

**WELLINGTON LINCONL CHIMANSKI DE SOUZA**

**SIMULAÇÃO NUMÉRICA DO PROCESSO DE REVESTIMENTO POR  
PLASMA DE ARCO TRANSFERIDO**

Dissertação apresentada como requisito parcial  
à obtenção do grau de Mestre em Engenharia  
Mecânica, Curso de Mestrado em Engenharia  
Mecânica, Setor de Tecnologia, Universidade  
Federal do Paraná.

Orientador: Prof. Dr. Carlos Henrique Marchi

Co-orientadora: Prof<sup>a</sup>. Dra. Ana Sofia Climaco Monteiro D'Oliveira

**CURITIBA**

2009

## **Agradecimentos**

Agradeço ao Prof. Carlos Henrique Marchi pela paciência e orientação no desenvolvimento deste trabalho.

Agradeço à Prof<sup>a</sup>. Ana Sofia Climaco Monteiro D'Olivera pelas sugestões feitas.

Agradeço à minha Família, que sempre me apoiou em meus estudos.

Agradeço à minha esposa, Silvia Chimanski, pelo apoio e compreensão nos anos em que estive desenvolvendo este trabalho.

Agradeço aos amigos que, direta ou indiretamente, contribuíram para o desenvolvimento deste trabalho.

Agradeço ao Programa de Pós Graduação em Engenharia Mecânica – PG-MEC.

## Resumo

O processo PTA (Plasma Transferred Arc) é usado para fazer revestimentos em superfícies que necessitam de proteção por estarem sujeitas a condições adversas de operação. No processo PTA existem diversos parâmetros que precisam ser ajustados para se obter o revestimento desejado. O objetivo deste trabalho é analisar o comportamento térmico e dinâmico de partículas de alumina usadas no PTA. São consideradas partículas com diversos diâmetros (50 a 1000  $\mu\text{m}$ ) e ângulos de injeção (30, 45 e 60 graus) na tocha PTA. No modelo matemático para as equações governantes (equações diferenciais do movimento, de transferência de calor e de mudança de fase) foram consideradas que as propriedades dos materiais envolvidos são variáveis com a temperatura. As EDO's são resolvidas utilizando o método Runge-Kutta de 4ª ordem. Em cada avanço da solução são feitas iterações internas para atualização das variáveis. Os principais resultados obtidos são: (1) o peso e a radiação térmica não influenciam significativamente o processo, podendo ser desprezados; (2) o tamanho das partículas e o ângulo de injeção influenciam significativamente a temperatura e o estado físico com que as partículas atingem o substrato; e (3) partículas com diâmetro maior do que 250  $\mu\text{m}$  atingem o substrato na forma sólida, independentemente do ângulo de injeção.

Palavras-chave: PTA, soldagem, simulação numérica, alumina, trajetória, fenômenos de transporte.

## **Abstract**

The PTA (Plasma Transferred Arc) process is used to produce coatings in surfaces which requires to be protected due working in hard operating conditions. In PTA process there are a lot of parameters that need to be controlled to obtain the coating desired. The objective of this work is to analyze thermal and dynamic behavior of alumina particles used in PTA process. Particles were used with several diameters (50 to 1000  $\mu\text{m}$ ) and injection angles (30, 45 and 60 degrees) in the PTA torch. In the model were considered which the differential equations that describe the movement, heat transfer and the phase changing are temperature's dependents. The differential equations were solved by 4<sup>th</sup> Order Runge-Kutta Method. In each time's step were done internal iterations, asking for an improvement in the convergence's solution. The mains results are: (1) the weight force and the thermal radiation don't affect on the process and can to be neglected; (2) the particle's size and the injection angle affect significantly the temperature and the physical state with which the particles reach to the substrate; and (3) particles with diameter larger than 250  $\mu\text{m}$  reach to the substrate in solid state, independently of injection angle.

**Keywords:** PTA, welding, numerical simulation, alumina, trajectory, transport phenomena.

## Lista de Figuras

Figura 1.1 – Esquema de uma tocha PTA. ....	12
Figura 3.1 – Geometria do escoamento do plasma na tocha PTA utilizada na formulação do problema. ....	21
Figura 3.2 – Troca de calor entre um corpo sólido à temperatura $T_p$ imerso em um fluido à temperatura $T_g$ , sendo $T_g > T_p$ . ....	26
Figura 3.3 – Gráfico da temperatura de um corpo em função do tempo com mudança de fase. ....	27
Figura 3.4 – Massa específica do gás plasma – Argônio. ....	29
Figura 3.5 – Calor específico do gás plasma - Argônio ....	30
Figura 3.6 – Viscosidade dinâmica do gás plasma – Argônio.....	30
Figura 3.7 – Condutividade térmica do gás plasma - Argônio.....	31
Figura 4.1 – Esquema da interpolação feita para determinação de variáveis secundárias .....	39
Figura 5.1 – Evolução da temperatura para uma partícula com diâmetro de 50 $\mu\text{m}$ . Simulação com propriedades constantes e dependentes da temperatura.....	42
Figura 5.2 – Trajetórias de partículas com diâmetro de 50 $\mu\text{m}$ . ....	47
Figura 5.3 – Temperaturas de partículas com diâmetro de 50 $\mu\text{m}$ . ....	48
Figura 5.4 – Evolução da temperatura de partículas injetadas sob ângulo de 45°.....	48
Figura 5.5 – Temperatura de partículas injetadas sob ângulo de 45° em função da distância x. ....	49
Figura 5.6 – Taxa de transferência de calor para partículas com diâmetro de 50 $\mu\text{m}$ . ....	50
Figura 5.7 – Taxa de transferência de calor para partículas com diâmetro de 500 $\mu\text{m}$ . ....	51
Figura A.1 - área da seção transversal do canal de alimentação das partículas .....	56

## Lista de Tabelas

Tabela 4.1 – Teste numérico para determinação do passo de tempo. ....	38
Tabela 5.1 – Comparativo entre o tempo de fusão e o tempo de cálculo para simulações com e sem propriedades dependentes da temperatura. ....	43
Tabela 5.2 – Teste da força peso .....	43
Tabela 5.3 – Teste de perdas por radiação térmica.....	44
Tabela 5.4 - Resultados obtidos para a simulação feita com ângulo de injeção de 30°.....	46
Tabela 5.5 - Resultados obtidos para a simulação feita com ângulo de injeção de 45°.....	46
Tabela 5.6 - Resultados obtidos para a simulação feita com ângulo de injeção de 60°.....	46

## **Listas de Abreviaturas e Siglas**

PTA – Plasma Transferred Arc (Plasma de Arco Transferido)

DTP – Distância Tocha Peça

LTE – Local Thermodynamic Equilibrium (Equilíbrio Termodinâmico Local)

EDO – Equação Diferencial Ordinária

## Lista de Símbolos

A	ponto genérico em um intervalo
A'	área da seção transversal do canal de alimentação ( $m^2$ )
$C_D^f$	coeficiente de arrasto viscoso corrigido com fator f (adim.)
$c_p$	calor específico à pressão constante (J/kg.K)
d	diâmetro da partícula (m)
$f_1$	função auxiliar
$f_2$	função auxiliar
$f_3$	função auxiliar
g	módulo da aceleração da gravidade ( $m/s^2$ )
$g_1$	função auxiliar
$g_2$	função auxiliar
h	coeficiente de transferência de calor por convecção ( $W/m^2.K$ )
h	passo da solução numérica
k	condutividade térmica (W/m.K)
$k_i$	coeficiente do método de Runge-Kutta
$L_f$	calor latente de fusão (J/kg)
$m_p$	massa da partícula (kg)
$\dot{m}_p$	vazão mássica (kg/s)
Nu	número de Nusselt (adim.)
Pr	número de Prandtl (adim.)
Re	número de Reynolds (adim.)
t	coordenada temporal (s)
T	temperatura (K)
$u_p$	componente x da velocidade da partícula (m/s)
$U_g$	componente x da velocidade do gás-plasma (m/s)
$v_p$	componente y da velocidade da partícula (m/s)
$V_g$	componente y da velocidade do gás-plasma (m/s)



$V_{rel}$	módulo da velocidade relativa (m/s)
$V_i$	módulo da velocidade inicial da partícula (m/s)
$\vec{v}_p$	vetor velocidade da partícula (m/s)
x	coordenada espacial (m)
x	variável dependente
y	coordenada espacial (m)
y	variável independente
Y	variável dependente genérica
X	variável independente genérica

### Letras Gregas

$\alpha_p$	coeficiente de dilatação térmica linear da partícula (1/K)
$\Delta$	variação
$\varepsilon$	emissividade térmica (adim.)
$\mu_g$	viscosidade dinâmica do plasma (Pa.s)
$\rho$	massa específica (kg/m <sup>3</sup> )
$\sigma$	constante de Stefan-Boltzmann ( $\sigma = 5,67 \times 10^{-8} \text{ W/m}^2 \text{ K}^4$ )
$\theta$	ângulo de injeção (graus)
$\zeta$	fração líquida (adim.)

### Símbolos Especiais

$\nabla_p$	volume da partícula (m <sup>3</sup> )
------------	---------------------------------------

### Subscritos

0	instante inicial
1	ponto inicial em um intervalo
2	ponto final em um intervalo
cálculo	referente cálculo do computador

f	temperatura de filme
g	pertencente ao gás-plasma
fusão	no ponto de fusão
líquido	após fusão completa
n	índice da solução numérica pelo método de Runge-Kutta
p	pertencente à partícula
PC	propriedade constante
PV	propriedade dependente da temperatura
vapor	no ponto de vaporização

## Sumário

1.	Introdução.....	12
1.1	Definição do Problema .....	12
1.2	Relevância do Trabalho .....	14
1.3	Objetivos.....	15
1.4	Estrutura do trabalho .....	15
2.	Revisão Bibliográfica .....	16
3.	Modelo Matemático.....	20
3.1	Tocha de Plasma.....	20
3.2	Partículas .....	24
3.2.1	Movimento .....	24
3.2.2	Comportamento Térmico.....	26
3.3	Propriedades .....	28
3.3.1	Propriedades do Plasma.....	29
3.3.2	Propriedades da Partícula .....	31
4.	Modelo Numérico.....	35
4.1	Método de Runge-Kutta .....	35
4.2	Procedimento de Solução .....	37
5.	Resultados e Discussão.....	42
5.1	Propriedades Constantes <i>versus</i> Variáveis .....	42
5.2	Força Gravitacional e Radiação Térmica .....	43
5.3	Influência do Ângulo de Injeção e da Granulometria do Material .....	44
6.	Conclusão .....	52
	Referências .....	53
	Apêndice A.....	56
	A1 Determinação da Velocidade Inicial da Partícula.....	56

## 1. Introdução

Este capítulo descreve em linhas gerais o que foi realizado no trabalho. O problema abordado no trabalho consiste na verificação da influência de parâmetros do processo de revestimento por plasma de arco transferido (PTA – Plasma Transferred Arc) via simulação numérica. Dois parâmetros foram verificados: granulometria do material de adição e ângulo de injeção. São abordados também a relevância do trabalho, os objetivos e a estrutura da dissertação.

### 1.1 Definição do Problema

O processo de Plasma de Arco Transferido (PTA) é um processo de soldagem utilizado para a aplicação de revestimentos sobre superfícies de peças que estão sujeitas a condições adversas de operação, tais como corrosão, desgaste mecânico e elevadas temperaturas. O processo PTA foi inicialmente considerado complexo, tendo em vista os vários parâmetros que se precisa controlar. No entanto, nas últimas décadas, com o advento de tecnologias de controle automático, ele vem se tornando um dos principais processos de soldagem industrial (Yaedu e D'Oliveira, 2005).

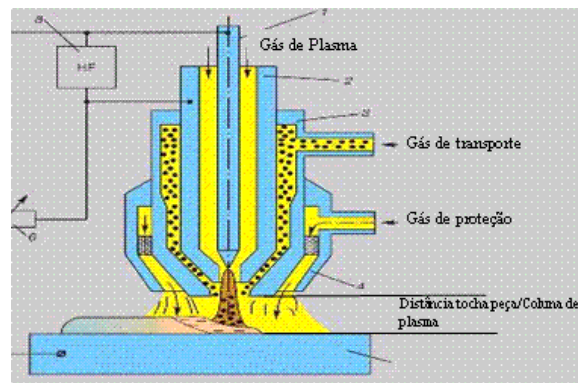


Figura 1.1 – Esquema de uma tocha PTA (www.plasmateam.com).

Um equipamento PTA (Fig. 1.1) é composto basicamente por (Yaedu e D'Oliveira, 2005): i) unidade de potência; ii) unidade de controle do plasma; iii) sistema de resfriamento por água; iv) tocha de soldagem; e v) sistema de suprimento de gás para formação e proteção do arco. A unidade de potência fornece a energia necessária para o processo. A unidade de controle do plasma controla o fluxo do gás que é utilizado para formação do plasma. Na tocha é que ocorre a abertura do arco elétrico e a formação do plasma que é utilizado para fundir o metal de adição e o metal base.

