

TESE DE MESTRADO

*Universidade Estadual de Campinas
Instituto de Física “Gleb Wataghin”*

“ESTUDO DE TOCHAS DE PLASMA ATRAVÉS DA TEORIA DA SIMILARIDADE”

Pablo Jenner Paredes Angeles

ORIENTADOR: Prof. Aruy Marotta
Departamento de Eletrônica Quântica
Instituto de Física “Gleb Wataghin”
Universidade Estadual de Campinas – UNICAMP

Comissão Examinadora:

1. Prof. Dr. Aruy Marotta, IFGW/UNICAMP
2. Prof. Dr. Homero Santiago Maciel, CTA/ITA
3. Prof. Dr. Daniel Wisnivesky, IFGW/UNICAMP

Tese submetida ao Instituto de Física “Gleb Wataghin” da Universidade Estadual de Campinas – UNICAMP – como parte dos requisitos para a obtenção do grau de Mestre em Física

Campinas –SP – Brasil
30/04/2003

**FICHA CATALOGRÁFICA ELABORADA PELA
BIBLIOTECA DO IFGW - UNICAMP**

P214e

Paredes Angeles, Pablo Jenner

Estudo de tochas de plasma através da teoria da similaridade / Pablo Jenner Paredes Angeles. – Campinas, SP : [s.n.], 2003.

Orientador: Aruy Marotta.

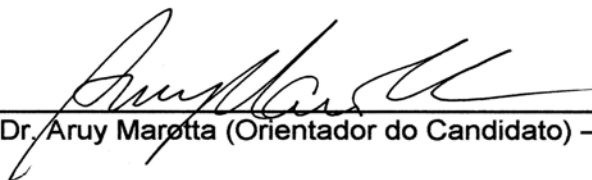
Dissertação (mestrado) - Universidade Estadual de Campinas, Instituto de Física "Gleb Wataghin".

1. Plasma (Gases ionizados). 2. Jato de plasma.
3. Similaridade (Física). I. Marotta, Aruy.
II. Universidade Estadual de Campinas. Instituto de Física "Gleb Wataghin". III. Título.

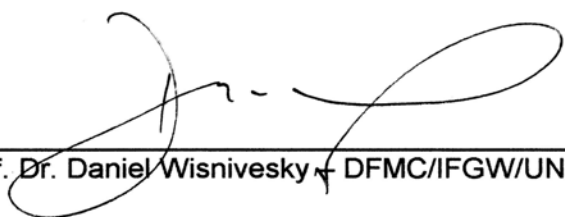


MEMBROS DA COMISSÃO JULGADORA DA TESE DE MESTRADO DE **PABLO JENNER PAREDEZ ANGELES – RA 006628** APRESENTADA E APROVADA AO INSTITUTO DE FÍSICA “GLEB WATAGHIN”, DA UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS, EM 30/04/2003.

COMISSÃO JULGADORA:


Prof. Dr. Aruy Marotta (Orientador do Candidato) – DEQ/IFGW/UNICAMP


Prof. Dr. Homero Santiago Maciel – ITA/CTA – São Jose dos Campos – S.P.


Prof. Dr. Daniel Wisnivesky – DFMC/IFGW/UNICAMP

*À minha família,
meus pais: Pablo e Mercedes,
minhas irmãs: July e Daisy,
e meus sobrinhos: Eduardo, Ximena e Alonzo.
À Maggie pela força
e sua infinita paciência.*

Agradecimentos

Não poderia iniciar a apresentação dos trabalhos sem antes prestar reverência àqueles que de forma incisiva, direta ou indiretamente, foram agentes e colaboradores para que eu lograsse êxito nessa importante etapa de minha vida.

Primeiramente ao Prof. Dr. Aruy Marotta pela sua orientação e confiança em meu potencial durante todo o transcorrer da realização dessa dissertação.

Ao Prof. Dr. Leonid I. Sharakhovsky e Dr. Alexei Essiptchouk pelo auxílio e discussões que esclareceram e iluminaram meus pensamentos no presente trabalho.

Aos companheiros Antonio Aparecido Batista do Prado e Murilo Michelini não apenas pela ajuda na montagem, construção experimental e em inúmeras ocasiões técnicas dos trabalhos, mas também pelo companheirismo e apoio nos momentos decisivos.

Ao Eduardo Valério Alves da Silva, pela paciência e minudência no auxílio com a língua portuguesa. Pela simplicidade de suas idéias e sugestões que me ajudaram a suplantar dificuldades técnicas.

A toda mi familia, entre ellos Antonio, Abelardo, Nancy, Lider, Francesca, Alejandra, Willy, Enrique, Victor, Norma, Irma, Rolando, quienes siempre me alentaron y apoyaron e hicieron posible la realización de este sueño.

Não poderia deixar de citar o Ricardo, a Mônica, o Márcio, a Patrícia, o Pepe, o Mariano, o Agustín, e todas as pessoas que pelo convívio ajudou a desenvolvermos uma relação de amizade que contribuiu para o meu crescimento pessoal, juntamente com o conhecimento adquirido com essa dissertação e que permanecerão vivos em mim.

Ao pessoal da secretária de Pós-Graduação do Instituto de Física: à Maria Ignez, à Alessandra e ao Armando pela disposição em me auxiliar em vários momentos de dificuldades burocráticas.

Manifesto eterna gratidão para com o Brasil, cuja acolhida e apoio revelaram-se em sua gente, na UNICAMP, no Instituto de Física Gleb Wataghin, e nas agências de fomento, em especial ao CNPQ, pelas bolsa de estudos, e à FAPESP pelo financiamento do projeto.

Resumo

Nesta tese foram obtidas equações generalizadas para a característica tensão-corrente de uma tocha de plasma de arco não transferido e de uma tocha de plasma de arco transferido, utilizando o método da Teoria da Similaridade. Para a tocha de arco não transferido, os dados experimentais foram obtidos para ar como gás plasmagênico e na faixa de correntes de 10 a 295 A. Para a tocha de arco transferido, os dados foram obtidos para argônio e faixa de correntes de 300 a 1500 A. A tocha de arco não transferido apresentou característica estática tensão-corrente descendente, enquanto a de arco transferido, a característica obtida foi dinâmica, com comportamento fortemente anômalo, com a presença de histerese, além de possuir ambos os ramos, o descendente e o ascendente. Os testes da tocha de arco transferido foram feitos num forno com paredes refratárias em atmosfera de argônio. Foram obtidas equações generalizadas tendo um, dois e três parâmetros adimensionais independentes, sendo a escolha da melhor equação generalizada baseada no coeficiente de correlação da regressão multilinear. O parâmetro adimensional da voltagem foi considerado como o parâmetro dependente. Em geral, para os parâmetros adimensionais independentes foram utilizados aqueles relacionados com as diversas modalidades de transferência da energia Joule do arco para outras modalidades de energia. Estas foram a convectiva, a radiativa, a turbulenta e a condutiva. As equações generalizadas obtidas para a tocha de arco não transferido apresentaram boa concordância para toda a faixa de dados experimentais. Já as equações para a tocha de arco transferido, devido à grande anomalia observada, foram limitadas à apenas a parte ascendente dos dados experimentais. O estudo experimental, realizado nesta tese pode contribuir para uma melhor compreensão dos fenômenos que ocorrem em tochas de plasma, como também, fornecer uma guia para a engenharia de projeto das tochas.

Abstract

In this thesis, generalized equations for the voltage-current characteristics have been obtained for a non transferred arc plasma torch and for a transferred arc plasma torch, using the method of the Theory of the Similarity. For the non transferred arc plasma torch, the experimental data was obtained for air as the plasmagenic gas and for currents of 10 to 295 A. For the transferred arc torch, the experiments were carried out for argon and currents of 300 to 1500 A. The non transferred plasma torch showed a descending voltage-current static characteristic, while the transferred plasma torch, the characteristic was dynamic, with strong anomalous behavior, consisting of the presence of hysteresis, besides possessing both the branches, the descendant and the ascendant. The tests of the transferred torch were carried out in an oven with refractory walls in argon atmosphere. Generalized equations had been obtained having one, two and three independent nondimensional parameters, being the choice of the best generalized equation based in the coefficient of correlation of the multilinear regression. The dimensionless parameter of the voltage was considered as the dependent parameter. In general, for the independent nondimensional parameters have been used those related with the diverse modalities of transference of the Joule energy of the arc to other modalities of energy. These had been the convective one, the radiative, the turbulent and the conductive one. The generalized equations obtained for the non transferred torch showed good agreement for all the range of experimental data. However, the equations for the transferred arc torch, due to their great observed anomaly, had been limited only to the ascending part of the experimental data. The experimental study, carried out in this thesis, might contribute to a better understanding of the phenomena taking place in plasma torches, as well, to provide a guide for their engineering.

Sumário

1. Introdução	1
2. Estado da Arte e Teoria	4
2.1 Plasma	4
2.1.1 O que é o plasma?	4
2.1.2 O arco elétrico	5
2.1.3 Ruptura, ignição ou “breakdown” de um gás	7
2.1.4 Plasma térmico e Equilíbrio Termodinâmico Local (ETL)	9
2.2 Tochas de Plasma	12
2.2.1 Arco livre e arco confinado	12
2.2.2 Classificação das tochas de plasma	14
2.2.3 Estabilidade elétrica da tocha de plasma em relação à fonte de potência	19
2.2.4 Ignição do arco na tocha de plasma	21
2.2.5 Eletrodos	23
2.2.6 Estabilização do arco elétrico na tocha de plasma	25
2.2.7 Movimento longitudinal do arco: arco de comprimento auto-estabelecido	27
2.2.8 Interação do arco com o gás e as paredes do canal	28
2.2.9 Características VI dos arcos	30
2.3 Modelamento das Tochas de Plasma	31
2.3.1 Método da Teoria da Similaridade	33
2.3.2 Teorema de Buckingham Π	34
2.3.3 Método Sistemático	36
2.3.3.1 Equações do plasma de arco elétrico	36
3. Cálculo dos Números Adimensionais Π	38
3.1 Método Sistemático	38
3.2 Método Paramétrico (Análise Dimensional)	41
3.2.1 Cálculo dos números Π para uma tocha de arco não transferido	42
3.2.2 Cálculo dos números Π : combinações com sentido físico	44
3.2.3 Escolha dos parâmetros Π mais relevantes	45
3.2.4 Escolha dos valores das constantes físicas	46

3.2.5	Cálculo dos números Π para uma tocha de arco transferido	48
4.	Parte Experimental e Resultados	49
4.1	Tocha de Arco Não Transferido	49
4.1.1	Sistema experimental	49
4.1.2	Característica VI experimental	50
4.1.3	Equações características VI generalizadas da tocha de arco de comprimento auto-estabelecido	51
4.1.4	Gráficos VI generalizados	53
4.1.5	Comparação das características VI obtidas com os dados experimentais	56
4.1.6	Comparação da metodologia Yas'ko com a metodologia Zhukov	58
4.2	Tocha de Arco Transferido	60
4.2.1	Sistema experimental	60
	Tocha de arco transferido	60
	Anodo	61
	Câmara de testes	62
	Fontes de potência para sistemas a arco	63
	Sistema de ignição	63
	Sistema de gás	63
	Sistema de refrigeração	64
	Sistema de suporte e movimentação da tocha	64
	Painel de controle e medidas da tocha	65
4.2.2	Metodologia de realização das medidas	65
4.2.3	Resultados experimentais	66
4.2.4	Análise dos resultados para uma tocha de arco transferido	74
4.2.5	Características VI generalizadas	76
4.2.6	Comparação das características VI obtidas com os dados experimentais	84
4.2.7	Comparação da característica VI obtida neste trabalho com a característica VI obtida por Pateyron	86
5.	Conclusão	88
6.	Referências Bibliográficas	90

1. Introdução

Nos últimos anos, o desenvolvimento de tecnologias tem se caracterizado pelo rápido crescimento e ampla aplicação de altas temperaturas, altos fluxos de gases e altas pressões. Os métodos tradicionais de aquecimento de gases por reações químicas ou energia Joule liberada em condutores metálicos são insuficientes para as exigências atuais. O arco elétrico, sendo uma fonte de energia térmica concentrada e de alta temperatura, se tornou a solução mais promissora [1].

Na metade do século XX, o arco elétrico tornou-se o centro da atenção, devido às necessidades na área espacial, como no problema do aquecimento de gases em túneis aerodinâmicos para modelamento do voo supersônico e nas pesquisas de reentrada na atmosfera de naves espaciais [1]. Os resultados teóricos e experimentais, obtidos nos anos 60, resultaram num grande aumento das aplicações do arco elétrico em diferentes áreas da tecnologia.

Entre os inúmeros aparelhos que utilizam o arco elétrico, nosso foco nesta tese serão as tochas de plasma de arco elétrico. Um gerador a plasma, tocha de plasma ou plasmatron é simultaneamente um aparelho eletrotécnico e térmico. É um instrumento altamente flexível de variadas aplicações. As tochas de plasma são hoje aplicadas no corte e solda de metais, na fusão e refino de metais, ligas e cerâmicas, na metalurgia extrativa, no lingotamento contínuo de aços, na deposição (plasma spray) de camadas cerâmicas e metais protetores de superfícies, na inertização (pirólise) de produtos químicos tóxicos, lixo hospitalar e industrial, na decomposição térmica de materiais (por exemplo, do metano, etanol, e outros combustíveis para a produção do hidrogênio para fins de uso em células combustíveis), na síntese de produtos químicos (acetileno, carbetos de cálcio, etc) e de novos materiais cerâmicos (óxidos, nitretos, carbetos, etc), na gaseificação de carvões pobres, na esferoidização e mudança de fase de cerâmicas, no tratamento térmico de superfícies, na fusão de finos, na recuperação de metais de finos metalúrgicos, etc.

As propriedades que fazem as tochas de plasma tão atrativas nas aplicações são a possibilidade de serem obtidas altas temperaturas, altas eficiências de transformação de energia elétrica em térmica de quaisquer gases (neutros, oxidantes ou redutores), na rápida e

mais eficiente transferência de calor nos processos, na alta entalpia, na menor inércia térmica, nos baixíssimos níveis de consumo, emissão e de poluição de gases (quando comparado com a combustão), na independência entre a vazão de gás e a potência térmica (quando se compara com a combustão), em sistemas mais compactos e de menor número de periféricos, na maior flexibilidade, na facilidade de automação, na melhor qualidade do produto final, etc.

O arco na tocha é um fenômeno muito complicado que envolve simultaneamente fenômenos eletrodinâmicos, gasodinâmicos, termodinâmicos, transferência de calor e massa, e outros [2]. As propriedades físicas, como densidade, condutividade térmica e elétrica, viscosidade dos gases e plasmas que são produzidos nas tochas de plasma sofrem largas variações de parâmetros, devido aos enormes intervalos de temperatura e às inúmeras espécies presentes. Esses parâmetros têm, portanto, comportamento fortemente não linear.

Soluções analíticas e numéricas, que consigam levar em conta todos os fenômenos envolvidos, são praticamente impossíveis de serem propostas para modelar uma tocha de plasma, tendo em vista um projeto de engenharia. Recorre-se, portanto, à Teoria da Similaridade para se obter uma solução aproximada do problema [3]. Neste caso, consideram-se apenas os processos mais significativos que contribuem para os fenômenos envolvidos e buscam-se equações generalizadas, baseadas em números adimensionais ligados a esses processos. O número de parâmetros adimensionais tem que estar de acordo com o Teorema II de Buckingham [3]. A derivação dos parâmetros adimensionais pode ser realizada através do método sistemático, escrevendo as equações dos fenômenos na forma adimensional, ou do método paramétrico, também chamado de análise dimensional, baseado na análise das dimensões das grandezas constituintes [3]. O objetivo desta tese consiste em se obter essas equações generalizadas para uma tocha de arco não transferido e uma tocha de arco transferido.

No capítulo 2 é feita uma revisão geral dos conceitos básicos do plasma térmico e da fenomenologia das tochas de plasma. Em seguida apresentamos os fundamentos teóricos do modelamento de tochas através da teoria da similaridade, seguindo a metodologia introduzida por O. I. Yas'ko [3].

No capítulo 3 são abordados os dois métodos de obtenção dos números adimensionais Π , o método sistemático e o paramétrico. Uma vez calculados os números Π para ambas as tochas, procede-se à escolha dos parâmetros adimensionais com sentido físico.

O capítulo 4, parte experimental e resultados, está dividido em duas partes, a primeira, dedicada à tocha de arco não transferido e a segunda à tocha de arco transferido. Em ambos os casos são apresentados os resultados experimentais, e com a ajuda da teoria descrita nos capítulos anteriores são obtidas as características tensão-corrente generalizadas. No caso da tocha de arco não transferido comparou-se nosso resultado, obtido com a metodologia Yas'ko, com o resultado obtido pela metodologia Zhukov [4]. No caso da tocha de arco transferido comparou-se nosso resultado com o resultado obtido por Pateyron [5,6].

2. Estado da arte e Teoria

2.1 Plasma

2.1.1 O que é o plasma?

O termo *plasma* é usado para descrever uma grande variedade de substâncias macroscopicamente neutras que contêm *sempre* grande número de partículas livres carregadas (elétrons e íons), interagindo entre si, exibindo um comportamento coletivo devido às forças de Coulomb de longo alcance, podendo conter também partículas livres não carregadas ou neutras (átomos e moléculas) [7]. O plasma é também chamado quarto estado da matéria (sólido, líquido, gás e plasma).

Um gás é constituído de moléculas ou átomos neutros, sendo um isolante elétrico, porque os elétrons no gás estão firmemente ligados aos próprios átomos [8]. No entanto, sob determinadas condições, alguns ou todos os elétrons podem ser removidos dos seus átomos pai, processo chamado de ionização. Então, o “gás” estará composto de uma mistura de elétrons negativamente carregados, átomos positivamente carregados, chamados íons, podendo ter também átomos e moléculas com carga neutra, não ionizados. Agora, os elétrons e os íons estão livres para mover-se sob a ação de campos eletromagnéticos aplicados e o “gás”, ou plasma, pode conduzir eletricidade, donde extrai-se a definição mais comum de plasma: gás eletricamente condutor. Devido os elétrons terem uma massa muito menor, eles respondem mais rapidamente aos campos aplicados do que os íons e, conseqüentemente, compõem a maior parte da corrente. Como elétrons e íons são produzidos aos pares e têm cargas opostas, o plasma é eletricamente neutro, isto é, a densidade de elétrons mais a densidade de íons negativos deve ser igual à densidade de íons positivos. Pode-se mostrar matematicamente que se num plasma surgir um desbalanceamento de cargas, aparecerá um campo elétrico, que tenderá a restabelecer o equilíbrio da neutralidade [8].

Na prática, o estado de plasma cobre uma escala extremamente grande de temperatura e pressão, desde o gás nas lâmpadas fluorescentes comuns até as reações de fusão no centro do

sol. A maior parte da matéria conhecida no universo está no estado de plasma, embora na Terra o plasma seja visto apenas nos relâmpagos, aurora boreal e em laboratórios.

Os diferentes modos de descarga elétrica ou plasma, mostrados na figura 2.1, dependem da intensidade da corrente. A descarga modo arco, na qual estamos interessados, aparece para correntes maiores que 1 A.

