não permitindo uma afirmação tranqüila da temperatura em um ponto fora da região estudada.

Na figura 41 é feito o gráfico da entalpia média ( $P_z/G_z$ ) e a temperatura média  $\bar{T}_z$  em cada plano analisado, a partir da entalpia média em cada plano analisado pela sonda de entalpia e o valor calculado na saída do jato ( $z=0$  mm). Neste gráfico pode-se ver o rápido resfriamento do jato de plasma devido a alta penetração do ar ambiente.

Na figura 42 pode-se ver o balanço de massa ( $G_z/G$ ) em função da coordenada  $z$ , na qual se observa uma grande penetração de ar ambiente no jato. Sendo  $G = 1.613 \times 10^{-3}$  Kg/s, medido no jato de plasma, e  $G_z$  calculado pela equação 85.

Na figura 43 pode-se ver o balanço de energia ( $P_z/P$ ), sendo  $P = 12.62$  KW a potência térmica medida no maçarico a partir da elevação da temperatura das águas de refrigeração do catodo e anodo, e  $P_z$  calculado pela equação 87. Neste gráfico há uma aparente não conservação da energia, nos planos analisados, a medida que  $z$  aumenta. Os intervalos de integração para  $G_z$  e  $P_z$  foram tomadas suficientemente grandes para abranger todo o jato de plasma e os resultados são mostrados na tabela 10.

Temperatura no eixo do jato

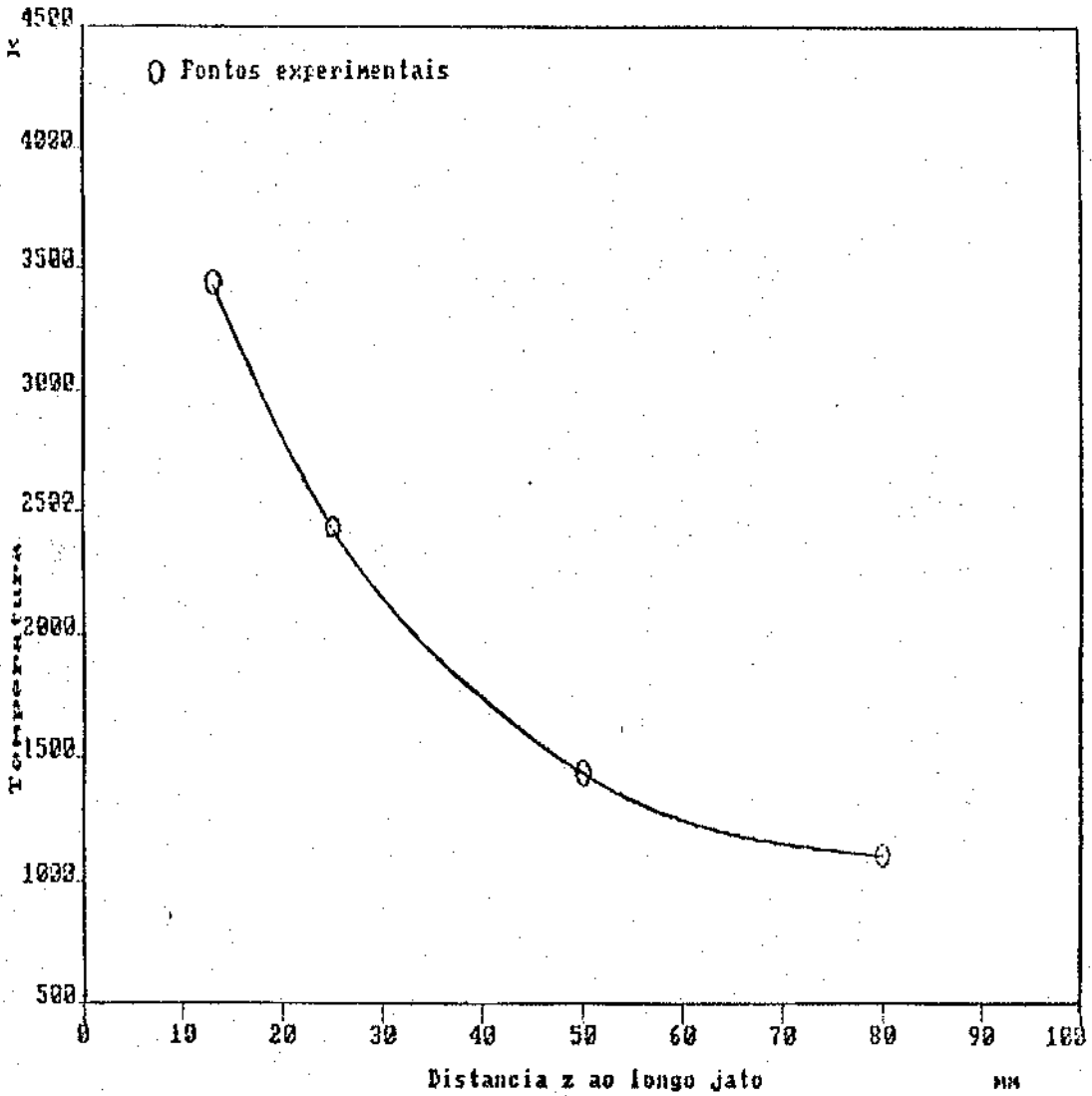


Figura 40 - Comportamento da temperatura ao longo do eixo de simetria do jato ( $r = 0$ ) em função de  $z$ .

