

Este trabalho suspenso é destinado
final ao seu supervisor pelo aluno
Vicente A. Rodrigues a ser julgado pela
Comissão Julgadora. 25/2/88

CARACTERIZAÇÃO DE UM

MAÇARICO DE PLASMA

por

Vicente Alonso Rodrigues

Orientador: Prof. Dr. José Busnardo Neto

Tese apresentada ao Instituto de Física
"Gleb Wataghin" da Universidade Estadual de
Campinas para obtenção do Título de Mestre
em Física.

Campinas, fevereiro de 1988.

Aos meus pais

Roberto e Vilma

AGRADECIMENTOS

Ao Prof. Dr. José Busnardo Neto pela orientação, dedicação e incentivo ao trabalho.

Ao Prof. Dr. Paulo H. Sakanaka e Prof. Dr. Helmut Karl Böckelmann pela colaboração e sugestões.

Ao Prof. Dr. Munemasa Machida e Prof. Dr. Antonio G. Trigueiros pela colaboração.

Ao Prof. Dr. Kamal A.R. Ismail pela sempre pronta colaboração.

A Fundação de Tecnologia Industrial - Lorena (SP), através do Prof. Dr. Dalton Garcia Pinatti pelo fornecimento das pastilhas de zircônio.

A Companhia Paulista de Força e Luz pelo empréstimo de um transformador de 500 kVA.

Ao Sr. Augusto Fidehati Iha pelo excelente trabalho datilográfico, pela imensa ajuda para esse trabalho e pela amizade.

Aos técnicos Douglas e Sanclair pela ajuda e dedicação.

As secretárias Valquíria, Cora e Cristina por estarem sempre dispostas a ajudar.

Aos colegas: Hisataki, Kayama, Yoshuyuki, Conrado, Balloni, Mauro, Peterson e Altair pela amizade e ótima convivência durante esse período.

Aos companheiros: Magno, Delton, Vicente, Wladimir, Jamil, André, Braga, Alfredo, Roberto e Hector pela amizade.

As minhas amigas do grupo: Marília, Emília, pela amizade e ótimas horas passadas juntas.

A Ana Maria, Teresa Christina, Ana Paula, Neidenei, Jorge Luis, Norberto e João Moro, pelas horas de estudo, incentivo e principalmente pela bela amizade.

Aos meus pais Roberto e Vilma pelo incentivo e carinho que me foram imprescindíveis para a realização desse trabalho.

As minhas irmãs Vilma e Virginia por acompanharem meu trabalho com entusiasmo.

Ao Manolo pela paciência, incentivo e carinho com que acompanhou meu trabalho.

As secretárias da pós-graduação pela colaboração em serviços burocráticos.

Ao pessoal da secção de desenho pelo serviço prestado no que diz respeito as figuras.

A todos aqueles que de alguma forma ajudaram a realização desse trabalho.

A FINEP, CNPa e CNEN pelo suporte financeiro.

Muito Obrigado

RESUMO

Foram medidas a corrente, a tensão e a eficiência térmica de um maçarico de 30 kW no Laboratório de Plasmas da Unicamp. Foi verificada a lei de escala de Zhukov ($V \sim I^{-0,3}$) quando a vazão de gás é baixa e a lei de escala para a eficiência térmica. Para vazões altas, a lei de escala continua do tipo $V \sim I^{-\alpha}$, mas $\alpha \neq 0,3$. A solução da equação de Elenbaas-Heller para operação com ar indica temperaturas no eixo da coluna entre 11.500 K e 13.500 K. Foram feitas aplicações no pré-aquecimento de uma panela de fundição e também na geração de atmosferas de nitrogênio para a síntese de ferrites, ambas com resultados satisfatórios.

ABSTRACT

Experiments were made to determine the $I \times V$ characteristics and the thermal conversion efficiency of a 30 kW plasma torch at the Plasma Laboratory at Unicamp. Zhukov's scaling law ($V \sim I^{-0.3}$) for a low mass flow of the gas and also the scaling law for the efficiency were both confirmed. For a high mass flow the scaling law is still $V \sim I^{-\alpha}$, but now with $\alpha \neq 0.3$. Solution of the Elenbaas-Heller equation for operation with air indicates the temperatures at the axis between 11.500 K and 13.500 K. This torch was used satisfactorily to pre-heat a small foundry ladle and also to generate a nitrogen atmosphere for the sinterization of ferrites.

INDICE

	página
I - Introdução	1
I.1. Princípio de Funcionamento	2
I.2. Classificação de Maçaricos	2
I.2.1. Arco Transferido e Não-Transferido	2
I.2.2. Estabilização de Fluxo de Gás	4
I.2.3. Tipo de Catodo	4
I.3. Projeto	5
I.3.1. Equações de Projeto	5
I.3.2. Eficiência Térmica	8
I.3.3. Abertura do Arco	11
I.3.4. Construção e Montagem	12
II - Característica Tensão X Corrente e Eficiência Térmica	13
II.1. Introdução	13
II.2. Instalação Experimental	13
II.3. Experiência de Caracterização	15
II.4. Resultados Experimentais	17
II.5. Tempo de Vida de Eletrodos	26
III - Teoria	28
III.1. A Equação de Elenbaas-Heller para o Arco Elétrico	28
III.2. Técnicas de Resolução da Equação de Elenbaas-Heller	32
III.3. Método Quase Canal de Duas Camadas	33
III.4. Lei de Escala - Comparação com Resultados Experimentais	46

IV	- Aplicações	57
	IV.1. Pré-Aquecimento de uma Panela de Fundição	57
	IV.2. Geração de Atmosfera Controlada	62
V	- Conclusões e Resumo	68
	Referências	70

I. Introdução

O maçarico de plasma é um dispositivo capaz de transformar energia elétrica diretamente em calor na forma de gases a altas temperaturas^(1,2). Maçaricos de plasma são atraentes para pesquisa e aplicações devido a alta temperatura que se pode alcançar, o que não acontece com processos comuns de combustão. As altas temperaturas são devidas ao fato de se ter um arco estabilizado por uma parede fria. Qualquer gás pode ser aquecido sem que haja contaminação com impurezas do combustível ou comburente, o que permite gerar atmosferas controladas e também reduzir a poluição. Maçaricos de plasma tem muitas aplicações incluindo processos químicos e de materiais. Estão sendo aplicados com grande sucesso na metalurgia, sinterização de cerâmica, revestimento de superfícies, tratamentos refratários, corte e solda⁽³⁾.

Neste trabalho foi feita a verificação das leis de escala de projeto do maçarico. Esse maçarico foi projetado, construído e está em funcionamento desde 1984 nessa Universidade; essa tese, portanto, visa somente medidas e algumas aplicações preliminares com esse maçarico já projetado e construído anteriormente. No entanto para tornar este trabalho mais completo foram incluídas considerações sobre teoria e projeto do maçarico e também detalhes da construção do maçarico estudado, que podem ser encontrados neste capítulo I.

As experiências de caracterização para a verificação das leis de escala do projeto do maçarico, são descritas e analisadas no capítulo II. No capítulo III é feito um estudo da Equação de Elenbaas-Heller para o maçarico de plasma e alguns métodos de resolução. Foi dado maior ênfase ao método quase canal de duas ca-

madras. Foram feitas algumas aplicações do maçarico de plasma e três delas estão descritas no capítulo IV. No capítulo V estão as conclusões finais sobre o trabalho como um todo.

I.1. Princípio de Funcionamento

O princípio básico de funcionamento do maçarico de plasma é o "pinch-térmico". Um gás ou uma mistura de gases (ar, nitrogênio, argônio, hidrogênio) é injetado sob pressão em uma câmara e é obrigado a sair através de abertura do anodo. O arco entre o anodo e catodo ioniza parcialmente o gás transformando-o em plasma. A parede fria (resfriada à água) mantém o gás perto dela frio e neutro. O arco é confinado no eixo do canal do anodo. Esse confinamento faz com que a temperatura do eixo aumente, além de estabilizar e controlar o arco, devido ao forte gradiente de temperatura na direção radial.

A densidade de potência do maçarico pode ser da ordem de MW/cm^2 e a densidade de corrente pode ter valores da ordem de 100 A/mm^2 .

I.2. Classificação de Maçaricos

Pode-se classificar maçaricos em três grupos: quanto ao tipo de arco (transferido e não-transferido), quanto ao tipo de estabilização do fluxo de gás e quanto ao tipo de catodo, Figura(1).

I.2.1. Arco Transferido e Não-Transferido

No arco transferido a corrente se fecha pela própria peça que está sendo trabalhada que no caso é transformada no anodo. O

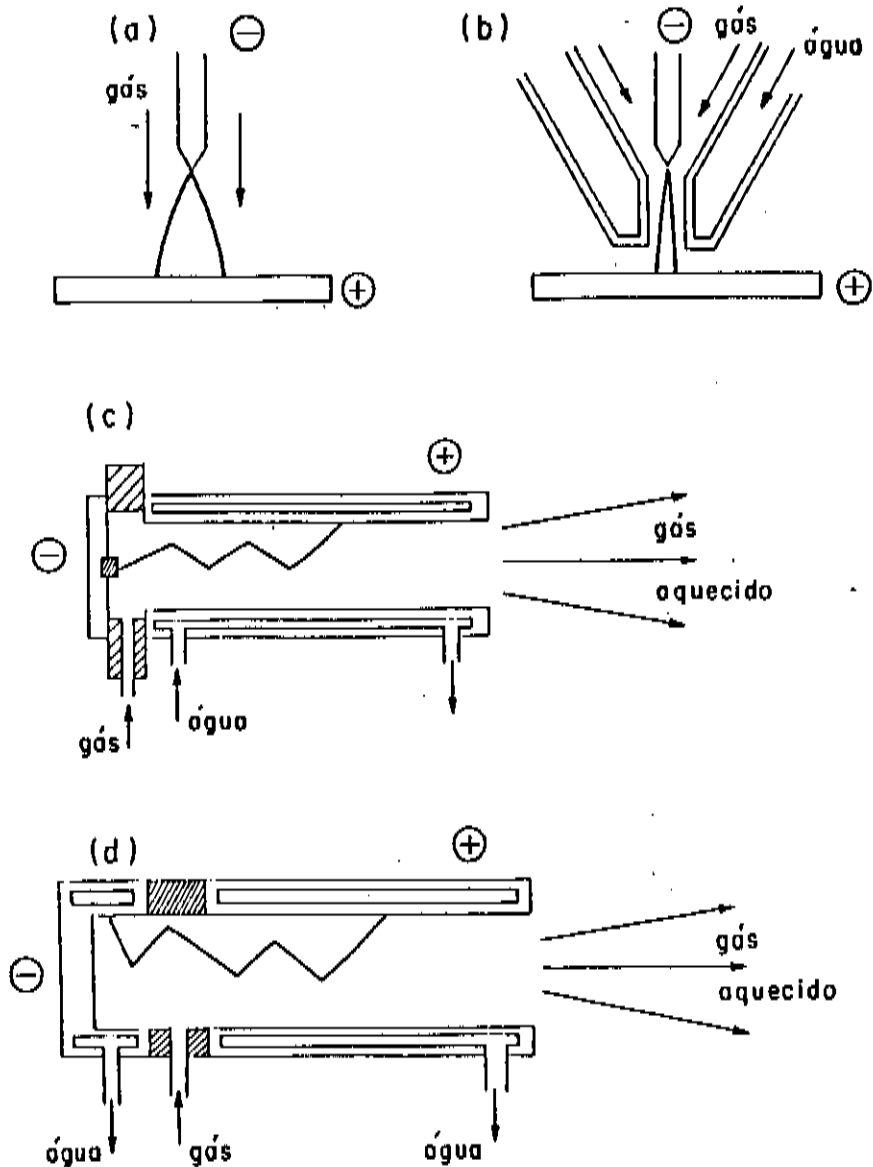


Figura 1 - Esquema para vários tipos de arcos e maçaricos.
 a) arco livre, transferido; b) arco confinado e estabilizado, transferido; c) arco estabilizado, não transferido, catodo quente; d) arco estabilizado, não transferido, catodo frio.

canal de confinamento é eletricamente neutro funcionando apenas como estabilizador do arco. Esses maçaricos são geralmente os de corte, solda e fusão de metais.

No arco não-transferido a corrente se fecha pelo canal refrigerado que é propriamente o anodo. Esses são geralmente os maçaricos para aquecimento de gases, para fins químicos, para esfereoidização de partículas, para deposição de camadas refratárias (plasma spray) e também para os maçaricos de grande potência atualmente propostos para siderurgia.

I.2.2. Estabilização de Fluxo de Gás

Pode-se ter dois tipos de estabilização: axial e vórtice.

Na estabilização axial, o fluxo é laminar e não turbulento, usa-se um dispositivo próximo ao canal garantindo o fluxo laminar axial. Esse tipo de estabilização é utilizado em maçaricos para solda.

Na estabilização por vórtice o fluxo também é laminar e não-turbulento, junto ao catodo é utilizada uma câmara para gerar esse vórtice, com injeção tangencial de gás. Os maçaricos de potência elevada em geral tem estabilização por vortex..

I.2.3. Tipo de Catodo

Pode-se ter catodo quente ou catodo frio.

No caso de catodo quente existe emissão termoiônica de elétrons, por isso usa-se material refratário como: tungstênio, zircônio e háfnio. Geralmente utilizado em maçarico de baixa potência para corte, solda e spray.

No caso de catodo frio, como a emissão de elétrons ocorre por efeito de campo, usa-se uma peça de cobre fortemente resfriada que emite os elétrons. Para se ter um desgaste uniforme do ca-

todo usa-se um fluxo de gás em vórtice e também um campo magnético para forçar o ponto de saída da corrente a girar. Esse tipo de catodo é usado nos maçaricos de alta potência.

1.3. Projeto

O objetivo dessa seção é apenas dar informação sobre o projeto do maçarico de plasma. Esse projeto foi concretizado em data anterior a essa tese e é apresentado aqui para fazer uma comparação cuidadosa com as medidas experimentais e com os resultados obtidos através da solução da equação de Elenbaas-Heller.

1.3.1. Equações de Projeto

Para se descrever todos os fenômenos físicos que ocorrem na coluna do arco é preciso um número grande de equações e variáveis. A alternativa mais simples que se pode pensar é um modelo onde se tenha leis de escala, obtidas a partir da teoria de similaridade. O objetivo dessa teoria é obter a partir de dados experimentais equações mais simples que permitam projetar um maçarico. Estas equações são da forma de um produto do tipo:

$$X = \alpha B^\beta G^\gamma D^\delta \quad (1)$$

onde X, B, G, D, são variáveis encontradas a partir das relações de similaridade e $\alpha, \beta, \gamma, \delta$, são constantes que são determinadas experimentalmente e dependem do gás usado e da geometria do sistema.

Zhukov⁽⁵⁾ determinou várias relações desse tipo para maçaricos de diferentes geometrias. Os pontos principais são resumidos a seguir:

- critério de tensão:

$$S_V = \sigma Vd/I \quad (2)$$

- critério de energia

$$S_i = I^2 / (\sigma h G d) \quad (3)$$

- número de Reynolds

$$R_e = 4G / (\pi \mu d) \quad (4)$$

- número de Knudsen

$$K_n = \lambda_e / d \quad (5)$$

onde V é a tensão do arco, σ a condutividade elétrica, d uma dimensão linear típica, I a corrente, h a entalpia característica do fluxo, G é a vazão de massa do gás, μ a viscosidade e λ_e o caminho médio livre dos elétrons em um dado gás.

A equação (1) então, pode ser escrita da seguinte forma:

$$S_V = \alpha S_i^\beta R_e^\gamma K_n^\delta, \quad (6)$$

e fazendo-se a substituição de (2), (3), (4), (5) em (6), pode-se obter:

$$\frac{Vd}{I} = \alpha \left(\frac{I^2}{\sigma d} \right)^\beta \left(\frac{G}{d} \right)^\gamma \left(\frac{1}{\mu d} \right)^\delta, \quad (7)$$

e usando a transformação no lado esquerdo da equação (7)

$$\frac{d}{I} = \left| \frac{I^2}{(\sigma d)} \right|^{-0,5} \left(\frac{G}{d} \right)^{-0,5}, \quad (8)$$

a equação (7) fica da seguinte forma:

$$V = \alpha \left(\frac{I^2}{\sigma d} \right)^{-\beta'} \left(\frac{G}{d} \right)^{\gamma'} (\mu d)^{\delta'} \quad (9)$$

onde $-\beta' = \beta + 0,5$; $\gamma' = \gamma + 0,5$ e $\delta' = \delta$.

Para um maçarico de geometria cilíndrica com termocatodo, estabilização em vortex e usando ar, Zhukov fornece a seguinte relação:

$$V = 1290 \left(\frac{I^2}{Gd}\right)^{-0,15} \left(\frac{G}{d}\right)^{0,30} (pd)^{0,25} \text{ (Volts)} \quad (10)$$

ou seja, nesta situação particular $\alpha = 1290$, $\beta' = 0,15$, $\gamma' = 0,30$, $\delta' = 0,25$, determinados a partir de dados experimentais. Vê-se então, que dada a pressão p , a vazão G e a geometria, a tensão V como função da corrente I fica completamente determinada, ou seja, é conhecida a característica $V \times I$ do maçarico. O sistema usado é sempre o SI. Pela equação (9) vê-se que a relação de V com I é do tipo:

$$V \sim I^{-0,3} .$$

Essa relação é característica para esse tipo de arco. Note-se o expoente $-0,3^{(5)}$ que será verificado a partir de experimentos.

Para outros tipos de maçarico como os de catodo frio, pode-se ter expoentes com valores diferentes nessa mesma relação. Yas'ko⁽⁴⁾ por exemplo, fornece as seguintes relações para certas condições:

$$\frac{V d \sigma_o}{I} = 0,71 (I^2 / G d \sigma_o h_o)^{-0,84}$$

para correntes baixas e

$$\frac{V d \sigma_o}{I} = 3,39 (I^2 / G d \sigma_o h_o)^{-0,62}$$

para correntes altas. De novo as unidades são SI e σ_o e h_o são definidas na Referência 4.

1.3.2. Eficiência Térmica

Depois da característica de tensão-corrente, o parâmetro mais importante de um maçarico de plasma é a eficiência de transformação de energia elétrica em térmica. Esse parâmetro depende da interação do gás aquecido com a parede refrigerada da câmara do arco elétrico.

Para obtenção de uma maior eficiência é necessário que o comprimento do eletrodo de saída seja ligeiramente maior que o maior comprimento do arco. Essa condição só é válida quando o maçarico de plasma é calculado para um regime de trabalho específico, consumo de gás, corrente do arco e outros parâmetros que permanecem constantes. Se por motivos tecnológicos é necessário que se mude as condições de operação, então, o comprimento do eletrodo de saída deve ser reexaminado.

O coeficiente de rendimento térmico que caracteriza a eficiência do maçarico de plasma é uma relação da potência térmica do escoamento na saída do maçarico com a potência aplicada no arco elétrico. Dessa forma tem-se:

$$UI\eta = GAh \quad (11)$$

onde Δh = variação da entalpia do ar correspondente a uma variação de temperatura de entrada e saída. η dependerá da intensidade da troca térmica do gás aquecido com a parede refrigerada da câmara do arco elétrico.

Da literatura (Zhukov⁽⁵⁾), através da teoria de similaridade e das equações já mencionadas pode-se obter uma relação da seguinte forma:

$$\frac{1 - \eta}{\eta} = 5,85 \times 10^{-5} \left(\frac{I}{Gd}\right)^{0,27} \left(\frac{G}{d}\right)^{-0,27} (pd)^{0,3} \left(\frac{\ell}{d}\right)^{0,5} \quad (12)$$

onde ℓ é o comprimento do anodo.

Caracteriza-se, então, a eficiência térmica para um maçarico a ar com uma geometria linear cilíndrica e catodo termoiônico. As unidades utilizadas são as do SI. Nota-se por essa equação que a eficiência térmica além da dependência dos parâmetros já mencionados irá depender de modo decrescente com a corrente e de modo crescente com a vazão.

Para o maçarico projetado na Unicamp foram escolhidas as seguintes características:

- ar comprimido como gás de trabalho;
- 30 kW como potência aplicada;
- $T_S = 3000$ K para temperatura de saída.