O processo PTA funciona basicamente da seguinte forma: i) o plasma é formado na tocha; ii) o material de adição na forma de pó ou arame é inserido no plasma; iii) o material de adição funde-se e é arrastado pelo plasma até a sua chegada ao substrato (metal base); e iv) o material de adição troca calor com o metal base e solidifica-se, formando o revestimento desejado.

Em um processo de deposição por PTA existem vários fenômenos físicos envolvidos, como a física de plasmas, eletromagnetismo, transferência de calor, mecânica dos fluidos etc. Somam-se a estes fenômenos, os parâmetros de processo como a intensidade de corrente de deposição, as vazões de gás de plasma, transporte e plasma, ângulo de alimentação, e no caso de material de adição atomizado, a granulometria dos pós. Apesar de alguns destes parâmetros já terem sido estudados experimentalmente (Takano *et al.*, 2008; Bond, 2008; Santos *et al.*, 2006), muitos dos fenômenos envolvidos são de difícil execução experimental. Em particular para deposições que utilizam material de adição na forma de pó (liga atomizada ou misturas de pós). Mas a simulação numérica permite otimizar as propriedades dos revestimentos, assim como compreender melhor os fenômenos de solidificação envolvidos, através da análise dos gradientes de temperatura e velocidade das partículas no interior do plasma.

Existem diversos trabalhos a respeito do comportamento de partículas em plasmas térmicos, como os de Pfender e Lee (1985), Lee *et al.* (1985), Xibao e Hua (1998) e Westhoff *et al.* (1992). Nos trabalhos de Pfender e Lee (1985) e Lee *et al.* (1985) são feitos estudos para se verificar quais são os principais fenômenos envolvidos no movimento e na troca de calor entre partículas e o plasma. Os resultados destes trabalhos indicam que a força de arrasto viscoso e a troca de calor por convecção são predominantes no movimento e no aquecimento das partículas, respectivamente. Pfender e Lee (1985) e Lee *et al.* (1985) mostram em seus trabalhos fatores corretivos para o número de Nusselt (Nu) e para o coeficiente de arrasto viscoso ( $C_D$ ) que precisam ser incorporadas às equações governantes para se levar em

consideração os efeitos dos elevados gradientes de temperatura, pressão e velocidade existentes no plasma.

Muitos trabalhos da literatura consideram a tocha de plasma como sendo do tipo plasma de arco não-transferido (Pfender e Lee, 1985) ou então do tipo *plasma spray* (Westhoff *et al.*, 1992). Poucos trabalhos abordam o comportamento de partículas em um plasma de arco transferido (Xibao e Hua, 1998). Isso deve-se, provavelmente, ao fato de existirem poucos trabalhos na literatura que modelam o escoamento de um plasma de arco transferido. Aithal *et al.* (1998) resolveram numericamente, com algumas simplificações no modelo, o escoamento de um plasma de arco transferido.

No presente trabalho, através de simulações numéricas, analisa-se a influência da granulometria do material de adição e do ângulo de injeção do material no processo. Estes são dois parâmetros que influenciam diretamente a característica do revestimento (Bond, 2008). São mostrados resultados do movimento e da evolução térmica de partículas injetadas em um plasma. Os resultados obtidos podem ajudar na seleção correta dos parâmetros para se otimizar energeticamente o processo, bem como compreender melhor o processo PTA.

O modelo da tocha PTA é baseado nos resultados de Aithal *et al.* (1998) que determinaram numericamente os campos térmico e de velocidades para diferentes níveis de corrente elétrica. O material utilizado nas simulações é o óxido de alumínio, também conhecido como alumina ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ). As equações diferenciais ordinárias (EDO's) que modelam o problema são resolvidas com o método de Runge-Kutta de 4ª ordem (Gerald e Wheatley, 1999).

## 1.2 Relevância do Trabalho

Conforme citado na seção anterior, o ambiente plasmático possui elevados gradientes de temperatura, velocidade e pressão o que faz que medidas experimentais do comportamento do material de adição no interior do plasma sejam de difícil execução. Assim, a seleção correta dos parâmetros de deposição (granulometria, ângulo de injeção, nível e tipo de corrente elétrica, etc) via experimentos é difícil de se determinar. Dessa forma, a simulação numérica

do processo pode ajudar da seleção correta dos parâmetros, diminuindo os custos envolvidos na elaboração de experimentos.

### **1.3 Objetivos**

O objetivo deste trabalho é obter numericamente a influência de dois parâmetros de operação do processo de plasma de arco transferido: a granulometria (tamanho) do material de adição e o ângulo com que o material é injetado na tocha de plasma.

### **1.4 Estrutura do trabalho**

Este trabalho está organizado em 6 capítulos descritos abaixo.

No capítulo 1 foi introduzido o problema que será abordado no trabalho.

O capítulo 2 contém uma síntese bibliográfica da literatura utilizada no trabalho.

No capítulo 3 são mostradas as equações que compõem o modelo matemático do problema.

O capítulo 4 expõe o modelo numérico utilizado, bem como o algoritmo de solução do problema.

No capítulo 5 são mostrados e discutidos os resultados obtidos.

O capítulo 6 relaciona as conclusões obtidas e as sugestões para trabalhos futuros

No capítulo 7 são listadas as referências bibliográficas utilizadas no trabalho.

## 2. Revisão Bibliográfica

A modelagem de plasmas térmicos vem sendo estudada por diversos pesquisadores que procuram compreender melhor os fenômenos envolvidos e através deles buscar novas aplicações ou aprimorar aquelas já existentes. No que diz respeito ao movimento de partículas no interior de plasmas térmicos, um trabalho bastante completo encontrado na literatura é o de Pfender e Lee (1985). Eles investigam o comportamento térmico e dinâmico de partículas esféricas de alumina ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ) e tungstênio (W) inseridas em um plasma térmico. Para eles, o movimento das partículas é devido principalmente à força de arrasto viscoso, e que, devido ao pequeno diâmetro das partículas que resulta em um baixo número de Reynolds, da ordem de  $10^{-5}$ , o escoamento externo ao redor da partícula é do tipo “*creeping flow*” e segue a teoria proposta por Stokes para um escoamento externo sobre uma esfera. Entretanto, algumas modificações devem ser incluídas na análise, pois um plasma térmico apresenta elevados gradientes de temperatura, velocidade e pressão que podem influenciar no movimento da partícula. Segundo eles as modificações mais relevantes são: i) aplicar ao coeficiente de arrasto um fator de correção devido à variação das propriedades do plasma com a temperatura; ii) aplicar ao coeficiente de arrasto um fator de correção devido à hipótese de não-continuidade do plasma para partículas com diâmetro menor que  $10\mu\text{m}$  e pressão atmosférica; iii) adicionar a força de Basset para o caso de partículas com diâmetro maior que  $100\mu\text{m}$  e para velocidades relativas menores que  $1\text{ m/s}$ ; iv) adicionar a força de termoforese para partículas menores que  $5\mu\text{m}$ ; v) considerar a dispersão turbulenta das partículas, quando o diâmetro delas é menor que  $5\mu\text{m}$ .

Lee *et al.* (1985) também fizeram um trabalho bastante completo a respeito do comportamento térmico de partículas esféricas de tungstênio (W) e ferro (Fe) injetadas em um plasma térmico. Para eles, a principal forma de transferência de calor entre a partícula e o plasma é a convecção térmica, mas, com a utilização de um número de Nusselt adequado, que leve em consideração os efeitos da variação das propriedades do plasma com a temperatura. A condução de calor no interior da partícula pode ser desprezada e a radiação térmica só tem relevância nos seguintes casos: i) partículas grandes; ii) partículas com temperatura superficial elevada ou com emissividade elevada; iii) pequenas diferenças de entalpia entre a superfície



da partícula e o plasma. A simulação foi feita levando as partículas até a temperatura de vaporização.

Xibao e Hua (1998) também investigaram o comportamento de partículas esféricas feitas de uma liga Fe-Cr-C injetadas em um plasma térmico gerado por uma tocha PTA. Eles consideraram a força de arrasto viscoso e a convecção de calor no movimento e aquecimento da partícula, respectivamente. Eles obtiveram resultados que, quando confrontados com experimentos por eles realizados, mostraram-se válidos. Quanto ao escoamento do plasma, eles consideraram um campo de velocidade axissimétrico dependente da corrente de operação e uma temperatura uniforme, para cada intensidade de corrente utilizada. Eles obtiveram o tempo necessário para que partículas esféricas de Fe-Cr-C colidissem com o substrato e o tempo para que fossem completamente fundidas. Os resultados mostraram que o tempo necessário para fusão das partículas é maior do que o tempo de viagem delas até colidirem com o substrato. Este fato foi por eles comprovado experimentalmente. Utilizando micrografias dos depósitos realizados, eles constataram que algumas partículas não tinham se fundido completamente, conforme previsto na simulação.

Wen (2003) fez um estudo a respeito da utilização de partículas não-esféricas na simulação de plasmas térmicos. Ele considerou as propriedades do plasma variáveis com a temperatura e diversas formas das partículas. Suas conclusões apontam que a não-esfericidade das partículas é um efeito importante e precisa ser considerado na simulação, mas, analisando os resultados por ele obtidos, vê-se que este efeito é relevante apenas para números de Reynolds da ordem de 10, o que nem sempre ocorre no escoamento externo sobre partículas injetadas em plasmas térmicos.

No trabalho de Westhoff *et al.* (1992) foi estudado o comportamento térmico e dinâmico de partículas inseridas em um plasma térmico do tipo arco não transferido. Na modelagem do comportamento térmico das partículas foi constatado por eles que gradientes de temperatura podem ser relevantes, no caso de grandes partículas. Outros resultados obtidos pelos autores são muito semelhantes àqueles obtidos por outros autores, como por exemplo, o fato de que o processo de perda de massa por vaporização é importante no caso de partículas pequenas.

Outros trabalhos foram desenvolvidos simulando a injeção das partículas em plasmas térmicos, como é o caso de Kang *et al* (2006) que simularam o escoamento de partículas em um plasma térmico gerado pela técnica *plasma spraying*, onde também foi considerado o

movimento das partículas segundo a teoria de Stokes, mas sem a adição de fatores de correção. Eles consideraram na simulação apenas o aquecimento convectivo das partículas, levando-as até a fusão completa. Na simulação do campo de velocidades e de temperatura foram resolvidas as equações de conservação de massa, quantidade de movimento, de espécies, de energia e de energia turbulenta, segundo o modelo  $k-\epsilon$ . Na simulação foi utilizado o software comercial FLUENT V6.02®. Na obtenção do campo de temperaturas foi utilizado um termo fonte que leva em conta a geração de energia no interior do plasma. Esse termo era obtido pela potência elétrica (produto da corrente pela tensão) dissipada por unidade de volume, multiplicada por um fator de eficiência da tocha, que foi assumido como sendo 67%. Para simular a injeção das partículas, eles utilizaram uma função estatística de partição de sólidos que, dadas as propriedades do material em pó e a vazão de alimentação, obtém-se a percentagem de partículas que possuem um determinado diâmetro. O objeto de estudo desse trabalho foi a influência do substrato no escoamento do plasma. Os autores chegaram à conclusão de que o substrato não interfere no escoamento e no arrasto das partículas.

Alguns trabalhos têm sido feitos buscando compreender apenas o escoamento do plasma térmico em diferentes geometrias, que abrangem os mais diferentes tipos de processos. È citado por vários autores que há uma carência na literatura por artigos que detalhem o escoamento de plasmas em tochas de arco transferido.

Aithal *et al.* (1998) modelaram o escoamento de um plasma em uma tocha de plasma de arco não transferido incidindo perpendicularmente sobre uma superfície plana. Na modelagem foi considerado que o plasma encontra-se em equilíbrio termodinâmico local (*LTE - Local Thermodynamic Equilibrium*), situação esta em que a temperatura das partículas pesadas (íons) é aproximadamente a mesma das partículas leves (elétrons) que compoem o plasma. Foram resolvidas equações de conservação de massa, quantidade de movimento linear, espécies e energia, além das equações de Maxwell para determinação dos campos eletromagnéticos. As simulações feitas forneceram resultados para a pressão de estagnação do plasma sobre a superfície perpendicular. Estes resultados foram comparados com medidas experimentais e apresentaram boa concordância. Entre as conclusões apresentadas os autores citam que o arco plasma tende a permanecer colimado, mesmo à uma certa distância do bocal.

Favalli e Szente (1998) simularam o escoamento axissimétrico de um plasma térmico em uma tocha do tipo arco não transferido. Foram resolvidas numericamente pelo método dos volumes finitos as equações de conservação de quantidade de movimento, de massa, de

energia e de energia turbulenta segundo o modelo k- $\epsilon$ . Foi resolvida também a equação do potencial elétrico para que pudessem ser calculados os termos-fontes das equações de conservação da quantidade de movimento linear (termo-fonte = força eletromagnética) e de conservação de energia (termo-fonte = potência elétrica dissipada por unidade de volume). Os resultados obtidos da simulação indicam que os valores máximos de temperatura e velocidade ocorrem próximo à tocha, que a turbulência pode ser desprezada e que ocorre um brusco decaimento dos perfis de velocidade e temperatura na região próxima à tocha.