Valores médios

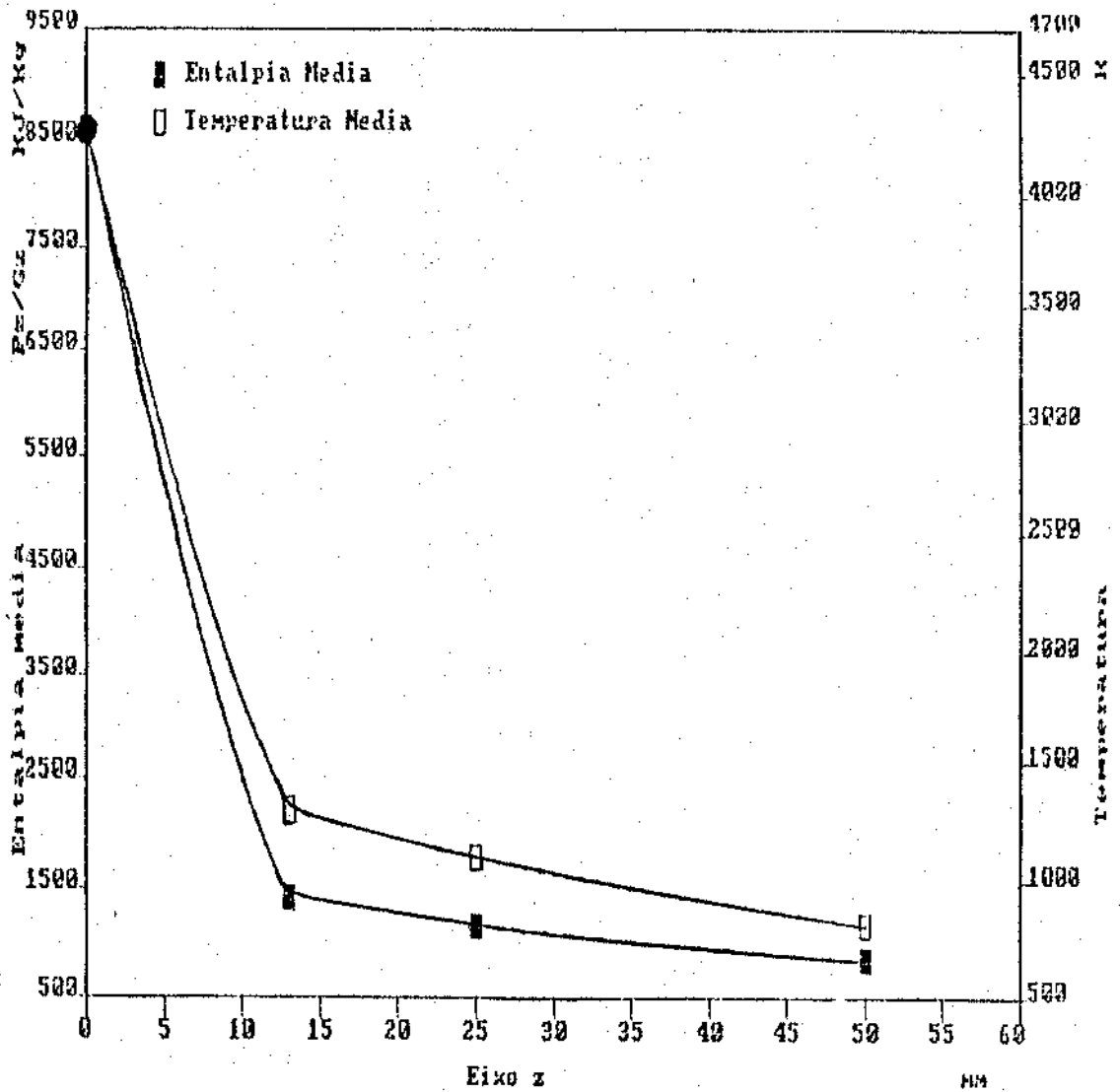


Figura 41 - Entalpia ( $P_z/G_z$ ) e temperatura média ( $\overline{T}_z$ ) nos planos analisados junto com o valor obtido diretamente no maçarico.

Balanco de massa

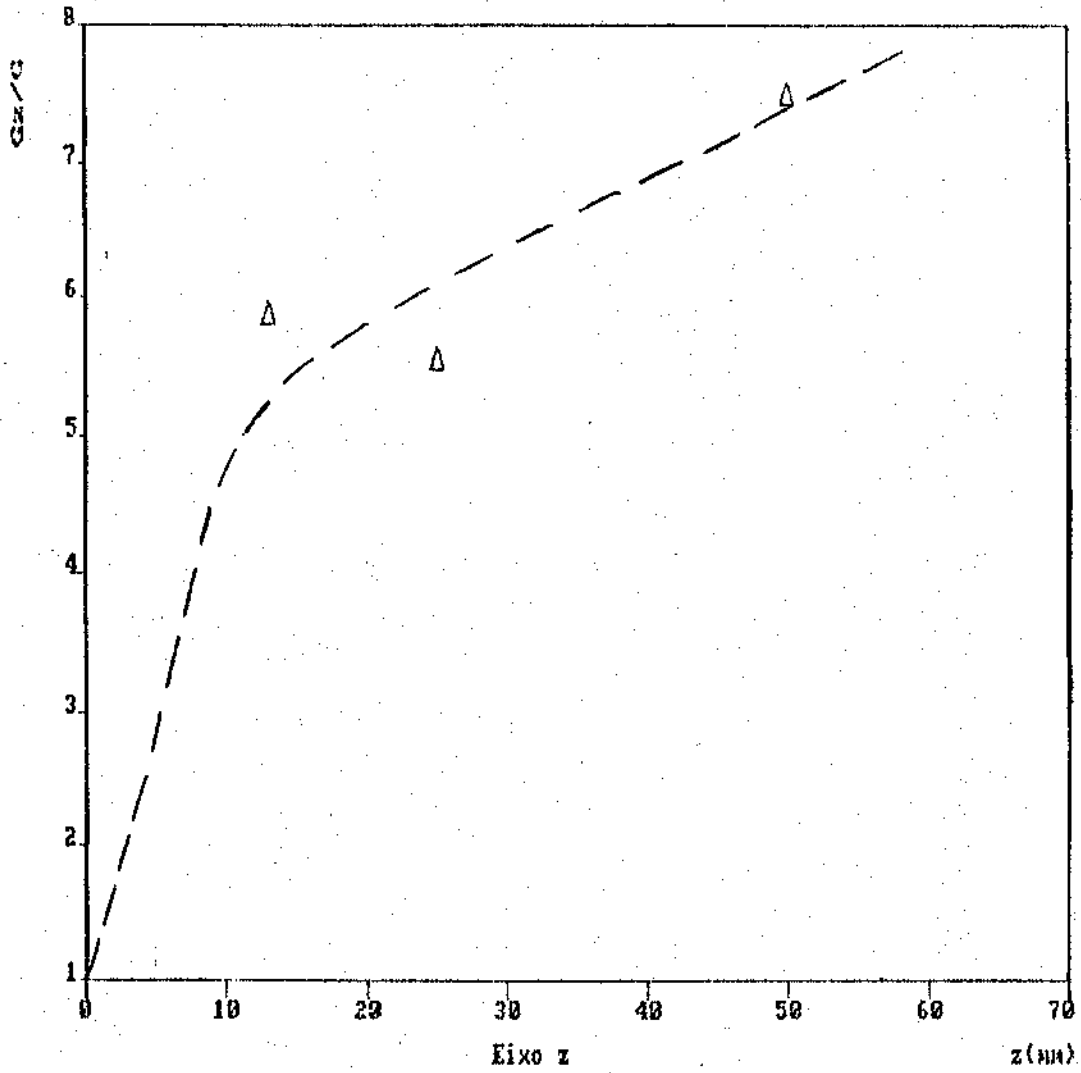


Figura 42 - Balanço de massa para os três planos analisados ao longo do eixo z, onde pode-se observar a grande penetração de ar ambiente no jato.