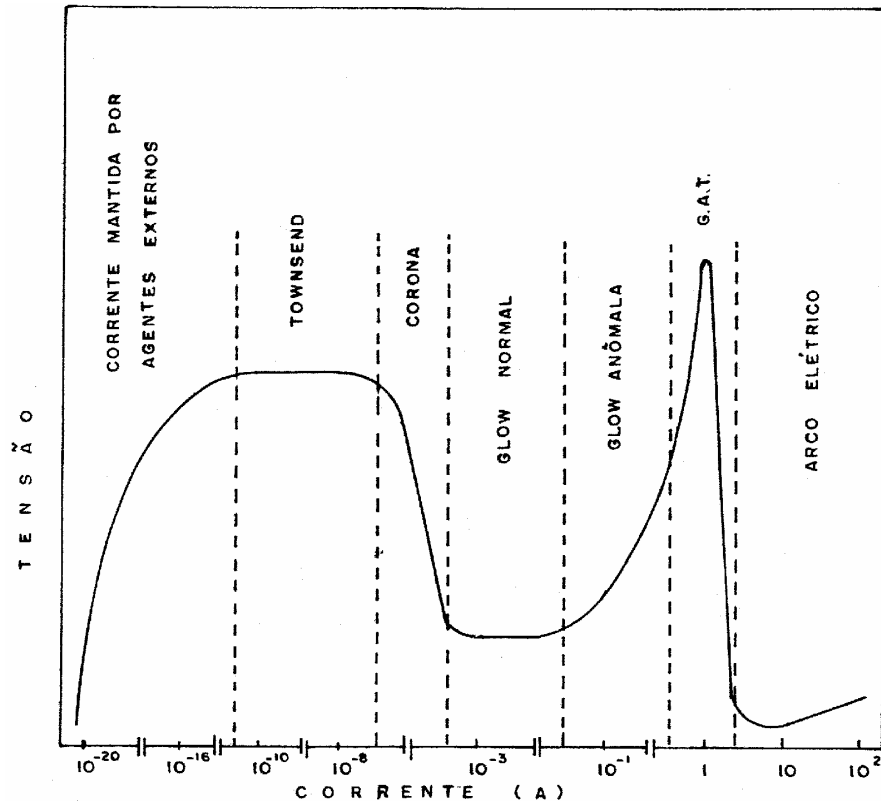


Fig. 2.1. Classificação dos modos de descarga DC. Pressão 0.1 kPa [9].

2.1.2 O arco elétrico

Em comparação com a descarga modo luminescente (glow normal), o modo arco possui algumas características típicas, entre elas:

- Baixa queda de potencial no catodo:* no arco, a queda de potencial próxima ao catodo varia de 5 a 15 V, enquanto que no modo luminescente (glow) excede a 100 V [9-11].
- Constrição ou pinch:* a corrente tende a se auto-confinar [12].

- c. *Alta densidade de corrente*: na coluna do arco, a densidade de corrente pode chegar a valores superiores a 100 A/cm^2 , sendo que no modo glow não ultrapassa a 10 mA/cm^2 . No catodo, a densidade de corrente é da ordem de 10^6 A/cm^2 e a densidade de fluxo de calor para o catodo é da ordem de $10^6\text{-}10^7 \text{ W/cm}^2$, o que requer especial atenção para assegurar a integridade dos eletrodos [9,11,13].
- d. *Luminosidade da coluna*: alta luminosidade na coluna da descarga modo arco do que na glow [9].
- e. *Característica VI*: na maioria dos casos é descendente.

No arco elétrico existem três regiões distintas (ver figura 2.2): região próxima ao anodo (I), coluna (II) e região próxima ao catodo (III). A figura 2.2 mostra-nos a distribuição de potencial entre os eletrodos e a localização das três regiões do arco elétrico.

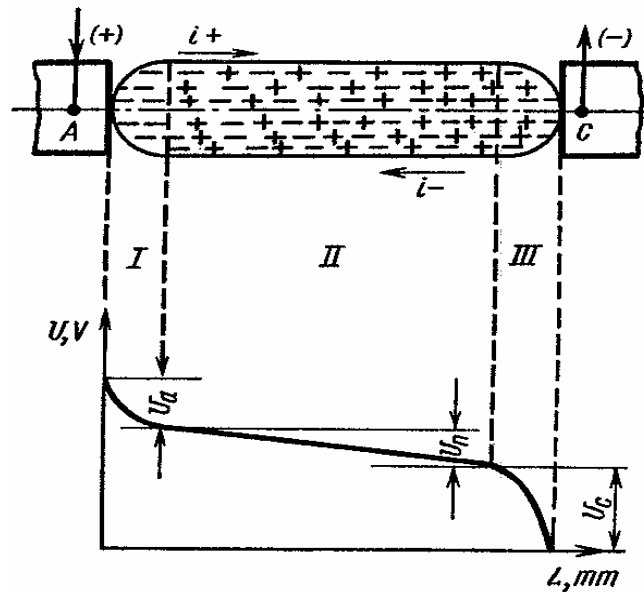


Fig. 2.2. Distribuição de potencial ao longo do arco elétrico [8].

Devido à extremamente pequena extensão (alguns microns) das regiões próximas aos eletrodos (bainhas) num arco elétrico (digamos, cerca de $10\mu\text{m}$) e à queda de potencial da ordem de 10 V , a intensidade do campo elétrico alcança valores muito altos, da ordem de 10^7 V/m ($E = dV/dx = 10^7 \text{ V/m} = 10\text{V}/10\mu\text{m}$). Comparando, na coluna, o campo elétrico é praticamente constante e pequeno ($E \sim 10^3 \text{ V/m} = 100\text{V}/10\text{cm}$).

Na coluna, o plasma está em equilíbrio termodinâmico local, mas nas bainhas dos eletrodos o plasma está fora do equilíbrio termodinâmico e químico (afastado da neutralidade). Na bainha do catodo há um acúmulo de íons positivos e na bainha do anodo um acúmulo de elétrons, ou seja, o plasma não é neutro. Os íons positivos são acelerados na queda de potencial catódica e bombardeiam o catodo, aquecendo-o e produzindo a erosão.

2.1.3 Ruptura, ignição ou “breakdown” de um gás

Ruptura, ignição, iniciação ou breakdown de um gás é o processo de transformação de um gás de isolante para condutor de eletricidade (ou plasma). Há basicamente três métodos para ionizar um gás [11]. O primeiro, chamado ionização térmica, implica na elevação da temperatura do gás até que colisões arranquem elétrons dos átomos. O segundo, chamado ionização de campo, implica aplicar um campo elétrico extremamente intenso (e/ou de alta frequência) que atua sobre os elétrons em um átomo neutro, arrancando elétrons do átomo, transformando-o em íon. O terceiro método implica bombardear o gás com radiação de alta energia ou outras partículas sub-atômicas. Se a ionização alcançar valores apreciáveis, dá-se a ruptura do gás e produção de uma centelha (faísca, spark) com brilho intenso (flash). Se um campo externo é aplicado por um tempo suficientemente longo, a ruptura pode dar início a uma descarga, que é mantida enquanto o campo existir.

O elemento principal do processo de ruptura é a *avalancha de elétrons*, a qual se desenvolve no gás quando um campo elétrico suficientemente intenso é aplicado. Uma avalanche começa com um número pequeno de elétrons semente (“seed”) que aparecem acidentalmente, digamos, devido aos raios cósmicos [14]. Para facilitar a ruptura é usada uma fonte artificial de elétrons primários a fim de iniciar uma avalanche. Por exemplo, o catodo ou o gás pode ser irradiado com luz UV para produzir fotoelétrons. Um elétron livre no gás ganha energia do campo elétrico, ao alcançar energia um pouco maior que o potencial de ionização ioniza a molécula, perdendo energia desse modo. O resultado é a produção de dois elétrons lentos. Estes são novamente acelerados no campo, ionizam moléculas e desse modo produzem quatro elétrons, e assim por diante. A ruptura em um gás é essencialmente um processo com limiar (threshold). Isto significa que a ruptura é estabelecida se o campo elétrico excede um certo valor (por exemplo, a energia de ionização).

A ruptura elétrica depende da:

1. Tensão entre eletrodos
2. Pressão, temperatura, umidade no gás
3. Distância entre eletrodos
4. Tipo de gás
5. Geometria dos eletrodos
6. Frequência do campo elétrico aplicado.

A tensão de ruptura de um gás é uma função não-linear, dada pela Lei de Paschen e depende só do produto pd , $V_r = V(pd)$, onde V_r é a tensão de ruptura, p é a pressão e d é a distância entre os eletrodos [15]. Normalmente, quanto maior a voltagem, a frequência, a temperatura, a umidade e menor o potencial de ionização do gás (exemplo, Sódio, Potássio, Césio), mais fácil é a ruptura. Na figura 2.3 são apresentadas as curvas de Paschen para eletrodos planos paralelos a uma temperatura de 20 °C. Vemos que as curvas de Paschen têm dois ramos: um descendente, para baixos pd e o outro ascendente para altos pd . Na região descendente da curva de Paschen, quanto maior a pressão (ou distância) mais fácil a ignição. Já na região ascendente, ocorre o oposto, quanto maior a pressão (ou distância) mais difícil a ignição. À pressão de 1 atm (no ar), a tensão de ruptura DC em ar, para um gap de 1 mm, é de aproximadamente 4500 V e num gap de 1 cm, da ordem de 30 kV. A ruptura do argônio é da ordem de 1000 V num gap de 1 mm, o que explica porque muitas vezes o argônio é usado para ignição do arco.

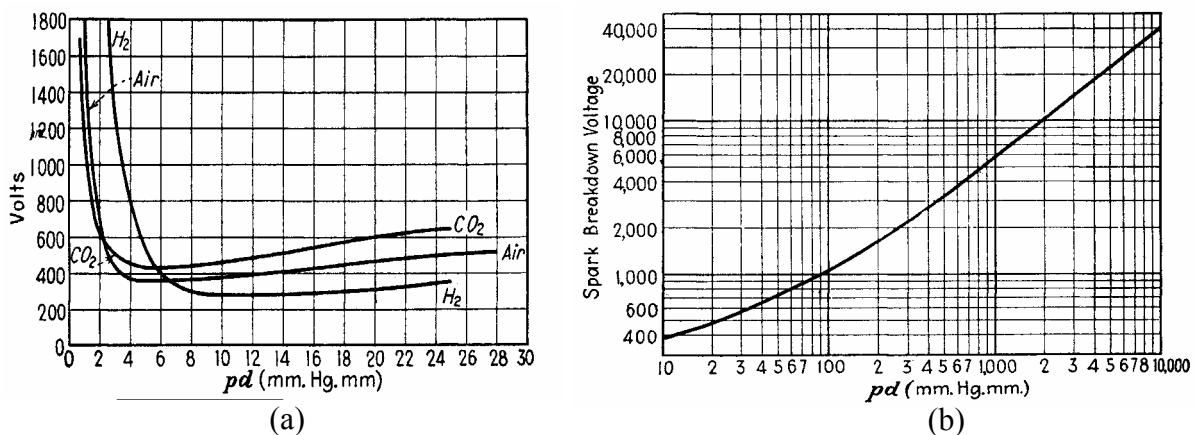


Fig. 2.3. Tensão de ruptura para eletrodos planos paralelos em ar (temperatura: 20 °C) [15].

2.1.4 Plasma térmico e Equilíbrio Termodinâmico Local (ETL)

Podemos classificar os plasmas em plasmas de baixa temperatura e de alta temperatura. Os últimos, para temperaturas acima de 70000 K, são os plasmas de interesse para a fusão termonuclear controlada. Os plasmas de baixa temperatura (de 3000 a 70000 K) se dividem em térmicos e frios. Os plasmas térmicos estão em equilíbrio termodinâmico, e os frios, fora do equilíbrio. Basicamente, o equilíbrio significa que a temperatura dos elétrons é igual à temperatura das partículas pesadas ($T_e \approx T_g$). Isso ocorre no plasma térmico dos arcos elétricos. Ao contrário, os plasmas frios são caracterizados por fortes desvios do equilíbrio cinético ($T_e \gg T_g$). Como a temperatura T_g está perto da temperatura ambiente, estes plasmas são chamados plasmas “frios”. É o que ocorre nas lâmpadas fluorescentes.

O plasma em equilíbrio termodinâmico total (ETT) não pode ser alcançado no laboratório. Isto implicaria que as paredes do reservatório em que se encontra o plasma e a radiação teriam que estar à mesma temperatura do plasma, e não existem materiais que possam suportar temperaturas tão altas do plasma. A maioria dos plasmas de laboratório são opticamente finos (transparentes), então, a radiação do plasma não satisfaz a lei de Planck, de radiação em equilíbrio, ou radiação do corpo negro [16]. Além das perdas por radiação, os plasmas sofrem perdas irreversíveis de energia por condução, convecção, e difusão, o que perturba o equilíbrio termodinâmico. Assim, os plasmas de laboratório e alguns plasmas naturais não podem estar em equilíbrio termodinâmico total (ETT). Então, é necessário introduzir um novo tipo de equilíbrio, o equilíbrio termodinâmico local (ETL).

O ETL em um plasma opticamente fino e estacionário existirá se as seguintes condições forem satisfeitas simultaneamente [16]:

1. As diferentes espécies que formam o plasma (elétrons, íons e neutras (partículas pesadas)) devem ter uma distribuição Maxwelliana de energia.
2. E/p é suficientemente pequeno (E : campo elétrico e p : pressão) e temperatura suficientemente alta para que $T_e \approx T_g$ (temperatura dos elétrons e das partículas pesadas respectivamente).
3. O ETL ($T_e \approx T_g$) existe em uma região suficientemente pequena do plasma, contendo grande número de partículas. Assim, o plasma em ETL pode ter gradientes de temperatura e localmente estar em equilíbrio.

4. O mecanismo dominante para excitação (distribuição de Boltzmann) e ionização (equilíbrio Saha) são as colisões.
5. As variações espaciais das propriedades do plasma são suficientemente pequenas.

Vamos restringir a discussão para o caso dos plasmas opticamente finos (caso dos plasmas de arco e RF no laboratório). Ao contrário do ETT, o ETL em plasmas opticamente finos não requer equilíbrio com o campo de radiação (este, em ETT, mas não em ETL, deve corresponder à radiação de corpo negro na mesma temperatura das partículas). No entanto, em ETL, os processos de colisão (processos não radiativos) devem governar as transições e as reações no plasma e deve existir a micro-reversibilidade entre os processos de colisão. Em outras palavras, é necessário um equilíbrio detalhado entre cada processo de colisão e seu processo reverso. O ETL requer também que os gradientes locais das propriedades do plasma (temperatura, densidade, condutividade térmica, etc.) sejam suficientemente pequenas para que uma partícula que se difunde de um ponto para outro no plasma tenha suficiente tempo para equilibrar-se, isto é, o tempo de difusão deve ser da mesma ordem que o tempo que demora em alcançar o equilíbrio. A partir do tempo do equilíbrio e da velocidade das partículas pode-se calcular o comprimento para alcançar o equilíbrio, que é menor nas regiões onde as propriedades do plasma têm gradiente pequeno. Portanto, considerando as variações espaciais, o ETL é mais provável naquelas regiões.

Vejamos como ocorre o processo de transferência de energia do campo externo para as partículas num plasma e como um plasma, de frio, pode-se tornar térmico. A energia elétrica fornecida para o plasma é transferida principalmente para os elétrons (devido a sua alta mobilidade) e estes a transferem parcialmente (através de colisões) para as partículas pesadas. Devido a esse fluxo de energia dos elétrons para as partículas pesadas, a temperatura dos elétrons é maior que a das partículas pesadas, ou seja, $T_e > T_g$. A diferença entre as temperaturas pode ser derivada a partir do balanço de energia, supondo que a energia cinética trocada por colisões elásticas é igual à energia ganha pelos elétrons do campo elétrico E , desprezando as colisões inelásticas [16]:

$$\frac{3}{2}k(T_e - T_g)\left(\frac{2m_e}{m_g}\right) = eE v_d^e \tau_e, \quad (1)$$

onde o lado esquerdo representa a fração de energia transferida de um elétron de massa m_e para uma partícula pesada de massa m_g , k é a constante de Boltzmann ($k = 1.38 \times 10^{-23}$ J/K). No lado direito v_d^e é a velocidade de deriva dos elétrons, definida como:

$$\vec{v}_d^e = \mu_e \vec{E} \quad (2)$$

onde μ_e é a mobilidade dos elétrons; e τ_e é o tempo médio de vôo livre dos elétrons, e pode ser escrito como [16]:

$$\tau_e = \frac{\lambda_e}{v_e} \quad (3)$$

onde λ_e é o livre caminho médio dos elétrons e $\bar{v}_e$ é a velocidade térmica média dos elétrons.

Das equações (1), (2) e (3) obtém-se [16]:

$$\frac{T_e - T_g}{T_e} = \frac{\pi m_g}{24 m_e} \frac{(\lambda_e e E)^2}{(k T_e)^2}. \quad (4)$$

Já que o termo $\pi m_g / 24 m_e$ é quase 243 para o hidrogênio, a quantidade de energia ($\lambda_e e E$) que os elétrons captam ao longo de um caminho livre médio é muito pequena comparada com a energia térmica média dos elétrons ($k T_e$). A baixa intensidade do campo, E , as altas pressões

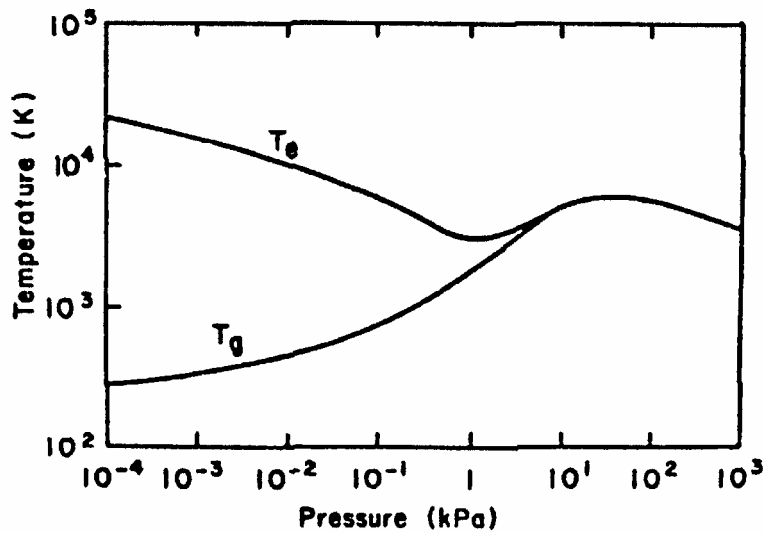


Fig. 2.4. Comportamento da temperatura dos elétrons (T_e) e das partículas pesadas (T_g) em um plasma de arco em função da pressão [16].