Bauchire *et. al.* (1995) simularam numericamente o escoamento de um plasma térmico em uma tocha também do tipo arco não transferido. Eles também resolveram as equações de conservação de massa, quantidade de movimento linear, energia e energia turbulenta modelo k- $\epsilon$ . Eles apontam que o escoamento turbulento forma um arco mais constricto do que o escoamento laminar e que isso também ocorre para o caso de aumento da vazão do gás plasma.

### 3. Modelo Matemático

Neste capítulo serão mostrados os modelos matemáticos do problema. O modelo completo consiste na modelagem do escoamento do plasma e do comportamento dinâmico e térmico de partículas injetadas no plasma.

#### 3.1 Tocha de Plasma

O objetivo deste trabalho é verificar o comportamento de partículas (pó) injetadas em um plasma sobre as influências de alguns parâmetros do processo PTA. Sendo assim, procurou-se na literatura por algum trabalho que dispusesse de informações sobre o campo de velocidades e temperaturas desenvolvidos no interior de um plasma produzido num processo PTA sem que houvesse a necessidade de se modelar por completo o escoamento do plasma na tocha para se obter tais informações. Não existem muitos trabalhos que forneçam resultados detalhados sobre o assunto, mas um dos trabalhos pesquisados, o trabalho de Aithal *et al.* (1998), fornece resultados gráficos que, através de uma análise das curvas foram estimados valores para os campos de velocidade e temperatura para serem utilizados neste trabalho.

A Fig. (3.1) mostra a geometria utilizada para modelagem do plasma gerado pela tocha PTA. Trata-se de uma geometria 2D plana em coordenadas retangulares com simetria. Essa geometria é bastante simplificada, mas para o objetivo deste trabalho é suficiente, uma vez que o interesse é no que acontece com as partículas e não no plasma em si.

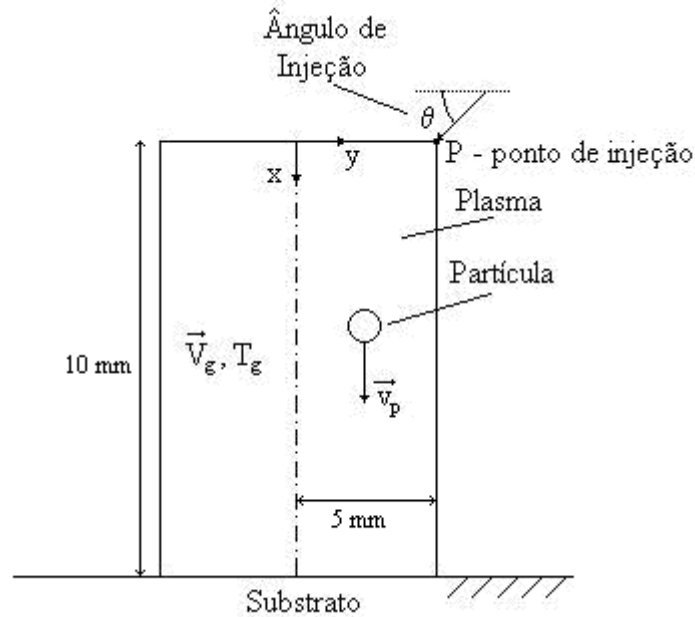


Figura 3.1 – Geometria do escoamento do plasma na tocha PTA utilizada na formulação do problema.

A metodologia utilizada para a análise dos gráficos mostrados em Aithal *et al.* (1998) consiste em determinar visualmente pares ordenados nas figuras e proceder a uma interpolação polinomial entre os pontos obtidos. A interpolação fornece os valores de temperatura e velocidade em qualquer ponto no interior do plasma. Nas interpolações foi utilizado o software Origin v6.1052 OriginLab Corporation.

Foram adotadas algumas simplificações para que o modelo pudesse ser executado. Para a temperatura podemos citar:

- A temperatura em  $y = 5 \text{ mm}$  foi considerada como a temperatura ambiente.
- Na direção  $y$ , no intervalo entre  $1,6 < y \leq 5,0 \text{ mm}$  a variação da temperatura é linear entre o valor de temperatura  $T_g(x; 1,6 \text{ mm})$  e a temperatura ambiente.

A temperatura  $T_g(x, y)$  para qualquer ponto interno ao domínio do plasma foi obtida a partir de

$$f_1(x) = 2,53 \cdot 10^4 - 1,55 \cdot 10^7 x + 9,39 \cdot 10^9 x^2 - 2,62 \cdot 10^{12} x^3 +$$

$$+3,67.10^{14}x^4 - 2,47.10^{16}x^5 + 6,31.10^{18}x^6 \quad (3.1)$$

$$g_1(y) = 1 - 1,08.10^3y + 3,26.10^5y^2 \text{ e} \quad (3.2)$$

$$T_g = T_g(x, y) = f_1(x)g_1(y) \quad (3.3)$$

para o intervalo de  $0 \leq y \leq 1,6\text{mm}$ , e

$$f_2(x) = 0,11.f_1(x) \text{ e} \quad (3.4)$$

$$T_g = T_g(x, y) = \frac{1}{3,4.10^{-3}} [298,15(-y - 1,6.10^{-3}) + f_2(x)(5,0.10^{-3} + y)] \quad (3.5)$$

para o intervalo de  $1,6 < y \leq 5,0\text{mm}$ .

Para obtenção das componentes da velocidade do plasma foram adotadas algumas simplificações também:

- A componente x da velocidade, no intervalo  $0 < y \leq 1,6\text{mm}$  possui perfil conforme mostrado no trabalho de Aithal *et al.* (1998).
- Para o intervalo de  $1,6 < y \leq 5,0\text{mm}$  a componente x da velocidade possui uma variação linear entre o valor da componente x da velocidade em  $x = 0$  ( $U_{g,x=0}$ ) e seu valor em  $x = 10 \text{ mm}$ , que é nulo por se tratar de uma condição de contorno de parede sólida (Fox *et al.*, 2006). O cálculo feito para obtenção das componentes da velocidade em  $x = 0$  é mostrado no Apêndice A.

- A componente y da velocidade também possui uma variação linear entre seus valores em  $x = 0$  e  $x = 10\text{mm}$ . O valor da componente y da velocidade em  $x = 0$ ,  $V_{g,x=0}$ , foi calculado conforme é mostrado no Apêndice A e o seu valor em  $x = 10\text{mm}$  foi considerado  $V_{g,x=10\text{mm}}=150\text{ m/s}$  (Aithal *et al.*, 1998).

A componente x da velocidade no intervalo  $0 < y \leq 1,6\text{mm}$  do domínio do plasma foi obtida a partir de

$$f_3(x) = 1,09 \cdot 10^3 + 1,05 \cdot 10^4 x - 1,28 \cdot 10^7 x^2, \quad (3.6)$$

$$g_2(y) = 1 - 1,33 \cdot 10^3 y + 1,08 \cdot 10^7 y^2 - 3,94 \cdot 10^8 y^3 \text{ e} \quad (3.7)$$

$$U_g = U_g(x, y) = f_3(x) \cdot g_2(y) \quad (3.8)$$

No intervalo de  $1,6 < y \leq 5,0\text{mm}$  a componente x da velocidade foi obtida a partir de

$$U_g = U_g(x) = U_{g,x=0} + 100 \cdot U_{g,x=0} \cdot x. \quad (3.9)$$

A componente y da velocidade foi obtida com

$$V_g = V_g(x) = V_{g,x=0} + 100 \cdot (150 - V_{g,x=0}) \cdot x. \quad (3.10)$$

## 3.2 Partículas

Nesta seção serão expostas as equações que governam o movimento e o comportamento térmico das partículas (pós) injetadas no interior do plasma. Serão descritas também as formas com que foram obtidas as propriedades do material das partículas.

### 3.2.1 Movimento

Um corpo sólido imerso em um fluido em movimento configura uma situação conhecida na literatura como *Escoamento Externo* (Fox *et. al.*, 2006). Nesta situação se o corpo sólido estiver livre em contato com o fluido, ele tenderá a ser arrastada pelo movimento do fluido. Neste trabalho, utilizou-se desta analogia na modelagem da dinâmica das partículas no interior do plasma, este consistindo no fluido em movimento.

Para a modelagem do movimento das partículas no interior do plasma, foi considerado que as mesmas se encontram na forma de partículas perfeitamente esféricas. No modelo foi considerado que as forças que atuam sobre as partículas são: força de arrasto viscoso e força peso. As equações diferenciais que governam o movimento da partícula são dadas por (Westhoff *et al.*, 1992)

$$\frac{du_p}{dt} = \frac{3\rho_g(T_g)C_D^f}{4\rho_p(T_p)d_p} (U_g - u_p)V_{rel} + g, \quad u_p(0) = V_i \sin(\theta), \quad (3.11)$$

$$\frac{dv_p}{dt} = \frac{3\rho_g(T_g)C_D^f}{4\rho_p(T_p)d_p} (V_g - v_p)V_{rel} e \quad v_p(0) = -V_i \cos(\theta), \quad (3.12)$$



onde  $u_p$  é a componente x da velocidade da partícula,  $v_p$  é a componente y da velocidade da partícula,  $t$  é a coordenada temporal,  $U_g$  é a componente x da velocidade do plasma,  $V_g$  é a componente y da velocidade do plasma,  $\rho_p$  é massa específica da partícula,  $\rho_g$  é a massa específica do plasma,  $d_p$  é o diâmetro da partícula,  $T_p$  é a temperatura da partícula,  $T_g$  é a temperatura do plasma,  $V_i$  é o módulo da velocidade inicial com a qual a partícula é injetada no plasma. Por questões de simplificação, foi considerado que o módulo de  $V_i$  é igual ao módulo da velocidade do gás de transporte (vide Apêndice A).  $\theta$  é o ângulo de injeção da partícula,  $g$  é a aceleração da gravidade ( $9,8 \text{ m/s}^2$ ) e  $V_{rel}$  é o módulo da velocidade relativa dado por (Westhoff et al., 1992)

$$V_{rel} = \sqrt{(U_g - u_p)^2 + (V_g - v_p)^2}. \quad (3.13)$$

O coeficiente de arrasto viscoso  $C_D^f$  é obtido multiplicando-se um fator de correção pela correlação do coeficiente de arrasto viscoso par um fluido em escoamento isotérmico. Este fator contabiliza os efeitos do ambiente plasma nos cálculos e foi proposto por Pfender e Lee (1985). A expressão para o cálculo de  $C_D^f$  é dada por

$$C_D^f = \left( \frac{\rho_g(T_g)\mu_g(T_g)}{\rho_g(T_p)\mu_g(T_p)} \right)^{-0.45} \left( \frac{24}{Re} + \frac{6}{1 + \sqrt{Re}} + 0,4 \right), \quad (3.14)$$

onde  $\mu_g$  é a viscosidade dinâmica do plasma e  $Re$  é o número de Reynolds, calculado através de

$$Re = \frac{\rho_g(T_g)V_{rel}d_p}{\mu_g(T_g)}. \quad (3.15)$$

No movimento da partícula é considerado que a distância máxima na direção  $x$  que a partícula pode atingir é de 10 mm, o que corresponde à distância entre a tocha e a peça (DTP).

### 3.2.2 Comportamento Térmico

A Fig. (3.2) mostra um corpo sólido à temperatura  $T_p$  imerso em um fluido à temperatura  $T_g$ , sendo que  $T_g > T_p$ . Neste caso, segundo a lei da conservação de energia (Van Wylen *et. al.*, 1995), haverá uma troca de energia entre o corpo sólido e o fluido visando estabelecer um equilíbrio térmico. Se  $T_g \gg T_p$ , poderá ocorrer que, dependendo das propriedades dos meios físicos envolvidos, o corpo sólido seja aquecido e mude do estado sólido para o estado líquido, neste caso parte da energia fornecida pelo fluido ao sólido foi fornecida na forma de calor latente. Mesmo estando no estado líquido, se a diferença de temperatura persistir este líquido continuará aquecendo podendo, inclusive, vir a ser totalmente vaporizado. A Fig. (3.3) ilustra a situação descrita acima na forma de um gráfico da temperatura do corpo sólido em função do tempo, quando inicia o processo de fusão a temperatura é mantida constante. Findado este processo, reinicia o aquecimento até a temperatura em que há o início da vaporização. O objetivo do estudo da evolução térmica do material injetado na tocha de plasma é obter as curvas e os instantes de tempo conforme mostrados na Fig. (3.3) para partículas de diferentes diâmetros injetadas no plasma sob diferentes ângulos. Na modelagem as partículas são levadas até a temperatura de vaporização.

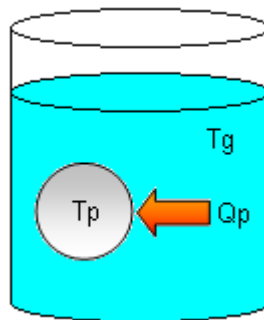


Figura 3.2 – Troca de calor entre um corpo sólido à temperatura  $T_p$  imerso em um fluido à temperatura  $T_g$ , sendo  $T_g > T_p$ .

