

## MODELAGEM MATEMÁTICA DA COLISÃO DE UM JATO DE PLASMA CONTRA UMA PLACA HORIZONTAL

**Yang Xuefeng** – xuefeng@mecanica.ufu.br

**Aristeu da Silveira Neto** – aristeus@mecanica.ufu.br

**Américo Scotti** – ascotti@mecanica.ufu.br

Universidade Federal de Uberlândia, Faculdade de Engenharia Mecânica  
38400-902 – Santa Mônica – Uberlândia – MG – Brasil

**Resumo.** Um modelo matemático que permita prever a transferência de calor e o escoamento do fluido do arco de plasma encontrado no processo de soldagem TIG é apresentado neste artigo. Os resultados das simulações são comparados com os resultados experimentais disponíveis na literatura e as concordâncias são consideradas boas.

**Palavras-chave:** soldagem, simulação numérica, modelagem, plasma

### 1. INTRODUÇÃO

O processo de soldagem TIG (gas tungsten arc welding) tem sido amplamente usado na produção industrial, produzindo bons resultados. O processo (Fig. 1) consiste de um arco de plasma formado entre a ponta de um eletrodo e uma chapa (metal de base). Usualmente, o eletrodo é feito de tungstênio com 2% de tório para aumentar a emissão termoiônica de elétrons. A proteção do eletrodo e da poça é feita por um gás inerte, podendo ser o argônio, hélio ou misturas dos dois.

O gás de proteção tem dois papéis importantes no processo. O primeiro é proteger o eletrodo e a peça de trabalho dos contaminantes do ambiente. O segundo é o condutor de corrente elétrica entre o eletrodo e a peça. O gás de proteção usualmente não é condutivo, exceto quando o mesmo é submetido a uma tensão ou a uma temperatura muito altas, tornando-se plasma, que é altamente condutivo.

A transferência de calor e o escoamento dos fluidos, tanto no arco de plasma quanto na poça fundida, podem afetar

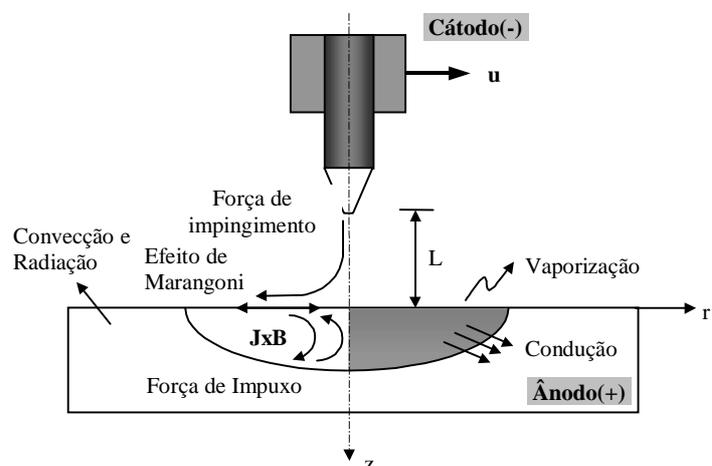


Figura 1 - Representação esquemática do processo

significativamente a forma microestrutural e as propriedades mecânicas resultantes da solda, que é o interesse final na prática.

Para o arco, a geometria do bocal e do eletrodo, o comprimento do arco, a intensidade de corrente, o gás de proteção e a velocidade de deslocamento longitudinal, entre outros fatores, determinam a transferência de calor do arco de plasma para a chapa. Para a poça fundida, o campo de temperatura transitório  $T(x,y,z,t)$  determina o tamanho e a geometria da solda (zona fundida) e a zona afetada pelo calor (HAZ, heat affected zone) que, por afetar o modo de solidificação, recristalização e níveis de tensões, determinam a qualidade de solda. O tamanho do arco usualmente é muito pequeno, o que dificulta muito a medição experimental do campo de temperatura no arco e na poça. Este fato é intensificado devido à forte radiação no arco. Mesmo viável, o custo desta determinação é elevado.

Por tais razões, um modelo matemático que permita prever a transferência de calor no arco e na poça fundida, com certa confiabilidade está sendo desenvolvido. O objetivo final é usar este modelo para estudar o efeito de cada parâmetro de interesse, visualizando a possibilidade de desenvolvimento de bocais específicos de soldagem e visando economia de consumíveis e melhor aproveitamento térmico do processo.