### Balanco de energia

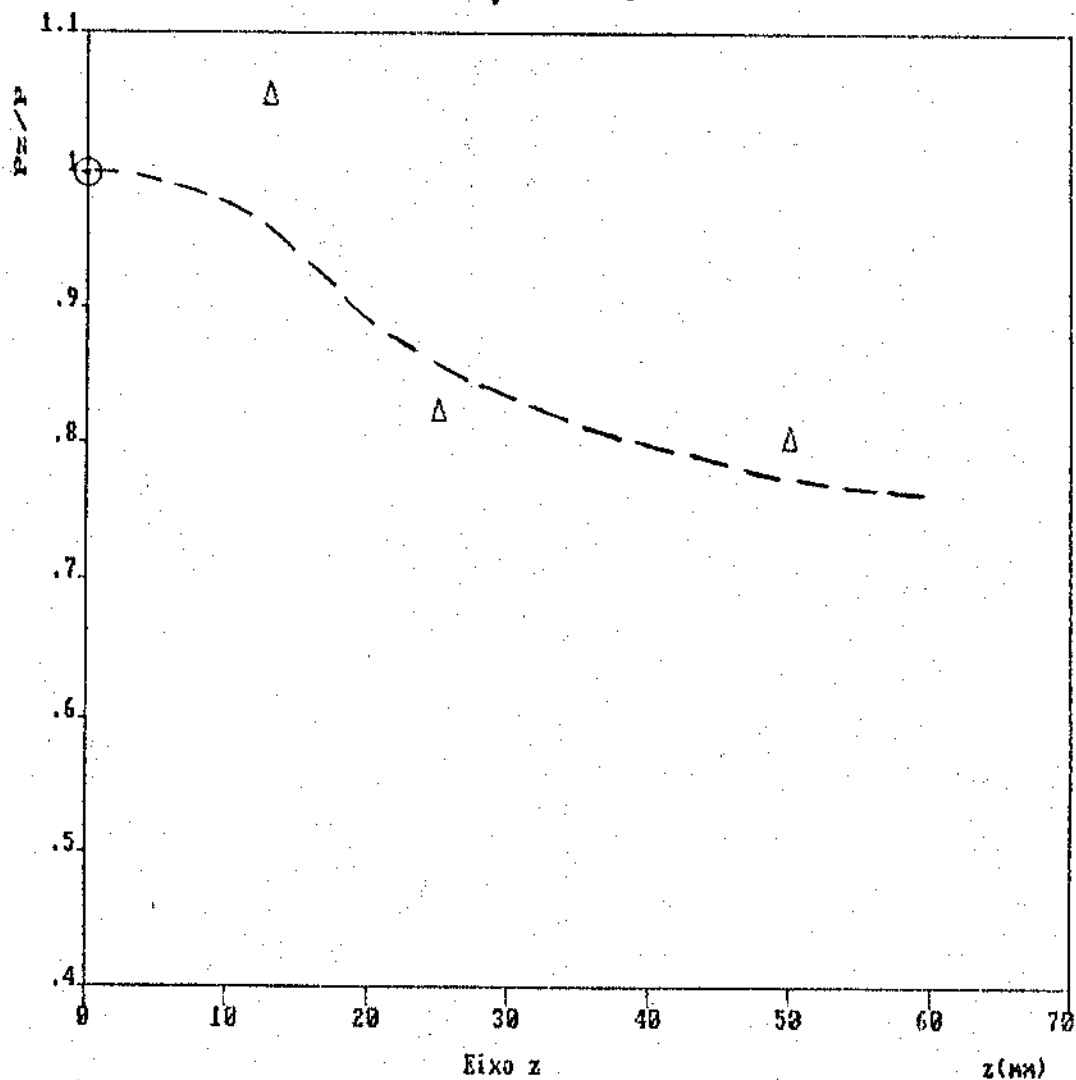


Figura 43 - Balanço de energia ao longo do eixo z para os planos analisados, onde se observa uma aparente não conservação da energia ao longo do eixo z.



Analisando o balanço de massa, fig. 42, observa-se que há um crescente aumento de massa no fluxo de plasma; esse aumento chega a ser mais de seis vezes maior do que na saída do maçarico, até uns 13mm, após o que esse efeito diminui significativamente. Isto se deve, provavelmente, à turbulência do jato de plasma: as componentes transversais turbulentas da velocidade arrastam o gás ambiente para dentro do jato de plasma. Observa-se na fig. 42 que esse efeito é mais pronunciado imediatamente após a saída do maçarico.

Analisando o balanço de energia, fig. 43, observa-se uma aparente não conservação do fluxo de energia do jato de plasma ao longo do eixo z. Pode-se ver que há uma diminuição do fluxo de energia de cerca de 20% do fluxo existente na saída do maçarico. Este comportamento pode ter várias causas como segue. A grande penetração de gás no jato de plasma provoca o resfriamento rápido do plasma afastando-o das condições de regime ETL, principalmente para  $z = 25$  e  $50$  mm, fato este que pode introduzir um erro na medida que pode chegar a 20%. O rotâmetro usado para medir a vazão do gás amostrado pode estar introduzindo erros devido a sua baixa precisão, pois um rotâmetro feito sobre encomenda e calibrado na presença do comprador tem uma precisão de 10%, sendo que o rotâmetro usado não sofreu um processo de calibração antes de ser usado. Ainda pode estar havendo perdas de energia por radiação no sentido radial, efeito sonoro, etc. Uma outra possível explicação para o efeito observado poderia estar relacionado com a entalpia de recombinação do NO e efeitos químicos de catálise na presença do cobre da sonda e outros.

## 9 - RESUMO E CONCLUSÕES.

Na parte teórica desta tese foram feitas análises de vários fatores que influenciam a medida com a sonda de entalpia. Foi feito um levantamento das condições de equilíbrio termodinâmico local e composição do plasma. Foi feito um estudo do regime de escoamento do jato de plasma, considerando o número de Mach, a viscosidade e a turbulência, mostrando que o plasma usado aqui é incompressível, não viscoso e turbulento. Foi feito um cálculo teórico do fluxo térmico que é absorvido pela parte externa da sonda, na qual se considera toda a periferia da sonda, e comparado com resultados experimentais, sendo o valor teórico 43% do valor experimental. Esta diferença provavelmente se deve ao fato de ter-se usado um modelo simples de gás quente em fluxo cruzado com um cilindro e não um plasma (efeitos de recombinação, etc). Pela comparação do calor incidente sobre a sonda e o calor absorvido por ela conclui-se que o processo de transferência de calor é fraco para a sonda, não exigindo muito do sistema de refrigeração. A partir do fluxo de calor calculado foi possível determinar os parâmetros de operação do sistema de refrigeração.

Foi feito um estudo teórico da sensibilidade da sonda mostrando a influência de suas dimensões na sensibilidade onde se observa que a sensibilidade aumenta quando:  $\alpha$  - a razão  $d_2^3/D_1$  é a maior possível, isto quer dizer, o diâmetro interno da sonda o maior possível e o diâmetro externo o menor possível, fato

conseguido com a diminuição da espessura da parede dos tubos da sonda;  $b$  - o comprimento exposto da sonda ( $L$ ), deve ser o menor possível, situação esta alcançada quando se usa a sonda usada nesta tese.

Foram feitas considerações sobre o balanço de massa, momento e energia e o procedimento para usá-los na calibração da sonda, no caso de fluxo laminar do jato.

Quanto ao maçarico de plasma usado neste trabalho, foram calculados os parâmetros do maçarico, eficiência, temperatura, entalpia do plasma na saída e comparados com resultados obtidos da teoria da similaridade. A temperatura média prevista neste cálculo, na saída do maçarico foi de 4300 K o que coincide aproximadamente com os resultados obtidos com a sonda de entalpia. Foi construído um novo painel de comando do maçarico permitindo uma maior segurança durante a ignição e operação. Foi aperfeiçoado o maçarico de modo a poder realizar um grande número de medidas com a sonda, usando-se um catodo de Zr que funcionou 38 horas, sendo este resultado o melhor do mundo para este tipo de catodo nas condições de operação (94 A de corrente). Foi feito o estudo da erosão do catodo, realizando medidas periódicas da profundidade da erosão e ao final determinada sua erosão específica e a equação da erosão em função do tempo.

Na parte experimental desta tese foi construída uma sonda de entalpia de alta sensibilidade e esta sonda foi aplicada na obtenção dos perfis de temperatura, velocidade e pressão do jato de plasma em quatro planos ao longo do jato; foi construído todo o sistema de medidas (vazão, pressão, temperatura, etc) e movimentação da sonda (em duas direções perpendiculares), permitindo fazer o levantamento do perfil do jato de plasma.

O modelo de sonda usada aqui para fazer as medidas resistiu 9 horas ao jato de plasma, tempo de vida alto quando comparado com outras semelhantes que chegam a resistir 10 horas.

Foram feitas 1500 medidas com a sonda determinando-se a entalpia e a pressão dinâmica obtendo-se a partir desses dados os perfis de temperatura e velocidade do jato de plasma. Foram calculadas as integrais dos fluxos de massa e energia de onde se concluiu que o gás ambiente penetra fortemente no jato abaixando a sua temperatura.

O resultado do balanço de energia ( $P_z/P$ ) mostrou que a energia medida (no pior dos casos) é 20% menor que o valor esperado. Apesar de não se ter ainda uma explicação categórica para este fato, resulta que este desvio é da ordem da incerteza que se pode esperar deste tipo de medida. Assim, pode-se concluir que as medidas feitas para a temperatura, velocidade, entalpia, pressão, etc, estão razoavelmente próximos de seus valores reais. Dessa forma pode-se concluir que o objetivo principal desta tese foi alcançado.