O resultado obtido foi a seguinte:

$$V = 400 \text{ V}$$

$$I = 82 \text{ A}$$

$$d = 1,0 \times 10^{-2} \text{ m}$$

$$G = 5,8 \text{ g/s}$$

A curva apresentada a seguir é a do projeto e mostra de acordo com a equação (11), os resultados obtidos. Ver Figura (2).

Uma característica básica é que a fonte de potência precisa ser uma fonte de corrente e não tensão, pois como mostra a Fig. (2) e a equação (10), a tensão cai com a corrente, mostrando que o maçarico tem uma impedância diferencial negativa, como a maioria dos arcos elétricos. A impedância diferencial negativa exige uma limitação de corrente que seja feita pela própria fonte de potência, pois o uso de resistências limitadoras inviabilizaria economicamente a utilização dos maçaricos.

Para completar o projeto do anodo é preciso considerar o aspecto remoção de calor. Supondo, por exemplo, uma eficiência de 75% no ponto do projeto existe uma perda de 25%, então é necessário a remoção desse calor. A perda é própria do processo de arco

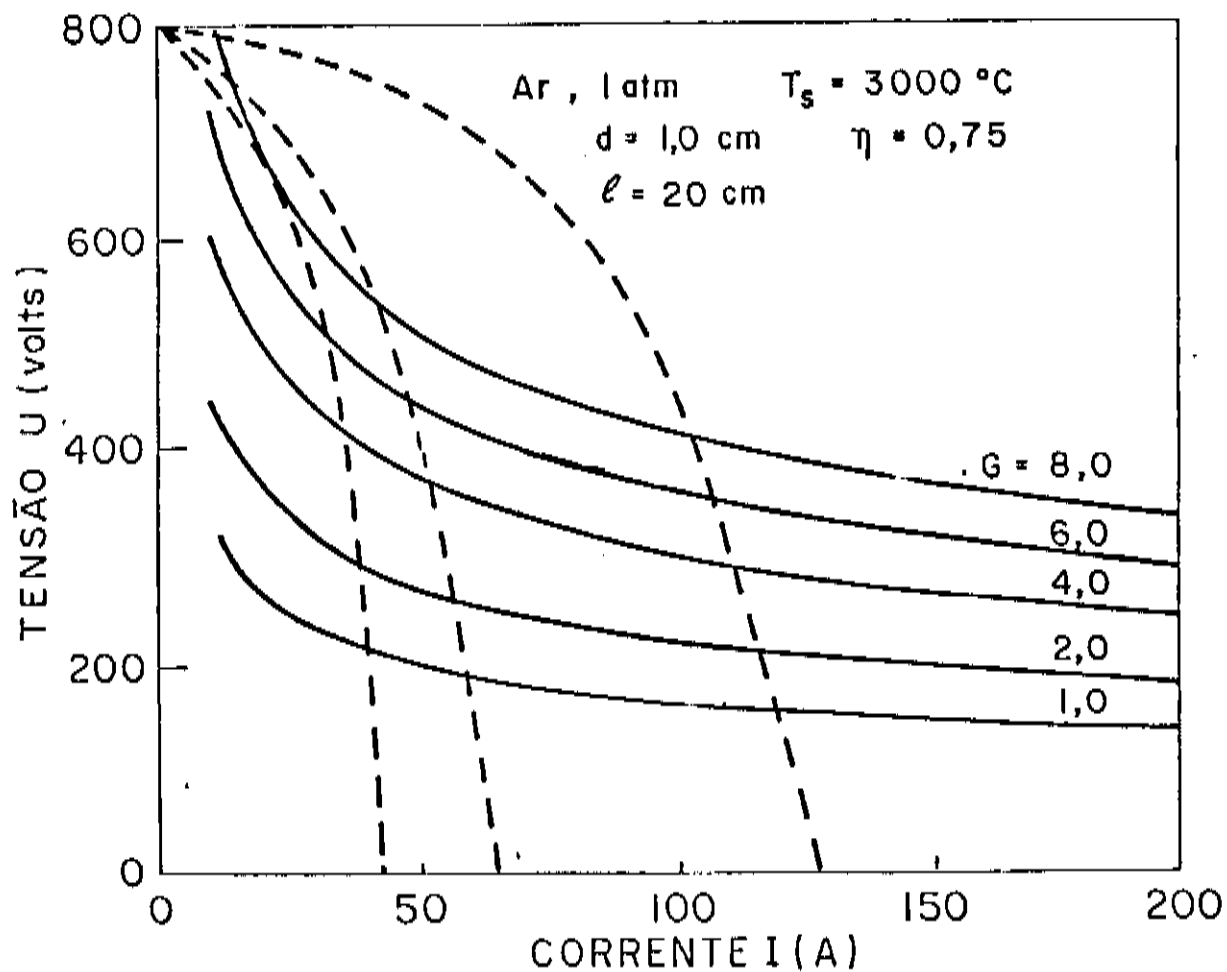


Figura 2 - Característica de operação $V \times I$ do maçarico para várias vazões G . As linhas tracejadas indicam características da fonte controlada de corrente, as duas últimas da direita são para 20 kW e 40 kW.

não-transferido, pois, a estabilização é feita pelo "pinch-térmico", ou seja, pela parede fria. Tem-se a seguinte equação:

$$\dot{q} = (1 - \eta)W \quad (13)$$

onde \dot{q} é o calor a ser removido pela água de refrigeração.

Para paredes resfriadas a água com vazão \dot{m} vem:

$$\dot{q} = \dot{m} c \Delta T \quad (14)$$

\dot{m} em g/s, c o calor específico da água com valor de 4,12 J/g.K e ΔT em kelvins.

É importante garantir um escoamento turbulento no trocador de calor, e para um anel fino de área $\pi d \Delta$, a velocidade da água V_a deve ser entre 1 e 10 m/s⁽⁵⁾. Para o caso desse maçarico $V_a = 1,2$ m/s, o número de Reynolds obtido é:

$$R_e = \frac{V_a \Delta}{d} \sim 1,4 \times 10^4$$

o que garante um escoamento d'água turbulento.

Outro aspecto a enfatizar é a dimensão da câmara de vortex. A vazão do projeto é de 6 g/s. Zhukov recomenda uma velocidade de injeção da ordem de $C_s/2$, com C_s a velocidade do som. A fim de gerar um vortex uniforme usam-se quatro furos, o diâmetro calculado desses furos é de 2,5 mm.

1.3.3. Abertura do Arco

O arco é iniciado através de um eletrodo auxiliar (3º pino) ao qual é aplicada uma descarga de rádio-frequência de 6 kV com uma corrente de alguns miliamperes. O disparo é feito com fluxo pequeno de gás. É interessante utilizar uma mistura de ar com argônio, porque o argônio sendo um gás monoatômico exige menor

energia para ionização. Uma vez obtido o arco, aumenta-se o fluxo de ar e a potência da fonte para o ponto de operação desejado.

1.3.4. Construção e Montagem

A configuração dos eletrodos do maçarico construído é axial, sendo o catodo do tipo quente e o anodo é cilíndrico com refrigeração a água. O catodo utilizado aqui é uma pastilha de tungstênio ou zircônio, embutida em um disco de cobre resfriado a água, o conjunto pesando da ordem de 68 gramas.

O anodo é feito de cobre com comprimento de 20 cm ou 15 cm e diâmetro de 1,0 cm.

O maçarico possui duas entradas e duas saídas de água e uma de gás.

O anodo é encaixado e aparafusado na peça de latão por onde entra o gás, essa peça é separada do catodo por um isolante de nylon, dentro do qual está a câmara de vortex também de nylon.

Esse maçarico fica num suporte também de latão.

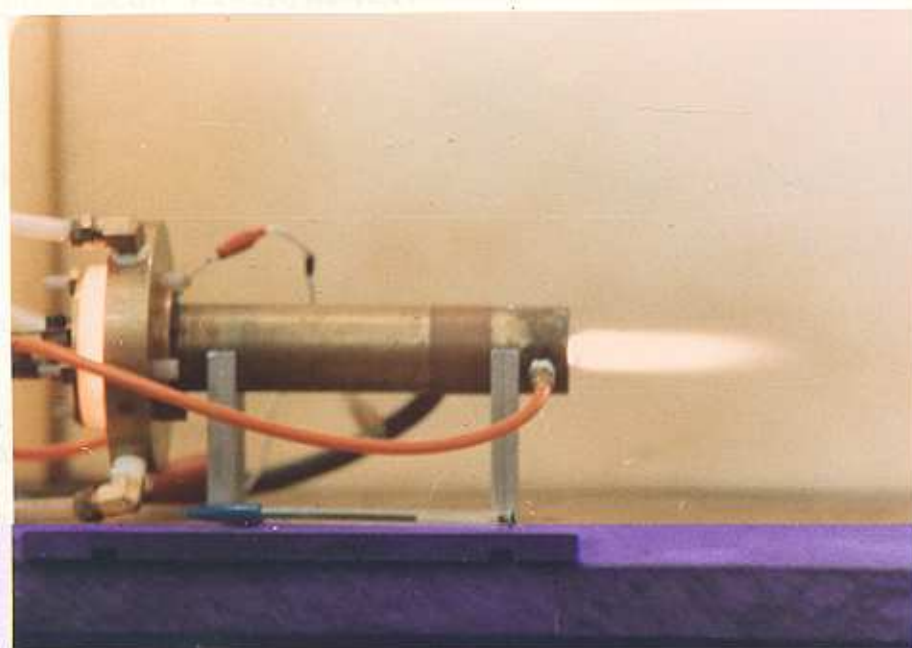


Figura 3 - Maçarico de aquecimento em operação

CAPÍTULO 11

Característica Tensão X Corrente e
Eficiência TérmicaII.1. Introdução

O objetivo desse trabalho é a caracterização do maçarico de plasma para aquecimento de 30 kW de potência, cujo projeto foi descrito no fim do capítulo anterior.

Foram feitas medidas de tensão e corrente com vazões diferentes a fim de se plotar curvas de tensão e corrente para verificação das leis de escala apresentada no projeto.

As finalidades das experiências de caracterização são:

- 1) obter curvas para verificação das relações utilizadas no projeto do maçarico (leis de escala);
- 2) medir a eficiência térmica do maçarico e conseqüentemente a sua viabilidade para uso industrial.

II.2. Instalação Experimental

Foi montada no Laboratório de Plasma uma infra-estrutura apropriada para a operação de um maçarico de plasmas, com os seguintes pontos:

- um transformador trifásico de 500 kVA dedicado diretamente da linha de 11,9 kV, baixando para 220 V. A linha de baixa tensão tem capacidade para 600 A, por fase, e é controlada dentro do laboratório com uma chave trifásica, blindada, a seco, para liga-desliga sem carga. Existem fusíveis lentos (500 V, 600 A) logo após o transformador e fusíveis lentos logo após a chave trifásica;

- torre de refrigeração com vazão de $7 \text{ m}^3/\text{hora}$, pressão máxima de $0,6 \text{ Kg/cm}^2$ e pressão de trabalho 4 libras/pol²;
- compressor de ar com vazão de $150 \text{ m}^3/\text{h}$ e pressão de 7 atmosferas, com reservatório de 500 litros. A linha é de tubo galvanizado (diâmetro de 1/2 polegada), com purgadores automáticos. Existe também um filtro de água, óleo (Norgren, modelo F-12-600 M3TA) e um regulador de pressão (Norgren, modelo R12-600-RN1A), pressão primária até 14 atmosferas e secundária até 7 atmosferas. Este regulador admite vazões de até 45 l/s ($160 \text{ m}^3/\text{h}$).

Esta infra-estrutura elétrica, hidráulica e pneumática é completamente satisfatória para o maçarico de 30 kW e pode mesmo operar com maçaricos de até 200 kW.

A fonte de potência foi projetada especialmente para o maçarico e construída sob encomenda pela Bambozzi S/A., de Matão, São Paulo. Trata-se essencialmente de um "transformador de solda-TIG" modificado para dar alta tensão e baixa corrente. É alimentada com 220 V, 3 Ø, 60 Hz e a saída é contínua, com corrente regulável de 0 a 120 A. A tensão em aberto é de 900 V, e é refrigerada a ar. O controle de corrente é feito por saturação de núcleo magnético. A fonte tem também um pequeno gerador de RF (3 kHz e 6 kV) para a faísca inicial de disparo do maçarico. A própria fonte incorpora medidores de tensão e corrente de saída. Existe também uma chave liga-desliga da fonte, com um disjuntor Siemens, que opera sob carga.

O fluxo de ar é medido com um rotâmetro de bilha (Allinox CF50500) com válvula de agulha para controle do fluxo, tendo acoplado ainda um manômetro, pois é necessário conhecer a pressão a fim de se obter o fluxo de massa a partir da leitura do rotâmetro. Note-se que os rotômetros, a bilha frequentemente calibrados para água, sendo necessário a conversão apropriada para fluxos de

gases.

O fluxo de água foi medido em circuito aberto, sendo obtido 6 l/min. Este valor foi considerado constante para todas as experiências. As temperaturas de entrada e saída da água foram medidas com termômetros comuns de mercúrio, com precisão de 0,5 °C. A refrigeração do anodo e do catodo é feita em separado com mangueiras longas para evitar que a água (comum da rede pública) sirva como condutor entre o anodo e o catodo.

Ao maçarico estão então ligados os cabos de potência, as mangueiras de água e a mangueira de ar. O cabo positivo é aterrado, pois está ligado ao anodo que forma a carcaça do dispositivo, sendo que a fonte foi projetada tendo em vista que qualquer das saídas poderiam ser aterrados. Um esquema é apresentado na figura 4.

II.3. Experiências de Caracterização

Para essa experiência foi usado o maçarico de 30 kW de potência, o comprimento do anodo de 20 cm e o diâmetro do anodo de 1,0 cm. O catodo utilizado foi uma pastilha de tungstênio ou zircônio, embutida em um disco de cobre e o gás utilizado foi o ar comprimido.

A experiência é feita variando-se a intensidade de corrente e medindo-se a tensão, fazendo-se uma varredura no intervalo de $I_{\text{máx}} = 120 \text{ A}$ a $I_{\text{mín}} = 40 \text{ A}$. Para uma dada vazão estabelecida (variando no intervalo de 2,0 g/s a 13,0 g/s) obtém-se valores de corrente e tensão necessários para se plotar gráficos do tipo tensão como função da corrente. Pode-se então, fazer uma verificação das leis de escala do projeto. Mede-se também a pressão do gás para se calcular o fluxo de massa do ar e a temperatura de entrada e saída da água para o cálculo da eficiência térmica.

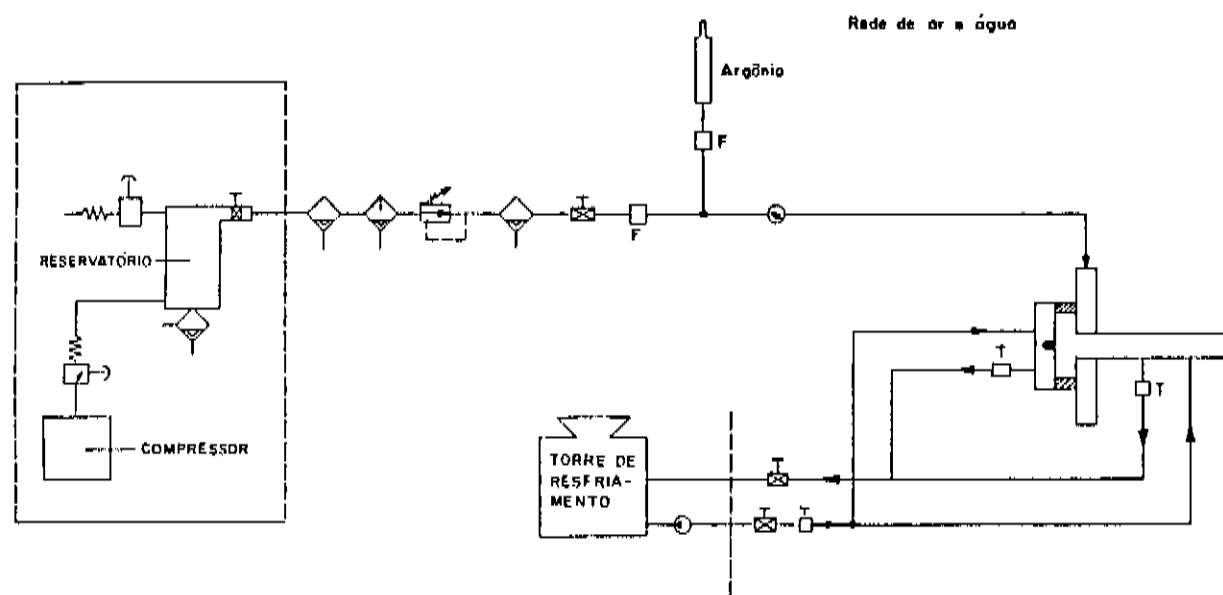
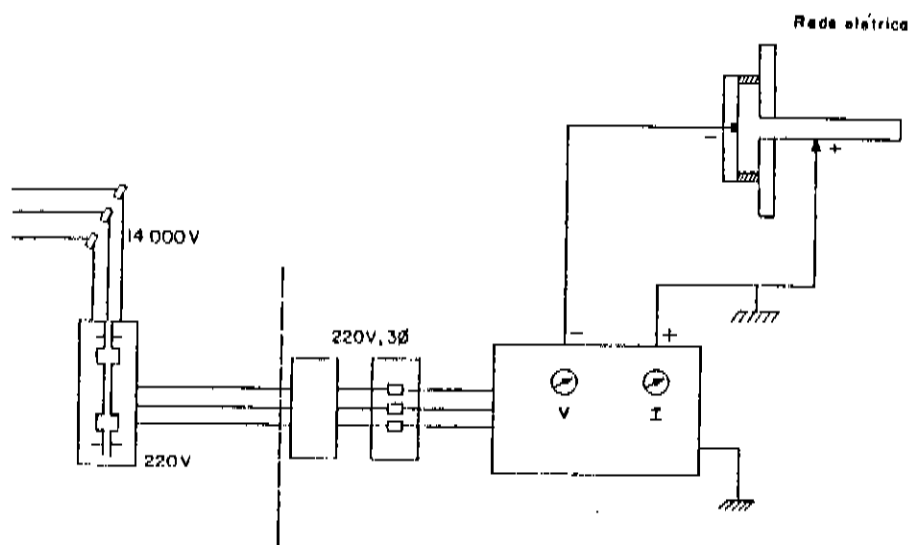


Figura 4 - Instalação Experimental

II.4. Resultados Experimentais

Para se verificar as relações usadas no projeto do maçarico, equações (10) e (12), foram feitas várias experiências de modo já descrito com a medição de parâmetros apropriados. Fez-se experiências com câmara de vortex com furos tangenciais de diâmetros diferentes (1mm, 2mm e 3mm). Serão apresentados os resultados experimentais obtidos com a câmara de vortex com furos tangenciais de diâmetro de 1 mm e 2 mm. Os resultados das experiências com câmara de vortex com furos tangenciais de 3 mm de diâmetro (maior que o previsto teoricamente) não serão mostrados, porque a operação do maçarico com essa câmara de vortex não apresentou estabilidade e uniformidade de funcionamento.

Os resultados estão indicados nas tabelas I e II, a tabela I corresponde às medidas feitas com câmara de vortex com 4 furos tangenciais de diâmetro de 2 mm e a tabela II medidas feitas com a câmara de vortex com 4 furos tangenciais de diâmetro 1 mm. O diâmetro dos furos das duas câmaras é menor do que o do projeto, porém, a experiência mostrou que diâmetros menores garantiam maior estabilidade de operação. O estado de corrosão do catodo é outro ponto importante na operação do maçarico; pois essa corrosão leva a uma queda de tensão e conseqüentemente uma menor potência. Como as perdas são proporcionais à corrente, então, a eficiência varia com o estado do catodo. Para se manter o nível de potência com o catodo gasto é necessário manter a corrente elevada e nesse caso, tem-se menor eficiência térmica.

A partir dos dados das tabelas I e II foram feitas as figuras (5 e 6) em papel log x log.