A modelagem de transferência de calor e escoamento do fluido no arco de plasma, com acoplamento da força eletromagnética, transferência de calor e escoamento do fluido, tem sido objeto intensivo de pesquisa durante os últimos quinze anos. O modelo matemático mais usado nas pesquisas numéricas foi apresentado por Hsu e Pfender (1983) e consecutivamente por McKelliget e Szekely (1986), Kovitaya e Cram (1986), Tsai e Kou (1989), Choo *et al.* (1992), Jösön *et al.* (1995) e Kim *et al.* (1997), entre outros. Os modelos matemáticos usados nestes trabalhos são semelhantes e todos tratam o arco de plasma como estável, laminar e estacionário. Todos os artigos, menos o de Jösön *et al.* (1995), estudam o arco de plasma entre um eletrodo de tungstênio (cátodo) e uma placa de cobre resfriada por água (ânodo). Vale a pena ressaltar que em todos trabalhos citados anteriormente, as propriedades físicas para o argônio foram tiradas do trabalho do Liu (1977) e, por falta de dados experimentais, as comparações entre a simulação e o experimento limitaram-se aos poucos casos presentes na literatura corrente.

## 2. FORMULAÇÃO DO PROBLEMA

Por simplicidade e como passo inicial, considere o caso de um jato de plasma axialmente simétrico com as seguintes hipóteses simplificativas: (a) o arco é axialmente simétrico e, portanto, as equações associadas podem ser escritas em coordenadas cilíndricas e bidimensionais; (b) o arco é estável; (c) o arco está no estado de equilíbrio local de temperatura, ou seja, a temperatura dos elétrons é igual à temperatura das partículas pesadas (a validade dessa suposição foi aprovada pelo trabalho de Hsu e Pfender, 1983); (d) o escoamento é laminar; (e) o plasma é ópticamente fino, portanto a radiação pode ser levada em conta usando a perda pela radiação ópticamente fina por volume unitário.

### 2.1 Modelo Matemático

Sob essas hipóteses, as equações associadas ao modelo matemático podem ser escritas como:

*Conservação da Massa*

$$\frac{1}{r} \frac{\partial(\rho r u)}{\partial r} + \frac{\partial(\rho w)}{\partial z} = 0. \quad (1)$$

### Conservação da Quantidade de Movimento

$$\frac{1}{r} \frac{\partial(\rho r u^2)}{\partial r} + \frac{\partial(\rho u w)}{\partial z} = -\frac{\partial P}{\partial r} + \left[ \frac{2}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( \mu r \frac{\partial u}{\partial r} \right) - \mu \frac{2u}{r^2} + \frac{\partial}{\partial z} \left( \mu \left( \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial r} \right) \right) \right] - J_z B_\theta, \quad (2)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial(\rho r u w)}{\partial r} + \frac{\partial(\rho w^2)}{\partial z} = -\frac{\partial P}{\partial z} + \left[ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( \mu r \left( \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial r} \right) \right) + 2 \frac{\partial}{\partial z} \left( \mu \frac{\partial w}{\partial r} \right) \right] + J_r B_\theta, \quad (3)$$

onde  $\rho$  é a densidade e  $\mu$  é a viscosidade do plasma, ambos dependentes da temperatura. Além dos termos convectivos e difusivos, mais um termo fonte é acrescentado às equações da quantidade de movimento devido à força de Lorentz (força eletromagnética), onde  $J_r$  e  $J_z$  são as densidades de corrente elétrica nas direções de  $r$  e  $z$ , respetivamente e  $B_\theta$  o campo magnético auto-induzido. Por causa destes termos fontes adicionais, torna-se necessário resolver também a equação de conservação de tensão elétrica.

### Conservação de Energia

$$\begin{aligned} \frac{1}{r} \frac{\partial(\rho r u h)}{\partial r} + \frac{\partial(\rho w h)}{\partial z} = & \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{k}{C_p} r \frac{\partial h}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{k}{C_p} \frac{\partial h}{\partial z} \right) \\ & + \frac{J_z^2 + J_r^2}{\sigma_e} - S_R + \frac{5}{2} \frac{k_B}{e} \left( \frac{J_r}{C_p} \frac{\partial h}{\partial r} + \frac{J_z}{C_p} \frac{\partial h}{\partial z} \right), \end{aligned} \quad (4)$$

onde  $h$  é entalpia,  $C_p$  é o calor específico,  $k$  a condutividade térmica,  $\sigma_e$  a condutividade elétrica (todas funções da temperatura),  $k_B$  constante de Boltzmann e  $e$  a carga elementar do eletrón. O primeiro termo fonte representa o aquecimento de Joule causado pela resistência elétrica do plasma. O segundo termo fonte  $S_R$  representa a perda por radiação devido à alta temperatura na qual encontra-se o arco de plasma. O terceiro termo fonte trata da entalpia transportada pelo eletrón, assumindo que a velocidade de eletrón geralmente é muito maior que a das partículas pesadas (o átomo, por exemplo).

### Conservação de Tensão Elétrica

Como já foi mencionado anteriormente, os termos fontes nas equações de conservação de quantidade de movimento e energia exigem o conhecimento do campo magnético. Então, é necessário resolver a equação de Maxwell para o termo de tensão elétrica.

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( \sigma_e r \frac{\partial \Phi}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \sigma_e \frac{\partial \Phi}{\partial z} \right) = 0, \quad (5)$$

onde  $\sigma_e$  é a condutividade elétrica e  $\Phi$  a tensão elétrica.