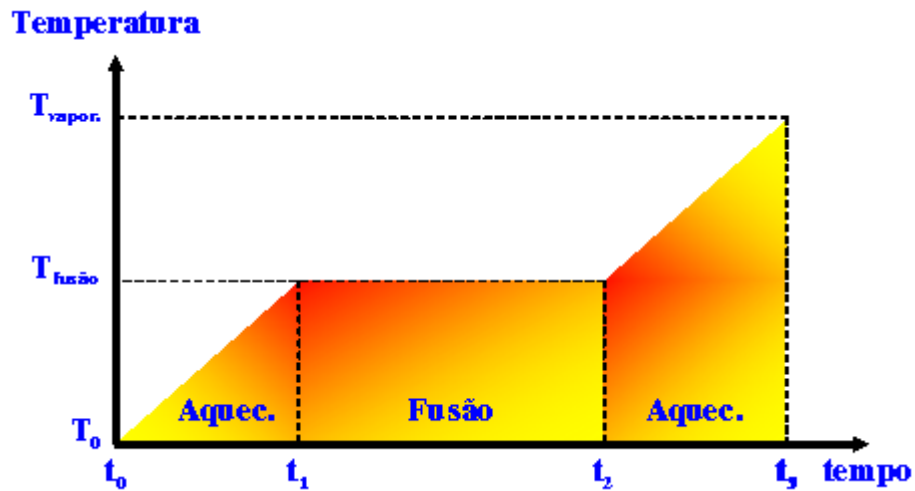


Figura 3.3 – Gráfico da temperatura de um corpo em função do tempo com mudança de fase.

A evolução térmica do material de adição foi modelada considerando que o mesmo encontra-se na forma perfeitamente esférica. O balanço de energia para uma única partícula se movendo no interior de um plasma, considerando que ela troca calor pelos mecanismos de convecção e radiação térmica e utilizando a metodologia conhecida como *Método da Capacitância Global* (Incropera e Dewitt, 2003), resulta em (Lee *et al.* 1985)

$$\frac{dT_p}{dt} = \frac{6}{\rho_p(T_p)c_{p,p}(T_p)d_p} [h(T_g - T_p) - \varepsilon(T_p)\sigma T_p^4] \quad \text{e} \quad T_p(0) = T_0, \quad (3.16)$$

onde  $c_{p,p}$  é o calor específico do material,  $h$  é o coeficiente de troca de calor por convecção térmica,  $\varepsilon$  é a emissividade total do material e  $\sigma$  é a constante de Stefan-Boltzmann.

A Eq. (3.16) é válida para o aquecimento da partícula até o instante em que se inicia o processo de fusão. Na modelagem da fusão, foi usada a Eq. (3.17), cuja variável dependente é a fração líquida ( $\zeta$ ). Durante todo o processo de fusão o calor é absorvido na forma de calor latente e a temperatura da partícula permanece constante.

$$\frac{d\zeta}{dt} = \frac{6}{\rho_p(T_p)d_p L_f} \left[ h(T_\infty - T_{p,\text{fusão}}) - \varepsilon(T_p)\sigma T_{p,\text{fusão}}^4 \right], \quad \zeta(0) = 0. \quad (3.17)$$

Na Eq. (3.17),  $\zeta$  é a fração líquida e  $L_f$  é o calor latente de fusão do material.

Nas Eqs. 3.16 e 3.17 o coeficiente de troca de calor por convecção foi obtido a partir de uma correlação proposta por Lee *et al.*, (1985) dada por

$$h = \frac{k_g(T_g)Nu_f}{d_p} = \frac{k_g(T_g)}{d_p} (2 + 0,6Re_f^{1/2} Pr_f^{1/3}) \left( \frac{\rho_g(T_g)\mu_g(T_g)}{\rho_g(T_p)\mu_g(T_p)} \right)^{0,6} \left( \frac{c_{p,g}(T_g)}{c_{p,g}(T_p)} \right)^{0,38}, \quad (3.18)$$

onde  $k_g$  é a condutividade térmica do plasma,  $Nu$  é o número de Nusselt,  $Pr$  é o número de Prandtl e o subíndice  $f$  indica que a propriedade é calculada na temperatura de filme. O modelo matemático considera que a partícula é levada no máximo até a temperatura de vaporização ( $T_{p,\text{vapor}}$ ), pois a partir deste instante ocorre a perda de massa por evaporação do material, o que não é levado em conta no modelo utilizado.

Para o aquecimento da partícula a partir da temperatura de fusão ( $T_{p,\text{fusão}}$ ), isto é, após a partícula ter se fundido completamente, até a temperatura de vaporização ( $T_{p,\text{vapor}}$ ), foi utilizada a Eq. (3.16) com alterações na condição inicial e nas propriedades da partícula, devido ao fato do material se encontrar no estado líquido.

### 3.3 Propriedades

Na formulação do problema, nas equações governantes, foi indicado que as propriedades das partículas - ou melhor, do material que compõe as partículas - e do gás plasma são considerados variáveis com a temperatura.

### 3.3.1 Propriedades do Plasma

No processo PTA para o gás plasma geralmente prefere-se um gás inerte que promova uma proteção efetiva, apresente uma menor taxa de erosão do eletrodo e do bocal e um custo acessível. Um gás que cumpre estes requisitos é o gás Argônio (Ar) (Yaedu, 2003).

As propriedades do gás argônio foram obtidas do trabalho de Wen (2003) que tabulou valores para a massa específica, o calor específico a viscosidade dinâmica e a condutividade térmica do gás argônio para um intervalo de temperatura de 1000K a 12300K, em subintervalos de 100K. Para as propriedades em temperaturas menores do que 1000K foram feitas extrapolações, assim como, para o caso das propriedades para temperaturas superiores a 12300K.

As Figs. (3.4), (3.5), (3.6) e (3.7) mostram, respectivamente, a massa específica, o calor específico à pressão constante, a viscosidade dinâmica e a condutividade térmica do gás plasma (Argônio) extraídos do trabalho de Wen (2003).

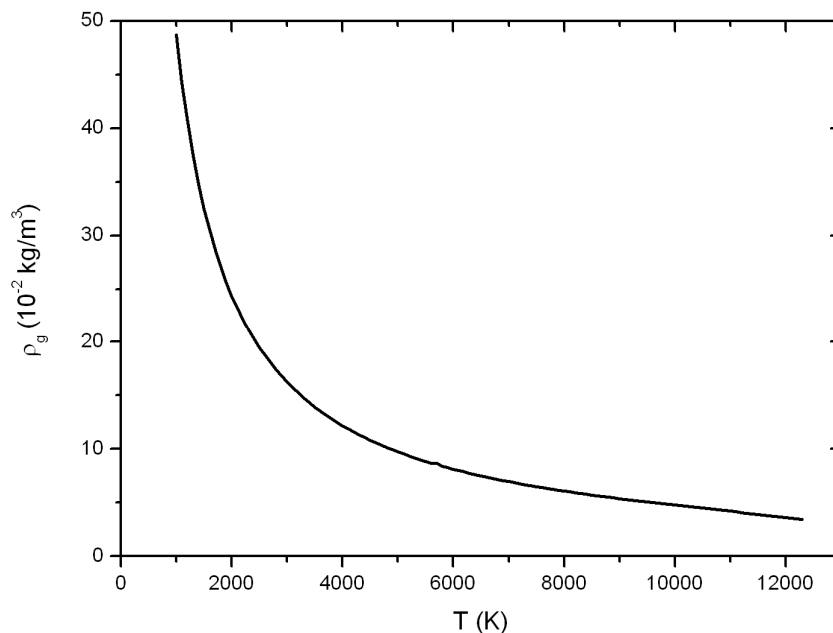


Figura 3.4 – Massa específica do gás plasma – Argônio.

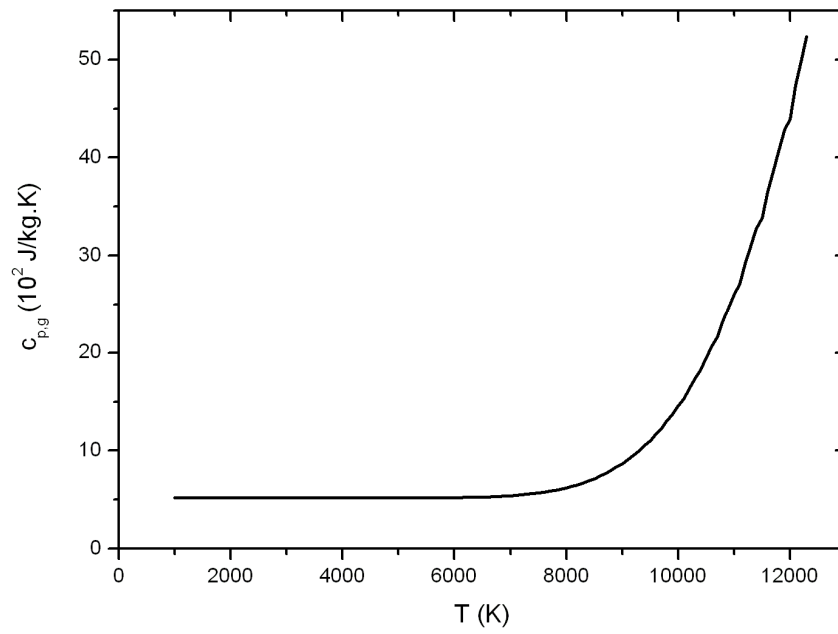


Figura 3.5 – Calor específico do gás plasma - Argônio

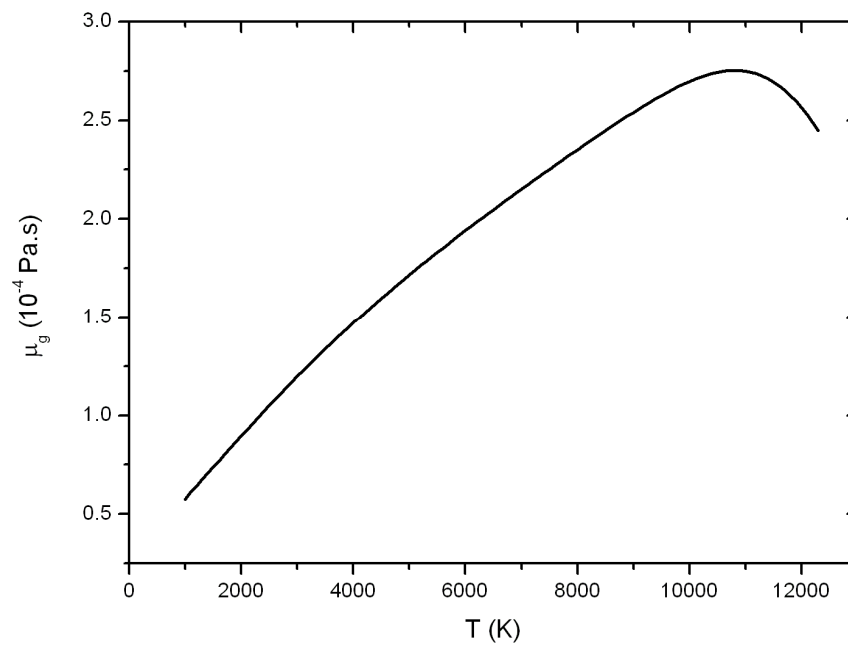


Figura 3.6 – Viscosidade dinâmica do gás plasma – Argônio.

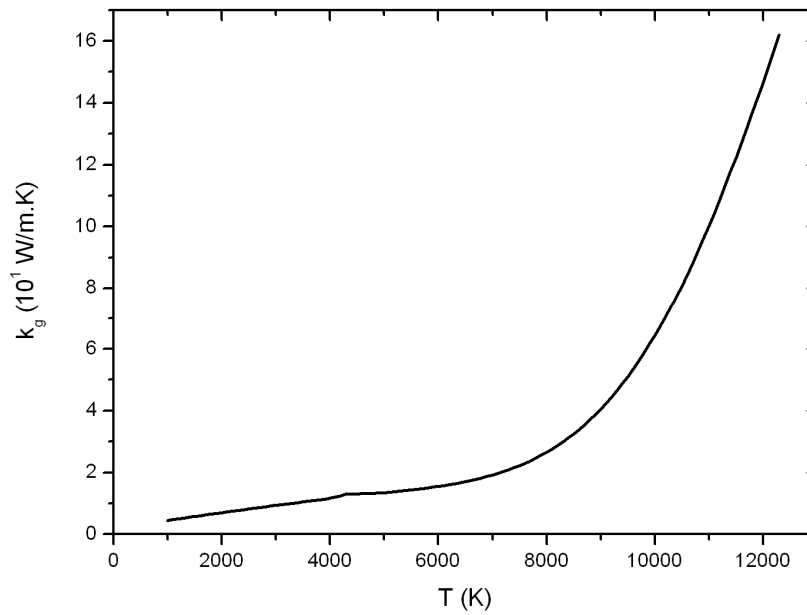


Figura 3.7 – Condutividade térmica do gás plasma - Argônio

### 3.3.2 Propriedades da Partícula

Como material de aporte, ou de adição, foi utilizada o óxido de alumínio, academicamente conhecido como Alumina ( $Al_2O_3$ ). Trata-se de um material cerâmico, muito utilizado na produção de revestimentos (Auerkari, 1996 e Westhoff *et. al.*, 1992) e com diversas informações a respeito disponíveis na literatura (Auerkari, 1996 e Shpil`rain *et.al*, 1972). A alumina encontra-se no estado sólido até a temperatura de  $T_{p,fusão} = 2323$  K, possui um calor latente de fusão de 1055 kJ/kg e encontra-se no estado líquido até a temperatura  $T_{p,vapor} = 3100$  K (Shpil`rain *et.al*, 1972).