($\lambda_e \sim 1/p$) e as altas temperaturas favorecem o equilíbrio cinético entre os constituintes do plasma (na coluna do arco elétrico obtém-se o equilíbrio térmico para p maiores que 1 kPa). Nas proximidades dos eletrodos de arcos elétricos, onde $E \gg 0$, não se observa o equilíbrio entre T_e e T_g , e o plasma se encontra fora do equilíbrio). A intensidade do campo e a pressão são sumarizadas usualmente no parâmetro E/p . Na descarga glow, E/p é da ordem de 10^5 V/m Pa, e nos arcos típicos $E/p \sim 10^{-2}$ V/m Pa [16]. O diagrama semi-esquemático da figura 2.4 mostra a separação, com a diminuição da pressão, das temperaturas dos elétrons e das partículas pesadas em um arco elétrico. Para um arco de argônio de alta intensidade, com $E = 1300$ V/m, $\lambda_e = 3 \times 10^{-6}$ m, $m_{Ar}/m_e = 7 \times 10^4$ e $T_e = 30 \times 10^3$ K, o desvio entre T_e e T_g é da ordem de 1% [16].

Como vemos, geralmente, em pressões atmosféricas o plasma é térmico, enquanto em baixas pressões, o plasma está fora do equilíbrio. Existem, no entanto, outros tipos de descargas que não a de arco (abnormal, barreira capacitiva, etc) em que, apesar de estar o plasma em alta pressão, é possível o plasma estar fora do equilíbrio.

2.2 Tochas de Plasma

2.2.1 Arco livre e arco confinado

O arco elétrico pode ser livre (arco na solda ou num forno a arco) ou confinado (numa tocha de plasma). No arco livre, o processo de troca de calor entre o arco e o gás ambiente se dá por convecção natural. No arco confinado, a troca é por convecção forçada, muito mais eficiente que a natural. Essa maior eficiência resulta que a temperatura no arco confinado é muito mais alta (20000 K) que no arco livre (3000 K).

Neste trabalho focalizamos nossa atenção nas tochas de plasma, definida como um equipamento que utiliza o arco elétrico para converter energia elétrica em energia térmica com alta eficiência. Há uma grande diversidade de tochas de plasma, mas o princípio de operação é o mesmo e está baseado na convecção forçada e na constrição da coluna do arco por um gás, ou um líquido. São características das tochas de plasma:

- Alta temperatura do arco: ~ 20000 K

- Alta eficiência de conversão de energia elétrica em térmica (pode chegar até 95%)
- Utilização de quaisquer gases: oxidantes, neutros ou redutores
- Alta entalpia do fluxo de plasma
- Alta densidade de potência
- Pequenas dimensões
- Alta condutividade térmica do fluxo de plasma

Basicamente, o processo de convecção forçada por gás soprado sobre a coluna do arco resulta num resfriamento maior da periferia do arco e daí, num aumento da densidade de corrente j do arco (pinch térmico). Com a redução do diâmetro da coluna a ação de constrição do campo magnético intrínseco do arco também aumenta. Assim, a constrição térmica do arco (efeito pinch térmico) produz a constrição magnética (efeito pinch magnético) [8]. Um arco com maior j tem maior gradiente radial de partículas ionizadas e, portanto, maior será a difusão radial (pela Lei de Fick) de elétrons de dentro para fora do arco e partículas neutras de fora para dentro. Um maior influxo de partículas neutras, exige um campo elétrico E maior no arco (para ionizá-las) para que o balanço de partículas (neutralidade do plasma) se mantenha constante. Um aumento simultâneo de j e E significa um aumento de potência térmica dissipada por unidade de volume $p = jE$ e, portanto, maior temperatura do arco confinado que no arco livre. Pela segunda lei da termodinâmica, maior temperatura da fonte quente (arco) resulta em maior eficiência de transferência de calor do arco para o gás.

O arco estabelecido entre os eletrodos é forçado através do canal (bocal, nozzle) pelo gás de trabalho, permanecendo estabilizado ao longo do eixo da tocha. Geralmente, o catodo fica a montante (acima, no fluxo de gás) e o anodo a jusante (abaixo no fluxo) na tocha. Usualmente o gás de trabalho (ou gás plasmagênico) é alimentado através de uma câmara de vórtice que provê rotação ao gás. Essa rotação tem dois efeitos: a) estabilizar a coluna do arco no centro do canal e b) rodar a parte radial (ou as partes radiais) das extremidades do arco próximas aos eletrodos. O segundo efeito serve para reduzir a erosão no caso de eletrodos frios (tubulares). O gás pode também ser injetado de maneira axial para estabilizar o arco no eixo. Na passagem através do canal, o gás é aquecido, ionizado, e emerge da tocha como um jato de plasma. Emergindo da tocha, o jato de plasma alarga-se ligeiramente, isto é a tocha exerce o papel de um diafragma, constringindo a coluna do plasma. Isto conduz ao aparecimento de um

gradiente axial de pressão do campo magnético do arco, acelerando o jato de plasma. A camada exterior do gás que flui em torno da coluna do arco mantém-se relativamente fria e forma uma isolamento elétrica e térmica entre o jato de plasma e o canal. Em adição, o revestimento externo de gás resfria intensamente a coluna do arco, aumentando a densidade de corrente e a temperatura do arco. A densidade de corrente do arco na tocha de plasma alcança $\sim 100 \text{ A/mm}^2$ que é uma ordem a mais do que a densidade de corrente no arco livre [8]. A temperatura alcança vários milhares de graus.

2.2.2 Classificação das tochas de plasma

A classificação das tochas de plasma pode ser feita sob diferentes aspectos, entre eles pela maneira como o plasma é produzido: tochas de arco elétrico com corrente contínua (DC), de arco elétrico com corrente alternada (AC), tochas de plasma de rádio frequência (RF), de alta frequência (HF), de ultra-altas frequências (UHF ou micro-ondas), etc.

As tochas de plasma discutidas nesta tese são baseadas no arco elétrico com corrente contínua. Na figura 2.5 são apresentados dois tipos comuns de tochas de plasma de arco não transferido, a tocha com catodo termoiônico (“rod” ou bastão) e a tocha tubular, onde se pode ver os elementos construtivos básicos da tocha:

- Eletrodos: catodo e anodo
- Canal para a passagem do gás
- Câmara de entrada do gás (câmara de vórtice)
- Sistema de estabilização do arco (geralmente em vórtice)
- Sistema de rotação do arco (magnética ou vórtice)
- Sistema de refrigeração dos eletrodos

As tochas também podem ser classificadas pelo tipo de catodo: tochas de catodo quente (figura 2.5a) ou frio (figura 2.5b). Como o anodo é sempre eletrodo frio, conclui-se que podemos ter um ou dois eletrodos tubulares.

Por sua vez as tochas de arco elétrico podem também ser classificadas pelo tipo de arco: arco transferido (ou direto, usadas para corte e fusão de metais, figura 2.6a), arco não-transferido (ou indireto, usadas na deposição e no aquecimento de gases, figura 2.6b) e a tocha

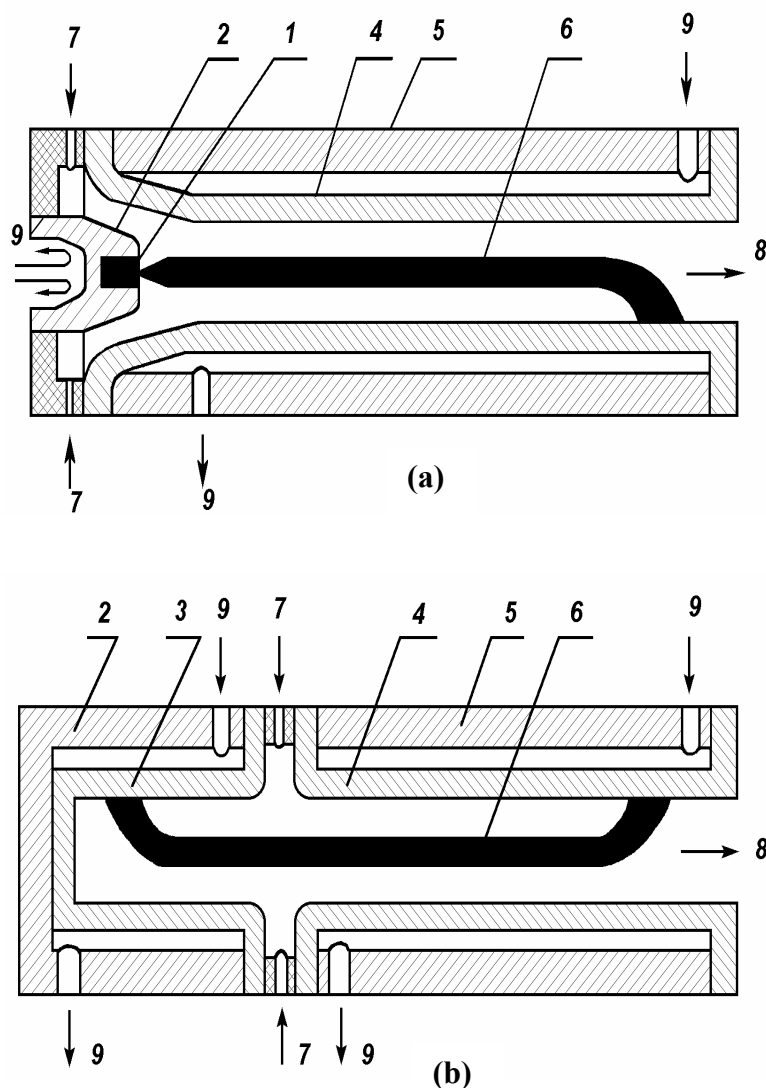


Fig. 2.5. Diagrama esquemático de duas tochas de plasma de arco não transferido: (a) com catodo bastão ("rod"), (b) com catodo tubular. 1- catodo bastão; 2- suporte do catodo; 3- catodo tubular; 4- anodo; 5- suporte do anodo; 6- arco elétrico; 7- entrada de gás; 8- jato de plasma; 9- água de refrigeração.

de arco superposto ou gêmeas (twin torches, usadas na metalurgia, ver figura 2.7). A diferença está na posição que ocupam os três elementos da tocha: catodo, anodo e canal. Nas de arco não-transferido o canal é também um dos eletrodos. Nas de arco transferido o canal não tem papel de eletrodo (a não ser na ignição), podendo ser anodo ou catodo. Nas tochas gêmeas, o arco é produzido externamente às duas tochas, uma servindo de catodo e a outra de anodo.

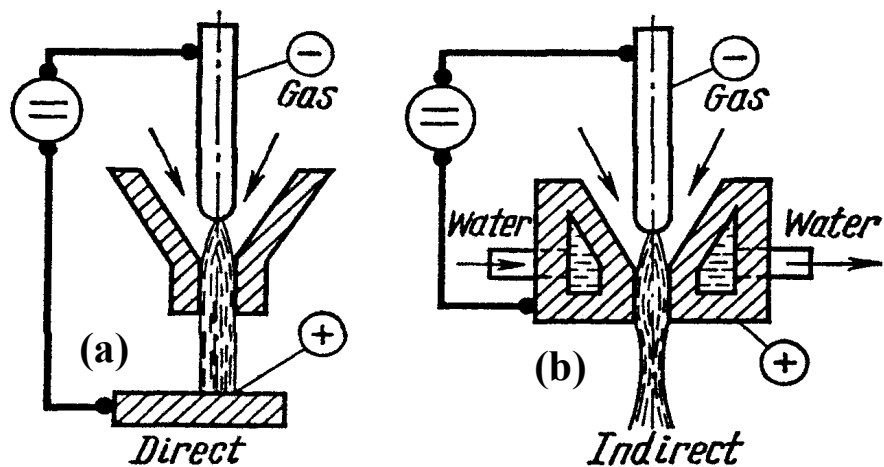


Fig. 2.6. Classificação das tochas de plasma pelo tipo de arco: (a) arco transferido ou direto; (b) arco não transferido ou indireto [8].

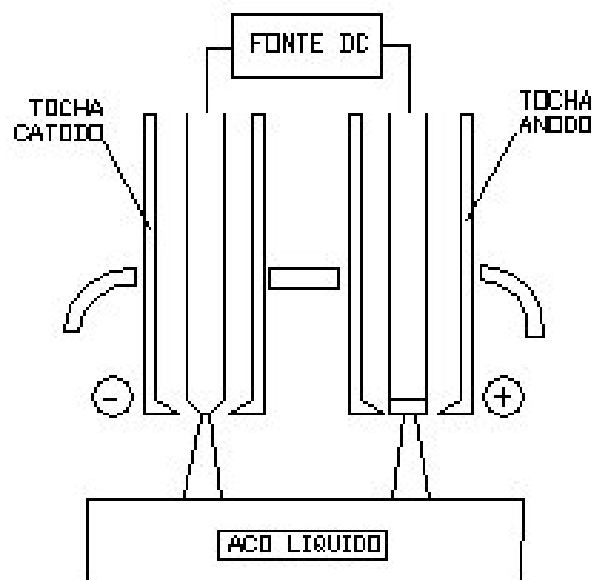


Fig. 2.7. Diagrama esquemático do sistema de tochas gêmeas (twin torches).

Uma das mais importantes características das tochas é sua característica VI: as tochas podem ter características descendentes (resistência diferencial negativa) ou ascendentes (resistência diferencial positiva). As tochas podem também ser de comprimento de arco auto-estabelecido (curva 1, figura 2.8) ou fixo. No caso das tochas de comprimento fixo têm-se: anodo degrau (curva 2, figura 2.8); injeção radial de gás ao longo do canal (curva 3, figura

2.8). As tochas de comprimento de arco auto-estabelecido são descendentes. Enquanto que as de arco fixo podem apresentar ambos os comportamentos. As tochas de arco transferido são sempre do tipo fixo e com característica ascendente na faixa operacional.

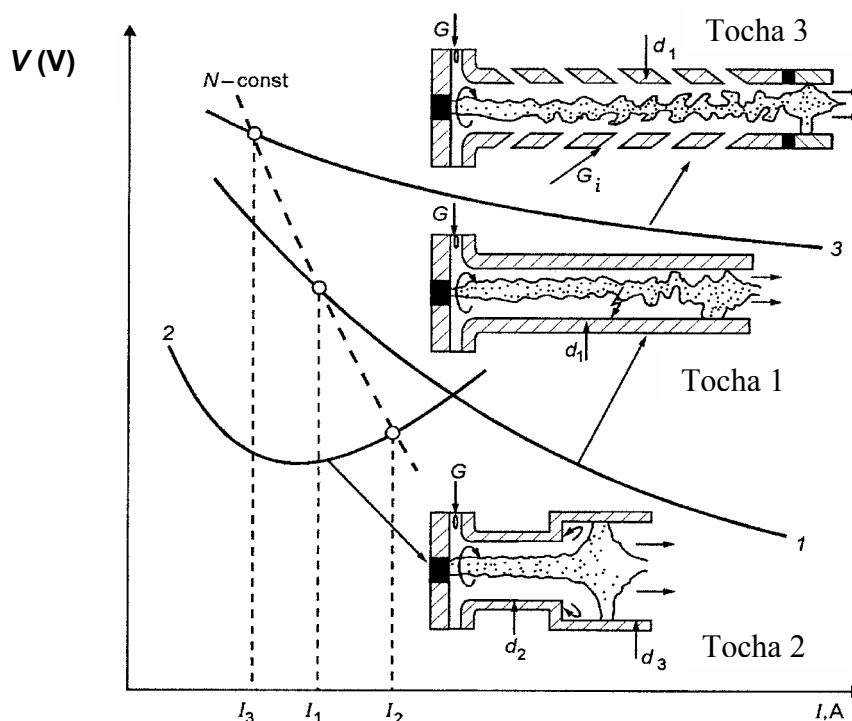


Fig. 2.8. Classificação das tochas de plasma de esquema linear [2].

Na tocha de comprimento de arco auto-estabelecido (tocha 1, figura 2.8), seja l_1 o comprimento do arco da tocha 1. A ruptura espontânea entre o arco e a parede limita o comprimento do arco no canal. Essa ruptura leva à limitação da potência e temperatura do jato de plasma e é a causa da formação da característica VI descendente dessa tocha. Os esquemas das tochas 2 e 3, na figura 2.8, correspondem às tochas de comprimento de arco menor e maior, respectivamente, em relação a de arco de comprimento auto-estabelecido (sejam l_2 e l_3 os comprimentos dos arcos das tochas 2 e 3 respectivamente). No esquema (2) (anodo degrau) a forte turbulência logo após o degrau favorece a ruptura, fazendo com que $l_2 < l_1$. Neste caso a característica VI tem, tanto o ramo descendente, quanto o ascendente. Para obter-se a característica VI acima da curva 1 é necessário criar na câmara de arco elétrico as condições

para que o comprimento do arco seja maior que a do comprimento de arco auto-estabelecido, isto é, $l_3 > l_1$. Isso é conseguido interpondo-se entre os eletrodos uma secção de comprimento $a > l$, eletricamente isolada entre dois eletrodos. Essa tocha de injeção radial de gás permite obter-se alta tensão (maior que 1000 V) e eficiência, podendo chegar a 95%. Como é a corrente a responsável pelo desgaste dos eletrodos, tochas de injeção radial são interessantes quando se quer obter altas potências sem o recurso de aumento da corrente [1,12,17]. Isso pode ser conseguido na tocha com injeção radial de gás [1,12,17]. Este tipo de tocha pode operar com altas correntes, sem a deterioração da eficiência.

A tocha de plasma com injeção radial de gás permite o aumento da tensão, simultaneamente, tanto pelo aumento da intensidade do campo elétrico, devido ao maior resfriamento da periferia do arco pelo gás injetado ao longo do canal, como também pelo aumento do próprio comprimento do arco que essa injeção possibilita. Uma segunda consequência da injeção radial de gás é uma considerável diminuição das perdas térmicas do gás para as paredes ao longo do canal, devido ao efeito isolante térmico proporcionado pela injeção radial de gás. A camisa de gás tem o efeito de diminuir o gradiente radial de temperatura nas proximidades da parede, diminuindo assim o fluxo radial de calor. E, finalmente, uma terceira consequência é o aumento da vida média do anodo, por duas razões: primeiro, por que a potência elétrica pode ser aumentada às custas da elevação da tensão e não da corrente; segundo, por que o arco elétrico é obrigado a percorrer grande distância, só encontrando o anodo muito além do encontro do arco com a camada limite turbulenta, resultando em forte filamentação do arco, o que produz uma distribuição dos pés dos filamentos por uma grande área do anodo, diminuindo fortemente a erosão do anodo [12]. Devido à maior temperatura do gás na região do anodo, observa-se também que a frequência de ruptura do arco para a superfície do anodo é de uma a duas ordens de grandeza maior que no caso auto-estabelecido para as mesmas condições. Isso possibilita a diminuição da erosão específica do eletrodo, provê uma distribuição mais uniforme da erosão na superfície, tudo somado, conduzindo ao aumento da vida média do anodo.

Normalmente, nas tochas de arco transferido (figura 2.6a), onde a peça de trabalho é o anodo (mas pode também ser o catodo a peça de trabalho) o bocal é eletricamente neutro, sendo usado somente para ignição, constrição e estabilização do arco. Nas tochas de plasma de arco não transferido (figura 2.6b) a energia térmica é transmitida do arco para a peça de

trabalho unicamente pelo jato de plasma aquecido pela coluna do arco. Nas tochas de arco transferido calor adicional é entregue à peça de trabalho devido à corrente eletrônica [8].