De acordo com a lei de Ohm tem-se:

$$J_r = -\sigma_e \frac{\partial \Phi}{\partial r}, \quad (6)$$

$$J_z = -\sigma_e \frac{\partial \Phi}{\partial z}. \quad (7)$$

O campo magnético pode ser obtido pela lei de Ampere na seguinte forma:

$$B_{\theta} = \frac{\mu_0}{r} \int_0^r J_z r dr, \quad (8)$$

onde  $\mu_0$  é a permeabilidade magnética do espaço livre. A constante de integração é igual a zero pois  $B_{\theta} \rightarrow 0$  quando  $r \rightarrow 0$ .

## 2.2 Condições de contorno para o arco

O domínio computacional é mostrado na Fig. 2 e as condições de contorno são dadas na Tabela 1. Trata-se de um problema termoiônico, requerendo um tratamento especial nas regiões do cátodo e ânodo. As condições de contorno são explicadas separadamente para cada lado do domínio. As condições simétricas são dadas para todas as variáveis no eixo de simetria (AH), isto é, a derivada radial igual a zero ( $w, h, \Phi$ ). A temperatura do gás na entrada DE é considerada igual a 1000 K, que corresponde a temperatura usada na modelagem do arco livre (Hsu e Pfender, 1983). Foi descoberto que essa temperatura não é muito importante para o comportamento do arco, porque a temperatura no centro do arco é muito mais alta. A maioria da energia é introduzida pela ponta do cátodo e a entalpia trazida pelo gás na entrada é pequena, comparada com a energia gerada pela corrente elétrica. As derivadas axiais da tensão elétrica,  $\Phi$ , e da velocidade axial,  $w$ , são zero. A densidade é incluída na derivada da velocidade para manter a conservação da massa, devido à grande variação da densidade com a temperatura. A temperatura do gás na entrada EF é considerada igual a 1000 K. Na saída FG, a derivada radial da entalpia e derivada radial da velocidade são consideradas iguais a zero. Mais uma vez, a densidade é incluída na derivada para manter a conservação da massa. A área de EF e FG é decidida pelo sinal da velocidade radial durante o cálculo. Considere-se a velocidade negativa para a entrada e positiva para a saída.

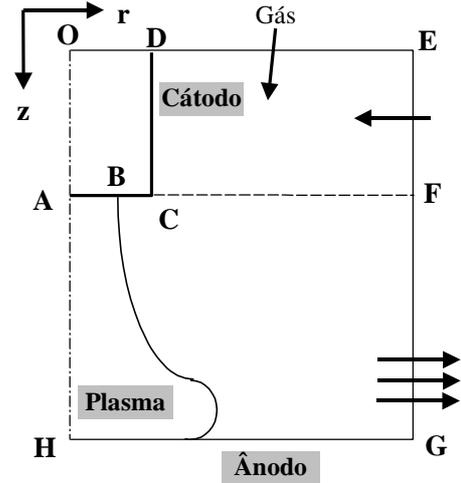


Figura 2 O domínio computacional

Tabela 1. Condições de contorno para o arco

Figura	$u$	$w$	$T$	$\Phi$
AB	0	0	$T=3000K$	$J_c = I / (\pi R_c^2)$
BC	0	0	$T=3000K$	$\partial\Phi / \partial z = 0$
CD	0	0	$T=3000K$	$\partial\Phi / \partial r = 0$
DE	$\partial(\rho u) / \partial z = 0$	$\partial(\rho w) / \partial z = 0$	$T=1000K$	$\partial\Phi / \partial z = 0$
EF	$\partial(\rho u) / \partial r = 0$	$\partial w / \partial r = 0$	$T=1000K$	$\partial\Phi / \partial r = 0$
FG	$\partial(\rho u) / \partial r = 0$	$\partial w / \partial r = 0$	$\partial T / \partial r = 0$	$\partial\Phi / \partial r = 0$
GH	0	0	$T=1000K$	$\Phi = \text{const}$
HA	0	$\partial w / \partial r = 0$	$\partial T / \partial r = 0$	$\partial\Phi / \partial r = 0$

A dificuldade encontrada na resolução do sistema de equações no arco de plasma é devida ao fenômeno que acontece na vizinhança do cátodo. Nesta região existe uma camada de transição (escudo elétrico) onde os parâmetros do arco mudam bruscamente. A temperatura, por exemplo, cai de 20000 K na vizinhança do cátodo para 3000 K na sua superfície. Hsu e Pfender (1983) mostraram que, quando a temperatura das partículas pesadas cai rapidamente ao se aproximar do cátodo, a temperatura do elétron mantém um valor relativamente alto até a camada de transição. No cálculo da entalpia do elétron na vizinhança do cátodo usa-se a temperatura do arco de plasma perto do cátodo, a qual é muito mais alta do que a temperatura do cátodo mesmo.