## 10 - SUGESTÕES.

Na parte teórica vários tópicos devem ser melhor estudados: a validade do regime ETL em plasmas de baixas temperaturas, a influência da turbulência na medida da velocidade e suas consequências na medida da temperatura do plasma. O cálculo do fluxo térmico na sonda, temperatura da parede e regime de transporte de calor deve ser melhorado levando em conta a teoria de transporte bifásico (líquido-vapor) e problemas de recombinação no plasma. O estudo da sensibilidade desenvolvido por Grey pode ser aplicado para o tipo de sonda usado nesta tese. Pode-se fazer um estudo mais aprofundado do problema de conservação de massa, momento e energia para fluxos laminares e turbulentos determinando mais precisamente as causas dos resultados obtidos aqui.

Na parte experimental deve-se realizar medidas a maior número de planos ao longo do eixo z, principalmente para  $z < 13$  mm.

Com o intuito de melhorar a precisão da medida pode-se: construir sondas com dimensões externas menores, calibrar a sonda em fluxo laminar e aumentar a precisão do medidor de vazão de gás. Também pode-se estudar a influência na medida da sonda de reações químicas que ocorrem no plasma e o efeito de catálise provocado pelo cobre, tanto teórico como experimental.

Como meio de aumentar a rapidez e confiabilidade no uso da sonda, pode-se implementar um sistema automático com



microcomputador para a coleta de dados e cálculo dos parâmetros fornecendo mais rapidamente o perfil de temperatura do jato de plasma.

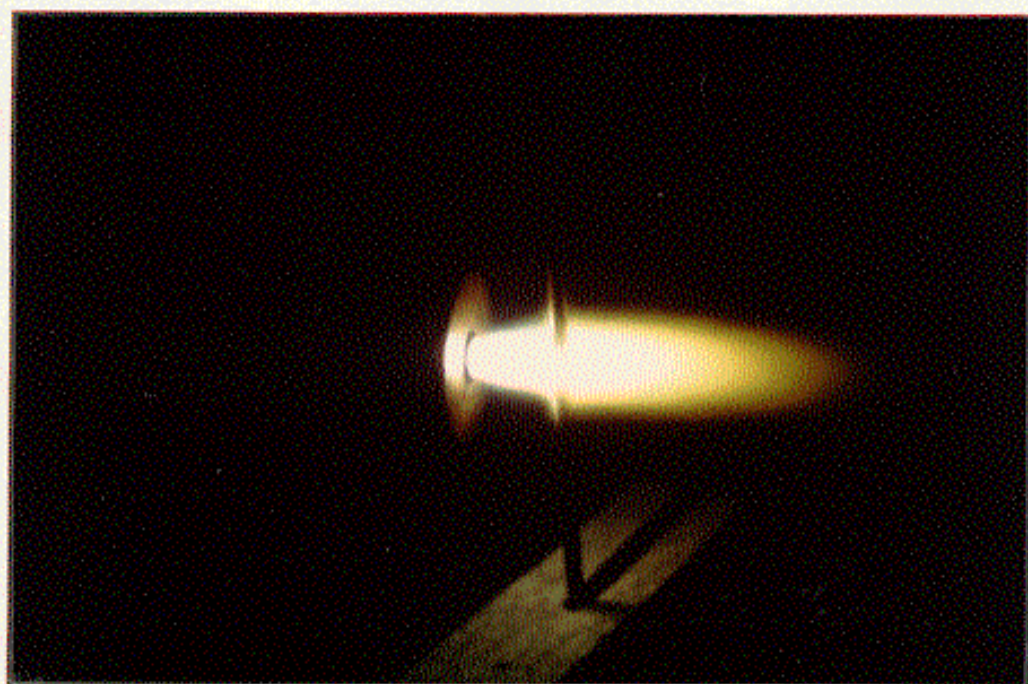


Fig. 44 - Sonda de entalpia sendo usada para levantar o perfil de temperatura do jato de plasma. Foto tirada durante a realização das medidas apresentadas nesta tese.



## 11 - REFERÊNCIAS.

- 1 - *Dresvin, S. V.*, editor, "Physics and Technology of Low Temperature Plasmas". The IOWA State University Press/AMES.
- 2 - *Boffa e Pfender, E.*, "Enthalpy Probe and Spectrometric Studies in Argon Plasma Jet", Heat Transfer Laboratory, Mechanical Engineer Departament, University of Minnesota, Mineapolis, 1969.
- 3 - *Eckert, E. K. G. e Pfender, E.*, "Advances in Plasma Heat Transfer", Edited by James P. Hartnett & Thomas F. Irvine, Jr. vol. 4, (1967), Academic Press, New York.
- 4 - *J. Grey and P. F. Jacobs*, "Cooled Eletrostatic Probe", AIAA Journal 5, n<sup>o</sup> 1, 84 -90, (January 1967).
- 5 - *Vargaftik, N. B.*, "Tablitsi Termofisitcheskikh Svoistv Gasov i Zhidkostei", (Tabelas de Propriedades Termofísicas de gases e líquidos), 2<sup>o</sup> edição, Editora Nauka, Moscou, 1972. (Em Russo).
- 6 - *Goldstein, S.*, "Proc. Roy. Soc.", A155, 1936, p. 570.
- 7 - *Abramovitch, G. N.*, "Turbulentnoe Smechemie Gasovikh Strui", (Mistura Turbulenta de Fluxos Gasosos), Nauka, Moscou, 1974. (Em Russo).

- 8 - Grey, J., "Sensitivity Analysis for the Calorimetric Probe", The Review of Scientific Instruments - vol. 34, n<sup>o</sup>8, August 1963.
- 9 - Fox, R. W. e MacDonald, A. T., "Introdução a Mecânica dos Fluidos", 2<sup>o</sup> edição, Editora Guanabara Dois, Rio de Janeiro, R.J., 1981.
- 10 - A. H. Shapiro, "The Dynamics and Thermodynamics of Compressible Fluid Flow", (The Ronald Press, New York, 1954), Vol. 2, pp. 1137-1138.
- 11 - Grey, J. - "Probe Measurements in High Temperature Gases and Dense Plasma"., "Temperature Measurements", Addison Wesley, 1978 p. 337 - 348.
- 12 - Holman, J. P., "Transferência de Calor", São Paulo: McGraw-Hill do Brasil, 1983.
- 13 - Landau, L. e Lifchitz, E., "Méchanique des Fluids, Mir Moscou, 1971.
- 14 - Streeter, V. L. e Wylie, E. B., "Mecânica dos Fluidos", São Paulo, McGraw-Hill do Brasil, 7/e.
- 15 - Loitsianskii, L. G., "Mekhanika Zhidkosti i Gaza", (Mecânica do Líquido e Gás), Nauka, 1978. (Em Russo).
- 16 - Kamal, A. R. I., "Técnicas de medidas e Instrumentação em



Engenharia", cap. 4, UNICAMP, São Paulo, Brasil, 1986.