Tanto nas tochas de arco transferido quanto nas tochas de arco não transferido a estabilização do gás pode ser axial e em vórtice, ou uma mistura das duas. No primeiro caso o gás passa ao longo do catodo, refrigerando-o e saindo do orifício do nozzle. No segundo caso o gás é admitido na câmara através dos furos tangenciais e flui em forma de espiral, envolvendo a coluna do arco em um fluxo em vórtice [8].

As tochas podem ter também duas câmaras para a entrada de gases diferentes, por exemplo, uma para a proteção do catodo de tungstênio pelo argônio e a outra para o gás de trabalho (ar), pois o tungstênio se oxida facilmente, transformando-se em cerâmica quebradiça (WO_3) e de baixíssima condutividade térmica e função de trabalho. Numa tocha de corte, o gás primário (geralmente inerte) protege o catodo de tungstênio do ambiente e o gás secundário (geralmente ativo, molecular, ar) é o gás formador de plasma (gás plasmagênico), gás de corte de alta entalpia. Na solda, o gás externo constringe adicionalmente o jato de plasma formado pelo gás primário e protege a zona da solda do ambiente [8].

2.2.3 Estabilidade elétrica da tocha de plasma em relação à fonte de potência

A operação da tocha de plasma num circuito elétrico onde se tem também a fonte de potência depende das características estáticas tanto da fonte de potência quanto da tocha. Cada um desses bipolos (figura 2.9) tem sua própria característica. A operação conjunta dos dois bipolos ocorrerá no ponto de intersecção entre suas características. Vemos na figura 2.10 as características da fonte (dada pela reta de carga) e da tocha (característica descendente). Temos dois pontos de intersecção A e B, sendo que a tocha operará somente no ponto B (ponto estável) e o ponto A será instável. Consideremos a vizinhança do ponto A à esquerda, na curva da tocha: a tensão da fonte correspondente é menor do que a requerida pelo arco, logo, o arco se extinguirá, como mostra a seta. Já o ponto à direita de A, ocorre o contrário, a tensão da fonte é maior que a requerida pelo arco, logo, a corrente tenderá a aumentar, no sentido indicado pela seta. Logo, o ponto A é instável. Analogamente, na vizinhança do ponto B à esquerda, na curva da tocha: a tensão da fonte correspondente é maior do que a requerida pelo arco, logo, o arco tenderá ao ponto de maior corrente (ponto B), como mostra a seta. Já o

ponto à direita de B, ocorre o contrário, a tensão da fonte é menor que a requerida pelo arco, logo, a corrente tenderá a diminuir, no sentido do ponto B, como indicado pela seta. Logo, o ponto B é estável.

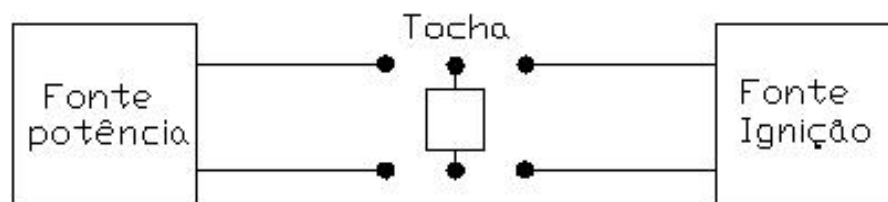


Fig. 2.9. Diagrama esquemático dos bipolos a serem ligados.

O critério de Kaufman [11] sintetiza a condição de estabilidade do ponto de operação na seguinte equação:

$$\left. \frac{dV}{dI} \right|_{\text{fonte}} < \left. \frac{dV}{dI} \right|_{\text{tocha}} \quad (5)$$

De acordo com esta desigualdade a curva da fonte deve interceptar desde acima a curva do arco para produzir um ponto estável de operação.

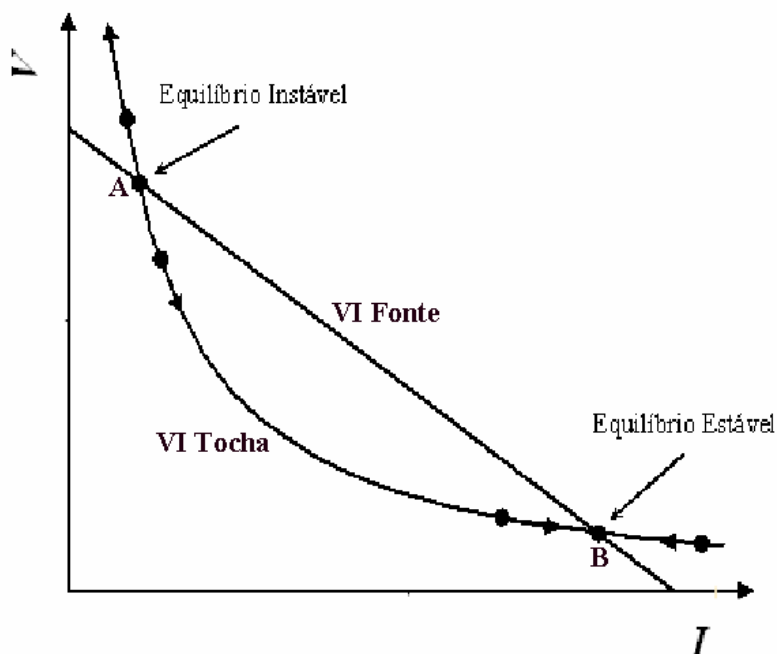


Fig. 2.10. Estabilidade elétrica do ponto de operação do arco com característica descendente.

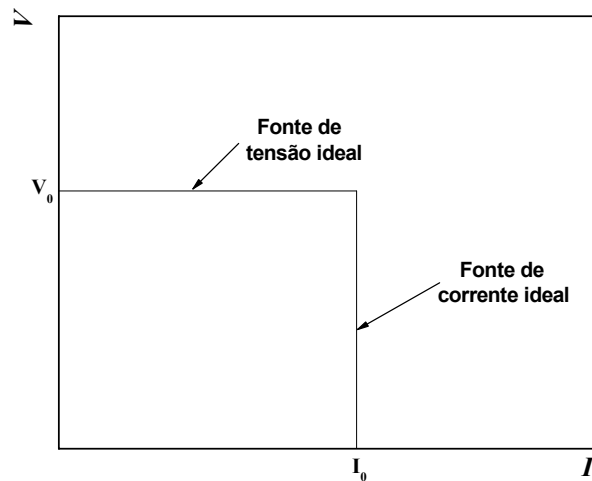


Fig. 2.11. Diagrama esquemático das fontes de tensão e de corrente ideais.

Uma tocha de característica descendente exige uma fonte de corrente para operação estável, enquanto uma tocha de característica ascendente exige uma fonte de tensão ou fonte de corrente (vide figura 2.11). Portanto, uma tocha de característica descendente não poderá operar com uma fonte tensão. No entanto, uma resistência de “ballast”, em série com essa fonte de tensão, permitirá a operação, com a desvantagem de que grande parte da potência é perdida na resistência (efeito Joule). A ausência da resistência permitiria a transferência de energia elétrica da fonte para a tocha de plasma com a máxima eficiência.

2.2.4 Ignição do arco na tocha de plasma

Na figura 2.9 é mostrado um diagrama esquemático dos três bipolos que precisam ser ligados entre si: fonte de potência, carga (tocha), e fonte de ignição. Para se iniciar o arco devemos ter:

- a) uma fonte de potência para o arco aplicada à tocha, isto é, antes da ignição, precisamos ter uma tensão DC entre os eletrodos, para que a ignição seja sustentável (pela fonte) formando o arco, a partir de uma ionização inicial (faísca da ignição).
- b) pequena proximidade entre os eletrodos principais, sempre que possível, para diminuir a tensão de ruptura necessária.

c) uma fonte de ignição.

São várias as técnicas usadas para iniciar o arco numa tocha:

1. alta tensão (HV)
2. alta frequência (pulso de HF)
3. ignição mecânica
4. gás de baixa tensão de ruptura (argônio, mistura argônio/neônio)
5. arco auxiliar de baixa corrente
6. radioatividade

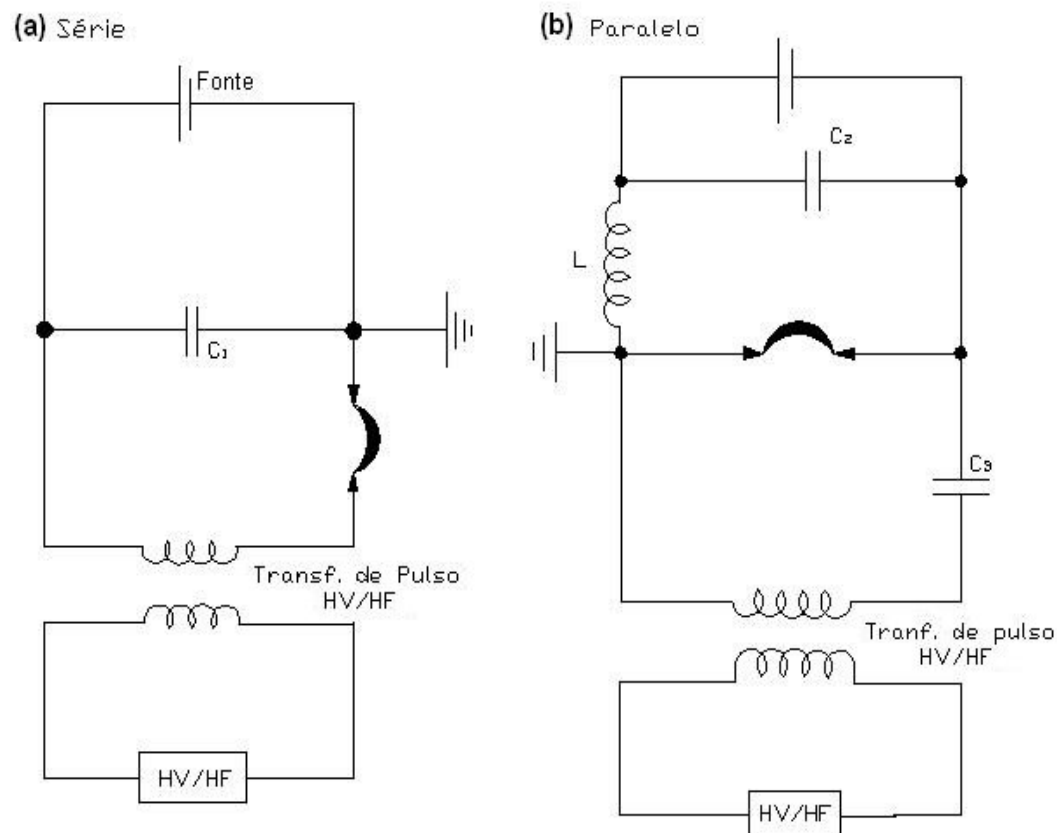


Fig. 2.12. Esquema dos sistemas de ignição: (a) em série; (b) em paralelo.

A ignição mais comum é feita com uma fonte de ignição de HV/HF (casos 1 e 2), com ou sem injeção de gás de baixa tensão de ruptura (caso 4).

No caso 1, para a tocha de arco transferido, o processo de ignição é feito da seguinte maneira: aproxima-se a tocha numa distância de 3-5 cm do anodo, depois um arco auxiliar é

excitado entre o catodo e o bocal (anodo auxiliar), forma-se o jato piloto. Esse jato aquece o gap entre o catodo e o anodo principal, baixando a tensão de ruptura do gás dando início ao arco principal. Princípio semelhante pode ser adotado na tocha 3 da figura 2.8 (tocha com injeção radial de gás).

Nos casos 1 e 2 tem-se que considerar a forma como se conecta a fonte HV/HF com a tocha e a fonte principal de potência. Existem duas técnicas: ignição em paralelo e em série (vide figura 2.12), em ambos os casos os capacitores são usados para o acoplamento de HV/HF na tocha e proteção da fonte.

No caso 3, ignição mecânica, para estabelecer o contato entre o catodo e o anodo pode ser usado um bastão metálico, ou de grafite, como eletrodo auxiliar, sendo que essa técnica é conhecida como ignição mecânica. Quando o bastão toca o catodo, desenvolve-se um pequeno arco. Quando o bastão é retirado, o arco é transferido para o anodo. Nesse processo a polaridade do bastão e a do eletrodo fixo pode ser permutada [11].

No caso 4, a ignição do arco na tocha de plasma é feita injetando-se um gás de baixa tensão de ruptura (argônio ou uma mistura argônio/neônio) na câmara da tocha.

No caso 5, a ignição pode ser feita usando qualquer fonte auxiliar de plasma, por exemplo, jato de plasma, spark, arco auxiliar de baixa corrente, etc.

No caso 6, a ignição pode ser feita usando uma fonte radiativa (α , β , γ e raios-X, UV e laser). Finalmente processos químicos podem também ser úteis para ignição do arco [11].

2.2.5 Eletrodos

Enquanto os anodos são sempre eletrodos frios, os catodos podem ser:

- *quentes* ou termoiônicos, feitos de materiais de alta temperatura de fusão (refratários). Nas tochas de plasma são usados os seguintes catodos quentes: tungstênio (3695 K), para gases neutros (argônio) e redutores (H_2); catodos termoquímicos: zircônio (2128 K) e háfnio (2423 K), para gases oxidantes (ar, N_2 , etc.).
- *frios*, geralmente de cobre (baixo ponto de fusão, 1356 K; usados nas tochas de alta potência).

Em relação à geometria podem ser: bastão “rod” (quente), tubular ou anel (frios). Limitaremos nossa discussão a eletrodos para o caso do arco elétrico na tocha de plasma.

Em geral, o catodo é a maior preocupação pela alta densidade de fluxo térmico e densidade de corrente. A erosão dos eletrodos está estreitamente ligada à mancha do arco. Esta pode ser: confinada (imóvel ou móvel) e difusa, de erosão mínima, porém, muito difícil de obter. O normal e prático, no catodo quente é o comportamento confinado imóvel, pois no móvel a erosão será máxima. No catodo quente de tungstênio a temperatura tem um ponto ideal de operação, 3600 K.

Os eletrodos frios só podem operar com baixa erosão se a mancha do arco estiver em alta velocidade, através de um fluxo de gás (vórtice) ou campo magnético. Além da potência e da alta corrente, os eletrodos frios têm um número de vantagens: permitem a utilização de qualquer gás (oxidantes, neutros ou redutores), seus eletrodos têm baixo custo, são de fácil construção e manutenção, podem operar em altas pressões e em corrente contínua e alternada. A desvantagem principal é o nível relativamente alto da erosão dos eletrodos frios.

O catodo, em um arco elétrico, tem a função de liberar elétrons, produzindo a corrente através do plasma. O mecanismo de emissão eletrônica do catodo pode ser de dois modos: emissão termoiônica, devido à alta temperatura da superfície do catodo, ou emissão por efeito de campo, devido à presença de intenso campo elétrico próximo ao catodo. De um modo geral, ambos os mecanismos atuam, prevalecendo o primeiro modo [9].

A emissão termoiônica, basicamente, é uma função da temperatura da superfície e material do catodo. O modo pelo qual ocorre o aquecimento do catodo pode ser explicado da seguinte maneira: elétrons liberados inicialmente (quando se faz a ignição do arco) são acelerados devido a queda catódica, adquirindo energia cinética suficiente para ionizar, por colisões, átomos neutros. Os íons positivos formados são acelerados diretamente para o catodo, transferindo suas energias para ele sob a forma de calor, dando assim uma continuidade no processo de emissão. A emissão termoiônica pode ser descrita pela lei de Dushman-Richardson [6]:

$$J = AT^2 \exp\left(\frac{-\phi e}{kT}\right) \quad (7)$$

onde J é a densidade de corrente “termoiônica” [A/m^2], T a temperatura do catodo [K], ϕ a função trabalho [V], isto é, o potencial para extrair um elétron do catodo, e a carga eletrônica, 1.60×10^{-19} C, e A uma constante que para a maioria dos metais tem o valor de 6×10^5 [$Am^{-2}K^{-2}$]. A equação (7) permite constatar que só os materiais refratários que suportam

temperaturas perto de 3500 K podem ser utilizados e são os mais indicados para o catodo. Usualmente uma adição de 2% de tório (ThO_2) reduz a ϕ do tungstênio de 4.5 V para 2.6 V (tungstênio toriado) e aumenta a densidade de corrente admissível ao ponto de fusão por um fator de 1000 [6]. Isto mostra que para funcionar bem o eletrodo quente deve ter baixo ϕ .

Na emissão por efeito de campo, o campo que extrai os elétrons transforma o poço potencial numa barreira de potencial de largura finita, em consequência, os elétrons podem escapar do metal por tunelamento. O resultado é a emissão eletrônica por efeito de campo [14].

2.2.6 Estabilização do arco elétrico na tocha de plasma

A estabilização consiste em submeter o arco elétrico a uma força, radial ou longitudinal, de modo a que o arco permaneça no centro do canal e de forçá-lo a retornar a essa posição quando de qualquer desvio, evitando, assim, que ocorra uma prematura ruptura do arco para as paredes metálicas do canal e, conseqüentemente, uma diminuição do comprimento do arco [12]. A estabilização garante o funcionamento estável da tocha de plasma e pode contribuir para a diminuição da erosão dos eletrodos [13]. Existem diversos tipos de estabilização: por parede, por fluxo axial de gás, por fluxo em vórtice de gás, por parede segmentada, por transpiração através da parede porosa, ou por injeção radial de gás, por turbulência, por campo magnético. A figura 2.13 mostra os diversos tipos de estabilização.

A estabilização por vórtice é o tipo mais comum nas tochas de plasma. A explicação simplificada é a seguinte: a conservação da quantidade de movimento resulta no aumento da velocidade azimutal com a diminuição do raio; a conservação da energia (Lei de Bernouille) conduz à diminuição da pressão com o aumento da velocidade. Existe, portanto um gradiente de pressão radial de fora para dentro, o que estabiliza o arco no centro do canal. Uma análise mais detalhada diz que existem duas regiões radiais devido ao vórtice (figura 2.14): a região mais afastada do arco, ou região potencial, se dá entre r_1 e r_a na figura 2.14 (r_1 , raio correspondente à velocidade azimutal (v_ϕ) máxima e r_a , raio de entrada do gás, onde a análise acima é válida; e a região de rotação sólida do gás (raio pequeno, entre o centro e r_1). O raio do canal está indicado por r_{cn} , figura 2.14. Na figura 2.14 à direita, $\bar{v}_\phi = v_\phi / v_{\phi_a}$, $\bar{r} = r / r_a$, onde

v_{φ_a} é a velocidade correspondente a r_a , G é a vazão do gás em g/s. Além da estabilização, o vórtice contribui para a rotação da região radial do arco, diminuindo a erosão.