A massa específica do material,  $\rho_p$ , foi obtida considerando-se a definição dimensional da grandeza massa específica (Halliday, 1994), isto é,

$$\rho_p = \frac{m_p}{V_p} \quad (3.19)$$

onde  $m_p$  é a massa da partícula e  $\nabla_p$  é o volume da partícula. Considerando que não ocorra perda de massa por nenhum mecanismo físico e que o volume da partícula será expandido, devido ao fenômeno de expansão térmica, pode-se escrever

$$\rho_p = \frac{m_p}{\nabla_{p,0} + 3\alpha_p(T_p - T_{p,0})} \quad (3.20)$$

onde  $\nabla_{p,0}$  é o volume inicial da partícula, isto é, à temperatura inicial,  $\alpha_p$  é o coeficiente de dilatação térmica linear e  $T_{p,0}$  é a temperatura inicial da partícula. Com isso, tem-se  $\rho_p = \rho_p(T_p)$ . O coeficiente de dilatação térmica linear foi obtido a partir de (Auerkari, 1996)

$$\alpha_p = 5,494 \cdot 10^{-4} + 4,504 \cdot 10^{-7} T_p - 8,682 \cdot 10^{-11} T_p^2 \quad (3.21)$$

O calor específico à pressão constante para a alumina foi obtido a partir dos resultados apresentados em dois trabalhos: Auerkari (1996) e Shpil`rain *et.al* (1972). No primeiro trabalho, o autor apresentou o calor específico da alumina sólida através de um polinômio em um intervalo de temperatura de até 1500 °C (1773,15 K), tal polinômio é dado por

$$c_{p,p} = 1,0446 + 1,742 \cdot 10^{-4} T_p - 2,796 \cdot 10^{-4} T_p^2 \quad (3.22)$$

onde  $c_{p,p}$  é o calor específico do material da partícula.

Para um intervalo maior de temperatura, também foram utilizados polinômios, desta vez obtidos a partir do trabalho de Shpil`rain *et.al*, (1972) que apresentaram a entalpia da alumina



sólida e líquida para diferentes intervalos de temperatura. Para a alumina no estado sólido num intervalo de temperatura de 1773,15 K a 2323 K o calor específico é dado por

$$c_{p,p} = 9,97 + 6,274 \cdot 10^{-3} T_p \quad (3.23)$$

e para o estado líquido

$$c_{p,p} = 61 - 5,92 \cdot 10^{-4} T_p \quad (3.24)$$

Uma outra propriedade que foi utilizada na modelagem do problema é a emissividade total da partícula para o cálculo da troca de calor por radiação. Tal propriedade foi calculada a partir de interpolações de dados tabelados em (Incropera e Dewitt, 2003).

Em resumo, o modelo matemático considera os seguintes fenômenos:

- Partículas completamente esféricas.
- Força de arrasto viscoso e força peso agindo sobre a partícula.
- Distância entre a tocha e a peça de 10 mm.
- Troca de calor por convecção e radiação térmica.
- O processo é levado até o início da vaporização do material.

Alguns fenômenos que não foram considerados no modelo são:

- Movimento turbulento e efeito da não-continuidade do plasma no movimento da partícula. Estes efeitos foram abordados por Pfender e Lee (1985) que concluíram que tais efeitos são importantes apenas para partículas com diâmetros menores do que 5  $\mu\text{m}$ , e tais partículas não são abordadas no presente trabalho.

- Perda de massa por vaporização do material.

## 4. Modelo Numérico

Neste capítulo será descrita a metodologia numérica utilizada na resolução do problema, incluindo o método numérico utilizado, a escolha dos parâmetros numéricos de solução e o algoritmo utilizado.

As equações governantes - Eqs. (3.11), (3.12), (3.16) e (3.17) - neste trabalho, conforme foi mostrado no capítulo anterior, são equações diferenciais ordinárias não-lineares. As não-linearidades das equações se apresentam também pelo fato das propriedades do gás plasma e da partícula serem variáveis com a temperatura. Para a solução das equações governantes foi utilizado o Método de Runge-Kutta de 4ª Ordem.

### 4.1 Método de Runge-Kutta

Os métodos de Runge-Kutta são métodos numéricos utilizados na resolução de Problemas de Valor Inicial (PVI) envolvendo Equações Diferenciais Ordinárias (EDO's) (Press *et al.*, 2007).

Os métodos de Runge-Kutta são derivados do método numérico de Euler, dado por

$$y_{n+1} = y_n + hf(x_n, y_n) \quad (4.1)$$

que avança a solução de  $x_n$  para  $x_{n+1} = x_n + h$ . Na Eq. (4.1)  $y$  é a variável dependente,  $n$  é o índice da solução,  $h$  é o passo da solução e  $x$  é a variável independente. Segundo Press *et al.* (2007), o método de Euler é assimétrico, pois ele avança a solução através do intervalo  $h$ , mas usa informações das derivadas no início do intervalo, ocasionando que o erro cometido em cada avanço seja da ordem de  $h^2$ . Existem várias razões pelas quais o método de Euler não é

muito utilizado na prática, entre elas (Press *et al.*, 2007): i) o método não é tão acurado quando comparado com outros métodos; e ii) o método não é muito estável.

Para melhorar a acurácia do método de Euler pode-se utilizar pontos intermediários ao intervalo  $h$ , permitindo que ambos  $x$  e  $y$  possam ser avaliados nestes pontos. Isso faz com que em cada avanço da solução sejam utilizadas informações das derivadas em pontos intermediários do intervalo, resultando na eliminação dos termos de erro de menor ordem em cada avanço da solução. Em termos de equação matemática, para o método de segunda ordem tem-se

$$k_1 = hf(x_n, y_n) \quad (4.2)$$

$$k_2 = hf\left(x_n + \frac{1}{2}h, y_n + \frac{1}{2}k_1\right) \quad (4.3)$$

$$y_{n+1} = y_n + k_2 \quad (4.4)$$

O artifício utilizado para o método de segunda ordem, pode ser estendido para ordens mais elevadas. Adicionando pontos intermediários ao intervalo, pode-se ir eliminando os erros ordem por ordem, e este é o princípio dos Métodos de Runge-Kutta (Press *et al.*, 2007).

Na literatura, na resolução de Problemas de Valor Inicial - PVI, o método numérico mais utilizado é o método de Runge-Kutta de 4ª Ordem (Press *et al.*, 2007) que, avança na solução do problema, por intermédio das equações

$$k_1 = hf(x_n, y_n) \quad (4.5)$$

$$k_2 = hf \left( x_n + \frac{h}{2}, y_n + \frac{k_1}{2} \right) \quad (4.6)$$

$$k_3 = hf \left( x_n + \frac{h}{2}, y_n + \frac{k_2}{2} \right) \quad (4.7)$$

$$k_4 = hf(x_n + h, y_n + k_3) \quad (4.8)$$

$$y_{n+1} = y_n + \frac{k_1}{6} + \frac{k_2}{3} + \frac{k_3}{3} + \frac{k_4}{6} \quad (4.9)$$

## 4.2 Procedimento de Solução

O problema a ser resolvido consiste em dois problemas menores acoplados: o problema dinâmico, que trata do movimento da partícula no interior do plasma e o problema térmico, que trata da evolução da temperatura da partícula no interior do plasma, desde sua temperatura inicial, até sua temperatura de vaporização. Estes dois subproblemas são representados pelas equações diferenciais ordinárias não-lineares mostradas no Capítulo 3 - Eqs. (3.11), (3.12), (3.16) e (3.17) – e são resolvidos de forma simultânea.

Inicialmente as variáveis dependentes são inicializadas e as propriedades variáveis do plasma e da partícula e os parâmetros adimensionais são calculadas no instante inicial. Após isso, avança-se um passo de tempo e obtém-se novos valores para as variáveis dependentes via Método de Runge-Kutta de 4ª Ordem. Percebe-se aqui que os novos valores para as variáveis dependentes foram obtidos com as propriedades da partícula e do gás plasma desatualizadas, necessitando assim, atualizar as propriedades. Para isso, são feitas algumas iterações internas para atualizar tais propriedades e recalculas as variáveis dependentes.

Foram feitas 5 iterações em cada passo de tempo para atualização das propriedades e recálculo das propriedades dependentes. Pois, para este número de iterações o resultado das variáveis dependentes já respeitava uma tolerância de  $10^{-5}$ .

O passo de tempo escolhido para as simulações foi  $\Delta t = 10^{-9}$  s. A escolha deste valor deu-se por uma análise de uma das variáveis secundárias do problema, que é o tempo que uma partícula com diâmetro  $d_p = 50 \mu\text{m}$  leva para atingir o ponto de fusão. Foi adotada uma tolerância de  $10^{-5}$  para o erro cometido entre uma solução com um passo de tempo e outro com um passo de tempo 10 vezes menor do que passo de tempo anterior. Conforme mostrado na Tab. (4.1), tal tolerância é respeitada para  $\Delta t = 10^{-9}$  s e possui um tempo de cálculo de um nível aceitável para os objetivos deste trabalho, que não está focado no desempenho do método numérico.

Tabela 4.1 – Teste numérico para determinação do passo de tempo.

$\Delta t$ [s]	$t_{\text{fusão}}$ [ms]	$t_{\text{fusão}}^i - t_{\text{fusão}}^{i-1}$ [ms]	$t_{\text{cálculo}}$ [s]
$1,0 \times 10^{-6}$	7,5566960E-02	-	$1,000 \times 10^{-2}$
$1,0 \times 10^{-7}$	7,6220436E-02	6,53476E-04	$9,000 \times 10^{-2}$
$1,0 \times 10^{-8}$	7,6307338E-02	8,69020E-05	$8,610 \times 10^{-1}$
$1,0 \times 10^{-9}$	7,6315205E-02	7,86700E-06	8,071
$1,0 \times 10^{-10}$	7,6316022E-02	8,17000E-07	79,93

Na primeira etapa da solução a variável temperatura da partícula  $T_p$  é monitorada até que se observe que seu valor seja imediatamente superior à temperatura de fusão do material da partícula. No momento que isso ocorrer algumas variáveis aqui chamadas de secundárias são calculadas: são elas o tempo, a posição e a velocidade no ponto de fusão do material.

Para cálculo do tempo de fusão,  $t_{\text{fusão}}$ , é realizada uma interpolação simples, conforme mostra a Fig. (4.1) por meio da equação

$$\frac{(Y_2 - Y_1)}{(X_2 - X_1)} = \frac{(Y_A - Y_1)}{(X_A - X_1)} \quad (4.10)$$

onde  $Y$  representa a variável dependente e  $X$  a independente, o ponto  $A$  é o ponto cujas coordenadas precisam ser determinadas e os subíndices 1 e 2 representam, respectivamente, pontos iniciais e finais do intervalo considerado. Se uma das coordenadas do ponto  $A$  for conhecida é possível determinar a outra coordenada usando a Eq. (4.10). Para cálculo das variáveis secundárias foi utilizada esta metodologia, pois as temperaturas de fusão e de vaporização do material são conhecidas.

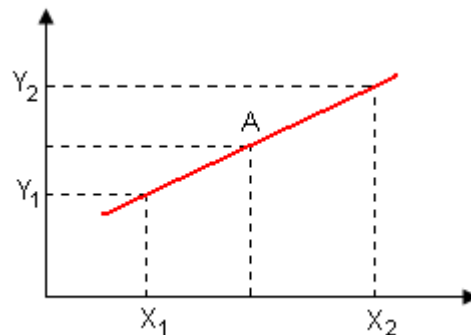


Figura 4.1 – Esquema da interpolação feita para determinação de variáveis secundárias

Concluídos os cálculos das variáveis secundárias, o avanço da solução é retomado considerando o processo de fusão do material. Para isso, no subproblema térmico, a temperatura da partícula é mantida constante e a variável dependente que evolui no tempo é a fração líquida, que variará de 0 até 1. Quando isto ocorrer, novamente outras variáveis secundárias são calculadas via interpolação simples. Este mesmo procedimento é realizado na retomada do avanço da solução do instante de tempo que termina a fusão até o instante de início da vaporização, só que desta vez, a variável monitorada passa a ser novamente a temperatura da partícula.