A figura (5) mostra os resultados de uma experiência com câmara de vortex com furos tangenciais de 2 mm de diâmetro que é o mais próximo do diâmetro do projeto. Foi feita uma regressão li

Vazão 5,7 g/s					
I (A)	V (V)	P(Kgf/cm ²)	$\Delta T^{\circ}\text{C}$	W (kW)	η %
120	200/220	0,8	23,0	25,2	64
110	220	0,8	4,5	24,2	65
100	240	0,8	20,0	24,0	65
90	240	0,75	18,5	21,6	64
80	240/260	0,7	16,5	19,2	64
70	260	0,7	14,5	18,2	67

Vazão 8 g/s					
I (A)	V (V)	P(Kgf/cm ²)	$\Delta T^{\circ}\text{C}$	W (kW)	η %
120	260	1,8	23,0	31,20	70
110	260	1,4	21,5	28,6	68
100	260/286	1,35	19,5	26,0/28,0	69
90	280	1,35	18,0	25,2	70
80	280/300	1,3	16,0	22,4	70
70	300	1,3	15,5	21,0	69
60	320	1,25	13,0	16,0	72

Vazão 10,3 g/s					
I (A)	V (V)	P(Kgf/cm ²)	$\Delta T^{\circ}\text{C}$	W (kW)	η %
110	340	2,4	26,5	37,4	70
100	360	2,25	24,5	36,0	71
90	360/380	1,95	22,50	32,4	71
80	380	1,9	20,50	30,4	72
70	400	1,9	20,50	28	72

Vazão 13,2 g/s					
I (A)	V (V)	P(Kgf/cm ²)	$\Delta T^{\circ}\text{C}$	W (kW)	η %
100	380/400	2,65	25,5	38/40	73
90	400/420	2,6	24,0	36/37,8	72
80	440	2,55	21,50	35,2	74
70	460	2,55	21,50	32,2	72

Tabela I - Medidas feitas com o maçarico operando com a câmara de vortex com furos de 2 mm. Para cada vazão de ar são medidas a corrente I, a tensão V, a pressão na linha P, a variação de temperatura da água. São calculadas a potência W e a eficiência térmica η .

Vazão 2,8 g/s					
I (A)	V (V)	P(Kgf/cm ²)	$\Delta T^{\circ}\text{C}$	W (kW)	$\eta\%$
100	220	0,45	18,5	22,0	65
90	240	0,45	17,5	21,6	66
80	260	0,45	16,5	20,8	67
70	260/240	0,45	16,5	18,2	67

Vazão 4,6 g/s					
I (A)	V (V)	P(Kgf/cm ²)	$\Delta T^{\circ}\text{C}$	W (kW)	$\eta\%$
120	240	1,00	23,5	28,8	65
110	260	1,00	23	28,6	58
100	260	1,00	26,0	26,0	58
90	290	0,95	18,50	26,0	70
80	290	0,90	17,5	23,2	68
70	300/320	0,90	15,5	21/22,4	70

Vazão 8,4 g/s					
I (A)	V (V)	P(Kgf/cm ²)	$\Delta T^{\circ}\text{C}$	W (kW)	$\eta\%$
120	300	2,3	28,5	36	66
100	340	2,2	26,0	34	67
90	360	2,0	18,5	28,8	73
80	380	2,2	18,5	30,4	64

Vazão 13,7 g/s					
I (A)	V (V)	P(Kgf/cm ²)	$\Delta T^{\circ}\text{C}$	W (kW)	$\eta\%$
116	300	3,30	22,5	34,8	72
100	340	3,15	20,5	34,0	72
90	380	3,0	19	34,2	76
80	400	3,0	19	32,0	75

Tabela II - Medidas feitas com maçarico operando com a câmara de vortex com furos de 1 mm. Para cada vazão de ar são medidas a corrente I, a tensão V, a pressão na linha P, a variação de temperatura da água. São calculadas a potência W e a eficiência térmica η .

near e os resultados (inclinação e coeficiente de correlação) estão na tabela inserido na figura (5). Pode-se notar que para as vazões de 5,7 g/s, 8,0 g/s e 12,7 g/s, os coeficientes angulares são: -0,34, -0,36 e -0,33 respectivamente. Para a vazão de 13,2 g/s (dobro do valor do projeto), o coeficiente angular da reta é de -0,56. Como pode ser notado, os coeficientes são da ordem de -0,3 como foi previsto na teoria, com um erro de 20%, com exceção do coeficiente angular da reta de maior vazão (13,2 g/s e $\alpha = -0,56$). Outro ponto a ser observado, é o fato de que todos os pontos experimentais formam realmente uma reta, o que é verificado através do coeficiente de correlação sempre maiores que 0,95.

A mesma experiência é feita com câmara de vortex com furos tangenciais com diâmetro de 1 mm (diâmetro abaixo do valor de projeto) e os resultados estão na figura (6). Nota-se que os coeficientes angulares das retas para as vazões dadas estão no intervalo de -0,48 a -0,78, bastante diferente do -0,3 da lei de escala. No entanto, a experiência mostra que quando se trabalha com câmara de vortex com furos tangenciais de 1 mm, o maçarico apresenta funcionamento mais uniforme, o que se pode notar nas curvas, quanto à pequena distância entre elas, mostrando a pouca variação de tensão nas determinadas vazões.

Pode-se concluir que a dependência do tipo $V \sim T^{-\alpha}$ é correta, porém o valor de α não é uma constante, indicando a existência de outros parâmetros influenciando no expoente, parâmetros estes ainda desconhecidos.

Outro parâmetro importante a ser analisado é a eficiência térmica. Nas tabelas I e II são mostradas os coeficientes de rendimento térmico calculados a partir de dados das experiências com câmara de vortex com furos tangenciais de diâmetro de 1 mm e outra câmara de vortex com furos tangenciais de diâmetro de 2 mm.

Os coeficientes foram calculados a partir da equação (14)

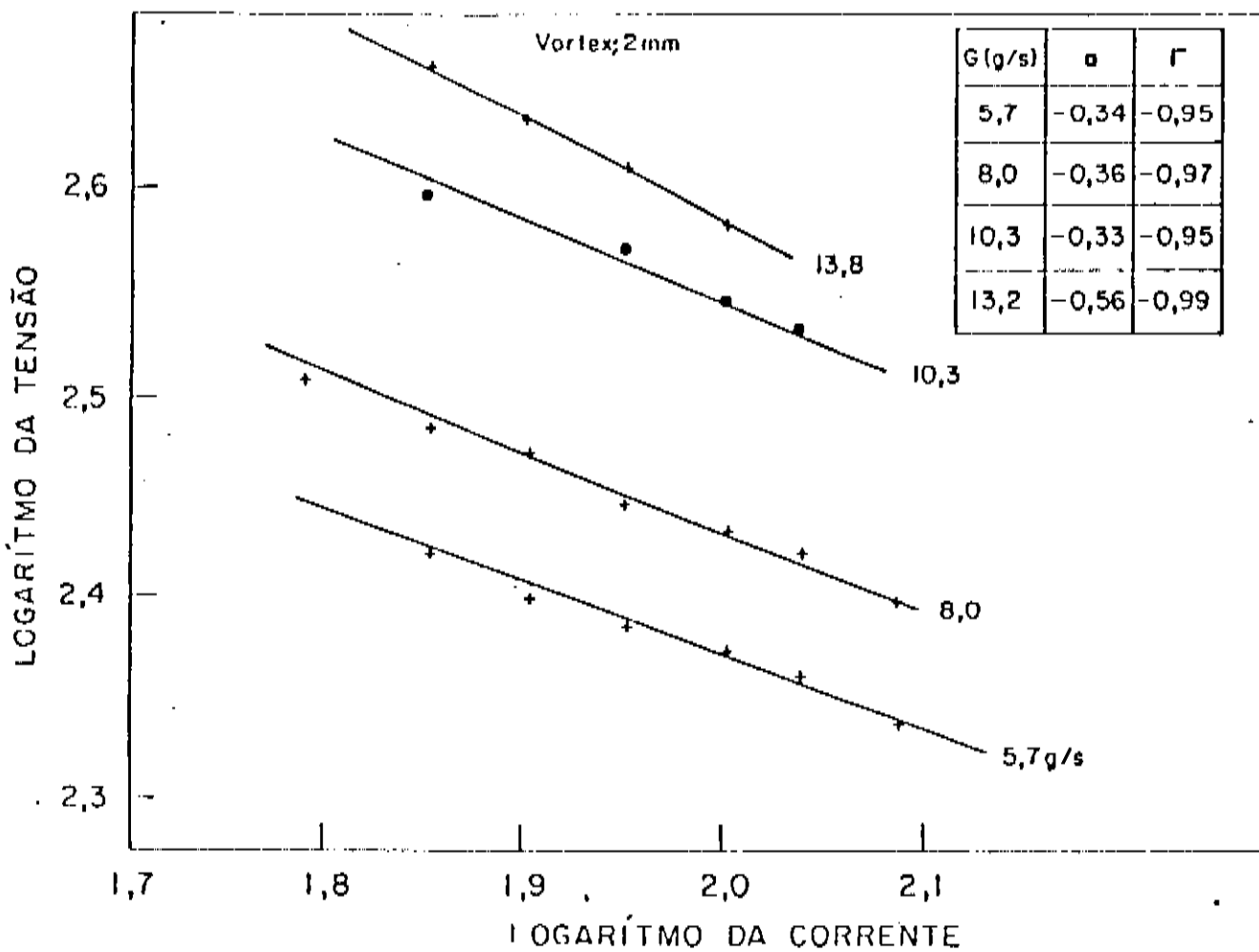


Figura 5 - Retas da função $V \times I^{-\alpha}$ em papel log-log com dados da tabela I, com o coeficiente angular para cada reta obtidos com regressão linear. Câmara de vortex com furos de 2 mm.

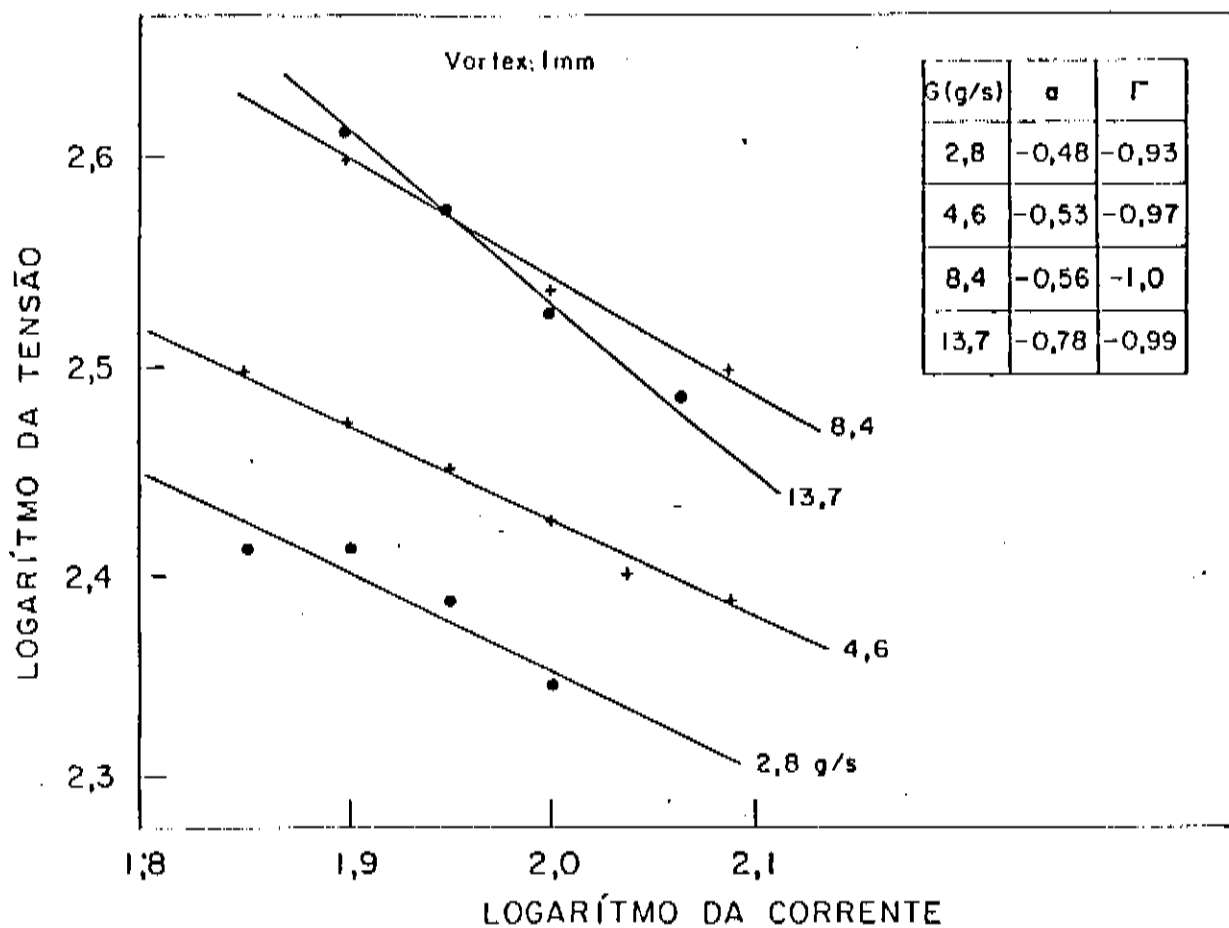


Figura 6 - Retas da função $V \times I^{-\alpha}$ em papel log-log com dados da tabela II, com o coeficiente angular para cada reta obtidos com regressão linear. Câmara de vortex com furos de 1 mm.

e para tal, foram medidos as temperaturas de entrada e saída da água (para cada vazão de gás) e a vazão de água em circuito aberto (6 l/min). Usou-se o calor específico da água $C_p = 4,18 \text{ J/g}^\circ\text{K}$.

Para a câmara de vortex com furos tangenciais de diâmetro de 2 mm (tabela I) e câmara de vortex com furos tangenciais de diâmetro de 1 mm (tabela II), nota-se os valores dos coeficientes de rendimento térmico são da ordem de 70%.

As tabelas III e IV mostram os coeficientes de rendimento térmico calculados a partir da lei de escala equação (12), onde foram usados os seguintes dados: pressão ($P = 1 \text{ atm}$), diâmetro ($d = 1,0 \times 10^{-2} \text{ m}$), comprimento do anodo ($l = 20 \times 10^{-2} \text{ m}$) e vazão (G) dada para cada caso.

A tabela III apresenta os coeficientes de rendimento térmico para câmara de vortex com furos tangenciais de diâmetro de 2 mm e observa-se que são da ordem de 60% a 70%. Para a câmara de vortex com furos tangenciais de 1 mm (tabela IV), os coeficientes se comportam de maneira a estarem no intervalo de 60% a 80%. Para vazões altas, os coeficientes são da ordem de 80%.

A tabela III apresenta a comparação dos resultados experimentais e teóricos. Observa-se um erro em geral de 10% para câmara de vortex com furos tangenciais de 2 mm. Na tabela IV também faz-se essa mesma comparação para câmara de vortex com furos tangenciais de 1 mm, nota-se erro de em média 15%. É possível que essa discrepância nos resultados deva-se principalmente ao fato de não se ter uma medida precisa da vazão de água. A medida foi feita em circuito aberto e é possível uma redução razoável do fluxo com circuito fechado (a impedância aumenta). Esse erro pode ser diminuído se for instalado um fluxômetro diretamente no circuito para água, permitindo a leitura constante da vazão de água.

Se a tabela III for observada (câmara de vortex com furos tangenciais de 2 mm) nota-se que os valores dos coeficientes de ren

Vazão 5,7 g/s			
I (A)	η (T)	η (medido)	$\Delta\eta\%$
120	0,69	0,64	7
110	0,70	0,63	10
100	0,71	0,65	8
90	0,72	0,64	11
80	0,73	0,64	12
70	0,74	0,67	9

Vazão 8 g/s			
I (A)	η (T)	η (medido)	$\Delta\eta\%$
120	0,72	0,70	3
110	0,73	0,68	7
100	0,74	0,69	7
90	0,75	0,70	7
80	0,76	0,70	8
70	0,78	0,69	12
60	0,79	0,72	9

Vazão 10,3 g/s			
I (A)	η (T)	η (medido)	$\Delta\eta\%$
110	0,76	0,70	8
100	0,77	0,71	8
90	0,78	0,71	8
80	0,79	0,72	9
70	0,80	0,72	10

Vazão 13,2 g/s			
I (A)	η (T)	η (medido)	$\Delta\eta\%$
100	0,79	0,73	8
90	0,80	0,72	10
80	0,81	0,74	9
70	0,82	0,72	12

Tabela III - Valores da eficiência térmica em função da corrente para várias vazões de ar. $\eta(T)$ é calculada com a Eq.(12) e η (medido) com os dados experimentais, $\Delta\eta$ é o desvio em percento. Câmara de ¹¹vórtex com furos de 2 mm.

Vazão 2,8 g/s			
I (A)	η (T)	η (medido)	$\Delta\eta\%$
100	0,62	0,65	5
90	0,63	0,66	5
80	0,65	0,66	3
70	0,67	0,67	0

Vazão 4,6 g/s			
T (A)	η (T)	η (medido)	$\Delta\eta\%$
120	0,66	0,65	2
110	0,67	0,58	13
100	0,68	0,58	15
90	0,69	0,70	1
80	0,71	0,68	4
70	0,72	0,70	3

Vazão 8,4 g/s			
I (A)	η (T)	η (medido)	$\Delta\eta\%$
120	0,73	0,66	10
100	0,75	0,67	11
90	0,76	0,73	4
80	0,77	0,64	17

Vazão 13 g/s			
I (A)	η (T)	η (medido)	$\Delta\eta\%$
116	0,78	0,72	8
100	0,79	0,72	9
90	0,80	0,76	5
80	0,81	0,75	7

Tabela IV - Valores da eficiência térmica em função da corrente para várias vazões de ar. $\eta(T)$ é calculada com a Eq.(12), $\eta(\text{medido})$ com os dados experimentais e $\Delta\eta$ é o desvio em percento. Câmara de vortex com furos de 1 mm.

dimento estão mais próximos dos 75% esperado no Projeto. Para a câmara de vortex de furos tangenciais de diâmetro de 1 mm esses valores estão inferiores ao do projeto. Nota-se que para vazões de ar maiores, tem-se um gradiente de temperatura maior e uma tensão também maior, tem-se também maior rendimento, isso ocorre para os dois tipos de câmara de vortex utilizados nas experiências.

II.5. Tempo de Vida dos Eletrodos

O anodo é uma peça de cobre comercial de 18 cm de comprimento e abertura de diâmetro de 1,0 cm.

O catodo é uma pastilha de tungstênio ou zircônio embutida em uma peça de cobre comercial que funciona como sumidouro de calor. O catodo é resfriado à água, que circula por trás da peça de cobre. Essa peça foi concebida como sendo descartável, pois sabe-se que o tungstênio e o zircônio não são materiais apropriados para emissão termoiônica em atmosfera oxidante.

A taxa de corrosão do catodo pode ser definida como a massa perdida dividida pela carga total emitida, ou seja,

$$G = \frac{\Delta m}{\Delta Q}$$

e lembrando que: $I = \frac{\Delta Q}{\Delta t}$,

então,

$$\Delta Q = I \Delta t$$

e pode-se escrever:

$$G = \frac{\Delta m}{I \Delta t}$$

Os catodos são numerados e são pesados antes de cada experiência. Depois da experiência terminada o catodo é pesado outra

vez e faz-se a diferença para medir a massa perdida. O tempo é cronometrado em cada experiência para se fazer os devidos cálculos.

A partir da fórmula apresentada anteriormente e com os dados das experiências, foi calculada a taxa de corrosão para os catodos de tungstênio e zircônio.

Foram obtidos valores na faixa de 5×10^{-8} a 2×10^{-7} g/C para a primeira hora de uso de catodos de zircônio e na faixa de $2,8 \times 10^{-7}$ a $3,4 \times 10^{-7}$ g/C para catodos de tungstênio, também para a primeira hora de uso. Estes resultados foram todos obtidos em experiência com cerca de uma hora de duração e com corrente constante de 100 A. É interessante observar que a diferença das taxas de corrosão entre os dois metais é menor que o esperado. Uma possível explicação seria o diâmetro dos catodos. Os catodos de zircônio usados nessas medidas tinham diâmetro de 6 mm e os de tungstênio tinham 2 mm. A corrosão varia com a eficiência de remoção de calor e o diâmetro maior dificulta esta remoção, pois tanto o zircônio como o tungstênio não conduzem calor tão bem quanto o cobre. As taxas de corrosão obtidas para a segunda e terceira hora de funcionamento de alguns catodos, são maiores por um fator de 10. Aqui pode ocorrer que a taxa de corrosão pode ser a mesma, mas fragmentos do catodo são removidos quando do disparo inicial do maçarico. Comparando os nossos resultados com os da referência (3), que por sua vez cita Zhukov, vê-se que as taxas de corrosão obtidas estão de 5 a 10 vezes acima dos valores esperados. De novo, as diferenças podem ser atribuídas a dificuldade de se obter bom contato térmico entre a pastilha de metal refratário e a peça de cobre.