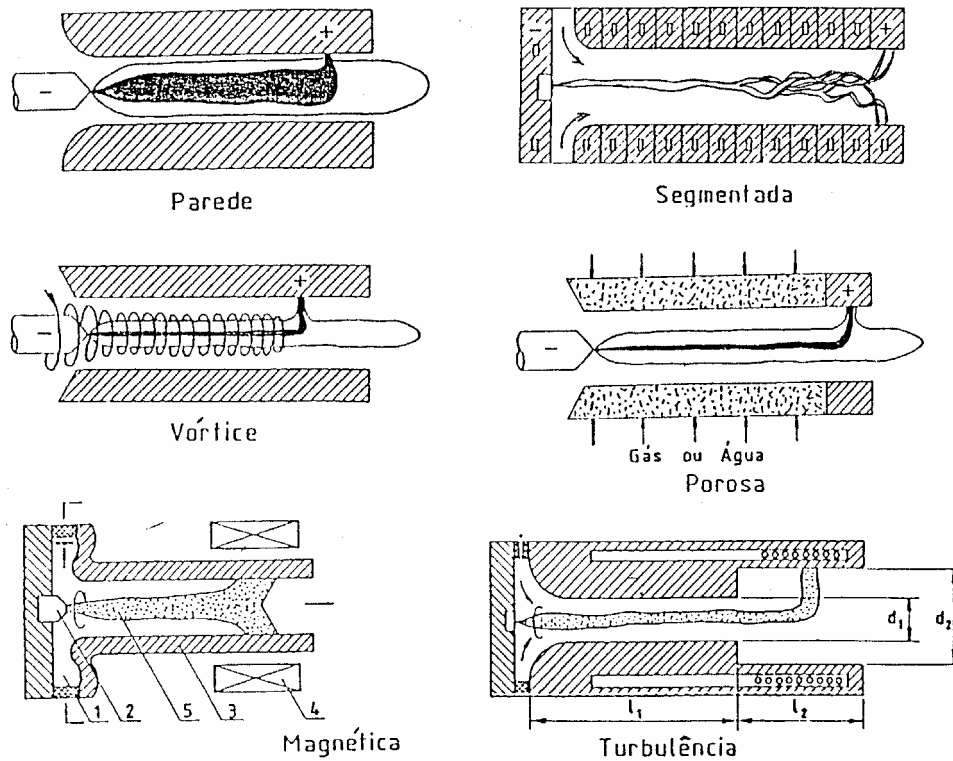


Fig. 2.13. Métodos de estabilização do arco elétrico [12].

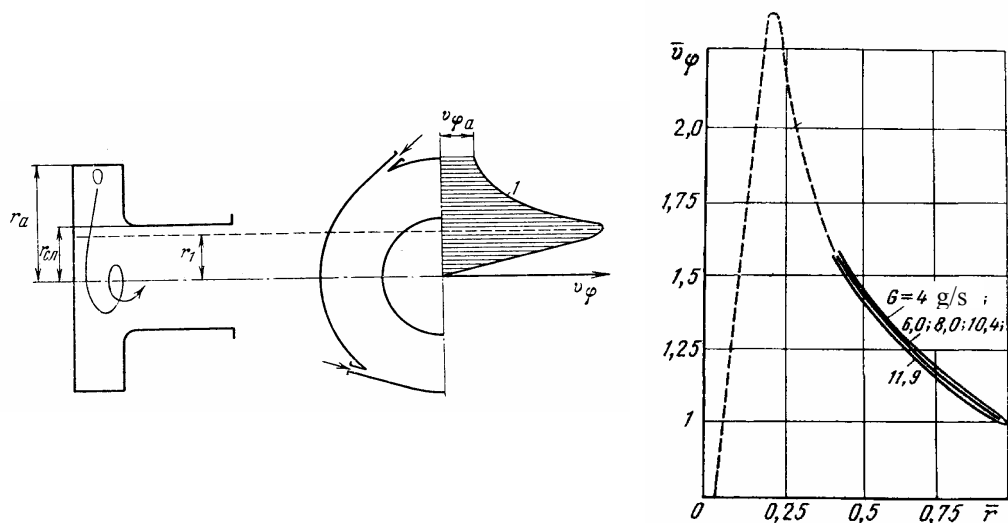


Fig.2.14. Estabilização do arco elétrico por vórtice [17].

2.2.7 Movimento longitudinal do arco: arco de comprimento auto-estabelecido

As forças eletrodinâmicas, gasodinâmicas e termodinâmicas determinam o comportamento do arco no canal [2]. Nesta seção será discutida a dinâmica da ruptura do arco para a parede (a chamada ruptura de grande escala ou principal; existem também as rupturas de pequena escala ou secundárias, do arco para o arco ou do arco para parede) numa tocha de arco de comprimento auto-estabelecido; (vide figura 2.15).

Em algum instante de tempo t_1 o arco ocupa a posição ABC. Sob a ação da força de arraste do gás a secção radial do arco AB é arrastada (empurrada) no sentido do escoamento, aumentando o comprimento e a tensão do arco, que pode ser descrita por:

$$V = \Delta V_z + \int_0^{l(t)} E dl = El \quad (9)$$

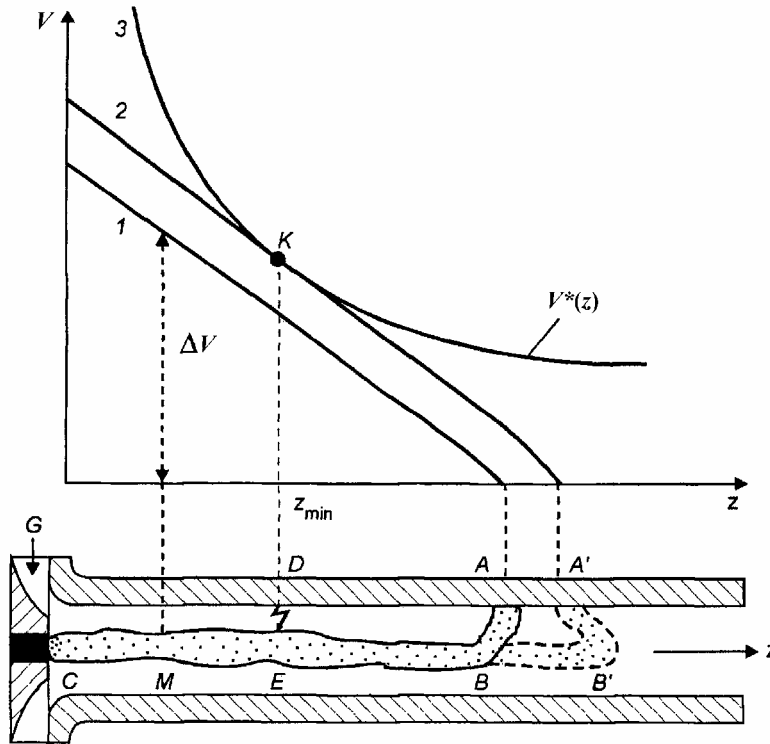


Fig. 2.15. Diagrama da ruptura do arco no canal da tocha [2].

onde ΔV_z é a soma das quedas de tensão próximas aos eletrodos (desprezado neste caso); $E(l)$ é a intensidade do campo elétrico, no caso mais simples: $E(l) = E = \text{const}$; $l(t)$ é o

comprimento do arco no instante dado. Consideramos o eixo V negativo (para cima o potencial do catodo é negativo) e o potencial do anodo zero (aterrado). Para o arco na posição BA, a distribuição do potencial no arco ao longo do eixo z para t_1 corresponde qualitativamente à curva 1. Quando o arco é arrastado para a posição B'A' no instante t_2 a distribuição do potencial no arco ao longo do eixo z para t_2 corresponde qualitativamente à curva 2. Por outro lado, a tensão de ruptura, V^* tem o comportamento dado pela curva descendente, pois a ruptura cai com o aumento de temperatura (o gás está se aquecendo a medida que avança no canal). Assim, a curva da ruptura tem um ponto de interseção com a reta 2. Isto significa que na secção DE do canal a diferença de potencial, $\Delta V(z)$, é igual a tensão de ruptura. Então entre o arco e a parede ocorrerá a ruptura. Por causa da redistribuição da corrente em relação à resistência elétrica do arco, a parte A'B'E se extingue. A secção radial do arco recentemente formada será empurrada pelo gás novamente e o processo se repetirá. Resultado: a tensão no arco varia com o tempo periodicamente (dente de serra), como mostrado na figura 2.16 [2]. ΔV_1 e ΔV_2 são as pulsações da tensão principal e secundária respectivamente.

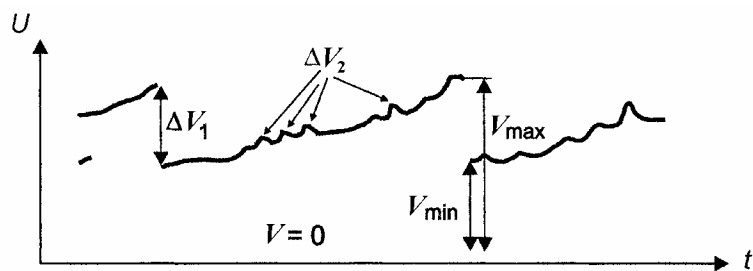


Fig. 2.16. Variação da tensão do arco com o tempo [2].

2.2.8 Interação do arco com o gás e as paredes do canal

Um outro aspecto da fenomenologia do arco em sua interação com o fluxo de gás e a parede do canal será agora apresentada aqui. Os estudos sobre o escoamento do gás no canal da tocha e sua interação com o arco elétrico e as paredes do canal têm grande importância no sentido de prever a característica da tocha, os caminhos para o aumento da eficiência, da

potência e da entalpia do gás [12,17]. A interação do arco com o fluxo de gás e as paredes determina a distribuição de campo elétrico ao longo do canal, o comprimento do arco, as perdas térmicas e outros parâmetros. A figura 2.17 mostra as regiões em que se divide o canal de arco elétrico de uma tocha de plasma de arco não transferido de comprimento auto-estabelecido. Podem-se distinguir quatro regiões radiais no canal:

- arco
- camada térmica do arco (região influenciada pelo arco)
- fluxo livre (região não influenciada ainda pelo arco)
- camada limite turbulenta (região influenciada pela parede)

As seguintes regiões (ou pontos) importantes resultam da interação entre essas regiões:

- B: encontro da camada térmica com a camada limite
- C: encontro da camada térmica com a parede
- D: encontro da camada limite com o arco
- E: início do fluxo plenamente desenvolvido

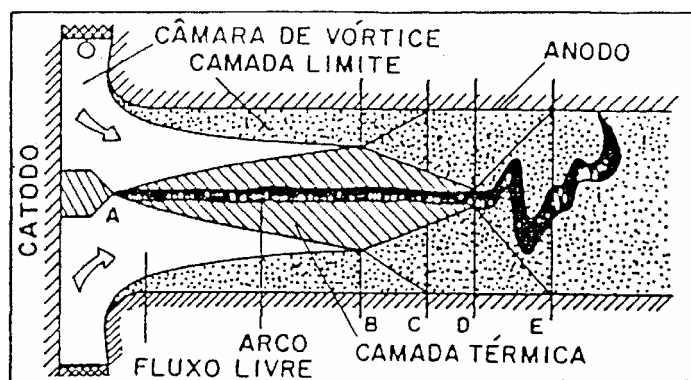


Fig. 2.17. Interação do arco com o fluxo de gás e as paredes [12].

O ponto C determina o início da perda de calor do arco para a parede por convecção. De A a C a perda de calor do arco para a parede é por radiação. O ponto D determina o início da turbulização do arco pela camada limite turbulenta. A turbulência do arco tem por consequência aproximar o arco da parede facilitando a ruptura, ou seja, o término do arco. Também contribui para o aumento do campo elétrico do arco, pelo aumento da convecção forçada. De A a D, o campo é constante. Um canal com comprimento muito maior do que

AE só contribui para a diminuição da eficiência. A característica descendente da tocha (curva 1 da figura 2.8) pode, então, ser explicada: o aumento da corrente reduz AB, devido ao alargamento da camada térmica do arco. Isso resulta em menor comprimento do arco, ou menor tensão; o aumento da vazão comprime as camadas térmica e limite, aumentando AB, ou a tensão.

2.2.9 Características VI dos arcos

A forma mais usual e simples de caracterizar o comportamento de um arco elétrico é traçar suas características tensão/corrente (VI) ou campo elétrico/corrente (EI). Neste parágrafo serão considerados somente os arcos DC estacionários. Existem muitos estudos sobre as características VI dos arcos, entre elas a relação empírica proposta por Ayrton em 1902 [11]:

$$V_{arc} = a + bL + \frac{c + dL}{I} \quad (10)$$

aplicável só aos arcos de características descendentes já que a corrente I aparece no denominador. L é a distância entre eletrodos e os coeficientes a , b , c e d devem ser determinados experimentalmente.

A rigor, a tensão do arco está representada por (vide figura 2.2):

$$V_{arc} = V_c + V_a + \int_{dc}^{L-da} E dx \quad (11)$$

onde E representa o campo na coluna do arco, da e dc são o alcance das zonas de queda de tensão anódica e catódica cujas dimensões podem ser desprezadas frente a L .

A tensão dos arcos curtos está representada essencialmente por:

$$V_{arc} = V_c + V_a \quad (12)$$

e a dos arcos compridos por

$$V_{arc} \approx \int_0^L E dx \quad (13)$$

As características dos arcos de baixas correntes ($I < 50$ A) são usualmente descendentes, se o arco pode-se expandir livremente e se não há perturbação importante por evaporação dos materiais do eletrodo. Como exemplo temos os arcos livres (com ar ou outros

gases) cujo comprimento é relativamente curto ($L \leq 20$ cm) [11]. Devido à convecção natural a forma da coluna dos arcos compridos muda continuamente, acompanhada de fortes flutuações da tensão. Nestes casos a estabilização do arco é uma necessidade.

Eberhart e Seban encontraram que as características de um arco livre com argônio, com altas correntes, e com o anodo esfriado por água podem ser representadas por [11]:

$$V_{arc} = 4.3 I^{0.25} L^{0.3} \quad (I[A], L[cm]) \quad (14)$$

para: $200 \leq I \leq 2300$ A e $0.5 \leq L \leq 3.15$ cm.

Este arco apresenta uma característica ligeiramente ascendente, enquanto que o arco estabilizado por parede, também com argônio, apresenta duas características: descendente para baixas correntes e ascendente para altas correntes (vide figura 2.18) [10].

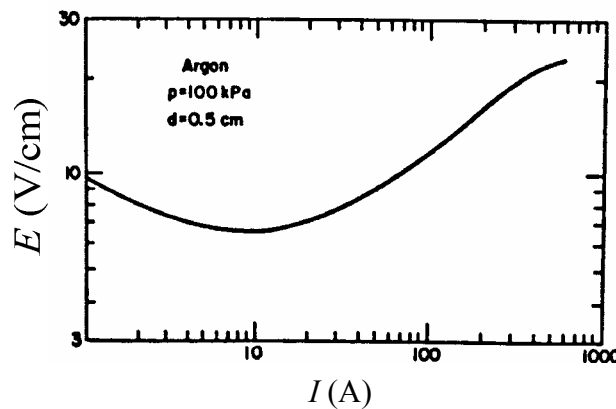


Fig. 2.18. Características do arco de argônio segundo [10].

2.3 Modelamento das Tochas de Plasma

Os processos físicos que ocorrem no interior do canal de uma tocha de plasma envolvem uma grande quantidade de fenômenos que interagem de forma fortemente não-linear entre si [3]: processos elétricos, magnéticos, gasodinâmicos, térmicos, entre outros. Além disso, as propriedades físicas, tais como densidade, condutividade térmica e elétrica, viscosidade e outras variam fortemente por causa dos enormes gradientes de temperatura e densidade das várias espécies (moléculas, átomos, íons, elétrons) presentes. Soluções

analíticas (em muitos casos, a solução é praticamente impossível) ou numéricas do sistema de equações, envolvendo equações da Mecânica dos Fluidos de Navier-Stockes, eletromagnéticas de Maxwell, de Ohm e de estado termodinâmico dos gases normalmente não conseguem levar em conta todos os fenômenos envolvidos nas tochas de plasma, dando necessariamente soluções muito aproximadas, dificilmente aplicáveis na engenharia de projeto das tochas. Esse fato é fartamente conhecido, principalmente na área de Mecânica dos Fluidos, no estudo de vários problemas térmicos, particularmente no da transferência de calor por convecção natural e forçada, onde a solução é apelar para a Teoria da Similaridade ou Teoria das Dimensões [18,19]. Neste caso, soluções generalizadas, empíricas, baseadas em números adimensionais, são obtidas, como, por exemplo, a seguinte, para o caso da transferência de calor em tubos lisos, para escoamento turbulento num fluxo plenamente desenvolvido [19]:

$$Nu = C Re^m Pr^n, \quad (15)$$

onde $C = 0.023$, $m = 0.8$, $n = 0.4$, $Nu = hx/K$ é o número de Nusselt, $Re = \rho v d / \eta$ é o número de Reynolds, $Pr = c_p \eta / K$ é o número de Prandtl, h é o coeficiente de transferência de calor, x denota alguma posição local com respeito à coordenada x , K é a condutividade térmica, ρ é a densidade, v é a velocidade, d é o diâmetro do tubo, η é a viscosidade dinâmica e c_p é o calor específico a pressão constante. Analogamente, em Mecânica dos Fluidos, para um escoamento turbulento num tubo, a perda de carga (pressão, p) é dada pela equação:

$$\frac{\Delta p}{\rho v^2} = f(Re, \frac{l}{d}, \frac{e}{l}) \quad (16)$$

onde l e e são, respectivamente, o comprimento e a rugosidade do tubo e f é uma função empírica.

O mesmo problema surge, quando se pretende obter equações generalizadas para as tochas de plasma. Essa questão foi pela primeira vez abordada e resolvida num trabalho publicado pelo pesquisador O. I. Yas'ko, do Instituto Luikov de Transporte de Massa e Calor da Academia de Ciências da Bielo-Rússia, tendo por base a Teoria da Similaridade para tochas de plasma e arcos elétricos [3]. Neste caso, consideram-se apenas os processos mais significativos que afetam os fenômenos envolvidos e buscam-se equações generalizadas, baseadas em números adimensionais ligados a esses processos. Infelizmente esses processos nem sempre são evidentes e, na maioria dos casos, é impossível identificá-los no meio dos

outros processos [12]. O número m de parâmetros adimensionais Π tem que estar de acordo com o Teorema Π de Buckingham. A Teoria da Similaridade permite transferir uma solução teórica ou uma solução obtida a partir de resultados experimentais para outros sistemas similares, obtendo-se equações generalizadas [20]. Em outras palavras, a Teoria de Similaridade fornece uma metodologia para identificar situações diferentes que, na realidade, são semelhantes e representam o mesmo problema físico.

O Teorema de Buckingham Π , publicado no início do século XX [20], estabelece que as Leis Físicas são independentes da forma dimensional das variáveis e são dimensionalmente homogêneas (pelo princípio de homogeneidade dimensional [20]). Portanto, o teorema permite utilizar os grupos ou parâmetros adimensionais para descrever os fenômenos físicos.

A derivação dos parâmetros adimensionais pode ser realizada através do *método sistemático*, escrevendo as equações dos fenômenos na forma adimensional ou do *método paramétrico*, também chamado *análise dimensional*, baseado na análise das dimensões das grandezas constituintes [3].