Para resolução do problema foi implementado um programa computacional escrito em Linguagem Fortran 95. O programa é estruturado em sub-rotinas e foi desenvolvido segundo o seguinte algoritmo

1. Ler os dados do problema e parâmetros numéricos.
2. Inicializar as variáveis dependentes:  $T_p$ ,  $u_p$ ,  $v_p$  e  $\zeta$ .

3. *Obter as propriedades do plasma, da partícula e os parâmetros adimensionais.*
4. *Avançar para o próximo passo de tempo, isto é, fazer  $t = t + \Delta t$ .*
5. *Calcular novos valores para as variáveis dependentes  $T_p$ ,  $u_p$  e  $v_p$ , com as Eqs. (3.16), (3.11) e (3.12).*
6. *Atualizar as propriedades do plasma, da partícula e os parâmetros adimensionais.*
7. *Verificar se a partícula iniciou a fusão. Se não, voltar ao passo (4). Se sim, ir para o próximo passo.*
8. *Calcular variáveis secundárias ( $t_{fusão,0}$ ,  $x_{fusão,0}$ ,  $y_{fusão,0}$ ,  $u_{fusão,0}$  e  $v_{fusão,0}$ ) no início da fusão da partícula.*
9. *Avançar para o próximo passo de tempo, isto é, fazer  $t = t + \Delta t$ .*
10. *Calcular novos valores para as variáveis dependentes  $\zeta$ ,  $u_p$  e  $v_p$ , com as Eqs. (3.17), (3.11) e (3.12).*
11. *Atualizar as propriedades do plasma, da partícula e os parâmetros adimensionais.*
12. *Verificar se a partícula finalizou a fusão (fração líquida igual a 100%). Se não, voltar ao passo (9). Se sim, ir para o próximo passo.*
13. *Calcular variáveis secundárias ( $t_{fusão}$ ,  $x_{fusão}$ ,  $y_{fusão}$ ,  $u_{fusão}$  e  $v_{fusão}$ ) no final da fusão da partícula.*
14. *Avançar para o próximo passo de tempo, isto é, fazer  $t = t + \Delta t$ .*
15. *Calcular novos valores para as variáveis dependentes  $T_p$ ,  $u_p$  e  $v_p$ , com as Eqs. (3.16), (3.11) e (3.12).*
16. *Atualizar as propriedades do plasma, da partícula e os parâmetros adimensionais.*
17. *Verificar se a partícula iniciou a vaporização. Se não, voltar ao passo (14). Se sim, ir para o próximo passo.*
18. *Calcular variáveis secundárias ( $t_{vapor,0}$ ,  $x_{vapor,0}$ ,  $y_{vapor,0}$ ,  $u_{vapor,0}$  e  $v_{vapor,0}$ ) no início da vaporização da partícula.*



Entre os passos 5 e 6, 10 e 11 e 15 e 16 do algoritmo são realizadas as iterações internas para atualização das propriedades no avanço de tempo.

## 5. Resultados e Discussão

Neste capítulo são mostrados e comentados os resultados obtidos das soluções numéricas das equações governantes.

### 5.1 Propriedades Constantes *versus* Variáveis

Na primeira etapa do trabalho foram feitas simulações visando determinar a importância de considerar as propriedades da partícula dependentes da temperatura. Primeiramente o modelo matemático composto pelas Eqs. (3.11), (3.12), (3.16) e (3.17) foi resolvido para as propriedades do material constantes e o resultado foi comparado com a solução obtida para o modelo com propriedades dependentes da temperatura. A Fig. (5.1) mostra a evolução da temperatura para partículas com diâmetro de 50  $\mu\text{m}$ . Foram feitas duas simulações, uma com o processo conduzido com propriedades constantes, outro com o processo a propriedades dependentes da temperatura.

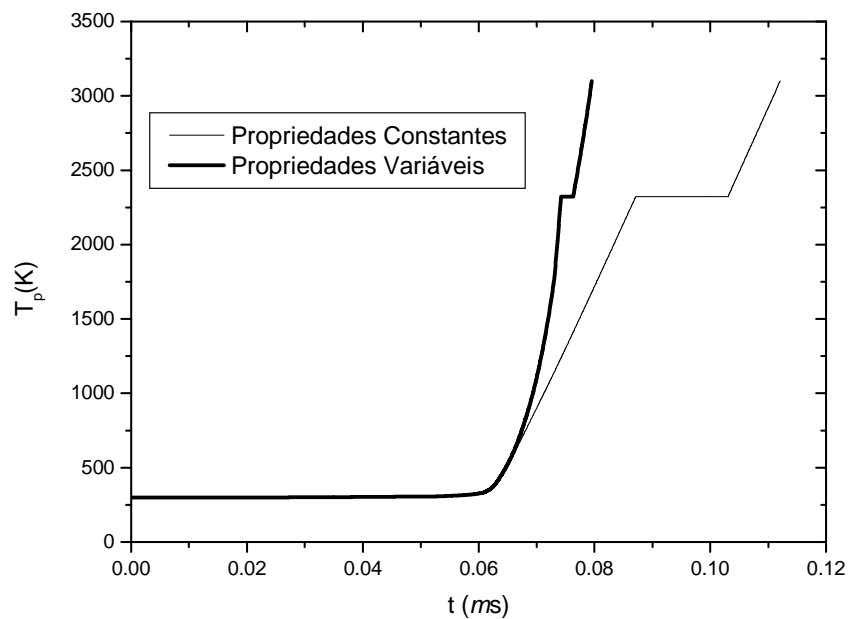


Figura 5.1 – Evolução da temperatura para uma partícula com diâmetro de 50  $\mu\text{m}$ . Simulação com propriedades constantes e dependentes da temperatura.

A simulação foi feita para partículas de diâmetro de 50  $\mu\text{m}$  e utilizou-se como parâmetro de análise o tempo necessário para que a partícula se fundisse completamente. A diferença entre as soluções obtidas foi de 35%. As simulações não apresentaram diferenças significativas entre os tempos de cálculo - vide Tab. (5.1) - por isso optou-se por realizar as demais simulações do trabalho utilizando o modelo que considera as propriedades do material dependentes da temperatura.

Tabela 5.1 – Comparativo entre o tempo de fusão e o tempo de cálculo para simulações com e sem propriedades dependentes da temperatura.

<b>Caso</b>	<b><math>t_{\text{fusão}} (ms)</math></b>	<b><math>t_{\text{cálculo}} (s)</math></b>
Propriedades constantes	1,0306210E-01	1,3120000E+00
Propriedades variáveis	7,6307338E-02	8,7200000E-01
Erro (%) $\frac{ T_{PV} - T_{PC} }{T_{PV}} \cdot 100\%$	35,06 %	50,46 %

## 5.2 Força Gravitacional e Radiação Térmica

Foram feitos testes para verificar a relevância da força gravitacional na Eq. (3.11) e da troca de calor por radiação térmica nas Eqs. (3.16) e (3.17). A Tab. (5.2) mostra os resultados obtidos para a posição que uma partícula iniciaria seu processo de fusão, fazendo um comparativo entre se considerar ou não a força peso no processo.

Tabela 5.2 – Teste da força peso

<b>Diâmetro</b> <b>[<math>\mu\text{m}</math>]</b>	<b><math>x_{\text{fusão}}</math> (mm)</b> <b>com força peso</b>	<b><math>x_{\text{fusão}}</math> (mm)</b> <b>sem força peso</b>	<b><math>x_{\text{fusão}}^{\text{com\_peso}} - x_{\text{fusão}}^{\text{sem\_peso}}</math></b> <b>(mm)</b>	<b><math>\frac{ x_{\text{fusão}}^{\text{com\_peso}} - x_{\text{fusão}}^{\text{sem\_peso}} }{x_{\text{fusão}}^{\text{com\_peso}}} \cdot 100\%</math></b>
50	5,9728877E+00	5,9728835E+00	4,200E-06	0,0001%
100	8,8938235E+00	8,8937660E+00	5,750E-05	0,0006%
250	1,5495647E+01	1,5495360E+01	2,870E-04	0,0019%
500	1,7053215E+01	1,7052844E+01	3,710E-04	0,0022%
1000	1,8512834E+01	1,8512661E+01	1,730E-04	0,0009%

Os resultados indicam que se a força gravitacional agir sobre a partícula, a posição onde a partícula estará completamente líquida ( $x_{fusão}$ ) é cerca de  $4,2 \times 10^{-6}$  mm maior do que  $x_{fusão}$  sem a ação da força, para partículas com diâmetro de 50  $\mu\text{m}$ . Para partículas com 1000  $\mu\text{m}$  de diâmetro, esta diferença é de aproximadamente  $1,7 \times 10^{-4}$  mm. Dessa forma, verificou-se que a força gravitacional não influencia consideravelmente o sistema e a força de arrasto viscoso é predominante sobre o movimento da partícula.

Fazendo uma mesma análise para o caso das perdas por radiação térmica, a Fig. (5.3) mostra a influência das perdas por radiação térmica no tempo que uma partícula iniciará o processo de fusão.

Tabela 5.3 – Teste de perdas por radiação térmica

Diâmetro ( $\mu\text{m}$ )	$t_{fusão}$ (ms) com perdas radiativas	$t_{fusão}$ (ms) sem perdas radiativas	$t_{fusão}^{com\_perdas} - t_{fusão}^{sem\_perdas}$ (ms)	$\frac{t_{fusão}^{com\_perdas} - t_{fusão}^{sem\_perdas}}{t_{fusão}^{com\_perdas}} \cdot 100\%$
50	7,6315205E-02	7,6314324E-02	8,81E-07	0,00115%
100	1,1147057E-01	1,1146635E-01	4,22E-06	0,00379%
250	2,0828181E-01	2,0828097E-01	8,40E-07	0,00040%
500	2,2879811E-01	2,2879791E-01	2,00E-07	0,00009%
1000	2,4818926E-01	2,4818915E-01	1,10E-07 1,25E-06	0,00004%

O resultado das simulações indicou também que a radiação térmica afeta o início do processo de fusão do material em, na média,  $1,3 \times 10^{-6}$  s para partículas na faixa de 50 a 1000  $\mu\text{m}$ . Assim, a troca de calor por convecção é predominante sobre a radiação térmica. Estas conclusões estão de acordo com os resultados obtidos por Pfender e Lee (1985).

### 5.3 Influência do Ângulo de Injeção e da Granulometria do Material

Foram feitas simulações para partículas com diâmetros de 50, 100, 250, 500 e 1000  $\mu\text{m}$ . Estes valores foram usados porque para partículas menores outros efeitos precisariam ser incorporados ao modelo, tais como dispersão turbulenta e efeitos da não-continuidade do plasma. Os ângulos de injeção estudados foram 30°, 45° e 60°. Vale lembrar que estudos

experimentais mostram que o ângulo de injeção pode alterar as características do revestimento (Bond, 2008).

As Tabs. 5.4, 5.5 e 5.6 mostram algumas variáveis de interesse obtidas das simulações feitas para ângulos de injeção de 30°, 45° e 60°, respectivamente. Nestas tabelas,  $t_{fusão}$  é o tempo necessário para fundir completamente a partícula,  $x_{fusão}$  é a posição que a partícula se encontra quando isso ocorre,  $t_{vôo}$  é o tempo decorrido da injeção até a chegada da partícula ao substrato,  $T_L$  é a temperatura da partícula no momento da chegada ao substrato,  $EF_L$  é o estado físico no momento da chegada e  $\xi_L$  é a fração líquida também no momento da chegada da partícula ao substrato. Lembra-se que a distância tocha-peça ( $DTP$ ) é de 10 mm.

Nas Tabs. (5.4), (5.5) e (5.6) quando as partículas iniciam o processo de vaporização, são feitos comentários a respeito da posição e do tempo decorrido até este instante. Isto porque em alguns casos a partícula começa a vaporizar antes de chegar ao substrato. Da mesma forma, em alguns casos a partícula chega ao substrato antes de iniciar o processo de fusão, neste caso não são mostrados os valores de  $t_{fusão}$  e  $x_{fusão}$ .

As Tabs. (5.4) e (5.5) mostram que partículas com diâmetro de até 100  $\mu\text{m}$  injetadas sob ângulos de 30° e 45° tornam-se líquidas antes de chegar no substrato e, inclusive, começam a vaporizar. A vaporização de material é um efeito indesejado no processo, pois pode contaminar o equipamento, e o material é desperdiçado porque não ocorre a formação de revestimento.

Para partículas com diâmetro de 250  $\mu\text{m}$  injetadas com ângulo de 30° a chegada destas ao substrato ocorre estando o material quase que totalmente líquido. Para partículas com diâmetros de 250 a 1000  $\mu\text{m}$ , injetadas sob ângulos de 45° e 60°, a chegada delas ao substrato ocorre estando as partículas completamente sólidas apenas com variações de temperatura. Essa é uma situação que influencia na qualidade do revestimento, pois a presença de material de adição sem estar fundido altera o nível de diluição do revestimento.

Tabela 5.4 - Resultados obtidos para a simulação feita com ângulo de injeção de 30°.