Na suposição de que o elétron está em “queda livre” ao atravessar o escudo elétrico, pode-se incluir o efeito, definindo a queda de tensão no cátodo, na forma da equação (9) (McKelliget e Szekely, 1986), onde  $V_c$  é a queda de tensão no cátodo e  $T_{c,e}$  é a temperatura do arco na vizinhança do cátodo. Desta forma, pode-se obter a tensão total do arco de plasma. A energia usada para ionizar o plasma, proposta por Choo *et al.* (1992), é dada pela equação (10).

$$V_c = \frac{5}{2} \frac{k_B}{e} T_{c,e} \quad (9) \quad \text{e} \quad Q_{c,ionic} = |J_c| V_c \quad (10)$$

A temperatura do cátodo é considerada igual a 3000 K, que é a temperatura típica observada no processo TIG. Deste modo, estar-se-á resolvendo o sistema de equações até o escudo elétrico e não até a superfície do cátodo. A temperatura do cátodo, então, não tem influência no resultado da simulação.

As condições do contorno para a equação da conservação de tensão elétrica são dadas sob a suposição de que a densidade no cátodo seja constante dentro da mancha catódica (região emissora de elétrons no cátodo) e zero fora da mancha catódica, ou seja:

$$J_z = J_c \quad r < R_c \quad (11) \quad \text{e} \quad J_z = 0 \quad r \geq R_c, \quad (12)$$

onde  $J_c$  é a densidade de corrente na mancha catódica,  $R_c$  é o raio da mancha catódica, o qual pode ser calculado como  $R_c = \sqrt{I/(\pi J_c)}$ . Baseado na observação experimental, um único valor do  $J_c$  pode ser usado para diferentes condições de arco (densidade de corrente e comprimento do arco).

A transferência de calor do plasma para o ânodo consiste dos seguintes mecanismos principais (McKelliget e Szekely, 1986): Transferência de calor pelo escoamento do elétron,  $Q_E$ , transferência de calor pela convecção,  $Q_c$ , transferência de calor devido à radiação,  $Q_r$ , transferência de calor devido à evaporação do material do ânodo,  $Q_v$ .

O fluxo de calor no ânodo pelo escoamento de elétrons pode ser obtido usando a teoria clássica para os arcos de alta densidade de corrente com a presença de um escudo elétrico onde existe uma queda de tensão  $V_a$  (Dinulescu e Pfender, 1980) :

$$Q_E = J_a \left( \frac{5}{2} + \frac{e\phi_d}{k_B\sigma_e} \right) \frac{k_B}{e} T_{a,e} + J_a V_w + J_a V_a, \quad (13)$$

onde o  $\phi_d$  é o coeficiente de difusão térmica para o elétron,  $V_w$  é a função trabalho do ânodo,  $T_{a,e}$  é a temperatura do elétron. O primeiro termo representa a entalpia transportada pelo elétron, ou seja, o efeito de Thomson. O segundo termo é o calor liberado pelo elétron quando entra no ânodo e é proporcional à função trabalho do ânodo. O terceiro termo é a energia devida à queda de tensão no ânodo.

Por causa da suposição de equilíbrio local de temperatura, não se pode saber exatamente a temperatura do elétron no ânodo. Choo *et al.* (1992) usaram a temperatura do filme para calcular a  $T_{a,e}$ , ou seja,  $T_{a,e} = T_f = 0,5 (T_b + T_w)$ , onde  $T_b$  é a temperatura da camada limite e  $T_w$  a temperatura da parede. Baseado na observação feita por Dinulescu e Pfender (1980), McKelliget e Szekely (1986) fixaram a temperatura do elétron no ânodo em 10000 K para o plasma do argônio. Desprezando a queda de tensão, obtém-se a equação (14).

A transferência de calor convectiva no ânodo pode ser obtida usando a correlação proposta por McKelliget e Szekely (1986) e apresentada aqui pela equação (15):

$$Q_E = J_a (2,76 + V_w) \quad (14) \quad \text{e} \quad Q_c = \frac{0,515}{Pr_w} \left( \frac{\mu_b \rho_b}{\mu_w \rho_w} \right)^{0,11} \left( \mu_w \rho_w \frac{u_b}{r} \right)^{0,5} (h_b - h_w), \quad (15)$$

onde  $b$  indica as propriedades na margem da camada limite do ânodo e  $w$  indica as propriedades na temperatura da parede. A espessura da camada limite é considerada igual à 0,2 mm (Choo *et al.*, 1992).

O calor incidente do plasma sobre a superfície do ânodo devido à radiação é calculado usando o fator de forma (Fig. 3) através da suposição de que o arco de plasma é ópticamente fino. O fluxo radiativo recebido pelo elemento da superfície  $i$  do elemento do volume  $j$  pode ser obtido através da equação (16), onde o  $S_{R,i,j}$  é o fator de forma da superfície  $i$  de volume  $j$ ,  $r_{i,j}$  é a distância entre a superfície  $i$  e o volume  $j$  e  $\Psi$  é o ângulo entre o  $r_{i,j}$  e a direção normal da superfície. A integral é calculada para cada elemento da superfície e cada elemento do volume, supondo que os valores de  $r$  e  $z$  são constantes para cada elemento.