2.3.1 Método da Teoria da Similaridade

A *Similaridade* permite prever o comportamento de um fenômeno real (Protótipo) através das observações de um Modelo similar (experimento físico, matemático, numérico, etc.). Por exemplo, os foguetes e satélites usados para testes no túnel de vento são Modelos de menor escala do que será a versão final. A informação obtida a partir dos estudos do modelo freqüentemente indica os potenciais problemas do protótipo, podendo, assim, serem corrigidas antes da construção do protótipo, economizando tempo e dinheiro consideráveis. O requerimento da similaridade entre o Modelo e o Protótipo é que os parâmetros adimensionais relevantes devem ser iguais tanto para o Modelo quanto para o Protótipo. Para haver similaridade entre modelo e protótipo é necessário que

$$(\Pi_{\text{modelo}})_J = (\Pi_{\text{protótipo}})_J, \text{ onde } J = 1, 2, \dots, j. \quad (17)$$

Isto significa que se dois problemas têm os mesmos Π_J 's, então eles têm similitude (no sentido dos Π_J), assim os Π 's servem como parâmetros da similaridade.

No caso dos arcos elétricos, a predição das características só é possível nos casos mais simples, por exemplo, de um arco cilíndrico em um fluxo de gás laminar. Em uma tocha de plasma real o arco pode ter uma forma complicada, além de interagir com as paredes e com o escoamento do gás, que na maioria das vezes é turbulento. O cálculo de um arco desse tipo é uma tarefa difícil senão impossível. Por outro lado, o desenvolvimento de tochas de plasma por métodos puramente experimentais consome tempo e não é prático. Há, portanto, uma grande necessidade de se obter características generalizadas do comportamento de uma tocha de plasma.

Deve-se então recorrer à Teoria da Similaridade, que permite reduzir consideravelmente o volume de dados experimentais necessários para a obtenção da equação generalizada [1,3,12]. Por exemplo, na equação (15) acima, temos apenas três parâmetros Π , porém o fenômeno físico em questão envolve um total de oito variáveis ($h, x, K, \rho, v, d, \eta, c_p$, sendo sete independentes e uma dependente). Sem a Teoria da Similaridade, teríamos que realizar no mínimo dois experimentos para cada uma das sete variáveis (supondo, o que dificilmente é o caso, comportamento linear por variável), variando cada uma das sete variáveis, mantendo as demais constantes, ou seja quatorze experimentos. Com os três parâmetros Π , serão necessários, no mínimo apenas quatro experimentos. Com efeito, a equação (15) pode ser escrita na forma logarítmica:

$$\log Nu = \log C + m \log Re + n \log Pr, \quad (18)$$

ou multilinear $z = A + mx + ny$. Portanto, para se obter o valor das constantes C, m e n bastam quatro experimentos (dois para cada variável independente, mantendo a outra constante). Enquanto os quatorze experimentos anteriores dificilmente serão suficientes, pois a suposição de comportamento linear é altamente improvável, já no caso da equação (15) (que, com certeza, é uma equação linear na forma logarítmica), os quatro experimentos limitarão apenas a precisão na obtenção dos valores das constantes C, m e n .

2.3.2 Teorema de Buckingham Π

A análise dimensional é fundada no Teorema de Buckingham Π [18,20,21]. Dada uma situação física na qual o parâmetro dependente é uma função de $(n-1)$ parâmetros independentes, pode-se expressar a relação entre as variáveis em forma funcional como:

$$q_1 = f(q_2, q_3, \dots, q_n) \quad (19)$$

onde q_1 é o parâmetro dependente e $q_2, q_3, \dots, q_n$, são os $(n-1)$ parâmetros independentes. A equação (19) pode ser sempre escrita na forma $(q_1/f) - 1 = 0$. Definindo $g \equiv (q_1/f) - 1$ obtemos a equação na forma equivalente:

$$g(q_1, q_2, \dots, q_n) = 0 \quad (20)$$

onde g é uma função não especificada, diferente de f . O teorema de Buckingham Π diz que: dada a relação entre n parâmetros dimensionais q_i na forma $g(q_1, q_2, \dots, q_n) = 0$, então os n parâmetros podem ser agrupados em $(n - m)$ parâmetros adimensionais independentes, ou parâmetros Π (ou números adimensionais), tais que entre eles é válida a relação adimensional:

$$G(\Pi_1, \Pi_2, \dots, \Pi_{n-m}) = 0 \quad (21)$$

ou

$$\Pi_1 = G_1(\Pi_2, \Pi_3, \dots, \Pi_{n-m}) \quad (22)$$

O número m é igual à ordem r (rank) da matriz dimensional. Geralmente m é igual ao número mínimo de dimensões independentes requeridas para a especificação das dimensões de todos os parâmetros $q_1, q_2, \dots, q_n$. O teorema Π não prevê a forma funcional de G ou G_1 . Essa liberdade permite que se escolha a forma funcional mais simples, que é o produtório dos parâmetros independentes Π elevados a expoentes:

$$\Pi_1 = C \prod_{i=2}^{n-m} \Pi_i^{\alpha_i} = C \Pi_2^{\alpha_2} \Pi_3^{\alpha_3} \dots \Pi_{n-m}^{\alpha_{n-m}} \quad (23)$$

Essa forma é mais simples por permitir escrever-se essa expressão na forma multilinear através do logaritmo do produtório. O teorema Π também não permite obter os valores das constantes, que terão que ser determinadas experimentalmente. Um parâmetro Π não é independente se puder ser formado através do produto ou do quociente a partir dos outros parâmetros do problema. O teorema de Buckingham Π simplesmente dá o número de parâmetros adimensionais do problema, mas não revela a estrutura real dos parâmetros. Enquanto o número dos parâmetros Π é fixo, a forma de apresentação do Π não é única. Geralmente, a partir, ou do método sistemático ou paramétrico, obtêm-se os parâmetros Π . Em seguida, combinando-se esses parâmetros entre si, tenta-se obter parâmetros que têm algum significado físico para o problema em questão.

2.3.3 Método Sistemático

2.3.3.1 Equações do plasma de arco elétrico

O plasma de arco elétrico caracteriza-se por baixo nível de ionização, possuindo, portanto, alta resistência elétrica e, por essa razão, o efeito Joule tem papel preponderante na descrição das suas propriedades [12]. Isso explica por que, no modelamento físico do plasma de arco elétrico, o transporte da quantidade de movimento assume um papel menor em relação ao transporte de energia. Entretanto, a interação do arco elétrico com as paredes do canal e com o fluxo de gás não é possível de ser descrita sem a consideração da dinâmica do escoamento. Além disso, em velocidades muito altas, próximas à velocidade do som, ou supersônicas, os fatores gasodinâmicos tornam-se comparáveis aos térmicos, sendo necessária a consideração do sistema completo de equações [12]. As equações que descrevem o plasma estacionário de arco elétrico, numa tocha de plasma, contêm as equações gasodinâmicas (conservação de massa, quantidade de movimento e energia, respectivamente) [3,12,22]. Na equação do momento desprezamos a influência da força da gravidade, da força eletrostática e da força de atrito interna; na equação da energia, o trabalho da força da gravidade, das forças de atrito internas; e na equação de Ohm consideramos o transporte de cargas apenas por elétrons e desprezamos a contribuição do efeito Hall e do gradiente de pressão eletrônica. Assim, o sistema de equações fica [22]:

$$\nabla \cdot (\rho \vec{v}) = 0 \quad (24)$$

$$\rho(\vec{v} \cdot \nabla) \vec{v} = \vec{j} \times \vec{B} - \nabla p + \eta \nabla^2 \vec{v} \quad (25)$$

$$\rho \vec{v} \cdot \nabla \left(h + \frac{1}{2} v^2 \right) - \nabla \cdot (K \nabla T) + Q_r = \vec{j} \cdot \vec{E}, \quad (26)$$

as equações eletrodinâmicas de Maxwell:

$$\nabla \times \vec{B} = \mu_o \vec{j} \quad (27)$$

$$\nabla \times \vec{E} = 0 \quad (28)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (29)$$

$$\nabla \cdot \vec{E} = \frac{\rho_e}{\varepsilon} \quad (30)$$

a equação de Ohm:

$$\vec{j} = \sigma \vec{E}, \quad (31)$$

os termos de radiação:

$$\nabla \left(\frac{1}{3} k_v \nabla c u_v \right) + c(u_v^0 - u_v) k_v = 0 \quad (32)$$

$$Q - c \sum_v k_v (u_v^0 - u_v) = 0 \quad (33)$$

a equação de estado termodinâmico

$$p = \rho R_g T, \quad (34)$$

para se ter um sistema fechado precisamos introduzir relações que expressem a dependência com a temperatura e a pressão: $\rho = \rho(T, p)$, $h = h(T, p)$, $\sigma = \sigma(T, p)$, $K = K(T, p)$, $\eta = \eta(T, p)$, $u_v^0 = u_v^0(T, p)$, $k_v = k_v(T, p)$. Finalmente para se ter um problema definido, é necessário especificar as condições de contorno para as variáveis como temperatura, pressão e as componentes da velocidade. Aqui, v é a velocidade, p pressão, η viscosidade, j corrente, B indução magnética, ρ densidade, h entalpia, K condutividade térmica, T temperatura, Q_r energia total radiada no volume, E campo elétrico, μ_o permeabilidade do vácuo, ρ_e densidade de carga, ε permissividade do espaço livre, σ condutividade elétrica, k_v coeficiente de absorção, c velocidade da luz, u_v densidade de energia de radiação, u_v^0 valor de equilíbrio da densidade de energia de radiação, Q fluxo de calor.

3. Cálculo dos números adimensionais Π

3.1 Método Sistemático

Nesta seção, usando a teoria da similaridade, serão modeladas uma tocha de arco não transferido de comprimento auto-estabelecido e uma tocha de arco transferido. O arco estacionário em um fluxo de gás pode ser descrito pelo conjunto de equações (24-34). Essas equações podem ser escritas na forma adimensional, fazendo uso de valores de referência, chamados também valores de escala da propriedade física [22] (aqui denotados com subscrito zero), e tendo L como comprimento de referência. As quantidades com '*' representam os termos adimensionais [3,22]. Inicialmente, tornaremos adimensional a equação do momentum (25), mostrando cada passo, e em seguida, apresentaremos os resultados obtidos para as equações adimensionalizadas da energia (26) e da lei de Ohm (31). As equações são adimensionalizadas multiplicando e dividindo cada parâmetro pelo valor de referência [3,22]. Temos, então, para o momento (25):

$$[\rho \frac{\rho_o}{\rho_o} (\vec{v} \frac{v_o}{v_o} \nabla \frac{L}{L}) \vec{v} \frac{v_o}{v_o}] = -(\nabla \frac{L}{L} \vec{p} \frac{p_o}{p_o}) + (\eta \frac{\eta_o}{\eta_o} \left(\nabla \frac{L}{L} \right)^2 \vec{v} \frac{v_o}{v_o}) + \frac{j_o}{j_o} \frac{B_o}{B_o} \vec{j} \times \vec{B} \quad (35)$$

ou,

$$\frac{\rho_o v_o^2}{L} [\rho^* (\vec{v}^* \nabla^*) \vec{v}^*] = -\frac{p_o}{L} (\nabla^* \vec{p}^*) + \frac{\eta_o v_o}{L^2} (\eta^* \nabla^{*2} \vec{v}^*) + j_o B_o \vec{j}^* \times \vec{B}^* \quad (36)$$

onde foram usados os parâmetros adimensionais: $\rho^* = \rho / \rho_o$, $\vec{v}^* = \vec{v} / v_o$, $\nabla^* = \nabla L$, $p^* = p / p_o$, $\vec{j}^* = \vec{j} / j_o$, $\eta^* = \eta / \eta_o$, $\vec{B}^* = \vec{B} / B_o$. A equação (36) pode ser reescrita como:

$$[\rho^* (\vec{v}^* \nabla^*) \vec{v}^*] = -\frac{p_o}{\rho_o v_o^2} (\nabla^* \vec{p}^*) + \frac{\eta_o}{\rho_o v_o L} (\eta^* \nabla^{*2} \vec{v}^*) + \frac{j_o B_o L}{\rho_o v_o^2} \vec{j}^* \times \vec{B}^* \quad (37)$$

Da equação (37) obtém-se três importantes números adimensionais que refletem as forças de interação no arco elétrico:

$$\Pi_p = \frac{p_o}{\rho_o v_o^2}, \quad \Pi_{Re} = \frac{\rho_o v_o L}{\eta_o}, \quad \Pi_{em} = \frac{j_o B_o L}{\rho_o v_o^2} \quad (38)$$

O número Π_p é conhecido como número de Euler, e representa a relação entre pressão estática e dinâmica [3]; Π_{Re} é o famoso número de Reynolds, que representa a relação entre forças de inércia e as forças viscosas; Π_{em} é o número que mostra a interação entre as forças eletromagnética e inercial [3]. Analogamente adimensionalizando a equação da energia (26), obtém-se:

$$\begin{aligned} \frac{\rho_o v_o h_o}{L} [\rho^* \vec{v}^* \cdot \nabla^* h^*] + \frac{\rho_o v_o^3}{L} [\rho^* \vec{v}^* \cdot \nabla^* (\frac{1}{2} v^{*2})] - \\ - \frac{K_o T_o}{L^2} [\nabla^* \cdot (K^* \nabla^* T^*)] + Q_o [Q_r^*] = j_o E_o \vec{j}^* \cdot \vec{E}^* \end{aligned} \quad (39)$$

da qual resultam quatro números adimensionais:

$$\Pi_h = \frac{\rho_o v_o h_o}{j_o E_o L}, \quad \Pi_{ac} = \frac{\rho_o v_o^3}{j_o E_o L}, \quad \Pi_{hc} = \frac{K_o T_o}{j_o E_o L^2}, \quad \Pi_r = \frac{Q_o}{j_o E_o} \quad (40)$$

Onde Π_h é o número da entalpia, que reflete a energia Joule convertida em energia do fluxo de gás aquecido; Π_{ac} é o número da aceleração, que reflete a energia Joule usada na aceleração do gás; Π_{hc} é o número da condutividade térmica, que reflete a energia Joule transferida por condução de calor; Π_r é o número da radiação, que reflete a energia Joule transferida por radiação térmica [3,22]. Estes números refletem a eficiência da conversão da energia elétrica. O parâmetro resultante da lei de Ohm (31) é o número do campo elétrico, que reflete o processo de transporte de carga no campo elétrico [3,22]:

$$\Pi_E = \frac{\sigma_o E_o}{j_o} \quad (41)$$

Em adição aos números adimensionais, devem ser considerados certos números paramétricos, por exemplo [3,22]:

$$\frac{L_i}{L}, \frac{T_i}{T_o}, \frac{p_i}{p_o}, \frac{v_i}{v_o}, \frac{G_i}{G_o} \dots \quad (42)$$

Estes levam em consideração todas as grandezas possíveis de uma configuração de um arco e a influência das condições de contorno na temperatura, pressão, velocidade, vazão, etc. Nenhum dos parâmetros adimensionais acima pode ser usado imediatamente na correlação das características de um arco elétrico, tendo em vista que contêm grandezas desconhecidas, tais como densidade de corrente, velocidade, etc. Vamos procurar transformá-las de forma que

tenham parâmetros experimentais, fazendo uso de diferentes combinações. Tais combinações dependerão das condições sob as quais o arco existe. Consideremos a tocha de plasma de eletrodos cilíndricos. As condições de contorno para esses sistemas experimentais podem ser escritas como [22]:

$$I = \int_S \vec{j} \cdot d\vec{S}, \quad V = \int_l \vec{E} \cdot d\vec{l}, \quad G = \int_S \rho \vec{v} \cdot d\vec{S} \quad (43)$$

onde I , V e G são a corrente do arco, a tensão do arco e a vazão do gás respectivamente. Estas grandezas são experimentalmente mensuráveis. Adimensionalizando as equações (43), temos:

$$I = j_o L^2 \int_{S^*} \vec{j}^* \cdot d\vec{S}^*, \quad V = E_o L \int_{l^*} \vec{E}^* \cdot d\vec{l}^*, \quad G = \rho_o v_o L^2 \int_{S^*} \rho^* \vec{v}^* \cdot d\vec{S}^* \quad (44)$$

donde obtemos os números adimensionais da corrente, tensão e vazão, respectivamente:

$$\Pi_I = \frac{j_o L^2}{I}, \quad \Pi_V = \frac{E_o L}{V}, \quad \Pi_G = \frac{\rho_o v_o L^2}{G} \quad (45)$$

Combinando os números adimensionais obtidos a partir das equações fundamentais, (38), (40) e (41), com os números do regime operacional, equação (45), eliminamos as grandezas desconhecidas e podemos reescrever os números adimensionais na forma modificada [3,22]. A forma modificada do número de Reynolds é:

$$\Pi_{Re}^{(1)} = Re = \frac{\Pi_{Re}}{\Pi_G} = \frac{G}{\eta_o L}, \quad (46)$$

O número da entalpia pode ser reescrito como:

$$\Pi_h^{(1)} = \Pi_h \Pi_E (\Pi_I)^2 = \frac{\rho_o v_o \sigma_o h_o L^3}{I^2}, \quad \text{ou} \quad \Pi_h^{(2)} = \Pi_{conv} = \frac{\Pi_h^{(1)}}{\Pi_G} = \frac{\sigma_o h_o G L}{I^2} \quad (47)$$

onde $I^2 / \sigma_o L$ é a energia Joule transferida por convecção para o fluxo de gás. Este número representa a transferência convectiva de calor, por isso é chamado Π_{conv} . O número modificado da aceleração é:

$$\Pi_{ac}^{(1)} = \Pi_{ac} \Pi_E (\Pi_I)^2 = \frac{\rho_o \sigma_o v_o^3 L^3}{I^2}, \quad \text{ou} \quad \Pi_{ac}^{(2)} = \frac{\Pi_{ac}^{(1)}}{\Pi_G^3} = \frac{\sigma_o G^3}{\rho_o^2 L^3 I^2} \quad (48)$$

O número modificado da condutividade térmica é:

$$\Pi_{hc}^{(1)} = \Pi_{cond} = \Pi_{hc} \Pi_E (\Pi_I)^2 = \frac{K_o T_o \sigma_o L^2}{I^2} \quad (49)$$

O número modificado da tensão é:

$$\Pi_V^{(1)} = \frac{\Pi_E \Pi_I}{\Pi_V} = \frac{\sigma_o L V}{I}, \quad (50)$$

onde $1/\sigma_o L$ é a resistência característica do arco.

A ruptura do arco para a parede tem papel importante no plasmatron, principalmente no de arco com comprimento auto-estabelecido [17]. O número de Knudsen reflete esse efeito (aqui não pode ser obtido por falta de uma equação fundamental que envolva o fenômeno da ruptura) e está dado por:

$$\Pi_{Kn} = Kn = \frac{\lambda}{d} \quad (51)$$

onde λ é o livre caminho médio e d é a dimensão característica, mas $\lambda \sim 1/p$ [16], então substituindo em (51) pode-se obter o número modificado de Knudsen:

$$Kn^{(1)} = \frac{1}{pd}, \quad (52)$$

que coincide com a Lei de Paschen, que reflete o comportamento da ruptura, a tensão de ruptura depende do produto pd , onde p é pressão e d distância entre eletrodos.