CAPÍTULO III

Teoria

Nesse capítulo será mostrada a resolução da equação de Elenbaas-Heller aplicando-se algumas técnicas para resolvê-la. Foi dado maior ênfase ao método quase canal de duas camadas⁽¹¹⁾.

O objetivo para o estudo desse método é o cálculo de parâmetros internos do maçarico a partir das medidas dos parâmetros externos e obter uma estimativa para a temperatura do arco $T = T(r)$.

Os parâmetros externos são: corrente, tensão e potência, os internos são considerados: condutividade térmica, condutividade elétrica, potencial de condução térmica e a temperatura.

III.1. A Equação de Elenbaas-Heller para o Arco Elétrico

Para se determinar o comportamento de uma coluna de plasma, é necessário a resolução das equações de conservação da massa, do momento e da energia com condições de contorno apropriadas, desde que, o estado termodinâmico do plasma e os coeficientes de transporte sejam conhecidos.

O plasma é considerado em equilíbrio termodinâmico local, ou seja, os coeficientes de transporte dependem somente da temperatura. As equações para esse modelo são as de um só fluido. Em coordenadas cilíndricas, com simetria axial $\partial/\partial\phi = 0$ e no estado estacionário $\partial/\partial t = 0$, podem ser escritas da seguinte forma:

$$\text{massa: } \frac{\partial}{\partial z} (\rho v_z) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho v_r) = 0 \quad (15)$$

$$\text{momento: } \rho \left[v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} + v_r \frac{\partial v_z}{\partial r} \right] = - \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{1}{r} (r \mu \frac{\partial v_z}{\partial r}) \quad (16)$$

$$\text{energia: } \rho (v_z \frac{\partial h}{\partial z} + v_r \frac{\partial h}{\partial r}) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \frac{\lambda}{C_p} \frac{\partial h}{\partial r}) + \sigma E^2 - P_r \quad (17)$$

$$\text{lei de Ohm: } J = \sigma(T) E \quad (18)$$

onde ρ é a densidade de massa, v_z a componente axial da velocidade, v_r a componente radial da velocidade, p a pressão, E é o campo elétrico, h a entalpia do plasma, μ a viscosidade, λ a condutividade térmica, σ a condutividade elétrica, C_p o calor específico à pressão constante, P_r a energia radiativa emitida por unidade de volume e tempo.

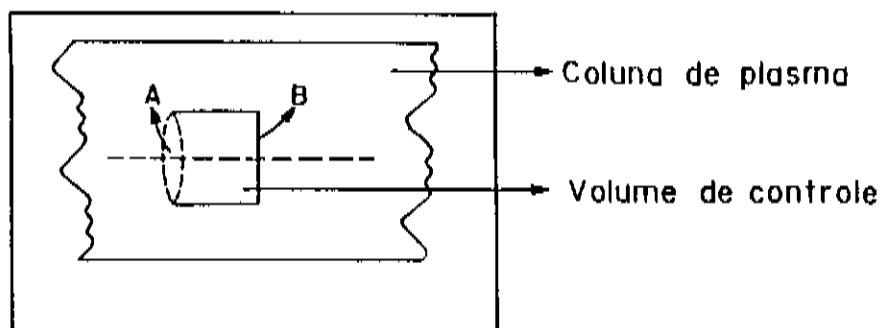
O plasma pode ser tratado como um gás perfeito, tal que:

$$h - h_0 = \int_{T_0}^T C_p dt \quad (19)$$

$$p = \sum_r n_r kT \quad (20)$$

onde k é a constante de Boltzmann e n_r a densidade das partículas das várias espécies (elétrons, íons e partículas neutras). A resolução das equações de conservação é difícil, mas possível de ser feita numericamente. Por exemplo, Watson e Pegot⁽⁶⁾ resolveram estas equações para um maçarico de nitrogênio, com fluxo axial de gás⁽⁶⁾. Também Pfender resolveu o sistema completo na região vizinha do anodo⁽⁷⁾. Recentemente Tsui⁽⁸⁾ resolveu as equações de transporte numa situação axisimétrica e um fluxo axial de gás. Usando uma técnica variacional, ele mostrou que o chamado "princípio mínimo de Steenbeck" está contido nas equações de transporte e também obteve perfis radiais para temperatura e a densidade de íons, elétrons e partículas neutras.

Um modelo mais simples é de um volume de controle imerso numa coluna de arco.



Como foi suposto estado estacionário, então, tem-se a seguinte condição estabelecida: o mesmo número de partículas que entra no volume de controle pela superfície A por unidade de tempo, sai pela superfície B. O arco é estabilizado por um canal refrigerado que aumenta os gradientes radiais na coluna de plasma. Assim pode-se dizer que os gradientes axiais de temperatura e velocidade são considerados menores que essas grandezas na direção radial, portanto: $\partial h / \partial z = \partial v_z / \partial z \approx 0$, são desprezíveis. O fluxo é considerado axialmente simétrico e a dissipação viscosa e os efeitos de campo magnético são desprezíveis, por causa da corrente baixa em que se opera nesse caso.

Com essas hipóteses as equações de conservação de massa e de momento estão automaticamente satisfeitas e a equação de balanço de energia fica:

$$\rho(v_z \frac{\partial h}{\partial z} + v_r \frac{\partial h}{\partial r}) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \frac{\lambda}{C} \frac{\partial h}{\partial r}) + \sigma E^2 - P_r \quad (17)$$

como: $\frac{\partial h}{\partial z} = 0$, porque o gradiente de temperatura na direção radial é muito maior; $v_r = 0$, só há deslocamento de partículas na direção axial; $P_r = 0$, a energia radiativa emitida é considerada desprezível, pois a temperatura é baixa então, a equação (17) fica:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \frac{\lambda}{C} \frac{\partial h}{\partial r}) + \sigma E^2 = 0$$

e sabendo-se que:

$$C_p = \frac{\partial h}{\partial z} ,$$

e como todas as componentes estão em função apenas da variável radial, a equação final fica:

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \lambda \frac{dT}{dr} \right) + \sigma E^2 = 0 \quad (21)$$

que é a equação de Elenbaas-Heller.

Se se escrever a equação de Elenbaas-Heller da seguinte forma:

$$-\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \lambda \frac{dT}{dr} \right) = -\sigma E^2$$

pode-se observar que essa equação descreve um equilíbrio de energia. O campo elétrico E na direção axial gera uma corrente e conseqüentemente por efeito Joule gera calor no volume (lado direito da equação). Este calor é perdido para a parede por condução térmica radial (lado esquerdo da equação).

Uma das dificuldades de se resolver a equação de Elenbaas-Heller é a dependência não linear dos coeficientes $\lambda(T)$ e $\sigma(T)$ (condutividade térmica e elétrica respectivamente) com a temperatura. É possível resolvê-la usando técnicas numéricas na forma acima. No entanto, a introdução de um potencial de condução térmica $S(r)$ simplifica bastante a solução⁽¹⁰⁾. Este potencial é definido por:

$$S = \int_{T_0}^{T'} \lambda(T) dT \quad (22)$$

ou

$$\frac{dS}{dT} = \lambda(T) \quad (23)$$

substituindo (23) em (21), tem-se:

$$\sigma(S)E^2 = -\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{dS}{dr} \right) \quad (24)$$

onde a condutividade elétrica é considerada como função de S (potencial de condução térmica). Esta é a forma usual na qual a equação de Elenbaas-Heller é resolvida.

III.2. Técnicas de Resolução da Equação de Elenbaas-Heller

Existem várias técnicas de resolução da equação de Elenbaas-Heller na forma (24) e aqui será dado maior ênfase ao método que se canal de duas camadas⁽¹¹⁾. Todas as técnicas apresentadas nesse trabalho diferem somente na aproximação da condutividade elétrica $\sigma(S)$ (que é não-linear) em função do potencial de condução térmica.

Uma vez feito esse modelo de $\sigma(S)$, o problema se reduz a um problema de condição de contorno. O arco é dividido em duas áreas distintas: uma área condutora e outra não condutora, diferindo apenas no que diz respeito a condutividade elétrica.

No método de Steenbeck⁽²⁾ a condutividade elétrica σ é constante dentro de um certo raio e nula na região externa.

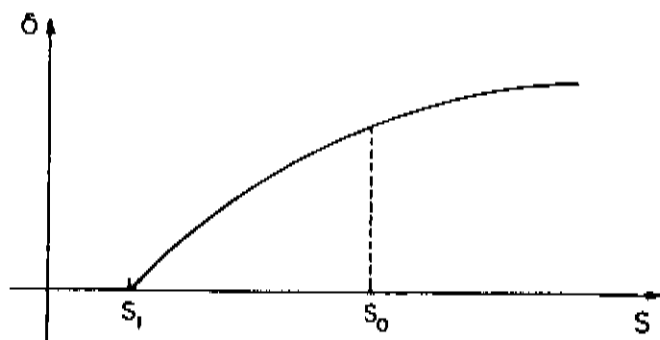
No método de Maecker⁽⁹⁾ é feita a substituição da seção da curva S , que corresponde a área condutora do arco por uma linha reta. Outro método a citar é o método de aproximação linear por pedaços⁽¹⁰⁾ onde na área condutora faz-se a substituição de $\sigma(S)$ por várias linhas representadas por segmentos quebrados.

No método de aproximação do conjunto discreto de degraus⁽¹⁰⁾, a substituição de $\sigma(S)$ será por degraus, o arco é dividido em camadas cilíndricas coaxiais. Esse método essencialmente já é um método numérico.

III.3. Método Quase Canal de Duas Camadas

O método quase canal de duas camadas de Zarudi⁽¹¹⁾ divide o arco em duas áreas: a condutora e não condutora. Na área não condutora tem-se $\sigma = 0$ e na área condutora a temperatura não é constante mas σ (condutividade elétrica) é suposta constante com o raio r e toma-se o seu valor médio em S .

$$\bar{\sigma} = \int_{S_1}^{S_0} \frac{\sigma dS}{(S_0 - S_1)} \quad (25)$$



onde S_0 é o potencial de condução térmica no eixo da coluna do plasma e S_1 corresponde a uma temperatura T_1 , abaixo da qual a condutividade elétrica é considerada desprezível.

Fisicamente esse modelo supõe que as fontes de calor estão uniformemente distribuídas dentro da área de condução elétrica.

A distribuição do potencial de condução de calor é obtida da solução da equação de balanço de energia e das condições de contorno para as duas áreas. Para a área condutora, tem-se a equação:

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{dS_I}{dr} \right) = -\bar{\sigma} E^2$$

com as seguintes condições de contorno:

$$S_I(r_0) = S_1 \quad ; \quad S_I(0) = S_0$$

e sua solução é:

$$S_I = S_0 - \bar{\sigma} E^2 \frac{r^2}{4} . \quad (26)$$

Para a área não condutora, lem-se:

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{dS_{II}}{dr} \right) = 0 ,$$

com as condições de contorno: $S_{II}(R) = 0$ e $S_{II}(r_0) = S_I(r_0) = S_1$,
e a sua solução é:

$$S_{II} = S_1 - \frac{\ln\left(\frac{r}{R}\right)}{\ln\left(\frac{r_0}{R}\right)} . \quad (27)$$

Obtem-se para a área condutora uma distribuição parabólica e para a área não condutora uma distribuição logarítmica.

É necessário calcular o campo elétrico E e raio r_0 para determinar S_I e S_{II} explicitamente.

Da condição de continuidade de fluxo radial de calor na superfície que separa a região condutora da região não condutora:

$$\left. \frac{dS_I}{dr} \right|_{r=r_0} = \left. \frac{dS_{II}}{dr} \right|_{r=r_0}$$

obtem-se:

$$r_0 = R \exp \left[- \frac{S_1}{2(S_0 - S_1)} \right] \quad (28)$$

e então, dados S_0 e S_1 o raio r_0 fica determinado.

Da equação (26) escrita para $r = r_0$ pode-se calcular o campo elétrico:

$$E = \frac{2}{r_0} \sqrt{\frac{(S_0 - S_1)}{\bar{\sigma}}} \quad (29)$$

Vê-se então que $S_I(r)$ fica determinado através da equação (26) com E dado pela equação (28) e $\bar{\sigma}$ dado. Também $S_{II}(r)$ fica determinado através da equação (27) com r_0 determinado pela equação (29). Falta apenas explicitar a corrente I e isso é feito pela condição de balanço de energia, ou seja, a potência elétrica entre o que ao maçanico é igual ao fluxo de calor que sai da coluna de plasma condutora, tem-se:

$$P = E \cdot I = - 2\pi r_0 \frac{dS_I}{dr_0}$$

ou

$$E = -\frac{I}{\pi \bar{\sigma} r_0^2} \quad (30)$$

e substituindo (28) em (30) obtêm-se:

$$I = 2\pi r_0 \sqrt{\frac{(S_0 - S_1)}{\bar{\sigma}}} \quad (31)$$

substituindo (29) em (28) obtêm:

$$E = \frac{2}{R} \sqrt{\frac{(S_0 - S_1)}{\bar{\sigma}}} \exp \left[\frac{S_1}{2(S_0 - S_1)} \right] \quad (32)$$

e substituindo (29) em (31),

$$I = 2\pi r_0 \sqrt{\bar{\sigma} \cdot (S_0 - S_1)}$$

ou

$$I = 2\pi R \exp\left(-\frac{S_1}{2(S_0 - S_1)}\right) \sqrt{\bar{\sigma} (S_0 - S_1)} \quad (33)$$

Vê-se que conhecidos S_0 , S_1 , $\bar{\sigma}$, é possível determinar a partir das equações (28, 29, 31), o raio separatriz, a corrente elétrica e o campo elétrico. Com as equações (26) e (27), o poten

cial de condução térmica $S(r)$, nas regiões condutora e não condutora, é determinado.

Note-se que as expressões (32) e (33) são usados para arcos com correntes baixas, quando a energia perdida por radiação para a parede é desprezada. Veja-se por exemplo, a referência (2) para as modificações apropriadas quando P_r não é desprezível e a referência (10) para medidas cuidadosas de P_r em um arco de argônio.

A partir desse modelo foram calculados parâmetros de um arco usando ar como gás. Para se utilizar o conjunto de equações já apresentadas (25 a 31) é necessário a partir de alguns dados experimentais construir algumas curvas.

A partir de dados retirados do gráfico de condutividade térmica (λ) como função da temperatura, figura (7), referência (2), é possível calcular o potencial de condução térmica através de uma integração numérica, obtendo-se dados para traçar um gráfico de potencial de condução térmica como função da temperatura mostrado na figura (8).

Com dados retirados da figura (9), referência (2), que é a condutividade elétrica (σ), como função da temperatura (T) é possível juntamente com o gráfico da função potencial de condução térmica (S) traçar uma curva da condutividade elétrica (σ) como função do potencial de condução térmica (S). Nota-se que isso é possível de se fazer porque essas duas curvas crescem monotonicamente. Obtendo-se assim uma nova função ($\sigma \times S$), tabela V e figura (10).

Pode-se através de outra integração numérica, obter-se a condutividade elétrica média $\bar{\sigma}$. Toma-se S_0 como parâmetro, calculando valores de $\bar{\sigma}$ para vários valores de S_0 . Escolhe-se um potencial de condução térmica mínimo (S_1) correspondente a uma temperatura (T_1) abaixo da qual considera-se a condutividade elétrica

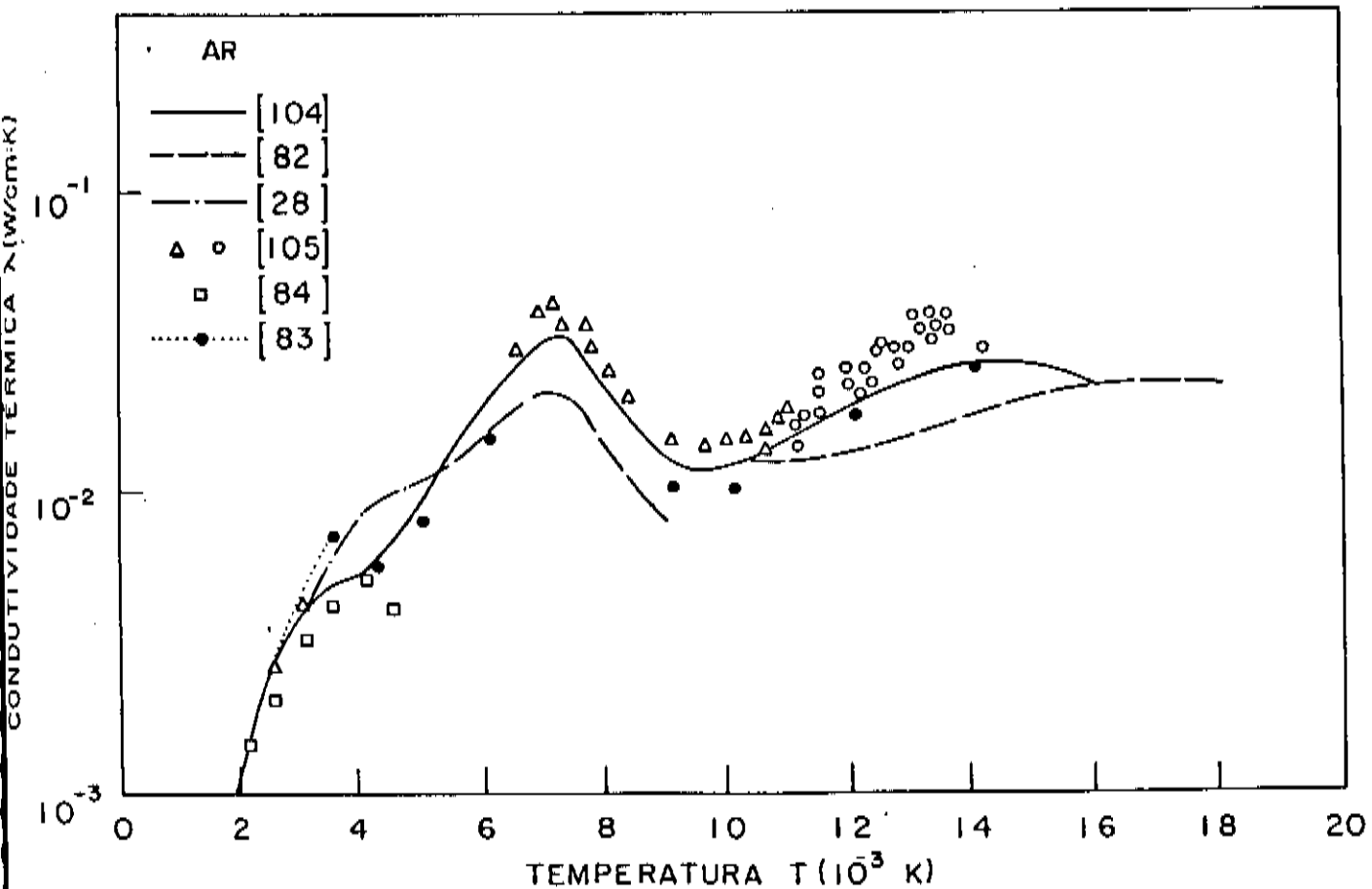


Figura 7 - Coeficiente de condutividade térmica em função da temperatura para um plasma de ar. As curvas representam cálculos teóricos e os pontos representam dados experimentais.

Esse gráfico e a legenda inserida foi retirada da referência (2).