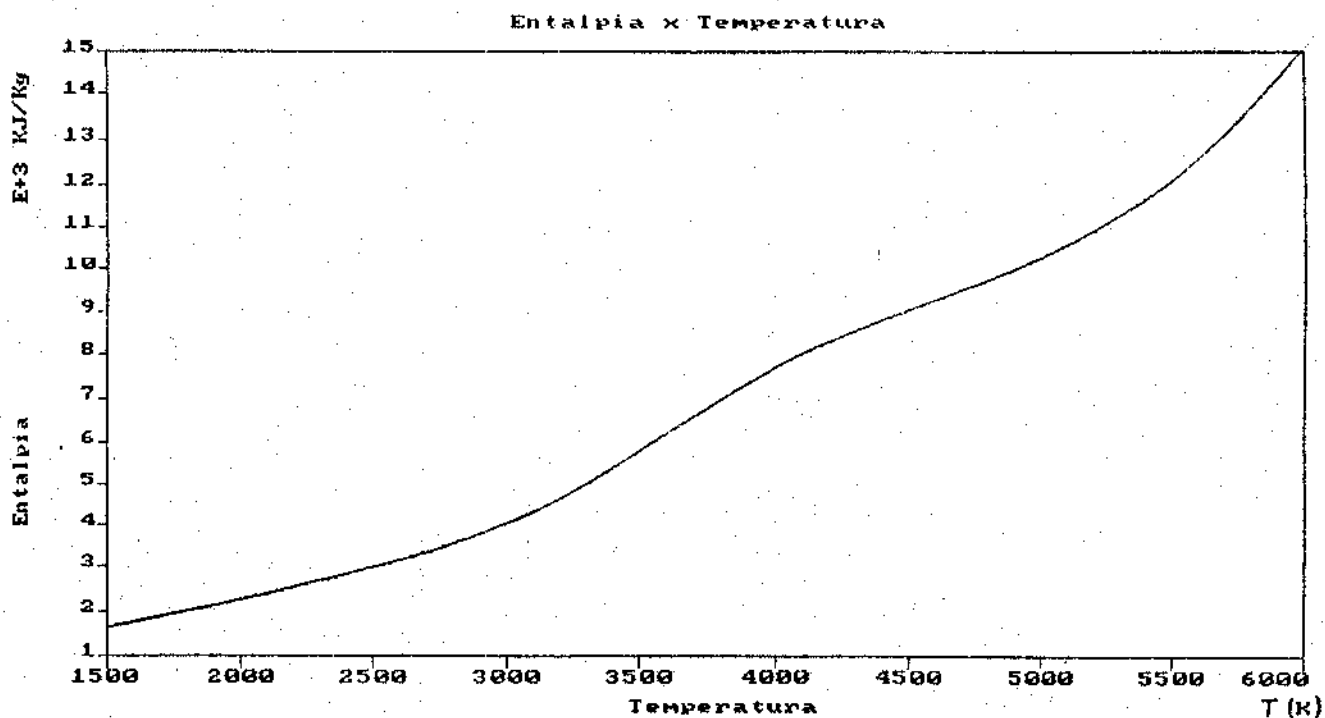
- 17 - Jukov, M. F. et Koroteiev, A. S., "Prikladnáia Dinamika Termicheskih Plasm", (Dinâmica Aplicada de Plasmas Térmicos), Nauka, Novossibirsk, 1975. (Em Russo).
- 18 - Vallbona, G., "Etude du comportement de la zircone utilisée comme cathode en regime d'arc. Application a la realisation d'un generateur de plasma d'air", Tese de Doutorado, A l'Universite Paul Sabatier de Toulouse (sciences). 1981.
- 19 - Jukov, M. F., Kozlov, N. P., Pustogarov, A. V., e outros, "Prielektrodié protsesi v dugovikh razriadakh", (Processos Próximos aos Eletrodos em Descargas a Arco), Novossibirsk, Nauka, 1982. (Em Russo).
- 20 - Vicente, L. C., Tese de Mestrado, "Construção e Diagnóstico de um Maçarico de Plasma para Corte", UNICAMP - IFGW - 1985.  
Orientador: Prof. Dr. Aruy Marotta.

## APENDICE A - PROPRIEDADES DA ÁGUA E DO AR.

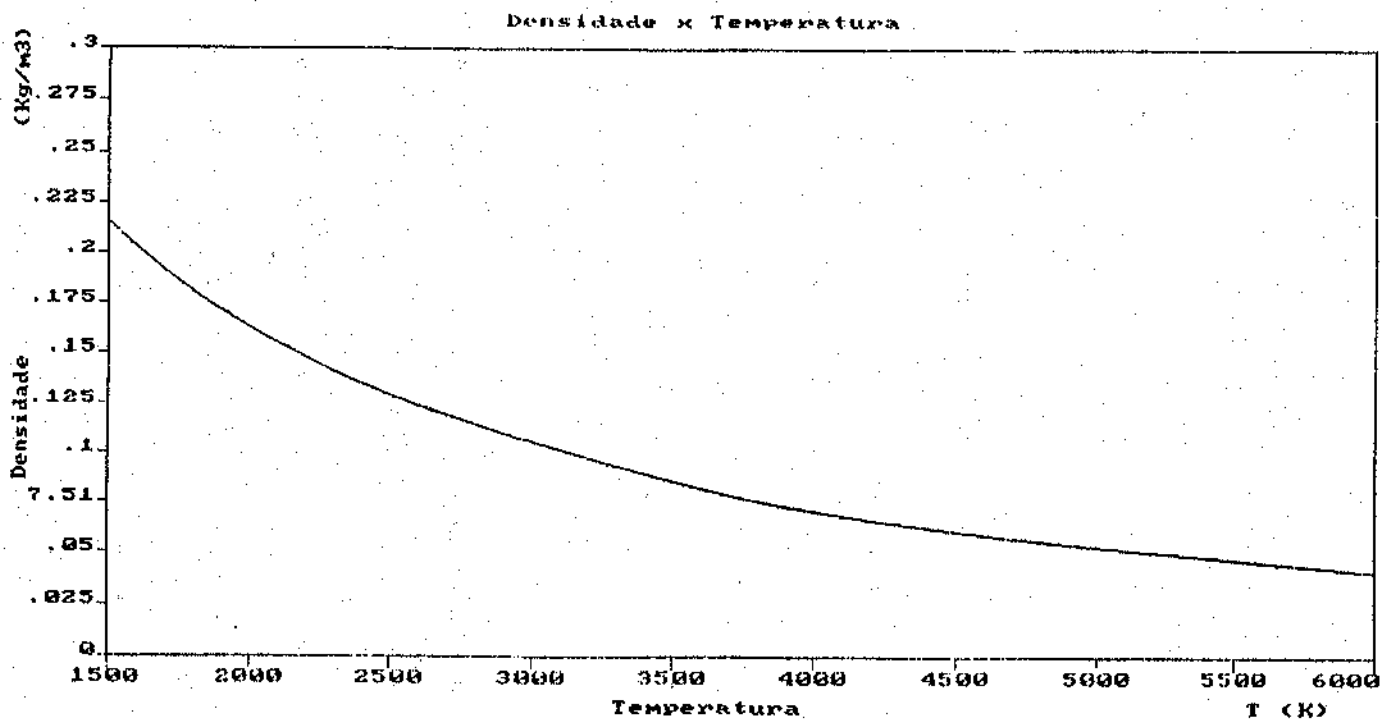
A seguir é apresentada a tabela das propriedades da água (A-1) que é usada no cálculo do sistema de refrigeração da sonda. Em sequência estão os gráficos das propriedades do ar em função da temperatura (ref. 5) para a pressão local de Campinas (0.95 atm), sendo A-2 para a entalpia, A-3 para a densidade, A-4 para a velocidade do som, A-5 para  $\gamma$  (gama) e A-6 o peso molecular do ar.