O fluxo de calor total no ânodo pode, então, ser escrito na forma da equação (17).

$$Q_{r,i,j} = \int_{V_j} \frac{S_{R,i,j}}{4\pi r_{i,j}^2} \cos \Psi dv_j \quad (16) \quad \text{e} \quad Q(r) = J_a(r)[2,76 + V_w] + Q_c(r) + Q_r(r). \quad (17)$$

### 2.3 Discretização das equações e método de resolução numérica

As equações são discretizadas usando a técnica dos Volumes Finitos no domínio de cálculo (Fig. 2) baseado no algoritmo SIMPLE e o esquema de *power-law* (Patankar, 1980). As equações algébricas são resolvidas iterativamente (TDMA). A malha usada é retangular com células variáveis. As células menores concentram-se na região do cátodo onde as variações bruscas acontecem ( $\Delta z = 0,1$  mm,  $\Delta r = 0,15$  mm, por exemplo) e as células maiores ficam na região de saída ( $\Delta z = 0,2$  mm,  $\Delta r = 0,3$  mm, por exemplo). Testes numéricos mostram que os resultados obtidos com esta malha já são independentes do refinamento. As equações da quantidade de movimento e da energia são resolvidas no domínio AODEFGHA, no qual as células do cátodo (ACDOA) são desativadas. A equação da tensão elétrica é resolvida no domínio ABCFGHA (Fig. 2), como foi feita no trabalho do McKelliget e Szekely (1986). A convergência é declarada quando a variação dos valores de temperatura e velocidade entre duas iterações seguidas não ultrapassa 0,1 por cento nos locais mais críticos. Considera-se também que a diferença entre a integral de corrente elétrica no ânodo e de corrente elétrica de soldagem é menor que 1,0 por cento.

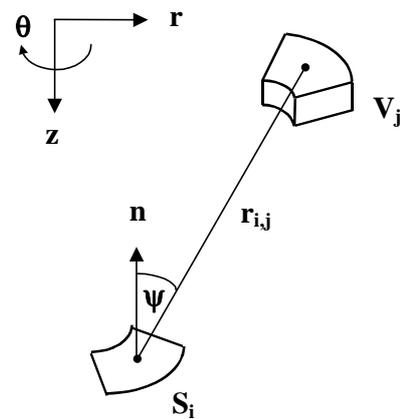


Figura 3 Configuração de fator de forma

### 3. RESULTADOS E DISCUSSÕES

O modelo proposto foi usado para a simulação dos arcos de vários comprimentos e intensidades de corrente elétrica. A densidade de corrente da mancha catódica  $J_c$  é fixada em  $65 \text{ A/mm}^2$  para os arcos  $> 4 \text{ mm}$  e  $45 \text{ A/mm}^2$  para os arcos  $< 4 \text{ mm}$ . A malha usada foi de  $42 \times 38$ . O raio do cátodo foi de  $1,5 \text{ mm}$  ( $1/8 \text{ in.}$  no trabalho de Nestor, 1962).

#### 3.1 Campo de temperatura e campo de velocidade

As comparações entre isotermas para o arco de  $10,0 \text{ mm}$ ,  $100 \text{ A}$  é mostrada na Fig. 4. Os dados experimentais são de Hsu *et al.* (1983). Pode-se observar que uma boa concordância das isotermas externas, para as quais os perfis têm a forma de sino, que é a forma típica do arco. Entretanto, a temperatura prevista no exio do arco é um pouco mais alta do que as medidas para temperaturas acima de  $14000 \text{ K}$  e é um pouco mais baixa para temperaturas abaixo de  $14000 \text{ K}$ . De uma forma geral, pode-se dizer que o campo de temperatura previsto compara-se qualitativamente bem com os dados experimentais.

O campo de velocidade previsto para o arco de  $10,0 \text{ mm}$ ,  $200 \text{ A}$  é mostrado na Fig. 5. Não se tem dados experimentais para comparação. Essa figura serve para dar uma visão geral do escoamento de um jato de plasma sobre uma placa plana. As linhas de corrente mostram claramente o ponto de estagnação e a deflexão do escoamento.