3.2 Método Paramétrico (Análise Dimensional)

A premissa da análise dimensional é que a forma de qualquer equação física deve ser tal que a relação entre as grandezas físicas permaneça válida independentemente do sistema de unidades [20]. A relação funcional entre os parâmetros Π é determinada experimentalmente. A análise dimensional de um problema é feita da seguinte maneira:

1. Listar (todos) os parâmetros n “relevantes” (dependentes ou independentes) do fenômeno físico: $q_1, q_2, \dots, q_n$, por exemplo, tempo, força, densidade, distância.
2. Identificar todas as dimensões fundamentais relevantes, por exemplo, M, L, t, T, massa, comprimento, tempo, temperatura, etc.
3. Seja $\Pi = q_1^{\alpha_1} q_2^{\alpha_2} \dots q_n^{\alpha_n}$ um parâmetro adimensional formado a partir dos q_i .
4. Escrevendo q_i em termos das dimensões básicas

$$q_i = C_i M^{m_i} L^{l_i} T^{t_i}, \quad i = 1, 2, \dots, n. \quad (53)$$

onde os C_i são constantes adimensionais. Então,

$$\Pi = (C_1^{\alpha_1}, C_2^{\alpha_2}, \dots, C_n^{\alpha_n}) M^{\alpha_1 m_1 + \alpha_2 m_2 + \dots + \alpha_n m_n} L^{\alpha_1 l_1 + \alpha_2 l_2 + \dots + \alpha_n l_n} T^{\alpha_1 t_1 + \alpha_2 t_2 + \dots + \alpha_n t_n} \quad (54)$$

5. Para Π ser adimensional é necessário que a soma dos expoentes das dimensões fundamentais seja zero:

$$\underbrace{\sum_i^n \alpha_i m_i = 0, \sum_i^n \alpha_i l_i = 0, \sum_i^n \alpha_i t_i = 0, \dots}_m \quad (55)$$

que é um sistema de m equações lineares, cada equação com n termos.

6. Estamos interessados nas j ($j > 0$) soluções não triviais, $\Pi_1, \Pi_2, \dots, \Pi_j$. Em geral, $j < n$, na verdade, $j = n - r$, onde r é a ordem (rank) da matriz $m \times n$ do sistema de equações (55). A ordem de uma matriz é a ordem do maior determinante diferente de zero.

3.2.1 Cálculo dos números Π para uma tocha de arco não transferido

1. Lista dos parâmetros envolvidos: $n = 11$.

a) Parâmetros experimentais

I	corrente	[A]
d	diâmetro da tocha	[L]
G	vazão	[Mt ⁻¹]
V	tensão	[ML ² t ⁻³ A ⁻¹]

b) Parâmetros característicos do gás-plasma

η	viscosidade	[ML ⁻¹ t ⁻¹]
K	condutividade térmica	[MLt ⁻³ T ⁻¹]
σ	condutividade elétrica	[M ⁻¹ L ⁻³ t ³ A ²]
T_o	temperatura da primeira ionização	[T]
h	entalpia específica	[L ² t ⁻²]
Q_o	taxa volumétrica de perda por radiação	[ML ⁻¹ t ⁻³]
ρ	densidade	[ML ⁻³]

2. Dimensões fundamentais: $r = 5$.

[L], [M], [t], [T], [A],

onde: [L] - comprimento; [M] - massa; [t] - tempo; [T] - temperatura; [A] - corrente.

3. Seja

$$\Pi = d^{\alpha_1} I^{\alpha_2} G^{\alpha_3} T^{\alpha_4} h^{\alpha_5} V^{\alpha_6} \eta^{\alpha_7} K^{\alpha_8} \sigma^{\alpha_9} Q_o^{\alpha_{10}} \rho^{\alpha_{11}} \quad (56)$$

um parâmetro adimensional formado a partir dos parâmetros envolvidos.

4. Escrevem-se todos os parâmetros envolvidos em termos das dimensões básicas (vide tabela 1, onde as colunas correspondem aos parâmetros envolvidos ($n = 11$) e as linhas às dimensões fundamentais $m = 5$) e escrevem-se os Π como dado em (54).

Tabela 1. Parâmetros envolvidos com suas respectivas dimensões.

	d	I	G	T	h	V	η	K	σ	Q_o	ρ
L	1	0	0	0	2	2	-1	1	-3	-1	-3
A	0	1	0	0	0	-1	0	0	2	0	0
t	0	0	-1	0	-2	-3	-1	-3	3	-3	0
T	0	0	0	1	0	0	0	-1	0	0	0
M	0	0	1	0	0	1	1	1	-1	1	1

5. Para que o Π seja adimensional é necessário que a soma dos expoentes das dimensões fundamentais seja zero; com ajuda da equação (55) montamos o seguinte sistema de equações:

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & 2 & 2 & -1 & 1 & -3 & -1 & -3 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & -1 & 0 & 0 & 2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 & -2 & -3 & -1 & -3 & 3 & -3 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 1 & 1 & 1 & -1 & 1 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \alpha_1 \\ \alpha_2 \\ \vdots \\ \alpha_{11} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (57)$$

6. O rank do sistema (57) é $r = m = 5$, então haverá $j = n - r = n - m = 11 - 5 = 6$ soluções não triviais (ou grupos adimensionais independentes). Para cada α_i existirão duas famílias de soluções para cada “par” ($\alpha_6, \{\alpha_7, \dots, \alpha_{11}\}$) fixado, existe uma única solução para ($\alpha_1, \dots, \alpha_5$). Por exemplo, considerando o “par” ($\alpha_6 = 1, \{\alpha_7, \dots, \alpha_{11}\} = 0$), isto significa que a equação (56) fica com seis termos só (os expoentes dos demais são zero):

$$\Pi_1 = d^{\alpha_1} I^{\alpha_2} G^{\alpha_3} T^{\alpha_4} h^{\alpha_5} V, \quad (58)$$

então o sistema que temos que resolver é o seguinte:

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & 2 & 2 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & -1 & 0 & -2 & -3 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \alpha_1 \\ \alpha_2 \\ \alpha_3 \\ \alpha_4 \\ \alpha_5 \\ 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (59)$$

donde obtém-se: $\alpha_1 = 0$, $\alpha_2 = 1$, $\alpha_3 = -1$, $\alpha_4 = 0$, $\alpha_5 = -1$, substituindo estes valores em (58), temos:

$$\Pi_1 = \frac{IV}{Gh} \quad (60)$$

Analogamente são calculados os outros Π 's, para o qual é necessário somente fixar o “par” ($\alpha_i = 1, \alpha_j = 0$), com $i, j = 6, 7, \dots, 11; j \neq i$. Os números adimensionais obtidos foram:

$$\Pi_1 = \frac{IV}{Gh}, \quad \Pi_2 = \frac{d\eta}{G}, \quad \Pi_3 = \frac{dT_o K}{Gh}, \quad \Pi_4 = \frac{dGh\sigma}{I^2}, \quad \Pi_5 = \frac{d^3 Q_o}{Gh}, \quad \Pi_6 = \frac{d^2 h^{1/2} \rho}{G} \quad (61)$$

3.2.2 Cálculo dos números Π : combinações com sentido físico

Analisando os parâmetros adimensionais obtidos em (61) é difícil revelar algum processo (fenômeno) físico ligado a eles. Usamos aqui o fato que combinações (produtos ou quocientes) dos parâmetros adimensionais também são adimensionais. Portanto, neste item vamos combinar os Π 's, dados em (61), a fim de obter parâmetros adimensionais que reflitam algum fenômeno físico. Assim, temos

$$\Pi_1^{(1)} = \Pi_V = \Pi_1 \cdot \Pi_4 = \frac{Vd\sigma}{I} \quad (62)$$

que permite definir $1/\sigma d$, a resistência característica do arco;

$$\Pi_2^{(1)} = \Pi_{conv} = \Pi_4 = \frac{Gd\sigma h}{I^2} \quad (63)$$

onde $I^2/\sigma d$ é a energia Joule transferida por convecção para o fluxo de gás. Este número representa a transferência convectiva de calor;

$$\Pi_3^{(1)} = \Pi_{rad} = \Pi_4 \cdot \Pi_5 = \frac{d^4 \sigma Q_o}{I^2} \quad (64)$$

representa a transferência radiativa de calor;

$$\Pi_4^{(1)} = \Pi_{turb} = \Pi_4 \cdot \Pi_6 = \frac{\sigma \rho h^{3/2} d^3}{I^2} \quad (65)$$

representa a transferência de calor por turbulência térmica;

$$\Pi_5^{(1)} = \Pi_{cond} = \Pi_3 \cdot \Pi_4 = \frac{\sigma K T_o d^2}{I^2} \quad (66)$$

representa a transferência condutiva de calor;

$$\Pi_6^{(1)} = \Pi_{Re} = Re = (\Pi_2)^{-1} = \frac{G}{\eta d} \quad (67)$$

da mesma natureza que o número de Reynolds.

3.2.3 Escolha dos parâmetros Π mais relevantes

De acordo com o Teorema de Buckingham, a equação da tocha de plasma de arco não transferido terá que ter a forma:

$$\Pi_1 = C \Pi_2^{\alpha_2} \Pi_3^{\alpha_3} \dots \Pi_6^{\alpha_6}, \quad (68)$$

onde $C, \alpha_2, \dots, \alpha_6$, deverão ser obtidos no próximo capítulo através dos resultados experimentais. Normalmente, o maior interesse tem a característica generalizada tensão–corrente (VI). A expressão generalizada permite detectar o nível de importância de cada mecanismo individual de transferência de energia. Frequentemente a seleção é feita por experiência do autor, pelo conhecimento dele sobre o papel relativo dos mecanismos individuais sem levar em conta a avaliação estatística. A otimização da escolha dos parâmetros

dominantes, para as condições experimentais dadas, pode ser feita utilizando o software “Statística” (ou o “Origin”), através da análise dos resultados da regressão multilinear.

Escolhe-se um parâmetro dependente, que no nosso caso será Π_V . O procedimento da escolha dos parâmetros independentes é feito passo a passo, a partir do mais dominante para o menos dominante. Aqui se deve fazer uso do aparato da Estatística. No primeiro passo na equação (68) entra somente um parâmetro independente Π_i ($i = 2, 3, \dots, n$) da lista dos parâmetros mostrados acima. Desta lista determina-se o parâmetro que possui a maior correlação entre Π_V (que descreve a resistência característica do arco) e os Π_i . Em seguida é reconstruída a equação (68) com dois parâmetros adimensionais, um deles já definido no passo anterior. Analisando o coeficiente de correlação entre Π_V e $\Pi_2\Pi_i$ ($i = 3, \dots, n$) escolhemos o segundo parâmetro de maior importância, e assim por diante. Para todos os cálculos usam-se as constantes físicas listadas na tabela 2.

3.2.4 Escolha dos valores das constantes físicas

As constantes físicas do plasma e do gás σ , h , ρ , η , T_0 e K que entram nos parâmetros Π (vide tabela 2), de acordo com Koroteev e Yas'ko [3] são tomadas na periferia do arco (região de transição do gás para o plasma), onde aproximadamente a concentração de elétrons é de 1 %, ou onde a temperatura T_0 corresponde à primeira ionização. Esse ponto representa a região de transição do gás para o arco e, assim, representa melhor as propriedades tanto do gás como do arco. Para definir esse ponto de transição do gás para o plasma, representa-se a função $\sigma = f(h)$ num gráfico (figura 3.1). Observa-se que essa função pode ser representada por dois ramos, sendo um representado aproximadamente por uma reta vertical (gás) e o outro por uma reta inclinada (plasma). A razão disso é que a entalpia de um gás varia pouco com a temperatura, enquanto a condutividade elétrica cresce. No plasma, tanto σ quanto h crescem com a temperatura. O ponto de interseção das duas retas é escolhido como o ponto de referência. Esse ponto também tem a vantagem de que depende apenas da composição do gás.

Tabela 2. Valores característicos das propriedades do plasma a pressão atmosférica [5,23].

Processos Dominantes	Propriedades do Plasma	Propriedades de Escala	
		Ar	Argônio
Convecção	T_o , K	12300	9400
	σ , $\Omega^{-1}\text{m}^{-1}$	5630	2113
	η , $\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-1}$	0.21×10^{-3}	0.28×10^{-3}
	h , J/kg	66.21×10^6	5.3×10^6
Condução	T_o , K	13400	9400
	σ , $\Omega^{-1}\text{m}^{-1}$	6800	2113
	K , $\text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$	2.4	0.167
Turbulência	T_o , K	13400	9400
	σ , $\Omega^{-1}\text{m}^{-1}$	6800	2113
	h , J/kg	82.79×10^6	5.3×10^6
	ρ , kg/m^3	0.01048	0.04368

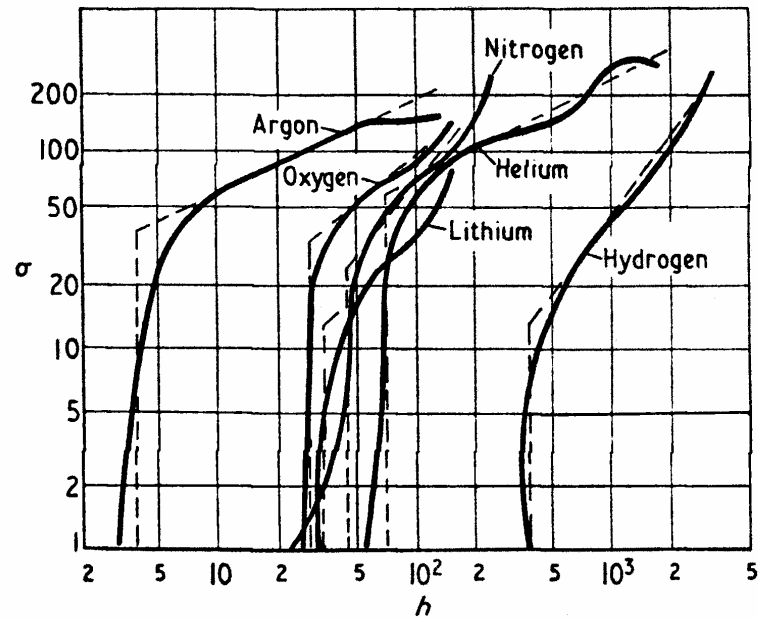


Fig. 3.1. Aproximação da relação $\sigma = f(h)$ a pressão atmosférica. Unidades: σ [$\Omega^{-1} \text{cm}^{-1}$]; h [kJ g^{-1}] [3].

3.2.5 Cálculo dos números Π para uma tocha de arco transferido

O cálculo dos números Π é feito da mesma maneira como para o caso da tocha de arco não transferido. De acordo com [5,6] o conjunto de variáveis a serem usadas nos cálculos é o mesmo como no caso da tocha de arco não transferido, listado no item 3.2.1, exceto o parâmetro da radiação, ξ , chamado característica de radiação volumétrica, cujas unidades são $[Mt^{-3}T^{-4}]$, onde $\xi = 4G\pi\epsilon\bar{\sigma}$ com ϵ coeficiente de emissão, $\bar{\sigma} = 5.6696 \times 10^{-8} \text{ W/m}^2 \text{ K}^4$ é a constante de Stefan. O valor de ξ para o argônio é: $\xi = 5.66 \times 10^{-8} \text{ kg/s}^3 \text{ K}^4$ [5,6]. Neste caso o comprimento característico será L , a distância anodo-catodo. Consequentemente os números Π obtidos são os mesmos, exceto o número da radiação:

$$\Pi_{rad} = \frac{L\xi T_o^3}{K}. \quad (69)$$

Segundo [5,6] para Reynolds usa-se d , o diâmetro do nozzle.

4. Parte Experimental e Resultados

4.1 Tocha de arco não transferido

4.1.1 Sistema experimental

A tocha de plasma utilizada está mostrada na figura 3.1. É uma tocha de comprimento de arco auto-estabelecido, anodo tubular de cobre e catodo quente (zircônio embutido em cobre). Os parâmetros operacionais são os seguintes:

- Corrente : $I = 10\text{--}295\text{ A}$
- Gás plasmagênico : ar
- Vazão do gás : $G = 4.5\text{--}150\text{ l/min}$
- Diâmetro do anodo : $d = (5, 9, 10, 17, \text{ e } 20)\text{ mm}$.
- Comprimento do anodo : 200 mm

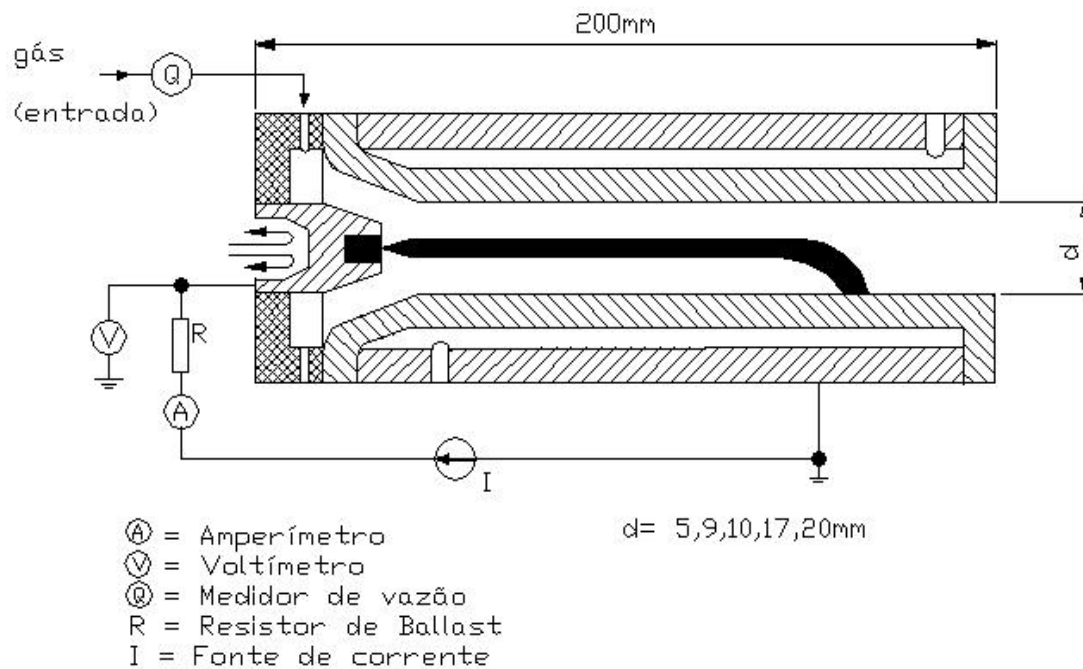


Figura 4.1 – Esquema do sistema experimental da tocha de plasma de arco não transferido.

4.1.2 Característica VI experimental

Alguns resultados experimentais são apresentados nas figuras 4.2 e 4.3, onde se nota a característica VI descendente desta tocha e também que a tensão aumenta tanto com o aumento do diâmetro da tocha quanto com o aumento da vazão. Esse comportamento pode ser previsto na teoria (vide 2.2.8).