F	°C	$c_p$ kJ/kg·°C	$\rho$ kg/m <sup>3</sup>	$\mu$ kg/m·s	$k$ W/m·°C	Pr	$\frac{d(\rho/\mu)}{dT}$ $\frac{\mu}{\text{kg} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{°C}}$
32	0	4,225	999,8	$1,79 \times 10^{-3}$	0,568	13,25	$1,91 \times 10^6$
40	4,44	4,208	999,8	1,65	0,575	11,35	$6,34 \times 10^5$
50	10	4,195	999,2	1,31	0,585	9,40	$1,08 \times 10^6$
60	15,58	4,186	998,6	1,12	0,595	7,88	$1,46 \times 10^6$
70	21,11	4,179	997,4	$9,8 \times 10^{-4}$	0,604	6,78	$1,91 \times 10^6$
80	26,67	4,179	995,8	8,6	0,614	5,85	$2,48 \times 10^6$
90	32,22	4,174	994,9	7,65	0,623	5,12	$3,3 \times 10^6$
100	37,78	4,174	993,0	6,82	0,630	4,53	$4,19 \times 10^6$
110	43,33	4,174	990,6	6,16	0,637	4,04	$4,89 \times 10^6$
120	48,89	4,174	988,8	5,62	0,644	3,64	$5,66 \times 10^6$
130	54,44	4,179	985,7	5,13	0,649	3,30	$6,48 \times 10^6$
140	60	4,179	983,3	4,71	0,654	3,01	$7,32 \times 10^6$
150	65,55	4,183	980,3	4,3	0,659	2,73	$8,14 \times 10^6$
160	71,11	4,186	977,3	4,01	0,665	2,53	$9,85 \times 10^6$
170	76,67	4,191	973,7	3,72	0,668	2,33	$1,09 \times 10^7$
180	82,22	4,195	970,2	3,47	0,673	2,16	
190	87,78	4,199	966,7	3,27	0,675	2,03	
200	93,33	4,204	963,2	3,08	0,678	1,90	
220	104,4	4,218	955,1	2,67	0,684	1,66	
240	115,6	4,229	946,7	2,44	0,685	1,51	
260	126,7	4,250	937,2	2,19	0,685	1,36	
280	137,8	4,271	928,1	1,98	0,685	1,24	
300	148,9	4,296	918,0	1,86	0,684	1,17	
350	176,7	4,371	890,4	1,57	0,677	1,02	
400	204,4	4,467	859,4	1,36	0,665	1,00	
450	232,2	4,585	825,7	1,20	0,646	0,85	
500	260	4,731	785,2	1,07	0,616	0,83	
550	287,7	5,024	735,5	$9,51 \times 10^{-4}$			
600	315,5	5,703	678,7	8,68			

A-1 - Propriedade da água (líquido saturado), ref. 12.

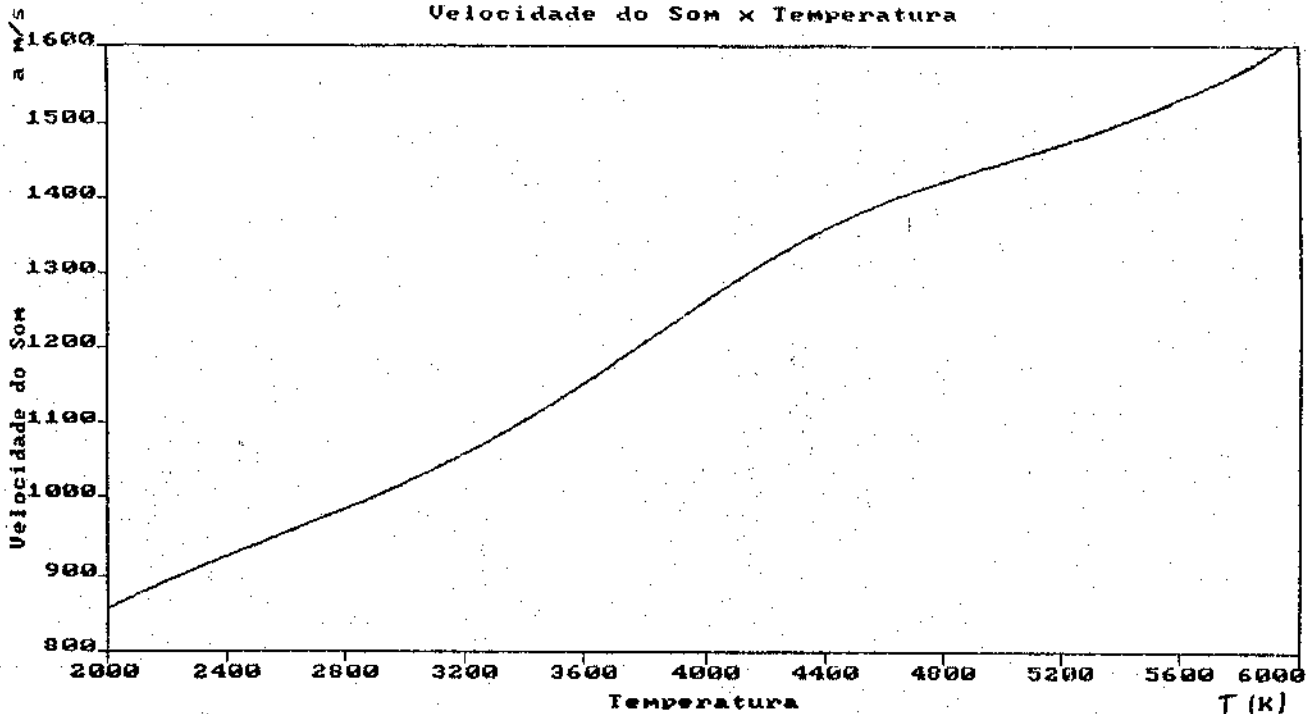


A-2 - Entalpia do ar em função da temperatura para a pressão local de Campinas.



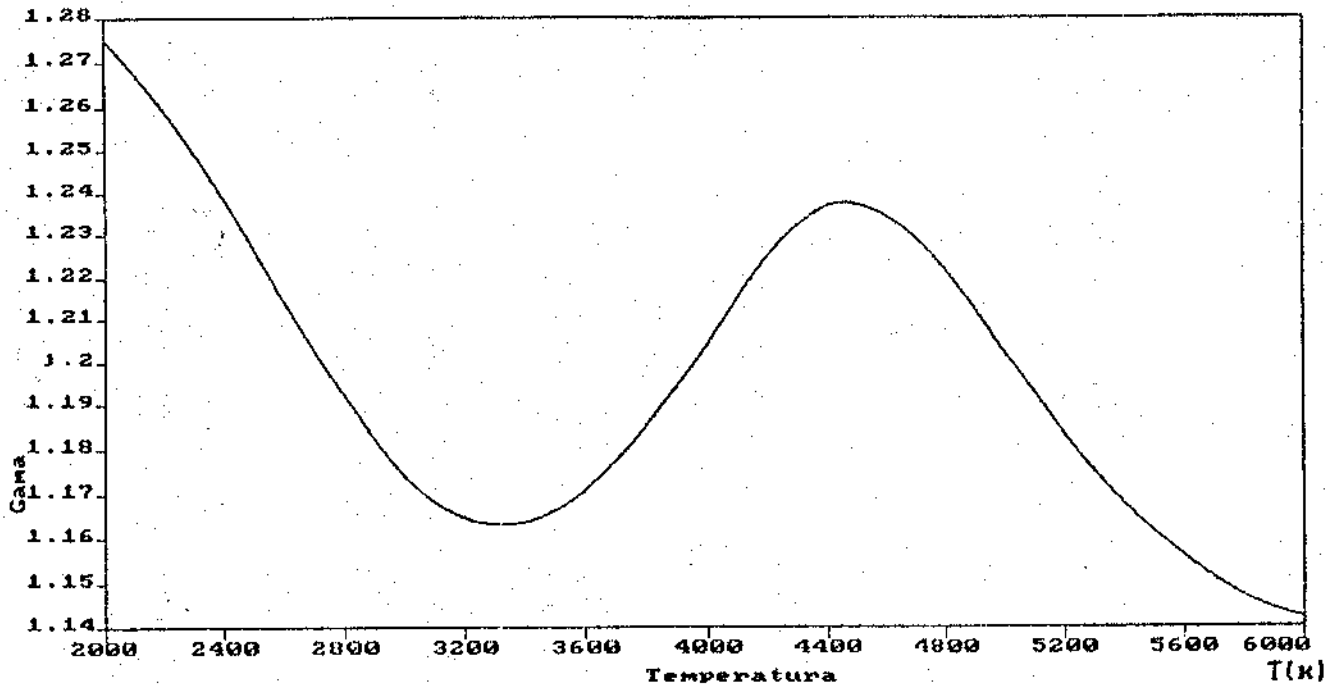
A-3 - Densidade do ar em função da temperatura para a pressão local de Campinas.