Diâmetro ( $\mu\text{m}$ )	$t_{\text{fusão}}$ (ms)	$x_{\text{fusão}}$ (mm)	$t_{\text{vôo}}$ (ms)	$T_L$ (K)	$EF_L$	$\xi_L$ (%)
50	0,1283	3,468	Começa a vaporizar em $t=0,1313$ ms em $x=3,754$ mm			
100	0,1598	4,741	Começa a vaporizar em $t=0,1706$ ms em $x=5,683$ mm			
250	-	-	0,3173	2323	Sólido/Líquido	97
500	-	-	0,3794	695,2	Sólido	0
1000	-	-	0,4063	417,3	Sólido	0

Tabela 5.5 - Resultados obtidos para a simulação feita com ângulo de injeção de 45°.

Diâmetro ( $\mu\text{m}$ )	$t_{\text{fusão}}$ (ms)	$x_{\text{fusão}}$ (mm)	$t_{\text{vôo}}$ (ms)	$T_L$ (K)	$EF_L$	$\xi_L$ (%)
50	0,1562	5,632	Começa a vaporizar em $t=0,1594$ ms em $x=5,913$ mm			
100	0,1883	7,056	Começa a vaporizar em $t=0,1993$ ms em $x=7,878$ mm			
250	-	-	0,2794	1096	Sólido	0
500	-	-	0,2928	490,1	Sólido	0
1000	-	-	0,2973	357,2	Sólido	0

Tabela 5.6 - Resultados obtidos para a simulação feita com ângulo de injeção de 60°.

Diâmetro ( $\mu\text{m}$ )	$t_{\text{fusão}}$ (ms)	$x_{\text{fusão}}$ (mm)	$t_{\text{vôo}}$ (ms)	$T_L$ (K)	$EF_L$	$\xi_L$ (%)
50	0,2257	9,359	Começa a vaporizar em $t=0,2302$ ms e $x=9,574$ mm			
100	-	-	0,2422	1965	Sólido	0
250	-	-	0,2443	476,1	Sólido	0
500	-	-	0,2447	349,9	Sólido	0
1000	-	-	0,2448	314,2	Sólido	0

Para uma partícula com diâmetro de 100  $\mu\text{m}$  injetada sob um ângulo de 60° a chegada ao substrato se dá antes da fusão. Isto pode ser visto na Tab. (5.6). Logo, para o ângulo de 60° o diâmetro da partícula deve ser entre 50 e 100  $\mu\text{m}$  para que a partícula colida com o substrato na forma líquida.

O modelo contribui para entender o desenvolvimento de revestimentos soldados quando se utiliza material de adição particulado. Partículas de diferentes granulometrias atingem o substrato com temperaturas diferentes, sendo que quanto maior o diâmetro da partícula menor a temperatura com que a partícula atinge o substrato. Assim partículas de menor diâmetro que atingem uma maior temperatura tendem a se integrar à poça de fusão no substrato enquanto

que partículas de granulometria maior podem chegar sólidas ao substrato. O que dita estas granulometrias são os parâmetros de deposição selecionados, que por sua vez determinam as características da coluna de plasma.

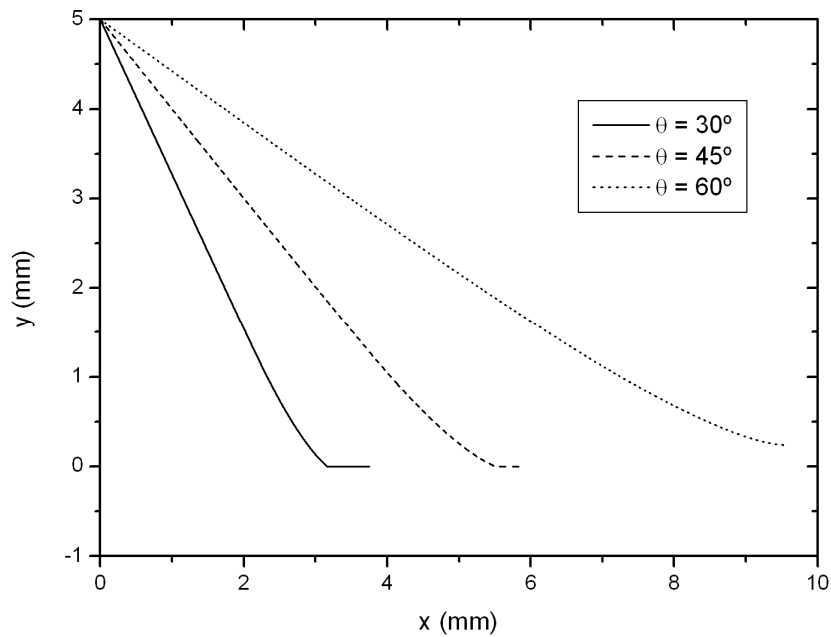


Figura 5.2 – Trajetórias de partículas com diâmetro de 50  $\mu\text{m}$ .

As Figs. (5.2) e (5.3) mostram a trajetória e a temperatura de partículas com diâmetro de 50  $\mu\text{m}$  para três diferentes ângulos de injeção. Nas Figs. (5.2) e (5.3) as partículas foram levadas até o início da vaporização (lembrado que o modelo é válido até este instante). Para o ângulo de 30° a partícula penetra antes na região de maior energia do plasma e isso faz com que ela comece a vaporizar antes de chegar ao substrato. Para a partícula injetada com ângulo de 60° o início da vaporização ocorre quando a partícula está próxima do substrato, pois ela demora mais para penetrar na região de maior energia do plasma.

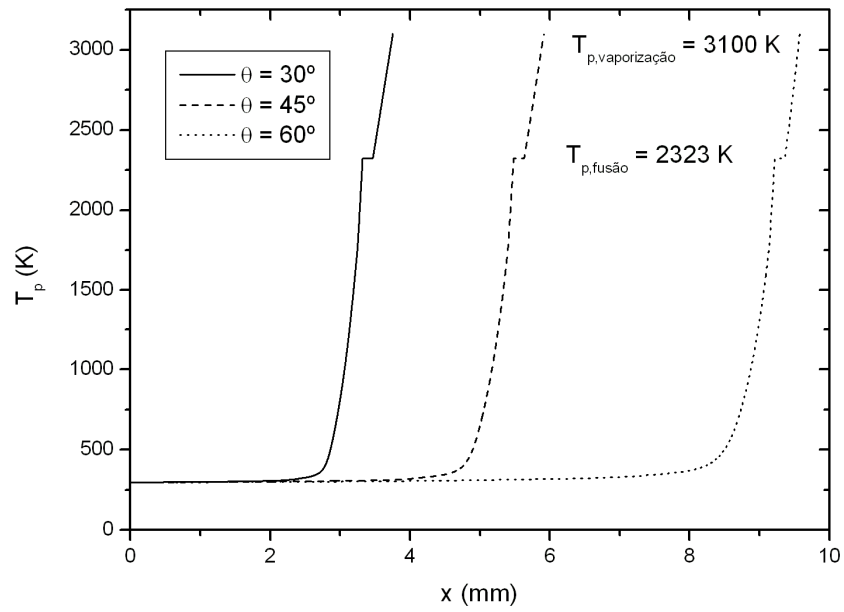


Figura 5.3 – Temperaturas de partículas com diâmetro de  $50 \mu\text{m}$ .

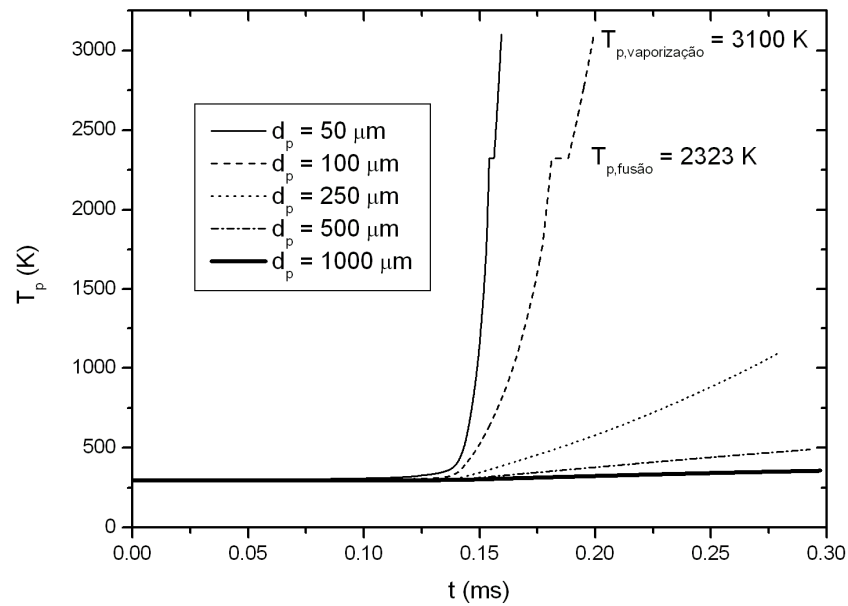


Figura 5.4 – Evolução da temperatura de partículas injetadas sob ângulo de  $45^\circ$ .



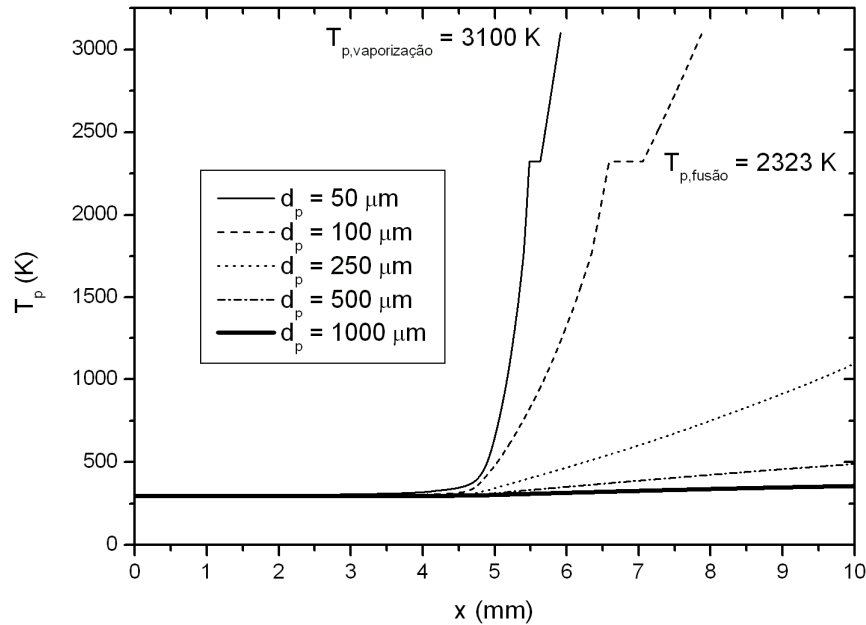


Figura 5.5 – Temperatura de partículas injetadas sob ângulo de  $45^\circ$  em função da distância  $x$ .

O diâmetro da partícula influencia a evolução térmica dela no interior do plasma, ocasionando que, mesmo sob as mesmas condições de operação do plasma e sob o mesmo ângulo de injeção, partículas com diâmetros diferentes tenham evoluções de temperatura diferentes, e, conseqüentemente, formem revestimentos com características diferentes. A Fig. 5.4 mostra a evolução da temperatura de partículas injetadas sob um ângulo de  $45^\circ$  para diâmetros diferentes. A Fig. (5.5) mostra a temperatura das partículas em função da posição  $x$ . As partículas com diâmetros maiores do que  $100 \mu\text{m}$  chegam ao substrato completamente sólidas, podendo agir como nucleantes contribuindo para o refino da estrutura do revestimento, como já sugerido por Bond (2008) em seu trabalho experimental. Por outro lado, se as partículas forem excessivamente grandes, significa que uma maior energia é necessária para evitar a formação de defeitos no revestimento.

Partículas que chegam sólidas a poça de fusão, isto é, que foram apenas aquecidas pelo arco de plasma, poderão retirar calor da poça de fusão e se fundir para então se incorporarem a poça de fusão (pouco provável de acontecer uma vez que a temperatura do material depositado normalmente é muito superior à do substrato). Em alternativa estas partículas não se fundem e, portanto não se incorporam no revestimento e acabam por gerar defeitos. Por isso que é tão importante determinar a dimensão "aceitável" para as partículas que serão depositadas.

O trabalho experimental (Bond, 2008) também sugeriu que existe uma faixa de granulometria adequada para se obterem estruturas mais refinadas nos revestimentos e, portanto desempenhos superiores. No entanto, para se garantir a escoabilidade do material é necessária a deposição do material de adição com uma determinada faixa de granulometria, o que compromete o entendimento detalhado do efeito da dimensão/massa das partículas sobre a temperatura com que estas atingem a poça de fusão, seu impacto na estrutura de solidificação e em consequência no desempenho do revestimento. Por outras palavras na deposição sempre existirão partículas com diferentes comportamentos. a modelagem da interação de partículas do material a ser depositado, com o arco de plasma contribuiu para um melhor entendimento dos fenômenos envolvidos na solidificação e em consequência para a otimização dos revestimentos.