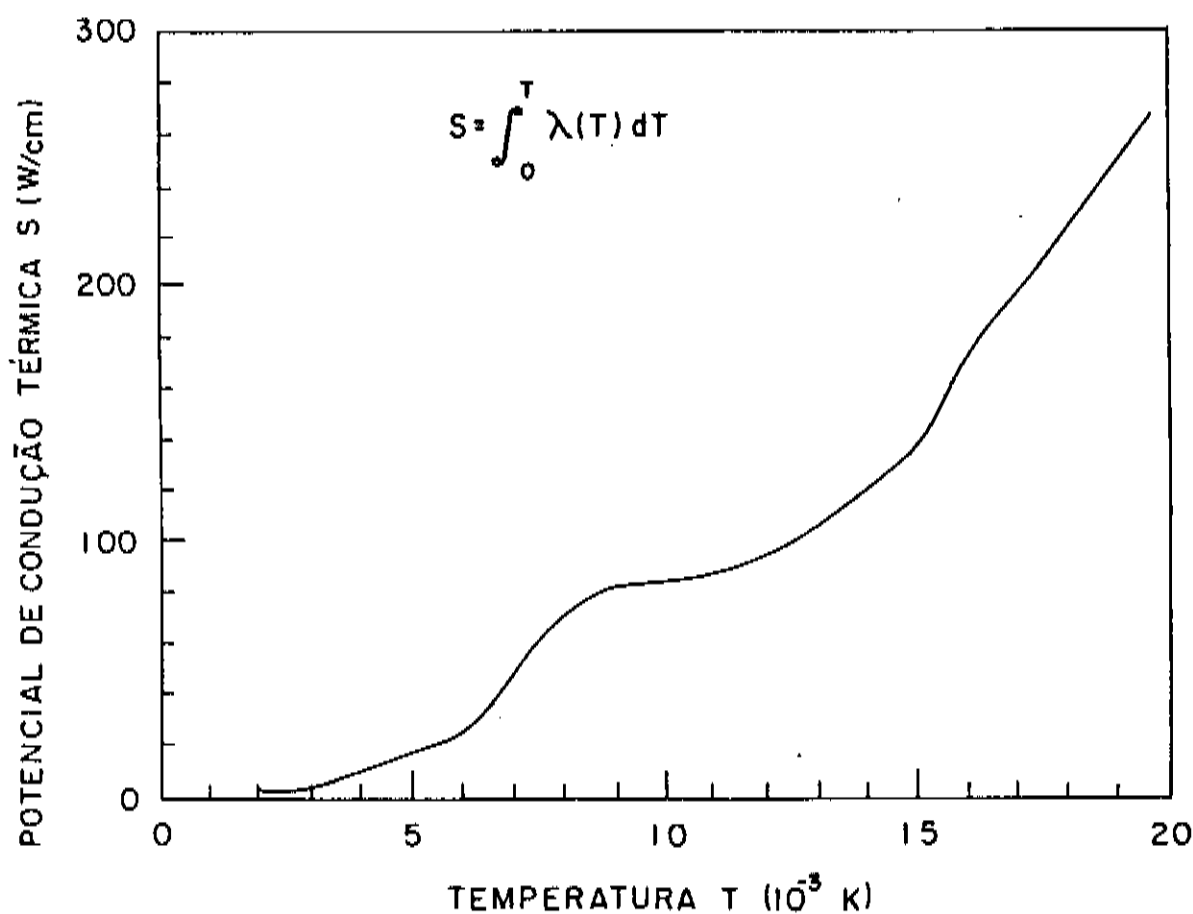


Figura 8 - Potencial de condução térmica do ar (S) em função da temperatura. Esta função foi obtida integrando numericamente uma curva média da figura (7).

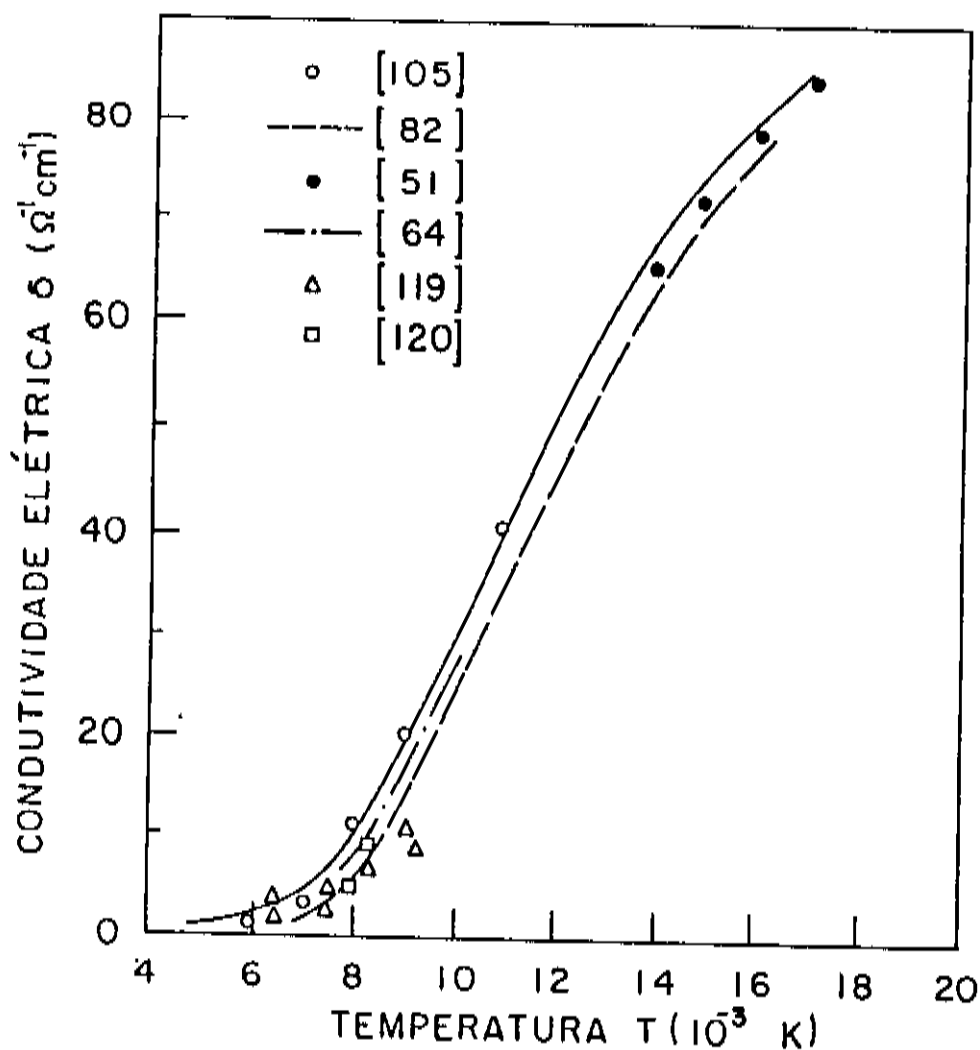


Figura 9 - Condutividade elétrica do ar em função da temperatura. As curvas representam os cálculos teóricos; os pontos são dados experimentais. Esse gráfico e a legenda inserida foi retirada da referência (2).

(σ) de ar desprezível. Tem-se então o conjunto de valores S_0 , S_1 , $\bar{\sigma}$ que permite calcular todas as funções e valores dados pelas equações (28, 29 e 31). Para cada conjunto S_0 , S_1 , $\bar{\sigma}$ é possível traçar as curvas de $S_I(r)$, que é uma parábola e $S_{T_I}(r)$, que é uma função logarítmica, equações (26) e (27). Os resultados são apresentados na figura (11), para os seis valores escolhidos de S_0 , que correspondem as temperaturas, tabela VI.

Os perfis $S(r)$ permitem que sejam obtidos os perfis de temperatura $T(r)$, da condutividade térmica $\lambda(r)$ e da condutividade elétrica $\sigma(r)$. Isto é feito usando os gráficos de $S(T)$, $\sigma(S)$ e $\lambda(T)$. Quatro perfis de temperatura $T(r)$ são mostrados na figura (12). Note-se que cada conjunto S_0 , S_1 , $\bar{\sigma}$ corresponde também a um ponto de operação do arco, pois ficam determinados o raio da região condutora r_0 , a corrente I , o campo elétrico E e a potência por unidade de comprimento W^* . Estes resultados estão indicados na tabela VI, para os seis valores de S_0 escolhidos, correspondendo a correntes entre 30 e 380 A e a temperaturas no eixo da coluna entre 8.000 e 20.000 K.

Vê-se então claramente que a equação de Elenbaas-Heller permite obter todos os parâmetros do arco elétrico, uma vez dados S_0 e S_1 e escolhida uma técnica de resolução. Geralmente as técnicas variam entre si no modelo e no modo para tratar a dependência não linear da condutividade elétrica σ com a temperatura T . Nessa tese foi usado o método quase canal de Zarudi, e escolheu-se o ar como gás de trabalho. A escolha do gás permite a construção da função $S(T)$ e também da função $\sigma(S)$ e a determinação do valor de S_0 permite o cálculo completo do arco. É importante frisar que este trabalho sofre das restrições do modelo, principalmente a ausência de um fluxo de massa, quer na direção axial quer na direção tangencial (obviamente um fluxo de massa na direção radial seria impedido pelas paredes do anodo). Emmons⁽¹²⁾ fez medidas cui-

$T \times 10^{-3} \text{ } ^\circ\text{K}$	$\sigma \text{ (ohm}^{-1} \text{ cm}^{-1}\text{)}$	$\lambda \text{ (Watt/cm } ^\circ\text{K)}$
6,0	0,5	$1,6 \times 10^{-2}$
7,0	3,0	$2,3 \times 10^{-2}$
8,0	7,5	$1,6 \times 10^{-2}$
9,0	17,0	$0,4 \times 10^{-2}$
10,0	26,0	$0,2 \times 10^{-2}$
11,0	38,0	$0,8 \times 10^{-2}$
12,0	48,0	$1,0 \times 10^{-2}$
13,0	59,5	$1,4 \times 10^{-2}$
14,0	65,0	$1,6 \times 10^{-2}$
15,0	72,5	$2,0 \times 10^{-2}$
16,0	77,5	$2,6 \times 10^{-2}$
17,0	83,0	$2,6 \times 10^{-2}$
18,0	87,5	$2,6 \times 10^{-2}$
19,0	89,0	$2,6 \times 10^{-2}$
20,0	90,0	$2,6 \times 10^{-2}$

Tabela V - Valores da condutividade elétrica σ e da condutividade térmica λ do ar em função da temperatura. Estes valores são lidos nas figuras 7 e 9.

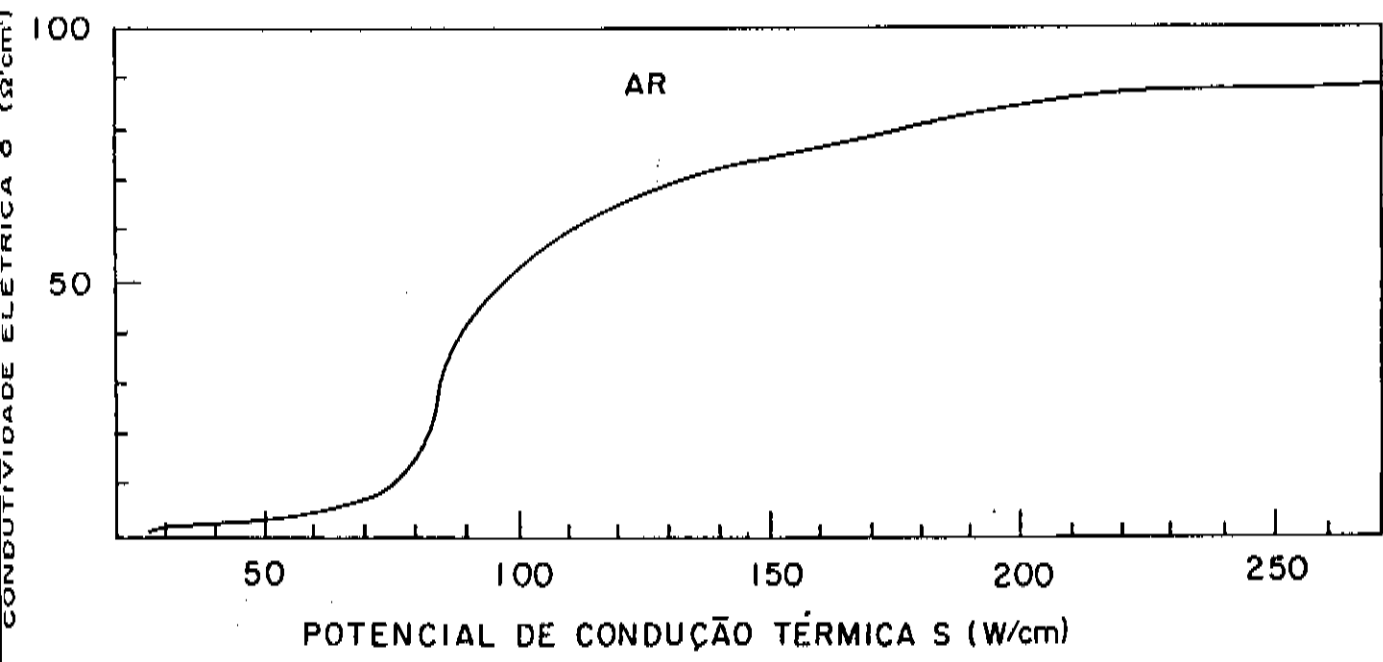


Figura 10 - Condutividade elétrica do ar (σ) como função do potencial de condução térmica (S). Esta curva é obtida cruzando a curva da figura (9) (potencial de condutividade elétrica σ) com a curva da figura (8) (potencial da condutividade térmica λ)

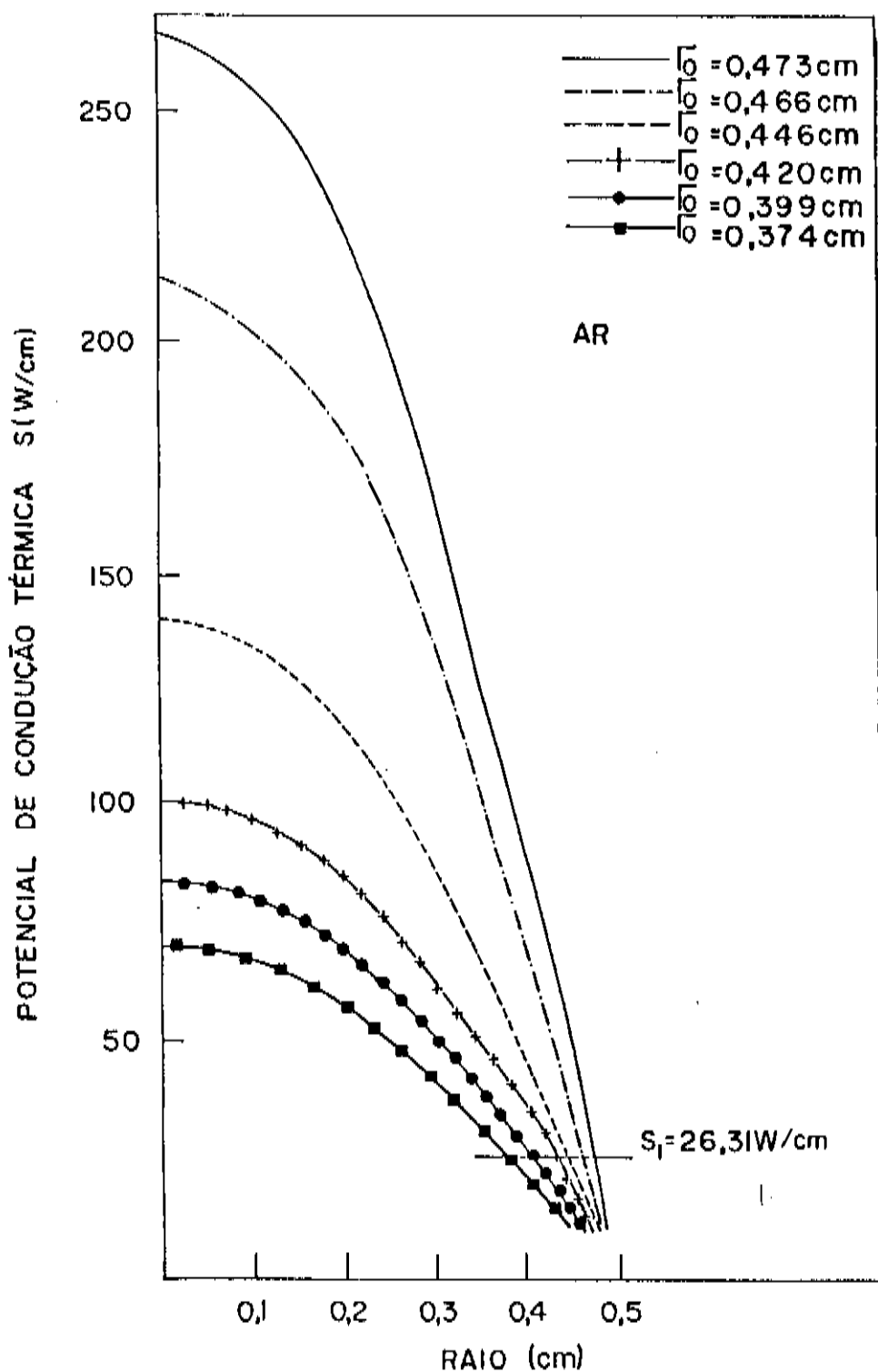


Figura 11 - Curvas do potencial de condução térmica do ar na área condutora (S_I) e na área não condutora (S_{II}) como função do raio (r), obtidas resolvendo a equação de Elenbaas-Heller, para 6 valores escolhidos de potencial de condução térmica no eixo.

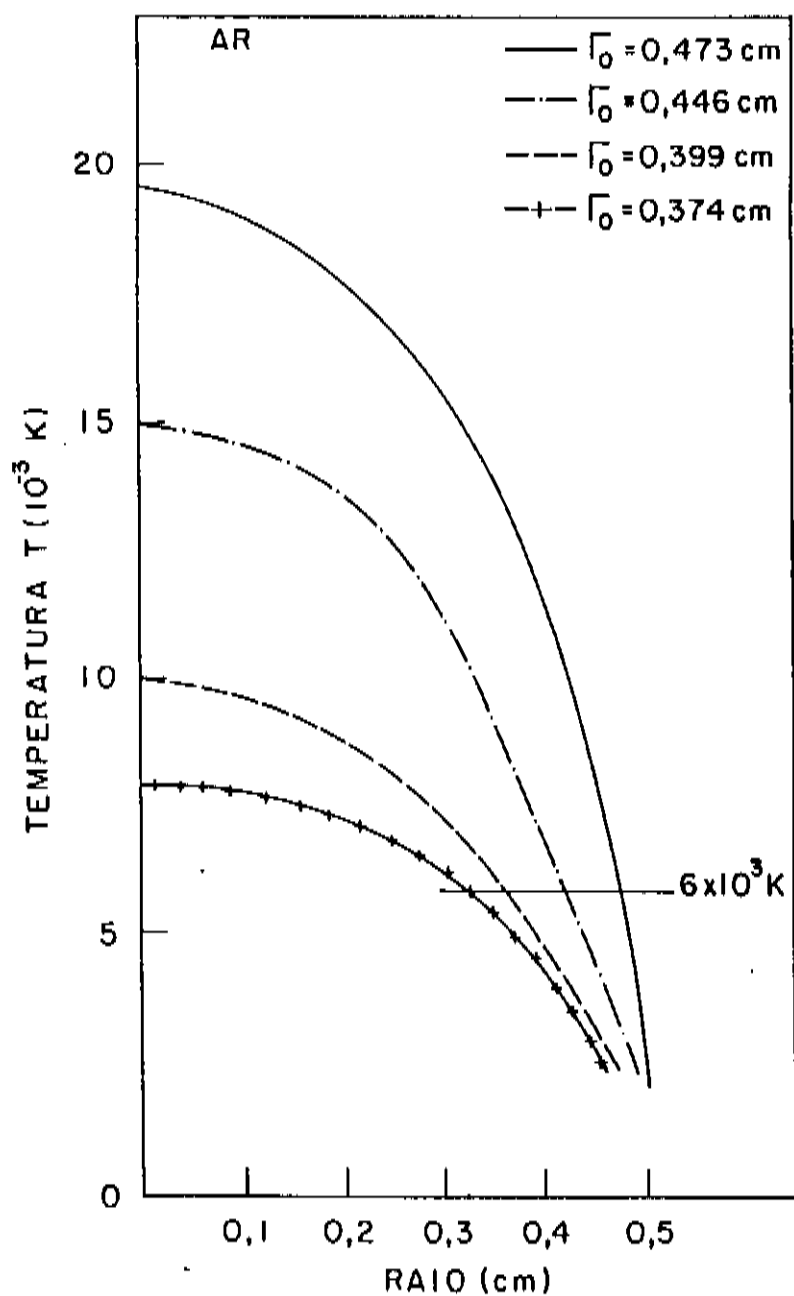


Figura 12 - Perfis de temperatura do ar como função do raio (r) correspondentes a 4 das curvas da figura (11).