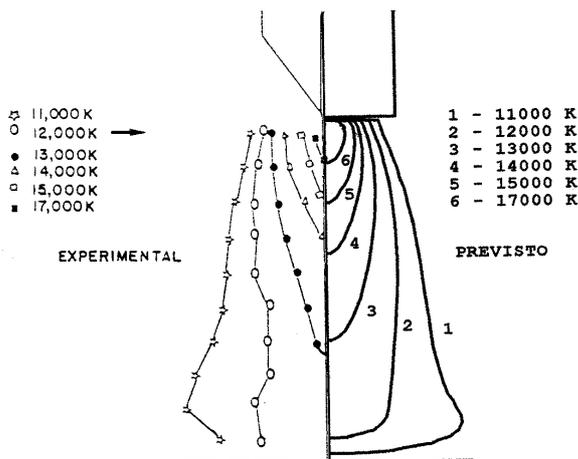


Figura 4 Comparação das isotermas nos resultados da simulação e do experimento (arco  $10 \text{ mm}$ ,  $200 \text{ A}$ )

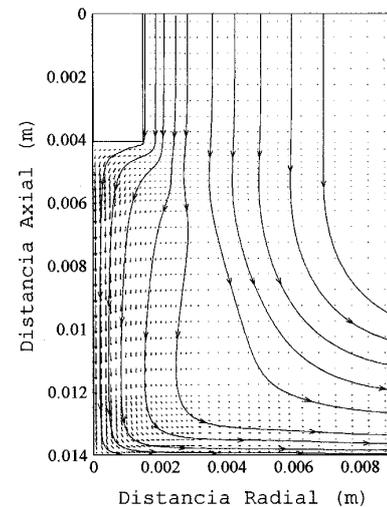


Figura 5 O campo de velocidade para o arco de  $10 \text{ mm}$ ,  $200 \text{ A}$

#### 3.3 Queda de tensão total

A queda de tensão total do arco pode ser representada pela equação (18), ressaltando-se que a queda de tensão no ânodo não é considerada, devido a não se ter uma avaliação confiável sobre este termo.

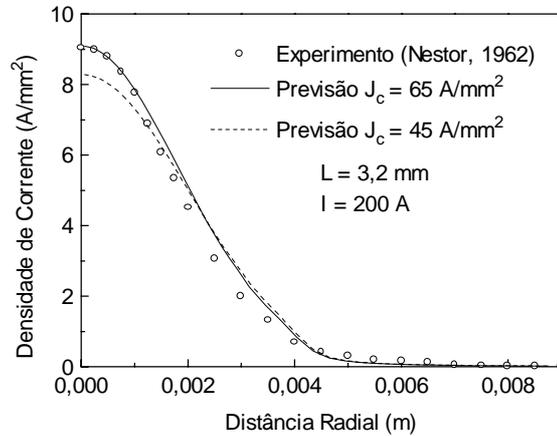
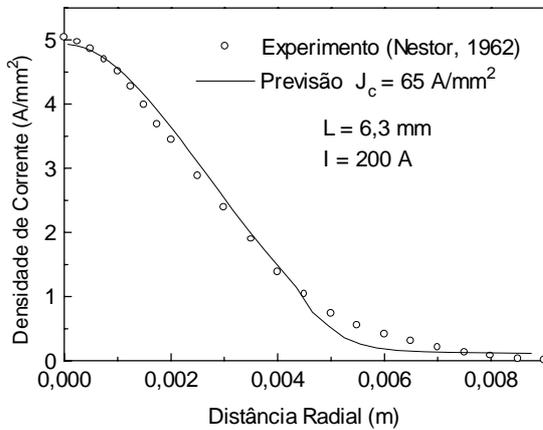
$$V_{arco} = V_c + V_{col} \quad (18) \quad e$$

$$V_{col} = \Phi_{max} - \Phi_{min} \quad (19)$$

A queda de tensão do arco predita neste trabalho foi de  $13,7 \text{ V}$  para o arco de  $100 \text{ A}$  e  $16,8 \text{ V}$  para o arco de  $200 \text{ A}$ . Os valores conformam bem com os valores medidos por Nestor (1962), que é  $14,3 \text{ V}$  para  $100 \text{ A}$  arco e  $16,0 \text{ V}$  para  $200 \text{ A}$  arco. No cálculo da queda no

cátodo,  $V_c$  (Eq. 9), a temperatura usada foi a temperatura perto da superfície do cátodo, que não é a temperatura mais alta no arco. No cálculo de  $V_{col}$ , a tensão mais baixa ( $\Phi_{min}$ ) encontra-se no local onde a temperatura é mais alta.

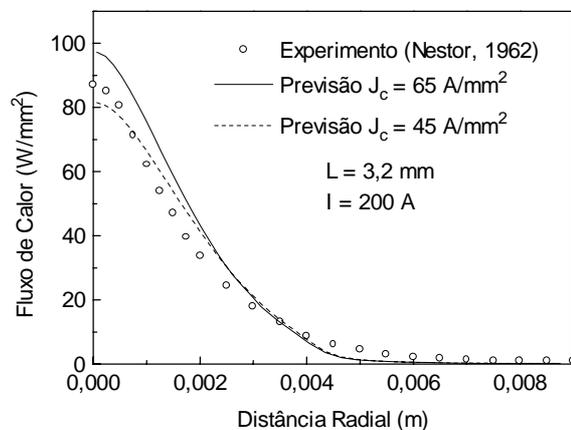
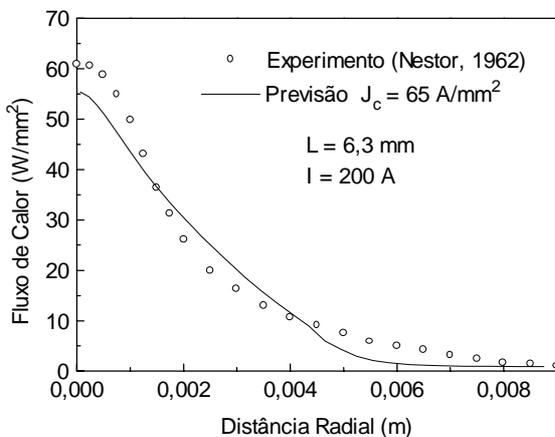
### 3.4 Densidade de corrente elétrica no ânodo