Velocidade do Som x Temperatura

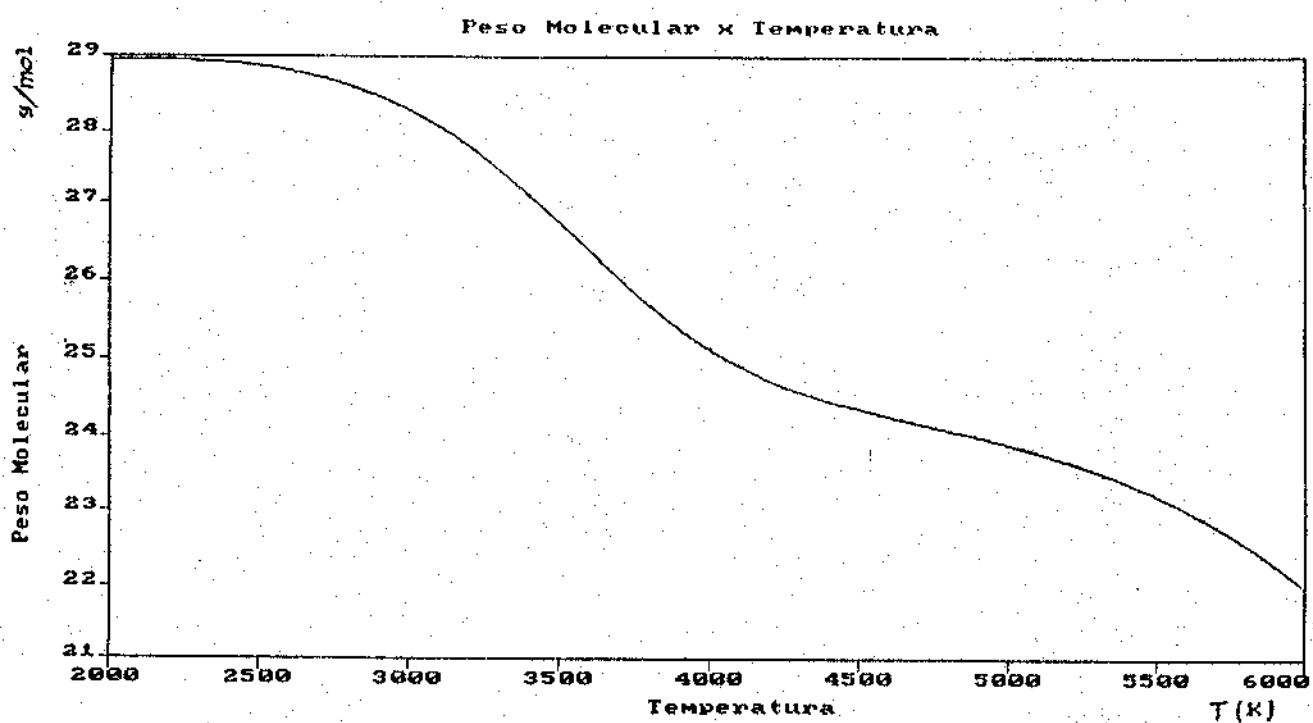


A-4 - Velocidade do som no ar em função da temperatura para a pressão local de Campinas.

Gama x Temperatura



A-5 - Constante adiabática  $\gamma$  do ar em função da temperatura para a pressão local de Campinas.



A-6 - Peso molecular do ar em função da temperatura para a pressão local de Campinas.

## APENDICE B - DADOS EXPERIMENTAIS.

Tabela B.1 - Dados experimentais medidos durante o levantamento do perfil  $z = 13$  mm, sendo a vazão da água de refrigeração  $\dot{Q}_a$  dada em ml/min tendo sua calibração dada na tabela B.2, a vazão do ar  $\dot{Q}_a$  dada em l/h, as temperaturas da água de refrigeração  $T_{a1}$ ,  $T_{a2}$  e temperatura do gás na saída da sonda  $T_g$  dadas em milivolts tendo cada uma sua tabela de calibração. Sendo a pressão estática na entrada do rotâmetro  $P$ (coluna 1) e a pressão dinâmica  $P$ (coluna 2) dados em mmH<sub>2</sub>O.  $X$  e  $Z$  são os deslocamentos radial e axial da sonda.  $H$  é a entalpia calculada, em KJ/Kg e  $T$  a temperatura do plasma, na entrada da sonda, em Kelvin.

	f	nf	f	nf	f	nf	f	nf	f	nf	f	nf
Qa ml/min	100	100	100	100	100	100	200	200	200	200	200	200
Qg l/h	50	---	50	---	50	---	50	50	50	50	50	50
Ta1 mV	0,77	0,77	0,79	0,79	0,81	0,81	0,81	0,81	0,82	0,82	0,82	0,82
Ta2 mV	1,42	1,33	1,43	1,35	1,44	1,36	1,66	1,55	1,65	1,55	1,65	1,56
Tg mV	1,60	---	1,66	---	1,68	---	1,90	---	1,89	---	1,87	---
Trot mV	1,03	---	1,04	---	1,04	---	1,04	---	1,05	---	1,04	---
P mmH2O	60	100	50	100	50	100	190	250	184	245	180	240
X x1,27mm	0	0	0	0	0	0	1	1	1	1	1	1
Z mm	13	13	13	13	13	13	13	13	13	13	13	13
H KJ/Kg		1225		1125		1125		1833		1696		1556
T K		1154		1068		1068		1654		1545		1434
T médio K						1097						1544

	f	nf	f	nf	f	nf	f	nf	f	nf	f	nf
Qa ml/min	200	200	200	200	200	200	400	400	400	400	400	400
Qg l/h	70	---	70	---	70	---	70	---	70	---	70	---
Ta1 mV	0,83	0,83	0,84	0,84	0,86	0,86	0,83	0,83	0,80	0,80	0,77	0,77
Ta2 mV	2,56	2,27	2,56	2,27	2,56	2,30	2,38	2,18	2,38	2,13	2,35	2,14
Tg mV	3,89	---	3,83	---	3,81	---	3,91	---	3,82	---	3,71	---
Trot mV	1,05	---	1,06	---	1,07	---	1,09	---	1,09	---	1,10	---
P mmH2O	200	380	210	380	210	370	230	420	230	430	220	430
X x1,27mm	2	2	2	2	2	2	3	3	3	3	3	3
Z mm	13	13	13	13	13	13	13	13	13	13	13	13
H KJ/Kg		3293		3293		2989		3620		4440		3799
T K		2655		2655		2485		2814		3120		2890
T médio K						2598						2941

	f	nf	f	nf	f	nf	f	nf	f	nf	f	nf
Qa ml/min	500	500	500	500	500	500	500	500	500	500	500	500
Qg l/h	50	---	50	---	50	---	50	---	50	---	50	---
Ta1 mV	0,74	0,74	0,73	0,73	0,73	0,73	0,71	0,71	0,70	0,70	0,70	0,70
Ta2 mV	2,32	2,14	2,29	2,12	2,28	2,13	2,42	2,24	2,43	2,23	2,41	2,23
Tg mV	2,64	---	2,64	---	2,68	---	2,80	---	2,72	---	2,82	---
Trot mV	1,11	---	1,11	---	1,12	---	1,12	---	1,12	---	1,12	---
P mmH2O	350	450	360	460	360	460	370	480	370	470	380	480
X x1,27mm	4	4	4	4	4	4	5	5	5	5	5	5
Z mm	13	13	13	13	13	13	13	13	13	13	13	13
H KJ/Kg		5301		5022		4475		5206		5738		5223
T K		3366		3292		3131		3341		3478		3346
T médio K						3263						3388