$T(10^3 \text{ } ^\circ\text{K})$	$S_1 \text{ (W/cm)}$	$\bar{\sigma}(\Omega^{-1}\text{cm}^{-1})$	$r_0 \text{ (cm)}$	$E \text{ (v/cm)}$	$I \text{ (A)}$	$W^* \text{ (W/cm)}$
8,0	71,81	3,34	0,374	19,71	29,00	572,0
10,0	84,31	5,58	0,399	16,18	45,05	727,8
12,5	101,81	14,29	0,420	10,94	86,69	950,0
14,5	140,81	31,42	0,446	8,566	167,9	1.438,0
18,0	215,81	56,30	0,466	7,866	302,7	2.383,0
20,0	267,81	66,90	0,473	8,025	278,15	3.033,0

$$S_1 = 26,31 \text{ W/cm}$$

Tabela VI - Valores obtidos na solução da equação de Elenbaas-Heller para o ar. Foram escolhidos seis valores da temperatura e do potencial de condução no eixo do canal e foi escolhida a temperatura de $6000 \text{ } ^\circ\text{K}$, e o potencial $S_1 = 26,31 \text{ W/cm}$, como o ponto onde a condutividade elétrica do ar se anula. Note-se então que para cada corrente existe um ponto de funcionamento, para o qual são obtidos os perfis do potencial de condução térmica e da temperatura. (Figs. 11 e 12).

dadosas em um dispositivo especialmente construído para gerar arcos que satisfazem as hipóteses usadas na obtenção da equação de Elenbaas-Heller e obteve resultados excelentes (figura (7) da referência (12)). Ao mesmo tempo ele mostrou que a presença de um fluxo de massa e a presença - ou ausência - de gradientes axiais tem influência grande nos resultados experimentais, indicando que devem ser feitas correções na equação de Elenbaas-Heller para estes casos.

III.4. Lei de Escala - Comparação com Resultados Experimentais

Conforme demonstrado na seção anterior, a escolha de um valor S_0 para o potencial de condução de calor no eixo do arco, ou equivalentemente, a escolha de uma temperatura de plasma no eixo, determina um ponto de operação e permite calcular todos os parâmetros do arco, e conversamente, se um arco está operando com corrente I , então todos os outros parâmetros estão determinados: T , S_0 , T_0 , etc. Note-se que o valor de S_1 , que corresponde a temperatura na qual a condutividade elétrica σ se anula depende apenas do gás usado, e a condutividade média $\bar{\sigma}$ é uma integral simples de ser feita. No caso do ar escolhemos $T_1 = 6000$ °K e $S_1 = 26,3$ W/cm para o ponto onde $\sigma = 0$.

A equação de Elenbaas-Heller foi resolvida então para valores da temperatura no eixo de 6500 °K até 20.000 °K, o valor máximo da temperatura para o qual foram encontrados valores das condutividades elétrica e térmica para o ar. Os resultados estão resumidos na tabela VII, que é então uma extensão da tabela VI. As correntes vão de 4 A a 380 A e é possível fazer um gráfico do campo elétrico com a corrente e verificar se existe alguma relação do tipo $E = I^{-\alpha}$, α sendo uma constante qualquer.

Este gráfico é mostrado na figura (13) e sua versão em pa-

$T(\times 10^3 \text{ K})$	$S_0(\text{W/cm})$	$\bar{\sigma}(\text{W}^{-1}\text{cm}^{-1})$	$r_0(\text{cm})$	$\Gamma(\text{V/cm})$	$I(\text{A})$	Pot(W/cm)
6,5	37,81	1,25	0,159	38,08	3,795	143,9
7,0	51,06	1,92	0,294	24,44	12,73	311,1
7,5	62,31	2,57	0,347	21,57	20,96	452,2
8,0	71,81	3,34	0,374	19,71	29,00	572,2
8,5	78,31	4,17	0,388	18,19	35,92	655,5
9,0	81,81	4,84	0,394	17,17	40,62	700,0
9,5	83,31	5,39	0,397	16,38	43,71	716,7
10,0	84,31	5,58	0,399	16,18	45,05	727,8
10,5	85,81	6,18	0,401	15,48	48,29	750,0
11,0	88,81	7,57	0,405	14,18	55,36	783,3
11,5	92,31	9,36	0,410	12,96	63,97	827,8
12,0	96,31	11,47	0,414	11,92	73,71	877,7
12,5	101,81	14,29	0,420	10,94	86,69	950,0
13,0	108,31	17,60	0,426	10,14	101,66	1.027,0
13,5	115,31	21,03	0,431	9,54	117,2	1.116,0
14,0	122,81	24,37	0,436	9,122	132,9	1.211,0
14,5	131,31	27,84	0,441	8,805	149,8	1.322,0
15,0	140,81	31,42	0,446	8,566	167,9	1.438,0
15,5	151,56	35,01	0,450	8,404	187,3	1.572,0
16,0	163,81	38,64	0,454	8,303	208,1	1.727,0
16,5	176,81	42,11	0,458	8,253	229,2	1.888,0
17,0	189,81	51,72	0,461	7,708	266,6	2.055,0
17,5	202,81	54,10	0,464	7,784	284,9	2.216,0
18,0	215,81	56,30	0,466	7,866	302,7	2.383,0
18,5	228,81	58,32	0,468	7,954	319,9	2.544,0
19,0	241,81	60,14	0,470	8,048	336,5	2.705,0
19,5	254,81	61,80	0,472	8,147	352,4	2.872,0
20,0	267,81	66,90	0,473	8,025	378,15	3.033,0

$$S_1 = 26,31 \text{ W/cm}$$

Tabela VII - Solução da equação de Elenbaas-Heller para o ar. São determinados o raio r_0 , o campo elétrico do arco, a corrente, e a potência por unidade de comprimento, para temperatura no eixo do canal de 6500 a 20000 °K. É possível então traçar a curva campo elétrico versus corrente e procurar evidência de uma dependência $E \sim I^{-\alpha}$ (Figs. 13 e 14).

pel $\log x \log$ na figura (14).

Pode-se concluir que não existe um intervalo razoável de corrente onde se tenha $E \propto I^{-\alpha}$. Por outro lado a característica ascendente observada para correntes altas é esperada tanto da teoria como da experiência, e é bastante acentuada no caso de gases monoatômicos, referências (2), (11) e (12).

A existência de uma região onde $E \propto I^{-\alpha}$ seria indicativa de uma região onde o comprimento do arco é constante, pois o campo elétrico E é constante ao longo do arco e existe evidência experimental satisfatória para relações do tipo $V \propto I^{-\beta}$, β uma constante em maçaricos de plasma⁽³⁾. No nosso caso, por exemplo, obtivemos experimentalmente $V \propto I^{-0,33}$ próximo de -0,3 da lei de escala de Zhukov para correntes entre 60 A e 120 A (ver capítulo II). Fizemos várias tentativas de obter $E \propto I^{-\alpha}$, com α constante, usando os dados mostrados na figura (13) e figura (14). Foram feitas várias regressões lineares usando em geral 10 valores de correntes. Os melhores resultados foram: $E \propto I^{-0,57}$, com correlação de 0,998 para correntes entre 40 A e 117 A e também $E \propto I^{-0,31}$, com correlação 0,98 para correntes entre 87 A e 208 A. A variação no valor do expoente e a dificuldade de se observar uma relação $E \propto I^{-\alpha}$ levam a conclusão de que o comprimento do arco não é constante com a corrente. Por outro lado a evidência experimental para $E \propto I^{-\alpha}$ para maçaricos é reconhecida e força a conclusão de que os efeitos do fluxo de massa no maçarico são importantes e não devem ser desprezados, como no caso da equação de Elenbaas-Heller.

É interessante determinar o comprimento do arco e isto pode ser feito comparando os resultados experimentais (tabelas I e II, do capítulo II) com os valores obtidos através da solução da equação de Elenbaas-Heller, tabela VII. Pode-se dividir a tensão aplicada V (experimental) pelo campo elétrico E da solução da equação para uma mesma corrente e o resultado seria o comprimento

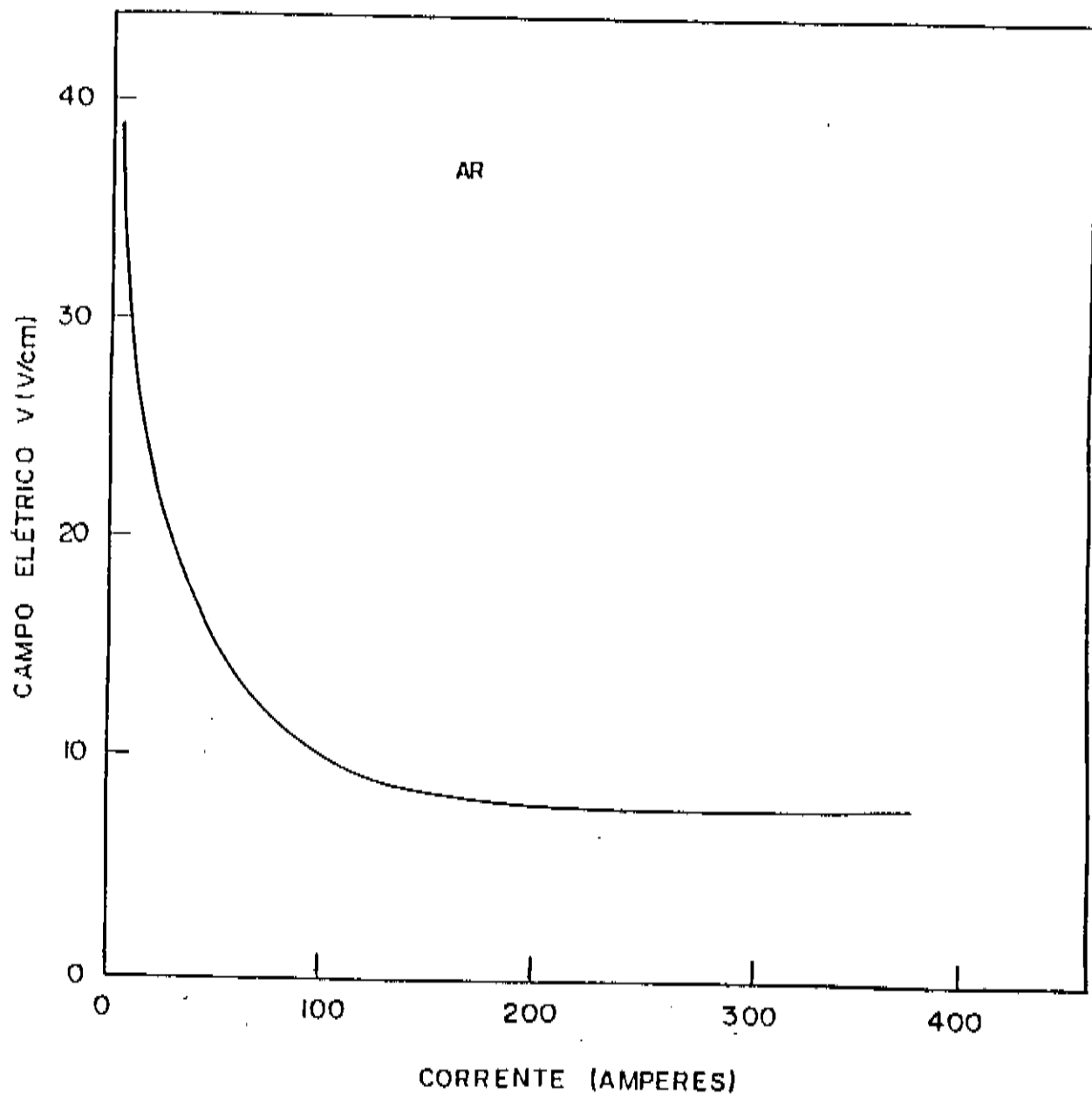


Figura 13 - Curva do campo elétrico em função da corrente calculada com a teoria de Elenbaas-Heller. Os números estão na Tabela VI.

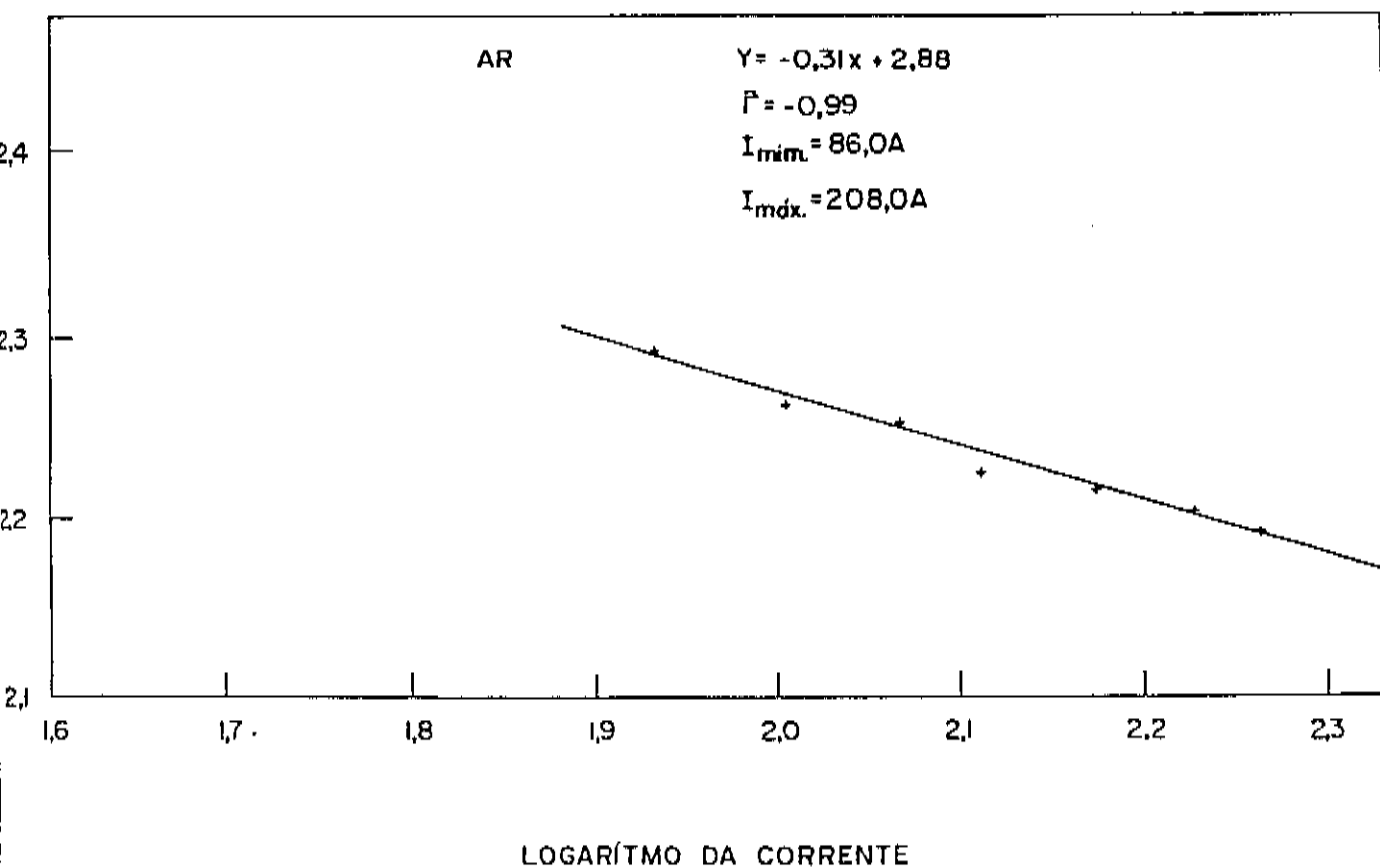


Figura 14 - Parte da curva do campo elétrico versus a corrente com dados retirados da tabela VI no intervalo de 86,0 A a 200 A. Foi usado papel log-log e a reta representa a regressão linear.

& do arco, ou então, pode-se dividir a potência elétrica aplicada no maçarico pela potência por unidade de comprimento ($E \cdot I$) obtida da solução da eq.(30) também para a mesma corrente. O quociente seria o comprimento do arco. Como são usadas correntes entre 60 e 120 A e também várias vazões de gás foram feitos gráficos da potência aplicada versus a corrente para os valores das tabelas I e II, gráficos estes mostrados nas figuras (15) e (16). No mesmo gráfico também está traçado o valor $E \cdot I$, a potência por unidade de comprimento obtida teoricamente. Estas figuras indicam claramente o efeito do fluxo de gás, pois pela teoria a cada valor de corrente corresponde apenas um valor dos demais parâmetros do arco, enquanto que na figura para uma mesma corrente existe um valor de tensão para cada vazão. É claro que isto poderia ser explicado apenas por um arco mais longo, o campo E e a corrente I ficam fixos e a potência aumenta porque a tensão sobe com o comprimento do arco. Esta explicação infelizmente não é suficiente, pois os comprimentos calculados para o arco para várias correntes e vazões são todos superiores ao comprimento físico do anodo (20 cm), conforme indicado nas tabelas VIII e IX. Por outro lado em nenhuma das situações experimentais foi observada parte do arco elétrico sendo ejetada para fora do anodo de 20 cm. Porém em outra experiência, não discutida aqui, foi usado um anodo mais curto (15 cm) e em várias ocasiões se observou o arco sendo ejetado para fora do anodo e voltando por fora da chama para fechar o circuito elétrico. Pode-se dizer que o arco elétrico nas experiências estavam entre 15 e 20 cm de comprimento. Os resultados obtidos para o comprimento do arco indicam claramente que o fluxo de massa e a velocidade do fluxo são parâmetros importantes. Vê-se por exemplo que o comprimento cresce com o fluxo de massa, indicando arcos mais longos, e cresce também com as velocidades mais altas geradas pela câmara de vortex com furos menores. Apenas as

vazão l(A) / g/s	5,7	10,3	8,0	13,2
120	22,23	-	27,52	-
110	22,42	34,65	26,50	-
100	23,41	35,12	27,32	39,02
90	22,25	33,38	25,96	38,94
80	20,96	33,18	24,45	38,42
70	22,28	32,49	25,71	37,36

Tabela VIII - Comprimento do arco, em centímetros, obtido dividindo a potência aplicada (experimental) pela potência por unidade de comprimento (obtido da equação de Elenbaas-Heller), para várias correntes e vazões de ar. Maçarico operando com câmara de vortex com furo de 2 mm (Fig. 15).

I(A) \ vazão g/s	2,8	4,6	8,4	13,7
120	-	25,40	31,75	-
110	-	26,50	-	-
100	21,46	25,37	33,17	33,17
90	22,25	26,79	29,67	35,24
80	22,70	25,32	33,18	34,93
70	21,12	26,01	-	-

Tabela IX - Comprimento do arco, em centímetros, obtido dividindo a potência aplicada (experimental) pela potência por unidade de comprimento (obtido da equação de Elenbaas-Heller), para várias correntes e vazões de ar. Maçarico operando com câmara de vortex com furos de 1 mm (Fig. 16).