Figuras. 6 e 7 Distribuição de densidade de corrente na superfície do ânodo

As distribuições de densidade de corrente elétrica obtidas para os arcos de 200 A e as comparações com os resultados experimentais são mostradas nas Figs. 6 e 7. Pode-se observar que, para o arco de 6,3 mm (Fig. 6), a comparação dos resultados numéricos e experimentais é muito boa de uma forma geral. Duas simulações são feitas para o arco de 3,2 mm (Fig. 7) admitindo-se densidades de corrente na mancha catódica diferentes, para avaliar o efeito de  $J_c$  para os arcos mais curtos (no trabalho de Choo *et al.*, 1992,  $J_c = 45 A/mm^2$  foi usado para os arcos mais curtos do que 3,0 mm). Pode-se observar que os resultados numéricos de  $J_c = 65 A/mm^2$  tem uma concordância com os resultados experimentais melhor do que de  $J_c = 45 A/mm^2$ . Os resultados confirmam que, como foi suposto por McKelliget e Szekely (1986), um único valor de  $J_c$  ( $65 A/mm^2$ ) pode ser usado para os arcos de vários comprimentos, tanto para os arcos compridos (maior do que 3,0 mm), quanto para os arcos curtos (menor do que 3,0 mm).

### 3.5 Fluxo de calor no ânodo

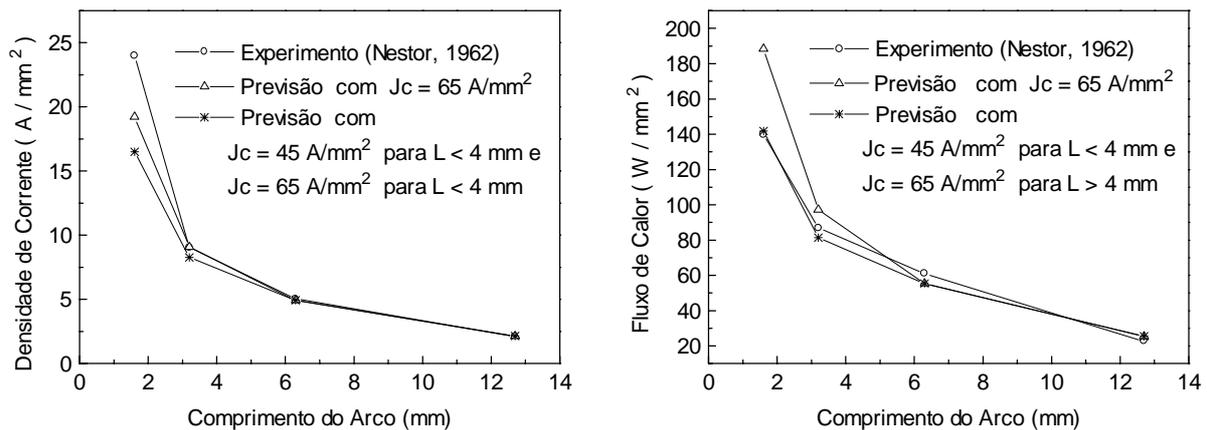


Figuras. 8 e 9 Distribuição do fluxo de calor total na superfície do ânodo

As comparações das distribuições radial do fluxo de calor entre os resultados previstos e os experimentais são apresentadas nas Figs. 8 e 9. Pode-se observar que, para o arco de 6,3 mm, a divergência entre a simulação e o experimento é considerável. Lembrando-se a comparação da distribuição de corrente (Fig. 6), que tem melhor concordância, a divergência pode ser causada devido ao cálculo dos fluxos de calor convectivo e radiativo, que é mais importante para os arcos curtos. A diferença é de 10% na região central. Para o arco de 3,2 mm, o resultado da simulação de  $J_c = 45 \text{ A/mm}^2$  tem a concordância melhor do que de  $J_c = 65 \text{ A/mm}^2$ . Consideradas de uma forma geral, as diferenças são razoáveis.