Tabela B.1 - Dados experimentais obtidos no plano z = 13 mm.

	f	nf	f	nf	f	nf	f	nf	f	nf	f	nf
Qa ml/min	500	500	500	500	500	500	400	400	400	400	400	400
Qg l/h	50	----	50	----	50	----	50	----	50	----	50	----
Ta1 mV	0,76	0,76	0,76	0,76	0,77	0,77	0,79	0,79	0,82	0,82	0,80	0,80
Ta2 mV	2,42	2,27	2,42	2,26	2,40	2,26	2,46	2,26	2,46	2,27	2,47	2,24
Tg mV	2,29	----	2,71	----	2,72	----	2,81	----	2,79	----	2,74	----
Trot mV	1,07	----	1,07	----	1,07	----	1,07	----	1,07	----	1,08	----
P mmH2O	350	460	340	460	350	460	320	440	320	440	330	430
X xi,27mm	6	6	6	6	6	6	7	7	7	7	7	7
Z mm	13	13	13	13	13	13	13	13	13	13	13	13
H KJ/Kg		4357		4635		4122		4749		4744		5410
T K		3094		3181		3013		3215		3213		3397
T médio K						3096						3275

	f	nf	f	nf	f	nf	f	nf	f	nf	f	nf
Qa ml/min	200	200	200	200	200	200	100	100	100	100	100	100
Qg l/h	50	----	50	----	50	----	70	----	70	----	70	----
Ta1 mV	0,83	0,83	0,83	0,83	0,83	0,83	0,80	0,80	0,80	0,80	0,80	0,80
Ta2 mV	2,65	2,45	2,62	2,43	2,64	2,43	2,50	2,23	2,51	2,21	2,52	2,22
Tg mV	2,90	----	2,74	----	2,88	----	3,58	----	3,61	----	3,52	----
Trot mV	1,08	----	1,08	----	1,09	----	1,07	----	1,07	----	1,07	----
P mmH2O	270	360	280	360	260	360	40	200	40	210	40	210
X xi,27mm	8	8	8	8	8	8	9	9	9	9	9	9
Y mm	13	13	13	13	13	13	13	13	13	13	13	13
H KJ/Kg		3098		2955		3676		2252		2467		2460
T K		2549		2464		2838		1980		2138		2133
T médio K						2617						2084

Continuação da tabela B.1.



---

Valor lido (ml/min)	Valor real (ml/min)
100	198.4
200	291.3
300	363.6
400	447.8
500	540.5
600	625.0
700	697.7
800	810.8
900	937.5

---

Tabela B.2 - Calibração do rotâmetro da água de refrigeração.

## APENDICE C - MEDIDOR DE TEMPERATURA COM DIODOS.

Para a medida da temperatura da água de refrigeração do maçarico de plasma para aquecimento, foi usado um circuito eletrônico que tem como sensor de temperatura um diodo IN 4148 ligado em ponte. O circuito pode ser visto na figura C-1. O uso de diodos permite uma maior sensibilidade, em relação aos termopares, que é da ordem de  $10 \text{ mV}/^{\circ}\text{C}$ .

Os diodos sensores, após envernizados, foram fixados nas conexões de entrada e saída de água de refrigeração do maçarico. A leitura da temperatura é feita por um milivoltímetro digital com fundo de escala de 1.999 V ligado em paralelo ao resistor R4. A calibração é feita colocando-se o diodo em água e gelo a  $0^{\circ}\text{C}$  e depois em água em ebulição a  $100^{\circ}\text{C}$  e com a ajuda dos trimpots P1 e P2 ajusta-se os valores que correspondam as duas situações distintas. Como o diodo IN 4148 possui uma resposta linear na faixa de zero a cem graus Celsius, com apenas dois valores medidos pode-se calcular qualquer outro valor de temperatura que esteja entre estes dois valores. Os valores comumente usados no voltímetro são:  $0\text{V} + 0^{\circ}\text{C}$  e  $1.000\text{V} + 100^{\circ}\text{C}$ .

### Lista dos componentes:

IC1 - Circuito integrado 723.

IC2 - Circuito integrado 741.

IC3 - Circuito integrado regulador de tensão 7812.

R1 - Resistor de 2K7.

R2 - Resistor de 4K.

R3 - Resistor de 10K.

P1 e P2 - Trimpot de 1K.

D1 e D2 - Diodo retificador IN 4007.

D3 a D6 - Diodo IN 4148.

C1 e C2 - Capacitor eletrolítico 480  $\mu$ Fx25V

TF1 - Trafo 110x10+10 V - 50 mA.

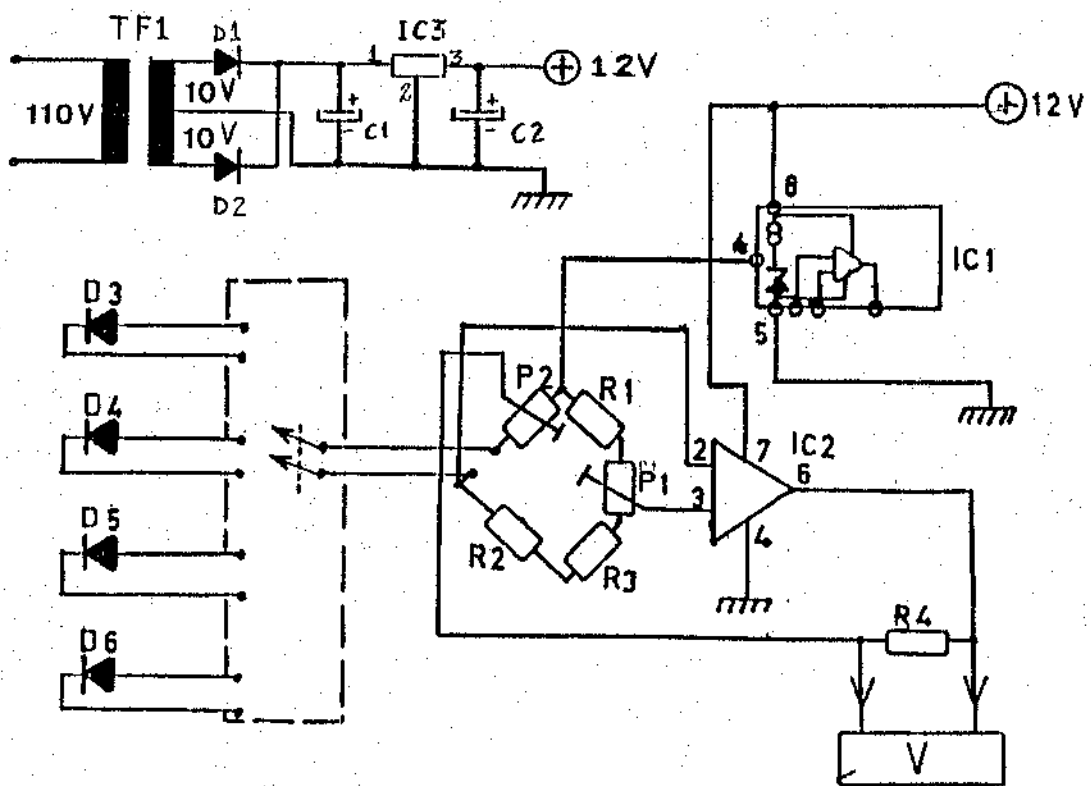


Fig. C-1 - Esquema elétrico do medidor de temperatura com diodos.