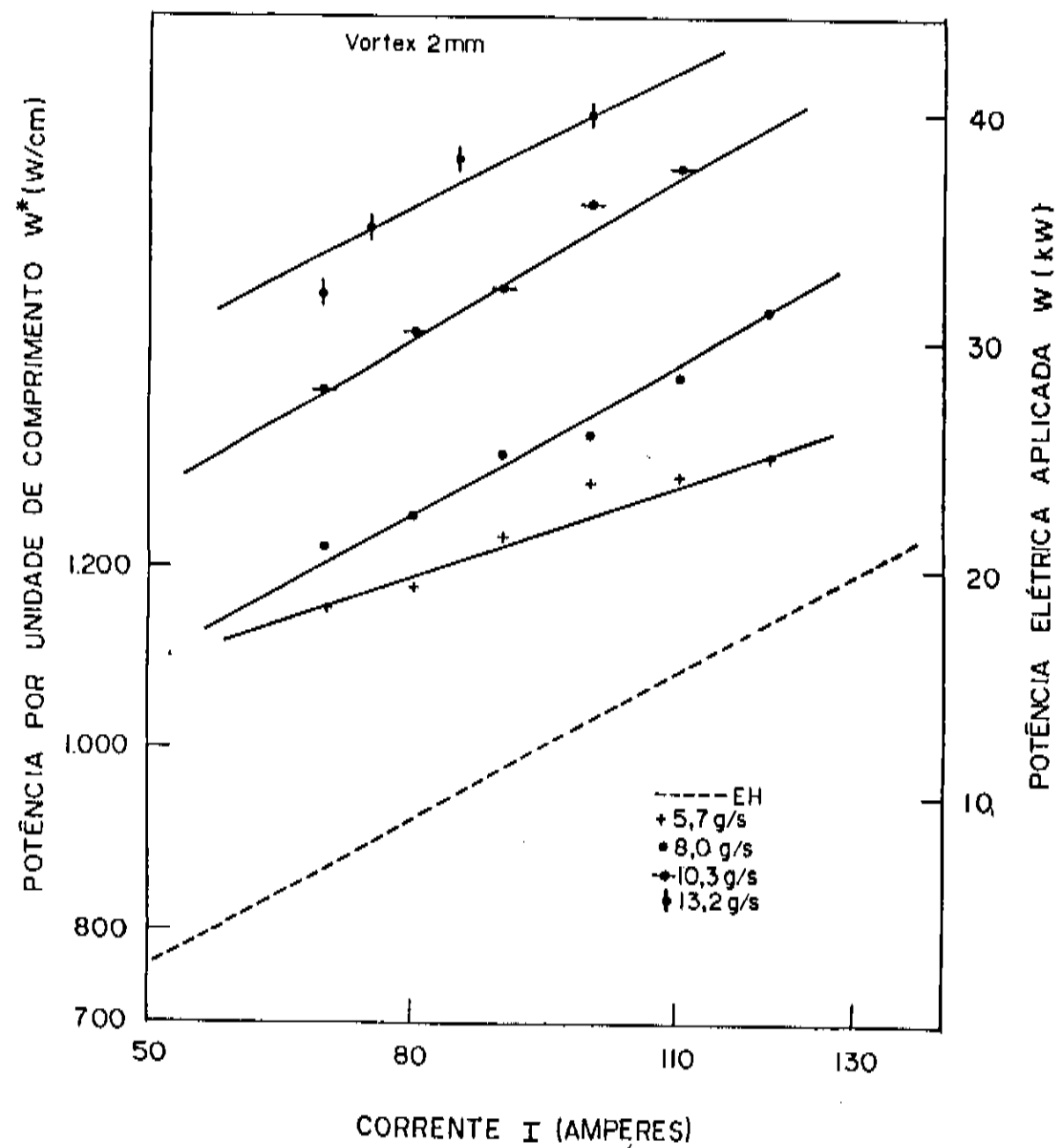


Figura 15 - Gráfico da potência por unidade de comprimento obtida da resolução da equação de Eilenbaas-Heller em função da corrente (eixo das ordenadas esquerdo) e potência aplicada em função da corrente (eixo das ordenadas direito) para a câmara de vortex com furos de 2 mm de diâmetro.

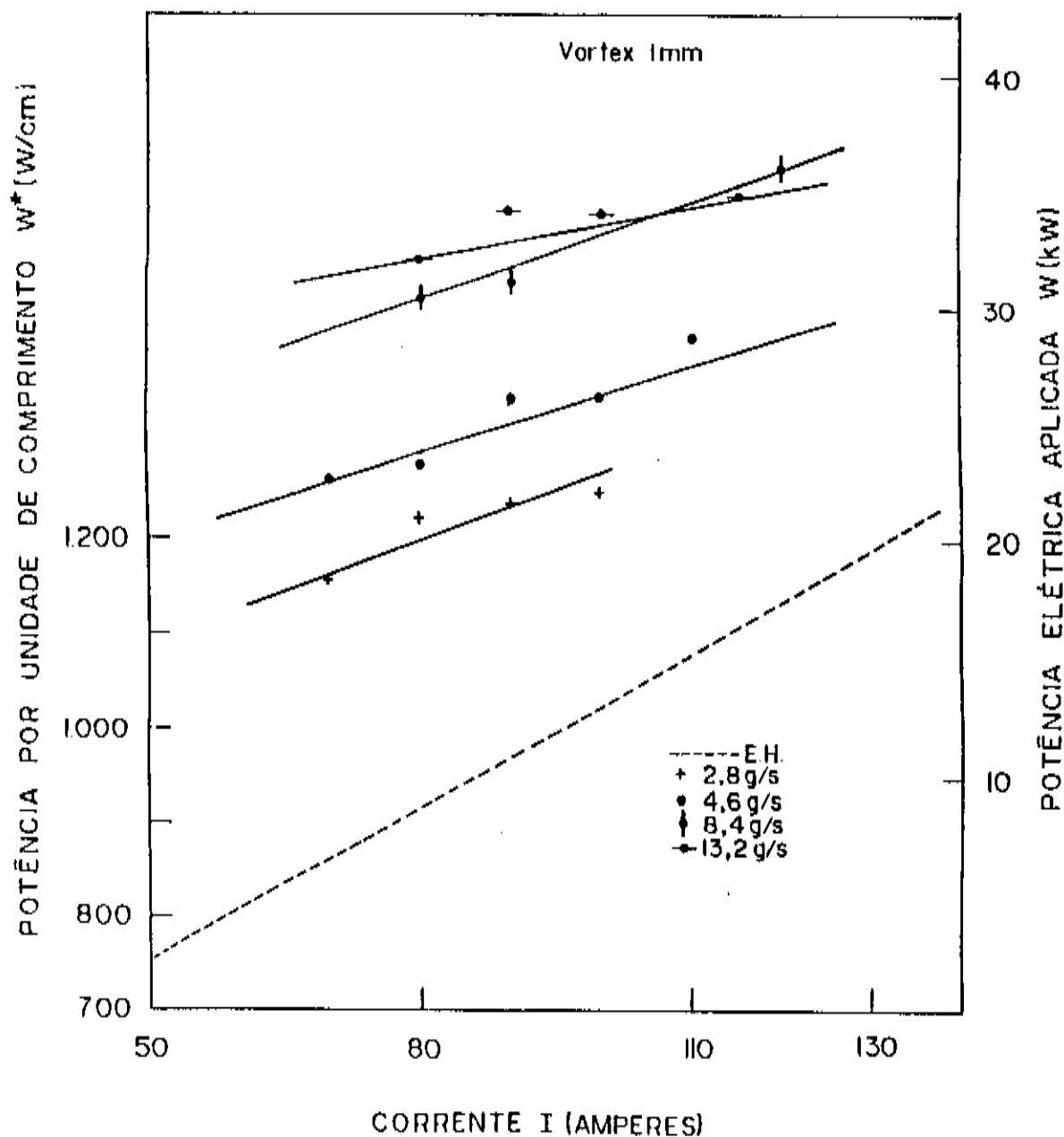


Figura 16 - Gráfico da potência por unidade de comprimento obtida da solução de Elenbaas-Heller em função da corrente (eixo das ordenadas esquerdo) e da potência aplicada em função da corrente (eixo das ordenadas direito) para a câmara de vortex com furos de 1 mm de diâmetro.

partes correspondentes às menores vazões estão próximas do comprimento do anodo. Para as vazões altas o valor calculado é quase duas vezes maior que o comprimento do anodo.

Em conclusão, a solução da equação de Elenbaas-Heller para um arco de ar descrita na secção III.3 indica que para as correntes usadas nas experiências (60 a 120 A), a temperatura no eixo do arco está entre 11.500 e 13.500 K, e os perfis são do tipo indicado na figura (11). Por outro lado tentativas de confirmar a lei de escala de Zhukov para maçaricos ($V \propto I^{-0,3}$) usando resultados teóricos falharam e também a comparação entre a potência elétrica aplicada e a potência por unidade de comprimento obtida da solução da equação indica arcos muito longos. Pode-se dizer então que o modelo teórico usado que considera apenas transporte radial de energia, trata apenas do fenômeno mais fundamental em maçaricos (pinch térmico). Cálculos mais precisos e cuidadosos devem obrigatoriamente incluir equações para conservação do momento.

Acreditamos que para maçaricos de aquecimento industrial de gases onde as temperaturas são relativamente baixas, não é necessário considerar efeitos de irradiação e de viscosidade.

CAPÍTULO IV

Aplicações

A fim de adquirir uma maior familiaridade com os possíveis usos de um maçarico de plasmas, foram feitas algumas experiências de aplicação do maçarico a processos industriais. Foi feita uma experiência de pré-aquecimento de uma panela de fundição, visto que existe um programa de porte na Cosipa ao longo dessa linha. Foi feita também uma experiência de geração de atmosfera controlada para sinterização de ferrites.

A seguir são descritas cada uma delas com detalhes.

IV.1. Pré-Aquecimento de uma Panela de Fundição

Uma aplicação do maçarico de plasma de arco não transferido é o pré-aquecimento de painéis de fundição, preparando-a para receber o metal líquido. Existe no momento um programa de porte na Cosipa de desenvolvimento de maçaricos de plasma de 500 kW e a primeira aplicação prevista é exatamente o pré-aquecimento das painéis de fundição da aciaria. Tendo isto em vista foram feitas experiências de pequena escala na Unicamp para um primeiro contato com os problemas envolvidos.

Foram realizados 10 testes de pré-aquecimento de uma panela para 100 kg de metal utilizando o maçarico de 30 kW e o maçarico, neste caso é utilizado em substituição a um queimador de gás convencional. Foi usado um suporte usual em fundições com a panela aquecida na posição horizontal e o maçarico atrás de um anteparo refratário.

Note-se que simplesmente foi feita a substituição do queimador de gás pelo maçarico e foram feitos dois orifícios (\emptyset 2 mm)

no corpo da panela a fim de fazer a medição da temperatura interna da panela com um pirômetro óptico de precisão. Para a medição da temperatura externa utilizou-se um pirômetro de contato. Nessas experiências o gás utilizado foi o ar comprimido e cada corrida durou cerca de uma hora.

As figuras a seguir mostram alguns resultados obtidos nessas experiências. A figura (17) mostra a temperatura externa da panela como função do tempo para quatro experiências das 10 realizadas. A linha cheia representa a temperatura da panela quando esta é aquecida com maçarico convencional a gás, as outras quando a panela é aquecida com maçarico de plasma. Pode-se observar que a temperatura final nos dois casos é a mesma e o maçarico de plasma aquece mais rapidamente que o convencional.

A dependência da temperatura e do tempo de aquecimento com a potência elétrica do maçarico foi estudada fazendo-se variações propositais na potência entre 20 kW e 40 kW. Na figura (18) é mostrada a dependência da temperatura externa final e do tempo de aquecimento com a potência aplicada e pode-se notar que para potências de 22 kW, 36 kW e 39 kW foram obtidas as temperaturas externas finais de 330, 360 e 400 °C respectivamente. Na figura (19) isto é mostrado de maneira mais enfática com gráficos da temperatura interna da panela contra o tempo. As setas indicam quando a potência foi aumentada ou reduzida sendo que na curva de 22 kW a parte interrompida representa um período em que o maçarico ficou desligado por 7 minutos. A temperatura interna reage instantaneamente às variações de potência indicando que a troca de calor da chama com o ar aquecido e com a parede interna é muito rápida. Nota-se que a temperatura máxima atingida foi de 1300°C com 39 kW de potência e quando se baixou a potência para 30 kW a temperatura caiu imediatamente. O mesmo sucedeu na outra curva com variação de 32 para 26 kW e de 26 para 36 kW. A temperatura final

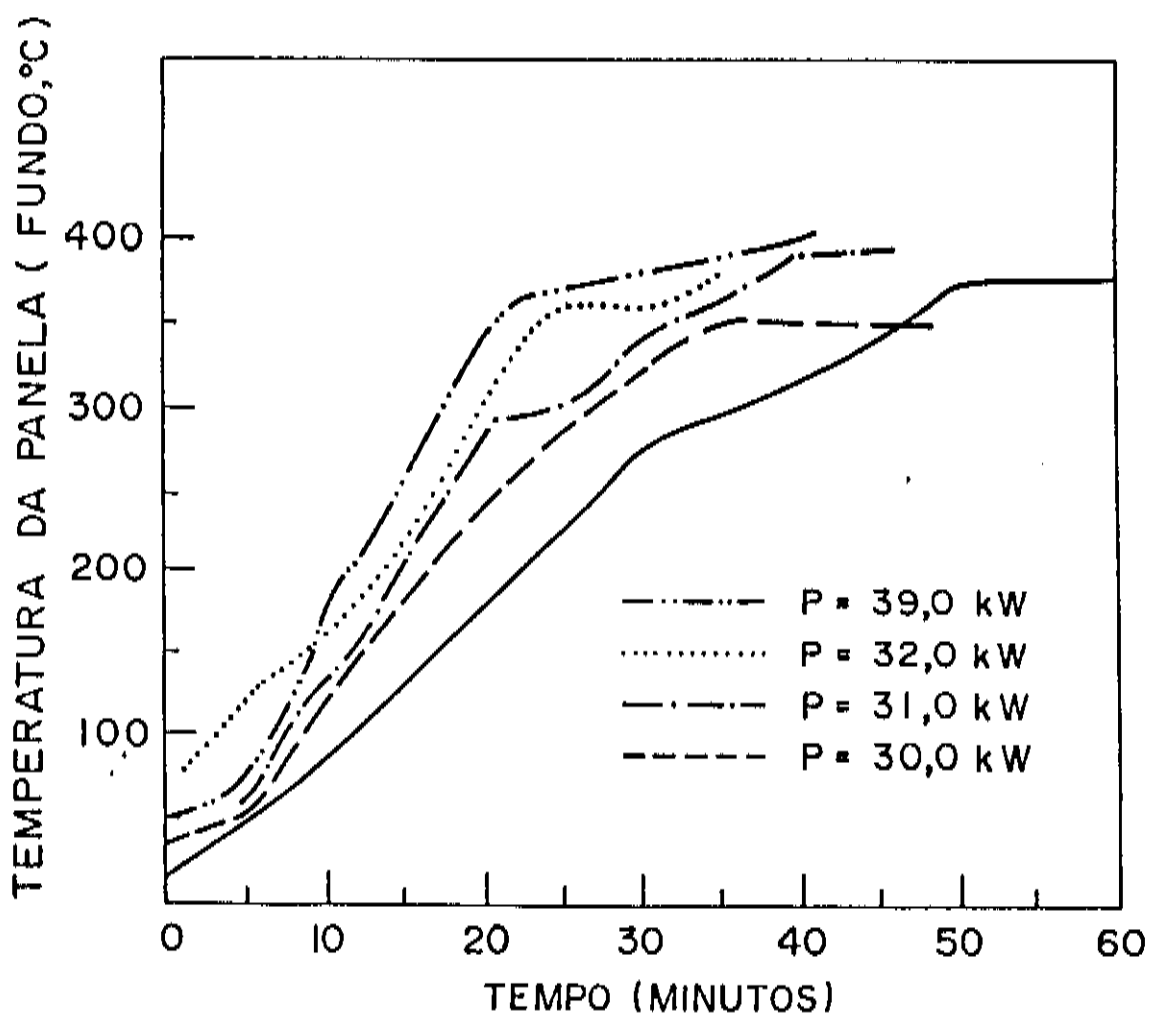


Figura 17 - Aquecimento da panela com maçarico a gás (linha cheia) e com o maçarico de plasma (curvas interrompidas). A potência do maçarico foi variada de 20 kW a 40 kW.

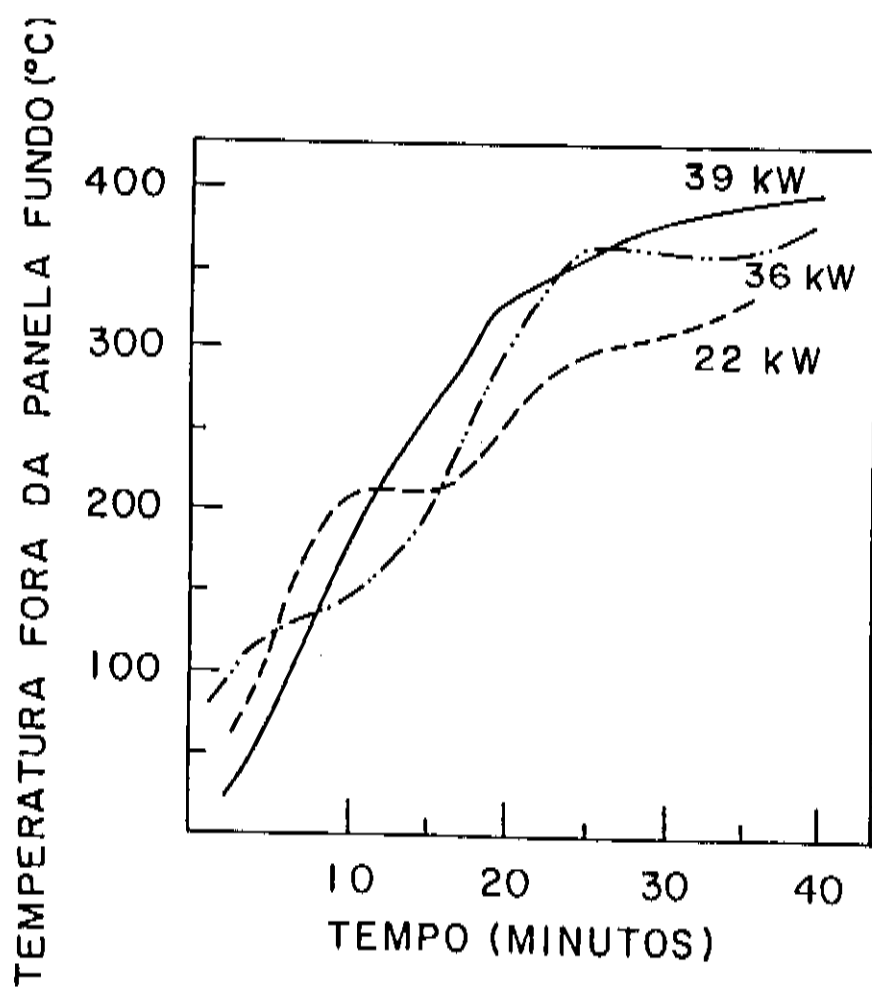


Figura 18 - Temperatura do fundo da panela, medida com pirômetro de contato. A potência do maçarico de plasma foi variada durante o aquecimento e os números indicam a potência final. A parte horizontal corresponde ao tempo do maçarico desligado.