### 3.6 Variação de densidade de corrente e fluxo de calor no ponto de estagnação

A figura 10 mostra a variação de densidade de corrente no ponto de estagnação com o comprimento do arco e a comparação dos resultados numéricos e experimentais. Pode-se observar que a divergência entre o resultado numérico e experimental aumenta com a redução do comprimento do arco, especialmente para os arcos mais curtos ( $< 2,0 \text{ mm}$ ). Isso pode ser causado pela geometria do cátodo, que é chata no presente modelo. Os fluxos de calor no ponto de estagnação é comparado com os valores experimentais na Fig. 11. Neste termo, pode-se dizer que as simulação com  $J_c = 45 \text{ A/mm}^2$  para os arcos curtos são melhores do que as simulação de  $J_c = 65 \text{ A/mm}^2$ .



Figuras 10 e 11 Variação de densidade de corrente e fluxo de calor no ponto de estagnação

## 4. CONCLUSÕES

Um modelo matemático que permita prever os parâmetros operacionais do processo de soldagem TIG foi desenvolvido, usando as equações de Navier-Stokes e o balanço de energia junto com a equação de Maxwell em forma de conservação de tensão elétrica. O modelo foi usado na simulação de um arco de plasma estacionário (axialmente simétrico) para verificar a confiabilidade do mesmo. Os resultados obtidos para os arcos de vários comprimentos foram comparados com os dados experimentais disponíveis na literatura e pôde-se obter as seguintes conclusões preliminares:

O campo de temperatura previsto compara-se qualitativamente bem com os dados experimentais de uma forma geral; as previsões das distribuições de fluxo de corrente elétrica na superfície do ânodo, que é o mais importante na prática do processo TIG, estão em boa concordância com os valores medidos experimentalmente; os valores previstos para os fluxos de calor na superfície do ânodo usando as correlações propostas por McKelliget e Szekely (1986) estão mais baixos do que os experimentais (apresentando uma diferença de 8~10%), o que pode ter sido causado pela subestimação de fluxo de calor pela convecção.

Os resultados preliminares dão certa confiança para o presente modelo e pode-se, então, tratar os casos mais realísticos em termos de condições operacionais, como o comprimento do arco, a geometria do eletrodo e a deformação da superfície da poça fundida.

### ***Agradecimentos***

O autor agradece a Faculdade de Engenharia Mecânica da Universidade Federal de Uberlândia pelo apoio durante a execução da pesquisa. O autor agradece também a FAPEMIG pelo apoio financeiro sob o processo No. Tec-00034/98.

### **REFERÊNCIAS**

- Choo, R.T.C., Szekely, J., and Westhoff, R.C., 1992, On the calculation of the free surface temperature of gas-tungsten-arc weld pools from first principles: part I. modeling the welding arc, *Metall. Trans. B*, vol. 23, pp. 357-369.
- Dinulescu, H. A., and Pfender, E., 1980, Analysis of the anode boundary-layer of high-intensity arcs, *J. Appl. Phys.*, vol. 51, pp. 3149-3157.
- Evans, D. L., and Tankin, R. S., 1967, Measurement of emission and absorption of radiation by argon plasma, *The Physics of Fluids*, vol. 10, pp. 1137-1144.
- Hsu, K. C., and Pfender, E., 1983, Two-temperature modeling of the free-burning, high-intensity arc, *J. Appl. Phys.*, vol. 54, pp. 4359-4366.
- Jönsson, P.G., Eagar, T.W., and Szekely, J., 1995, Heat and metal transfer in gas metal arc welding using argon and helium, *Metall. and Materials Trans. B*, vol. 26, pp. 383-395.
- Kim, W.-H., Fan, H.G., and Na, S.-J., 1997, A mathematical model of gas tungsten arc welding considering the cathode and the free surface of the weld pool, *Metall. and Materials Trans. B*, vol. 28, pp. 679-686.
- Kovitya, P. K., and Cram, L. E., 1986, A two-dimensional model of gas-tungsten welding arcs, *Welding J.*, vol. 65, pp. 34-39.
- Liu, C. H., 1977, Ph. D. Thesis, Numerical analysis of the anode region of high intensity arcs, University of Minnesota, Minneapolis, MN.
- McKelliget, J., and Szekely, J., 1986, Heat transfer and fluid flow in the welding arc, *Metall. Trans. A*, vol. 17, pp. 1139-1148.
- Nestor, O. H., 1962, Heat intensity and current density distributions at the anode of high current, inert gas arcs, *J. Appl. Phys.*, vol. 33, pp. 1638-1648.
- Patankar, S. V., 1980, Numerical heat transfer and fluid flow, Hemisphere, Washington, DC.
- Tsai, N., 1983, Ph. D. Thesis, Heat distribution and weld bead geometry in arc welding, Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, MA.

***Title.*** *Mathematical modeling of the collision of a plasma jet against a flat plate*

***Abstract.*** *A mathematical model which is capable to predict the heat transfer and fluid flow of plasma arc encountered in welding process TIG is presented in this paper. The simulation results are compared with the experiment results available in literature and the agreements are considered as good.*

***Key words:*** *welding, numerical simulation, modeling, plasma*