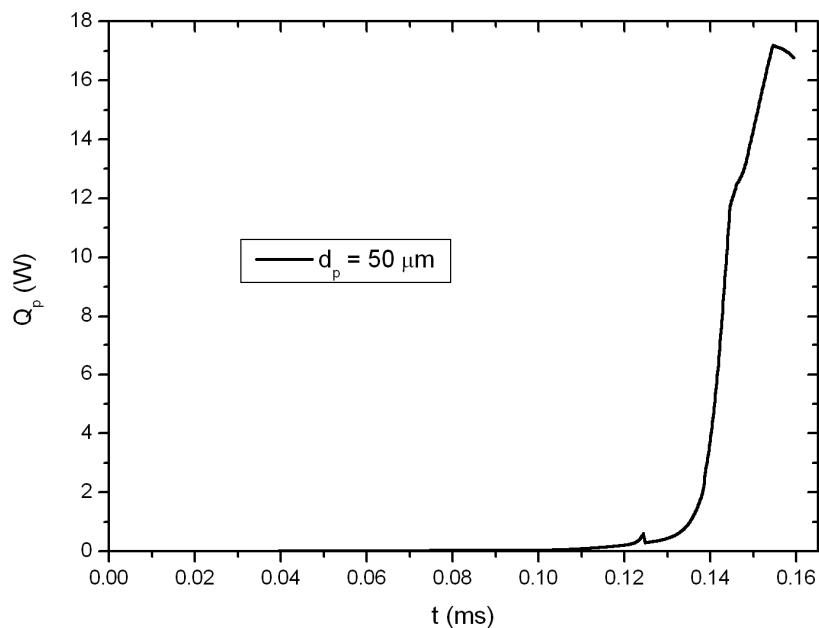


Figura 5.6 – Taxa de transferência de calor para partículas com diâmetro de 50  $\mu\text{m}$ .

As Figs. (5.6) e (5.7) mostram a taxa de transferência de calor para partículas com diâmetros de 50 e 500  $\mu\text{m}$ , respectivamente, injetadas sob as mesmas condições, durante suas trajetórias no interior do plasma. Na Fig. (5.6) a partícula com diâmetro de 50  $\mu\text{m}$  é levada até o início da vaporização do material. Na Fig. (5.7) a partícula com diâmetro de 500  $\mu\text{m}$  é levada até sua chegada ao substrato estando ela à temperatura de 490,1 K. Através da integração das curvas mostradas nas Figs. (5.6) e (5.7), obteve-se a energia fornecida às

partículas durante o processo, que é 0,28 mJ para a partícula com diâmetro de 50  $\mu\text{m}$  e 38,3 mJ para a partícula com diâmetro de 500  $\mu\text{m}$ . Logo, ao aumentar a granulometria do material é necessário um aumento no fornecimento de energia para o processo, para obter um revestimento semelhante àquele produzido por partículas com granulometria inferior. Portanto, conclui-se que o processo com partículas maiores requer maior energia.

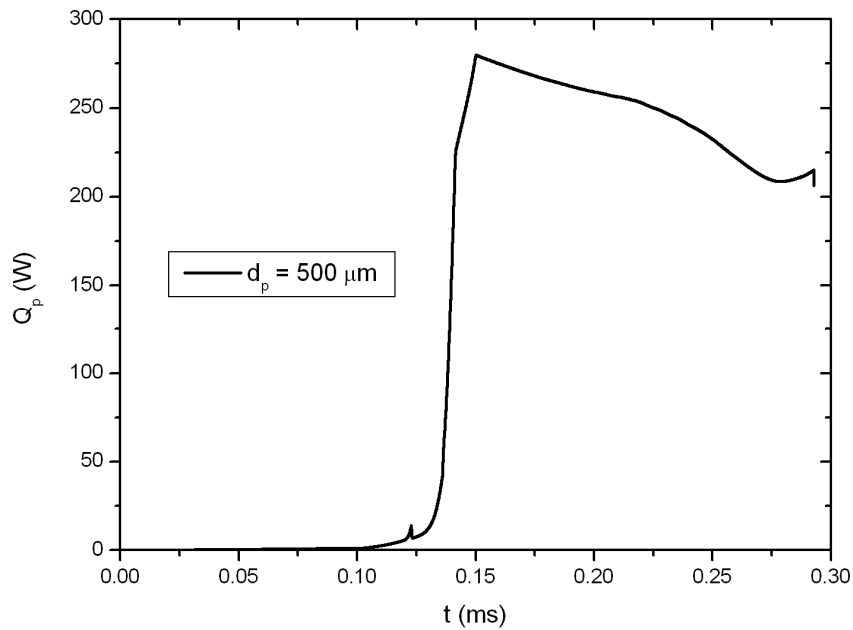


Figura 5.7 – Taxa de transferência de calor para partículas com diâmetro de 500  $\mu\text{m}$ .

## 6. Conclusão

A seleção dos parâmetros de deposição é de extrema importância para a obtenção de um revestimento de qualidade em um processo PTA. Neste trabalho foi desenvolvido um modelo que permitiu o estudo do comportamento de partículas num processo PTA através de simulações numéricas. Nas simulações as propriedades do material foram consideradas variáveis, o que proporciona uma melhor aproximação do modelo para o fenômeno real. Embora a tecnologia de arcos elétricos seja altamente utilizada em processos de soldagem, existem poucos trabalhos na literatura versando sobre a modelagem de arcos.

Com a realização deste trabalho, verificou-se principalmente que:

- 1) A força peso não é relevante no movimento das partículas. Mesmo para partículas grandes, a força de arrasto viscoso é predominante no processo.
- 2) A radiação térmica não é relevante no processo. Mesmo para partículas com diâmetros maiores, onde a área total da partícula é maior, a convecção térmica é o processo predominante na transferência de calor.
- 3) Partículas com diferentes granulometrias chegam ao substrato com diferentes temperaturas sob as mesmas condições de operação. Partículas com granulometrias maiores do que 250  $\mu\text{m}$  atingem o substrato na forma sólida, independentemente do ângulo de injeção.
- 4) Quanto maior é a partícula, maior é a necessidade de energia para que ela consiga se fundir.
- 5) A trajetória da partícula é influenciada pelo seu ângulo de injeção. Partículas de mesmo tamanho injetadas sob ângulos menores têm mais energia ao chegar ao substrato do que aquelas injetadas sob ângulos maiores.

O modelo matemático adotado no presente trabalho poderia ser aperfeiçoado com a inclusão de modelos para resolver a tocha do plasma, e os campos de velocidades e temperaturas do plasma.

## Referências

Aithal, S. M., Subramaniam, V. V., Pagan, J., Richardson, R. W. Numerical model of a transferred plasma arc. **Journal of Applied Physics**, vol. 84, n. 7, p. 3506-3517, 1998

Auerkari, P. **Mechanical and physical properties of engineering alumina ceramics**. Technical Research Centre of Finland, VTT Tiedotteita, Research Notes 1792.26, 1996

Bauchiere, J.M., Gonzalez, J.J., Gleizes, A. **Modelling of d.c. plasma torch**, [S.I.: s.n.], 1995.

Bond, D. **Revestimentos Soldados Processados com Materiais Atomizados**, Tese de Doutorado, Universidade Federal do Paraná, Curitiba: 2008.

D'Oliveira, A. S. C. M., Queiroz, D., Takano, E. H. Avaliação dos parâmetros de processamento por PTA nas superfícies. **Soldagem e Inspeção**, 2008.

Favalli, R.C., Szente, R.N. Physical and Mathematical Modeling of non Transferred Plasma Torches., **Brazilian Journal of Physics.**, Vol. 28, pp. 25-34, 1998.

Fox, R. W., McDonald, A. T. **Introdução à Mecânica dos Fluidos**, Guanabara Koogan, 1995.

Gerald, C.F. & Wheatley, P.O. **Applied Numerical Analysis**, 6 ed., USA: Addison-Wesley, 1999.

Halliday, D., Resnick, R., Merrill, J. **Fundamentos de Física 2**, 3 ed., Vol. 2, Rio de Janeiro: LTC, 1994.

Incropera, F.P., Dewitt, D.P. **Fundamentos da Transferência de Calor e de Massa**, 5 ed., Rio de Janeiro: LTC, 2003.

Kang, C.W., Ng, H.W., Yu, S.C.M., Comparatie Study of Plasma Spray Flow Fields and Particle Behavior Near to Flat Inclined Substrates. **Plasma Chemistry and Plasma Processing**. Vol. 26., pp. 149-175, 2006.

Lee, Y.E., Chyou, Y.P., Pfender, E. Particle Dynamics and Particle Heat and Mass Transfer in Thermal Plasmas. Part II. Particle Heat and Mass Transfer in Thermal Plasmas. **Plasma Chemistry and Plasma Processing**, vol. 5, pp. 391-414, 1985.

Pfender, E., Lee, Y.E. Particle Dynamics and Particle Heat and Mass Transfer in Thermal Plasmas. Part I. The Motion of a Single Particle without Thermal Effects. **Plasma Chemistry and Plasma Processing**, vol. 5, pp. 211-237, 1985.

Press, W. H, Teukolsky, S. A., Vetterling, W. T., Flannery, B. P. **Numerical Recipes: The Art of Scientific Computing**, 3 ed., 2007.

PTA process – Principle. Disponível em <http://www.plasmateam.com>. Acesso em 28/08/2007.

Santos, R. L. C., Paredes, R. S. C., D'Oliveira, A. S. C. M. Plasma Transferred Arc Hardfacing Using Pulsed Current. *Journal of Materials Processing Technology*, vol. 171, n. 2, pp. 167-174, 2006.

Shpil'rain, E. E., Kagan, D. N., Barkhatov, L. S. Thermodynamic properties of condensed phase of alumina near the melting point. **High Temperatures – High Pressures**, vol. 4, pp. 605-609, 1972.

Van Wylen, J.G., Sonntag, R.E., Borgnakke, C. **Fundamentos da Termodinâmica Clássica**, 4 ed., São Paulo: Edgard-Blücher, 1995.

Wen, Y. **Numerical Study of Variable Property Plasma Flow over Non-spherical Particles**, Thesis of Master, Division of Research and Advanced Studies, University of Cincinnati, 2003.

Westhoff, R., Trapaga, G., Szekely, J. Plasma-Particle Interactions in Plasma Spraying Systems. **Metallurgical Transactions B**, vol. 23B, pp. 683-693, 1992.

Xibao, W., Hua, L. Metal Powder Thermal Behaviour During the Plasma Transferred-arc Surfacing Process, **Surfaces and Coatings Technology**, vol. 106, pp. 156-161, 1998.

Yaedu, A.E. **Influência do Substrato na Deposição de Stellite 1 com Plasma de Arco Transferido**, Dissertação de Mestrado, UFPR, Curitiba , 2003.

Yaedu, A.E., D'Oliveira, A. S. C. M. Co Based Alloy PTA Hardfacing With Different Dilution Levels. **Material Science and Technology**, United Kingdom, vol. 21, n. 4, pp. 459-466, 2005.

## Apêndice A

### A1 Determinação da Velocidade Inicial da Partícula

Para a determinação da velocidade inicial da partícula, será considerado que a vazão mássica de alimentação do pó,  $\dot{m}_{p,0}$ , é conhecida. O material na forma de pó é alimentado por um canal circular. Considere uma seção reta desse canal ilustrada pela Fig. (A.1).

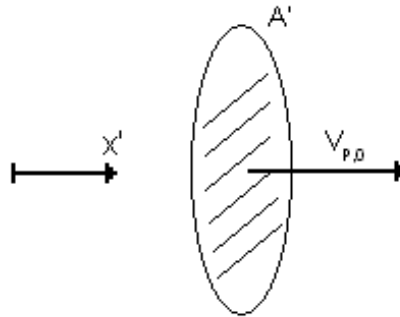


Figura A.1 - área da seção transversal do canal de alimentação das partículas

A vazão mássica de material que atravessa a seção reta é dada por

$$\dot{m}_{p,0} = \rho_p(T_p)A'\vec{v}_{p,0} \cdot \hat{n} \quad (\text{A.1})$$

onde  $\dot{m}_{p,0}$  é a vazão mássica de partículas fluindo pela seção reta,  $\rho_p(T_p)$  é a massa específica das partículas, que é constante pelo fato das partículas serem alimentadas todas à temperatura ambiente,  $A'$  é a área da seção reta do canal de alimentação e  $\vec{v}_{p,0}$  é o vetor velocidade com a qual as partículas atravessam seção reta do canal.



Uma vez que a vazão mássica de alimentação das partículas é conhecida, para se determinar a velocidade inicial das partículas basta isolar  $\vec{v}_{p,0}$  na Eq. (A.1).

O módulo de  $\vec{v}_{p,0}$  é então, a velocidade inicial utilizado nas equações de movimento para condições iniciais, isto é,

$$V_i = |\vec{v}_{p,0}| \quad (\text{A.2})$$