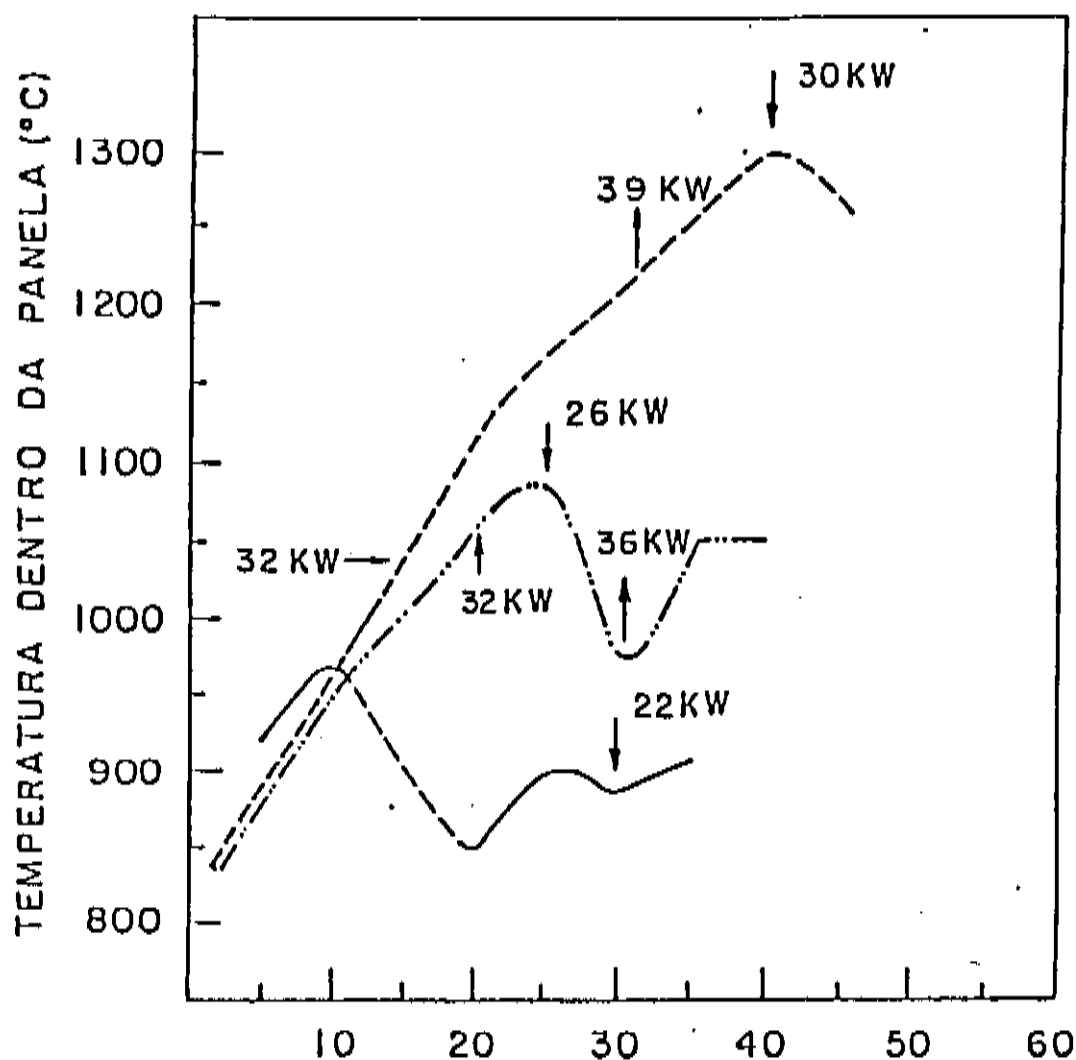


Figura 19 - Temperatura interna da panela lida com pirômetro óptico. As retas indicam os instantes quando se variava a potência do maçarico. A temperatura interna responde imediatamente à variação da potência. A parte interrompida da curva de 22 kW corresponde ao tempo com o maçarico desligado.

é obtida quando se atinge o equilíbrio entre a potência de entrada e as perdas por condução através da parede e no fluxo de ar aquecido. A temperatura final nestas experiências não é limitada pela temperatura da chama.

Com as potências, eficiências e fluxos medidos é possível calcular a entalpia do gás e as temperaturas correspondentes estão entre 2500 K e 2700 K. Isso indica que temperaturas mais altas podem ser atingidas se for feito um melhor isolamento térmico diminuindo assim as perdas pelas paredes. O isolamento térmico pode ser feito, por exemplo, com uma camada de manta isolante (Kao-wool).

IV.4. Geração de Atmosfera Controlada

Uma aplicação muito importante do maçarico de plasma é a geração de atmosfera controlada. Sabe-se que qualquer gás pode ser aquecido diretamente sem que haja mistura com produto de combustão. Isso torna o maçarico importante para o aquecimento com atmosferas controladas, principalmente atmosferas neutras ou não oxidantes. As atmosferas de argônio ou nitrogênio podem ser usadas na sinterização de cerâmicas especiais, como zircônia e ferrite e também em metalurgia fina. Foram feitas experiências no Laboratório de Plasma da Unicamp de geração de uma atmosfera controlada de nitrogênio para sinterizar peças de ferrite e observar a qualidade do produto obtido. Como o processo de sinterização exige uma curva $T(t)$ prevista e tempos mais ou menos longos foi construído um maçarico de menor potência (20 kW no ponto de projeto) afim de economizar nitrogênio e um forno cilíndrico com boa isolamento térmica que permitiu as temperaturas finais desejadas com potências baixas. O forno tem dimensões: 32 cm de diâmetro, 36 cm de profundidade, uma camada de refratária interna de 2,5 cm uma

parede metálica de 8 mm de espessura, uma manta isolante (Kao-wool) de 5 cm de espessura. Foram fornecidas uma centena de peças de ferrite com dimensões de alguns centímetros, dois termopares para medição de temperatura e prateleiras de alumina. As prateleiras de alumina pura são postas dentro do forno com as peças de ferrite e foi feita uma proteção das peças com um anteparo também de alumina. O maçarico foi colocado na porta e soprava no eixo horizontal do forno. As potências utilizadas variam de 16 kW a 24kW conforme a temperatura desejada e fluxo do nitrogênio varia de 30 a 120 NL/min.

Foram medidas três temperaturas:

- 1) a do gás interno com termopar sujeito à luz da chama T_1 ;
- 2) a do gás interno com termopar protegido pelo anteparo de alumina T_2 ;
- 3) a temperatura da parede interna com pirômetro óptico T_3 .

Para a sinterização da ferrite ser de boa qualidade, o aquecimento deve seguir uma curva pré-estabelecida. Pode-se dizer que em uma primeira fase que a temperatura aumenta $50^{\circ}\text{C}/\text{min}$ até atingir temperatura de 1000°C , seguido de um gradiente de $15^{\circ}\text{C}/\text{min}$ até atingir 1300°C , passando para uma fase estável de 1300°C a 1400°C , onde de fato ocorre a sinterização da ferrite com duração de 30 a 40 minutos. Para o resfriamento das peças experimentou-se resfriá-las abrindo diretamente o forno ou resfriá-las com um pequeno fluxo de nitrogênio mantendo-se assim a atmosfera não oxidante.

Vários testes foram feitos, cada um com duração de 60 a 70 minutos. As figuras (20) e (21) mostram dois destes testes. Nessas figuras estão as medidas das três temperaturas. A linha cheia indica a temperatura medida com pirômetro óptico. Só é possível essa medida quando a temperatura do local a ser medido está

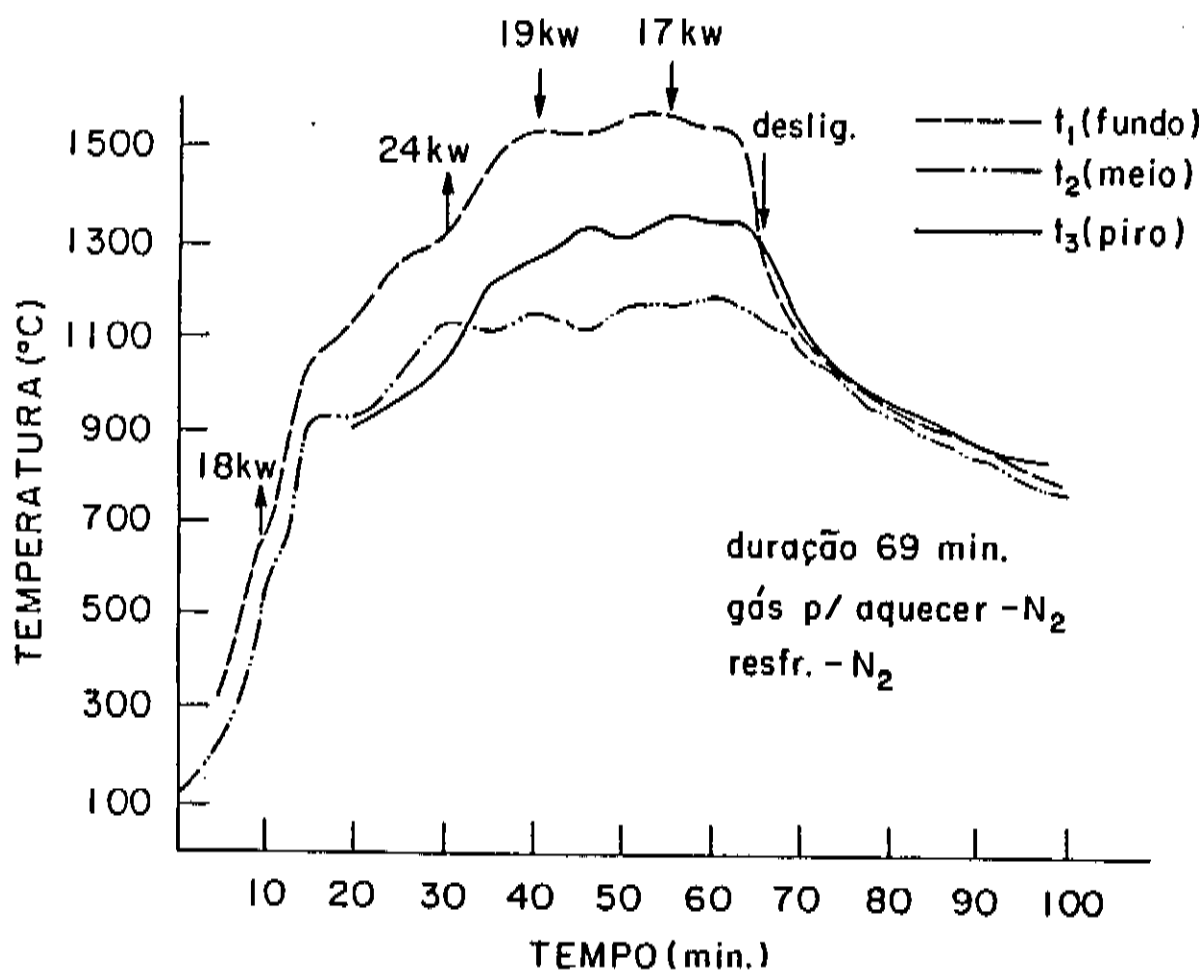


Figura 20 - Temperaturas T_1 e T_2 do gás no interior do forno medidas com termopares e temperatura T_3 das peças de ferrite medidas com pirômetro óptico. Aquecimento e resfriamento com nitrogênio.

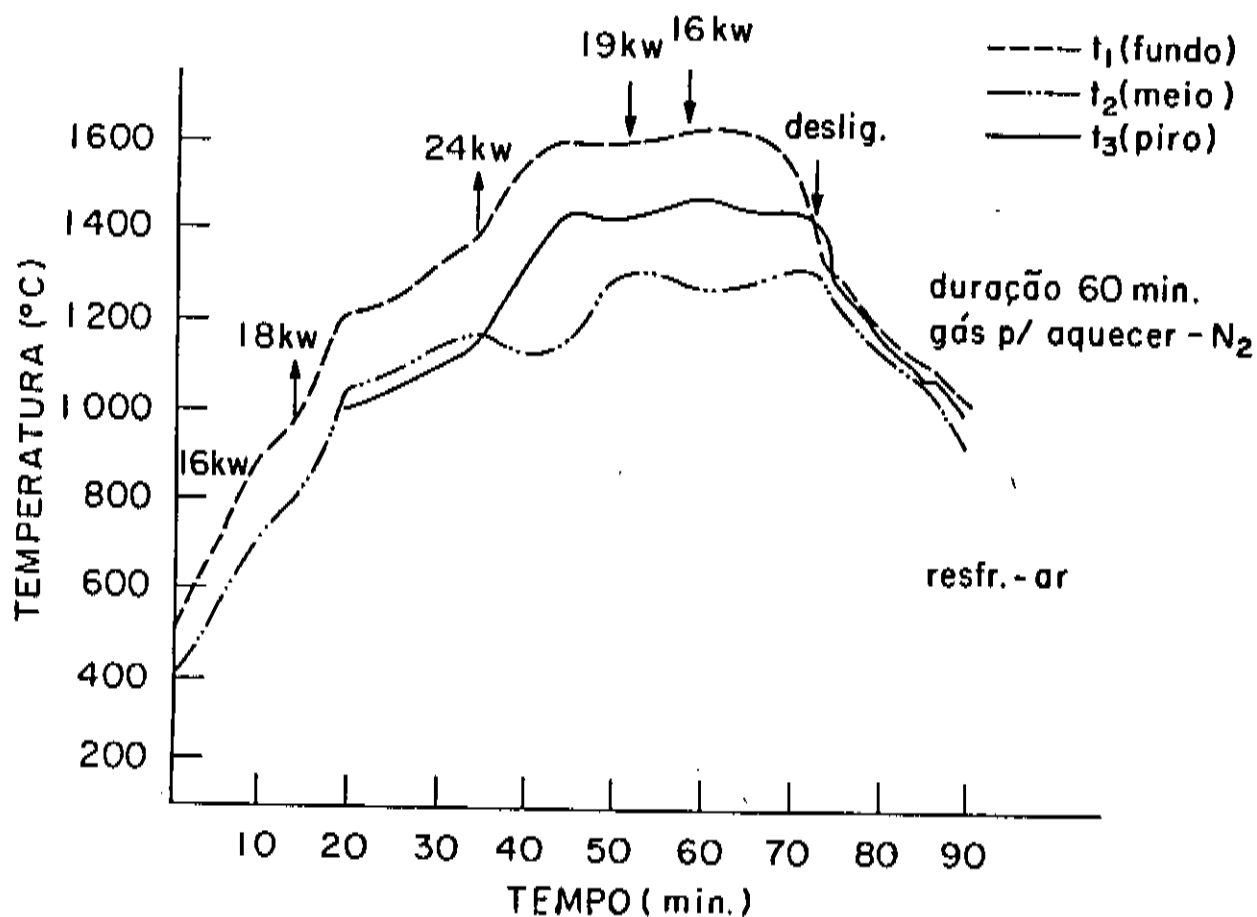


Figura 21 - Temperatura do gás no interior do forno medidas com termopares e temperatura das peças de ferrite medidas com pirômetro óptico. Aquecimento com nitrogênio e resfriamento com ar comum.

acima de 800°C (após 20 minutos), devido ao próprio processo de medição inerente ao pirômetro. As outras duas linhas tracejadas representam as medidas feitas com termopares. Pode-se notar que enquanto o maçarico está ligado existe uma diferença de 200°C entre as medidas. Isso se deve a colocação dos termopares no forno. O termopar sujeito a iluminação da chama (T_1) apresenta maior temperatura devido à radiação. O termopar protegido pelo anteparo está sujeito a não uniformidade do fluxo de gás, acusando assim uma outra temperatura. A temperatura lida com o pirômetro óptico é na verdade a temperatura das peças de ferrite. Quando o maçarico é desligado, não há mais nenhum desses fenômenos acontecendo, igualando-se assim as três temperaturas.

Como na experiência foi utilizado o nitrogênio como gás de trabalho, o catodo não apresentou corrosão rápida, por ser atmosfera não oxidante. O catodo utilizado foi o de tungstênio e todas as experiências foram feitas com o mesmo catodo, em um total de 5 horas de uso.

Depois das peças sinterizadas serem testadas, pode-se concluir:

- 1) o resfriamento das peças quando o forno é lentamente aberto não é satisfatório. É necessário no resfriamento manter a atmosfera de nitrogênio até a temperatura abaixo de 800°C , para não ocorrer oxidação das amostras;
- 2) a respeito da qualidade das peças sinterizadas, pode-se dizer que é boa. Quando comparadas com peças sinterizadas em fornos elétricos industriais convencionais, estas peças estão abaixo da média mas acima da rejeição;
- 3) pode-se melhorar a qualidade da sinterização fazendo-se a curva de subida de aquecimento mais lenta, além de um maior controle durante a fase de sinterização e fase de resfriamento. Para a

fase de resfriamento é necessário esse ser mais lento, mantendo sempre a atmosfera de nitrogênio, eliminando-se o choque térmico.

Todos esses problemas são de fácil solução, para isso é necessário uma instalação industrial com equipamentos de controle automatizados.

CAPÍTULO V

Conclusões e Resumo

Com as medidas de parâmetros apropriados foi possível a verificação das leis de escala de Zhukov para o projeto de um maçarico de plasma de arco não transferido para aquecimento de ar.

Foi verificada a lei de escala da característica tensão x corrente ($V \sim I^{-0,3}$) e lei de escala para a eficiência térmica. Usando uma câmara de vortex com 4 furos tangenciais de diâmetro de 2 mm obteve-se $\alpha = -0,33$ (expoente de I), que é próximo ao valor de Zhukov ($\alpha = -0,3$). Para uma câmara de vortex com 4 furos tangenciais de diâmetro de 1 mm, fica evidente que a lei de escala não é verificada como pode ser visto na figura (5) mostrada anteriormente.

A relação do tipo $V \sim I^{-\alpha}$ é correta, porém α não é uma constante, existem outros parâmetros influenciando nessa relação que devem ser estudados com maior cuidado.

Para a eficiência térmica comparamos os resultados obtidos medindo as perdas na água de refrigeração, equação (14), com aqueles obtidos através da lei de escala equação (12). O rendimento térmico medido é mais baixo que o esperado, com variações grandes que podem chegar até 15%. Em geral o rendimento medido está 10% abaixo do esperado o que seria significativo em aplicações de potência. Note-se porém que erros experimentais se propagam muito rapidamente dada a forma da lei de escala $(1 - \eta)/\eta$, e da diferença calculada entre a temperatura de entrada e saída da água, que foram medidas com $\pm 0,5^{\circ}\text{C}$ de precisão. Ainda mais, o fluxo de água pode facilmente ter um erro de 10% (circuito aberto versus circuito fechado) e este erro apareceria imediatamente no rendimento térmico. Claramente estas medidas precisam ser aperfeiçoadas e os

resultados apresentados aqui devem ser considerados como dados preliminares.

Foram feitas medidas de corrosão do catodo, tanto de zircônio como de tungstênio operando com ar comprimido. A taxa de corrosão obtidas são mais altas que o esperado da literatura por um fator de 10, o que indica a necessidade de melhorar a remoção de calor. Note-se que estes catodos operaram em ar comum, sem nenhuma proteção por filme de gases neutros (argônio, por exemplo). As nossas medidas também indicam que a taxa de corrosão pode aumentar quanto mais corroído já estiver o catodo.

A descrição teórica mais simples para um arco elétrico é a da equação de Elenbaas-Heller que considera o equilíbrio de energia com apenas fluxo de calor radial. Afim de estimar a temperatura do maçarico foi resolvida a equação de Elenbaas-Heller para o ar, usando tabela das condutividades térmica e elétrica obtidos da literatura. Os resultados indicam temperaturas no eixo do arco entre 11.500 e 13.500 K. Note-se porém, que da solução da equação não foi possível reproduzir a lei de escala de Zhukov ($V \sim T^{-0,3}$) e tentativas de obter comprimento do arco deram valores superiores ao comprimento do anodo (fator de 1,2 a 1,5). Acreditamos que estas dificuldades são devidas aos fluxos de massa e velocidades axiais e tangenciais que existem no maçarico, e que não são consideradas na equação de Elenbaas-Heller.

Finalmente foram feitas algumas experiências com o maçarico tendo em vista aplicações industriais. Foram feitas corridas de pré-aquecimento de uma panela de fundição e também de sinterização de ferritas em atmosfera controlada (nitrogênio). Em ambos os casos os resultados são satisfatórios e os aperfeiçoamentos necessários são de engenharia, típicos de instalação industrial.

REFERÊNCIAS

- (1) E. Pfender, "Electric Arcs and Gas Heaters", in Gaseous Electronics, Vol. I, M.H. Hirsch and H.J. Oskan, ed. Academic Press, New York (1978).
- (2) S.V. Dresvin, "Physics and Technology of Low Temperature Plasmas", ed. Iowa State University Press, Ames (1977).
- (3) J.M. Badie et J. Gaulon, "Les Torches a Plasma d'arc Études de Developpement a EDF", Departement "Applications de L'Électricité", Electricité de France, Direction des Etudes e Recherches, Renardières (1982).
- (4) A.G. Shashkov, D.I. Yas'Ko, I.E.E. Transf. Plasma Science PS1, p. 21 (1973).
- (5) M.F. Zhukov, Cálculos Básicos de Maçaricos de Plasma com Geometria Linear (em russo) Novosibirski (1979).
- (6) V.R. Watson and E.B. Pegot, "Numerical Calculations for Characteristics of Gas Flowing Axially Through a Constricted arc, NAŞA, TN, D-4042 (1967).
- (7) E. Pfender, Pure and Applied Chemistry, vol. 52 nº 7, p.1773, (1980).
- (8) K.H. Tsui, Journal of Applied Physics, vol. 62, nº 7, p.2707, (1987).
- (9) H. Maecker, Z. Phys. vol. 157 p.1 (1959).
- (10) H. Godenberg, Brit. J. Appl. Phys. vol. 10, nº 1, p.47 (1959).
- (11) M.Ye. Zarudi, Teplofizika Vys. Temp., vol. 6 nº 1 (1968).
- (12) H.W. Emmons, Physics of Fluids, vol. 10, nº 6 (1967).