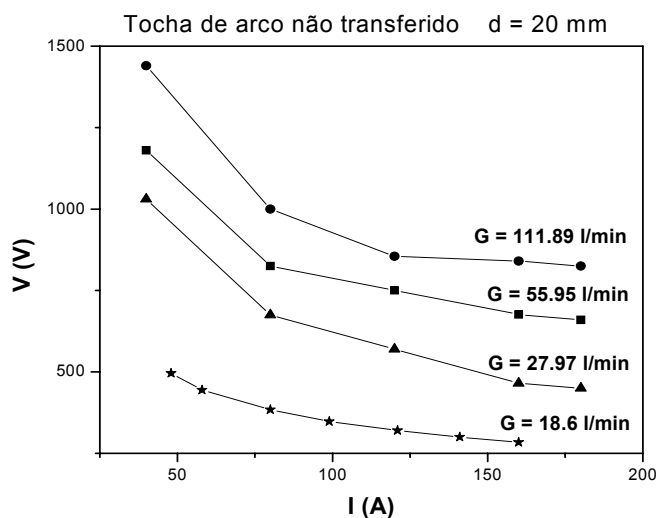


Fig. 4.2. Característica VI para a tocha de arco não transferido, diâmetro $d = 20$ mm, variando-se a corrente e a vazão.

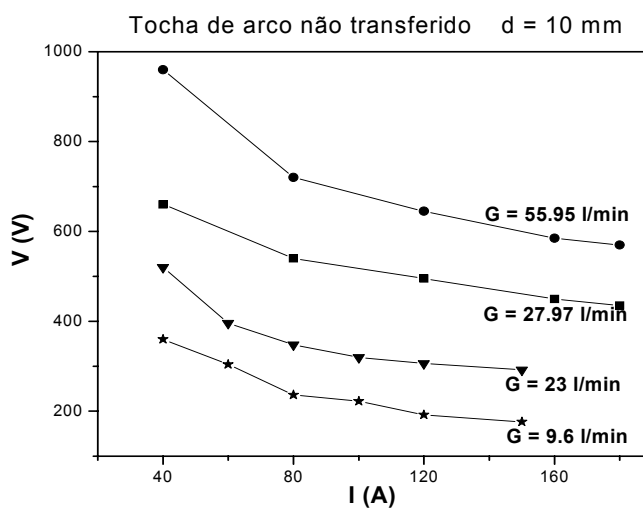


Fig. 4.3. Característica VI para a tocha de arco não transferido, diâmetro $d = 10$ mm, variando-se a corrente e a vazão.

4.1.3 Equações características VI generalizadas da tocha de arco de comprimento auto-estabelecido

Na literatura, observam-se duas metodologias distintas de escolha dos parâmetros adimensionais independentes básicos, a serem utilizados na generalização da característica VI da tocha: uma, que adotaremos aqui, denominada metodologia Yas'ko, pelo nome do seu autor, O. I. Yas'ko [3], e a outra, denominada metodologia Zhukov, pelo nome do seu autor, M. F. Zhukov [4].

A metodologia Yas'ko utiliza apenas parâmetros adimensionais relacionados com as diversas transferências da energia Joule para os outros tipos de energia, como a energia do fluxo de plasma, ou convectiva, $\Pi_{conv} = Gd\sigma h / I^2$, a energia radiativa de calor, $\Pi_{rad} = d^4\sigma Q_o / I^2$, a energia de transporte turbulento de calor, $\Pi_{turb} = \sigma \rho h^{3/2} d^3 / I^2$ e a energia de transporte condutivo de calor, $\Pi_{cond} = \sigma K T_o d^2 / I^2$. Nessa metodologia se considera, às vezes, também, um parâmetro relacionado com o transporte de momento, o número de Reynolds, $\Pi_{Re} = Re = G / \eta d$.

A metodologia Zhukov utiliza parâmetros adimensionais independentes diversos, sendo apenas um, relacionado com a energia, o da transferência da energia Joule para a energia do fluxo de plasma, ou convectiva, $\Pi_{conv} = Gd\sigma h / I^2$. Os outros dois parâmetros são o do transporte de momento, o número de Reynolds, $\Pi_{Re} = Re = G / \eta d$ e o número de Knudsen, relacionado com a Lei de Paschen, da ruptura, $\Pi_{Kn} = Kn = 1 / pd$.

Em ambas as metodologias se considera o parâmetro da voltagem da tocha, ou resistência do arco, $\Pi_V = \sigma_o LV / I$ como o parâmetro adimensional dependente.

Os resultados da regressão linear e multilinear (coeficiente A , expoentes dos parâmetros adimensionais independentes α, β, γ , coeficiente de correlação R^2 e desvio padrão SD) são mostrados na tabela 3, onde $\Pi_V = A \Pi_i^\alpha \Pi_j^\beta \Pi_k^\gamma$ (vide item 3.2.3). As linhas na tabela estão ordenadas de maneira decrescente de acordo com o valor do coeficiente de correlação, R^2 . A tabela está separada em três blocos de cima para baixo: no primeiro bloco considera-se apenas um parâmetro Π independente: $\Pi_V = A \Pi_i^\alpha$; no segundo bloco, dois parâmetros Π

independentes: $\Pi_V = A \Pi_i^\alpha \Pi_j^\beta$; no terceiro bloco, três parâmetros Π independentes: $\Pi_V = A \Pi_i^\alpha \Pi_j^\beta \Pi_k^\gamma$. Como se vê no primeiro bloco, o processo dominante é a convecção, Π_{conv} . No segundo bloco, os processos dominantes são a convecção e a radiação. No terceiro bloco, obtem-se o mesmo valor de R^2 para os dois casos analisados, ou seja, aparentemente, ambos têm mesma importância.

Tabela 3. Resultados da correlação para a tocha de arco não transferido.

$\Pi_V = A \Pi_i^\alpha \Pi_j^\beta \Pi_k^\gamma$	A	α	β	γ	R^2	SD
Π_{conv}	1.9	0.64	-	-	0.9571	0.095
Π_{turb}	0.3	0.72	-	-	0.8127	0.197
Π_{cond}	95.50	0.81	-	-	0.7632	0.222
Π_{rad}	10^5	0.56	-	-	0.7297	0.237
Π_{Re}	0.5	0.83	-	-	0.4563	0.336
$\Pi_{conv} \Pi_{rad}$	25.11	0.52	0.16	-	0.9792	0.066
$\Pi_{conv} \Pi_{turb}$	0.84	0.50	0.20	-	0.9751	0.072
$\Pi_{conv} \Pi_{cond}$	2.75	0.57	0.11	-	0.9609	0.091
$\Pi_{conv} \Pi_{Re}$	3.16	0.69	-0.11	-	0.9609	0.091
$\Pi_{conv} \Pi_{turb} \Pi_{cond}$	0.3	0.53	0.32	-0.19	0.9793	0.066
$\Pi_{conv} \Pi_{turb} \Pi_{Re}$	0.23	0.34	0.32	0.19	0.9793	0.066

Dos resultados da tabela 3 podemos escrever as características generalizadas VI, através das relações abaixo.

$\Pi_V = 1.9 (\Pi_{conv})^{0.64}$	$V = 8589 G^{0.64} d^{-0.36} I^{-0.28}$	(70)
$\Pi_V = 0.3 (\Pi_{turb})^{0.72}$	$V = 409351 d^{1.16} I^{-0.44}$	(71)
$\Pi_V = 0.84 (\Pi_{conv})^{0.50} (\Pi_{turb})^{0.20}$	$V = 50752 G^{0.50} d^{0.1} I^{-0.4}$	(72)
$\Pi_V = 0.23 (\Pi_{conv})^{0.34} (\Pi_{turb})^{0.32} (\Pi_{Re})^{0.19}$	$V = 43434 G^{0.53} d^{0.11} I^{-0.32}$	(73)
$\Pi_V = 0.27 (\Pi_{conv})^{0.53} (\Pi_{turb})^{0.32} (\Pi_{cond})^{-0.19}$	$V = 46607 G^{0.53} d^{0.11} I^{-0.32}$	(74)

Nas equações (70)-(74) os valores dos expoentes, mostram a importância dos números adimensionais. Por exemplo, na equação (73) a convecção e a turbulência têm quase a mesma relevância enquanto o número de Reynolds é menos importante que os dois primeiros.

4.1.4 Gráficos VI generalizados

As figuras 4.4-4.8 reproduzem na forma gráfica o conteúdo da tabela 3, a dependência de Π_V como função de um único argumento é dado nas figuras 4.4 (Π_{conv}) e 4.5 (Π_{turb}); como função de 2 argumentos, figura 4.6; e como função de três argumentos, nas figuras 4.7 e 4.8. Nota-se uma melhora progressiva na correlação, a medida que se aumenta o números de parâmetros adimensionais independentes.

Na regressão a três parâmetros, a correlação entre o parâmetro da tensão, Π_V , e os parâmetros $\Pi_{conv}\Pi_{turb}\Pi_{Re}$ e $\Pi_{conv}\Pi_{turb}\Pi_{cond}$ apresentam o mesmo $R^2 = 0.9793$. Entretanto, o expoente γ vale 0.19 para aquela regressão envolvendo Π_{Re} contra -0.19 daquela envolvendo Π_{cond} . Como Π_{Re} e Π_{cond} são positivos maiores que 1, então Π_{Re} é mais significativo que Π_{cond} . Portanto devemos usar: $\Pi_{conv}\Pi_{turb}\Pi_{Re}$.

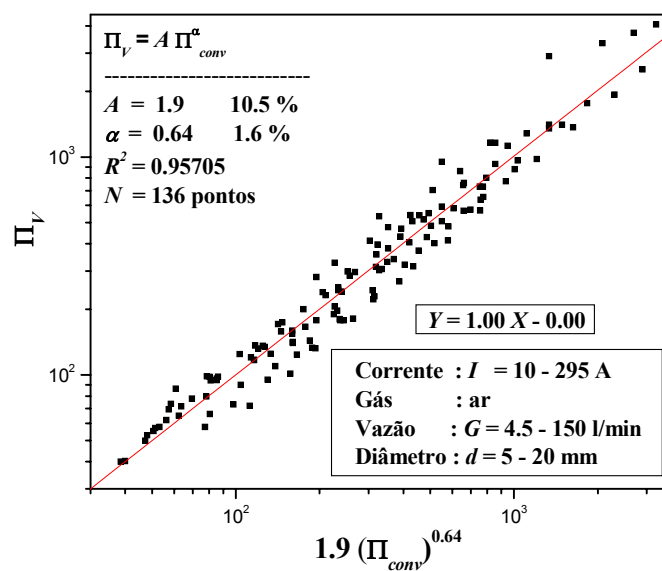


Fig. 4.4. Característica VI generalizada apenas para um argumento, Π_{conv} .

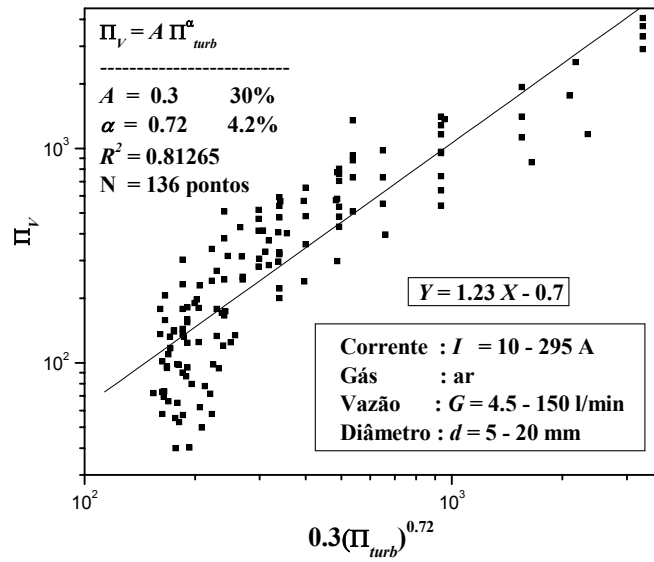


Fig. 4.5. Característica VI generalizada apenas para um argumento, Π_{turb} .

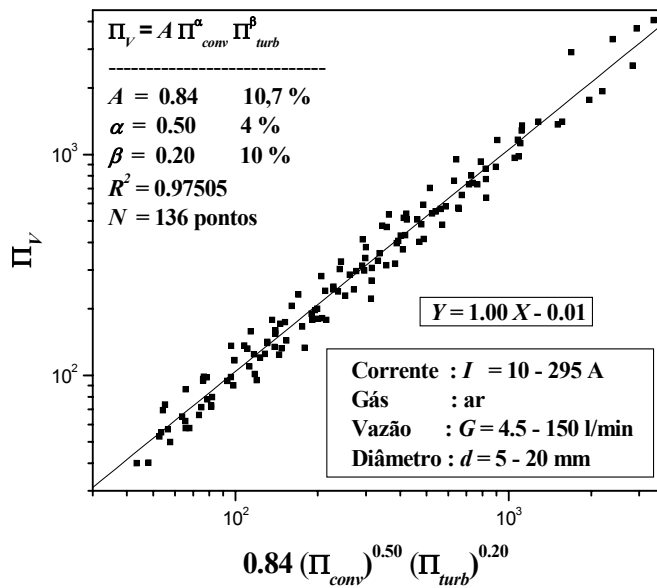


Fig.4.6. Correlação Π_V vs $\Pi_{conv} \Pi_{turb}$.

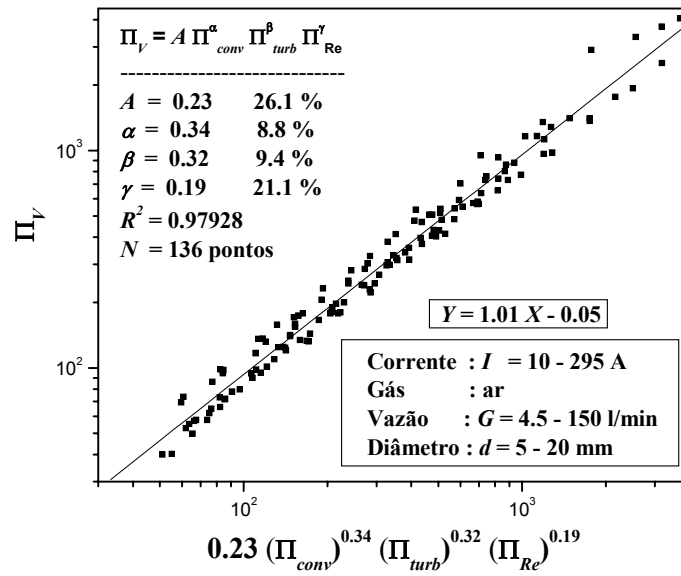


Fig. 4.7. Correlação Π_V vs $\Pi_{conv} \Pi_{turb} \Pi_{Re}$.

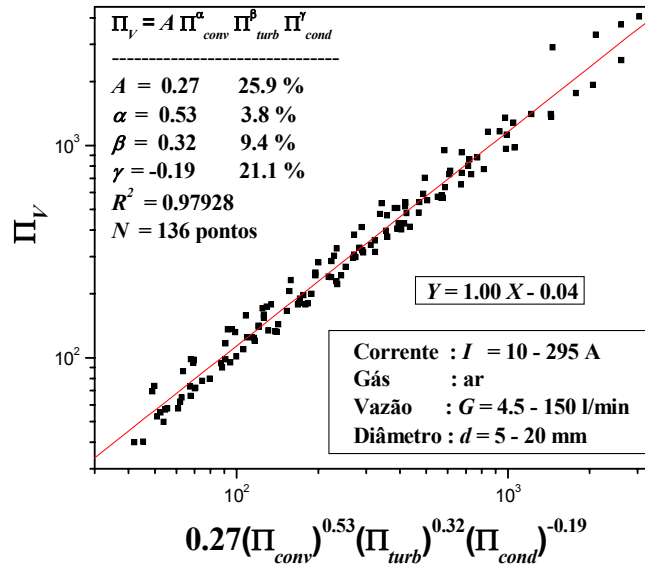


Fig. 4.8. Correlação Π_V vs $\Pi_{conv} \Pi_{turb} \Pi_{cond}$.

4.1.5 Comparação das características VI obtidas com os dados experimentais

Neste item são comparadas as curvas obtidas a partir das equações (70), (72) e (73) com os dados experimentais, mostrado nas figuras 4.9-4.11. Pode-se observar o efeito dos argumentos adicionais. Quando levados em conta três parâmetros, como mostrado na figura 4.11, a curva passa pela maioria dos pontos experimentais, neste caso os dados que melhor se ajustam são os correspondentes às vazões 111.89 e 18.96 l/min, o que não ocorre nas figuras 4.9 e 4.10 onde foram levados em conta um e dois parâmetros respectivamente.

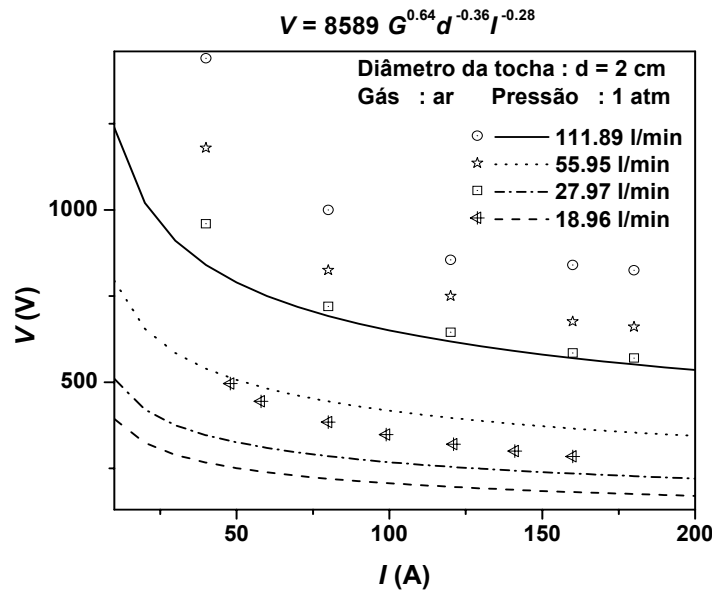


Fig. 4.9. Comparação da curva VI (equação 70) obtida a partir da correlação Π_V vs Π_{conv} com os dados experimentais, para $d = 2$ cm.

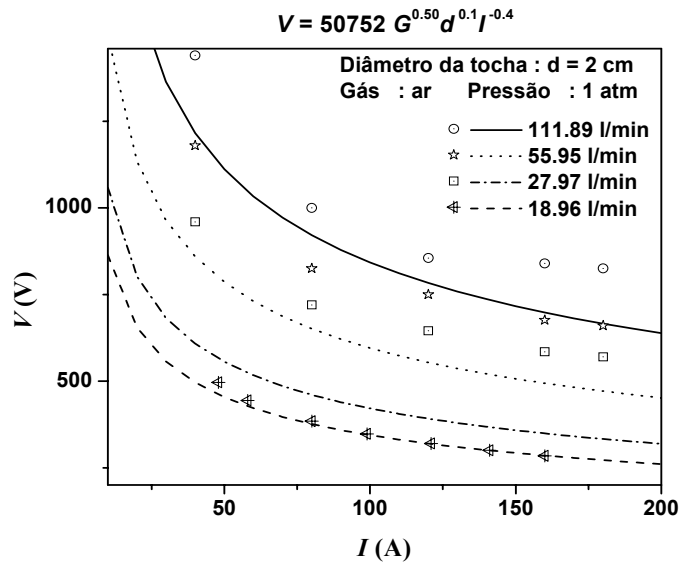


Fig. 4.10. Comparação da curva VI (equação 72) obtida a partir da correlação Π_V vs $\Pi_{conv}\Pi_{turb}$ com os dados experimentais, para $d = 2$ cm.

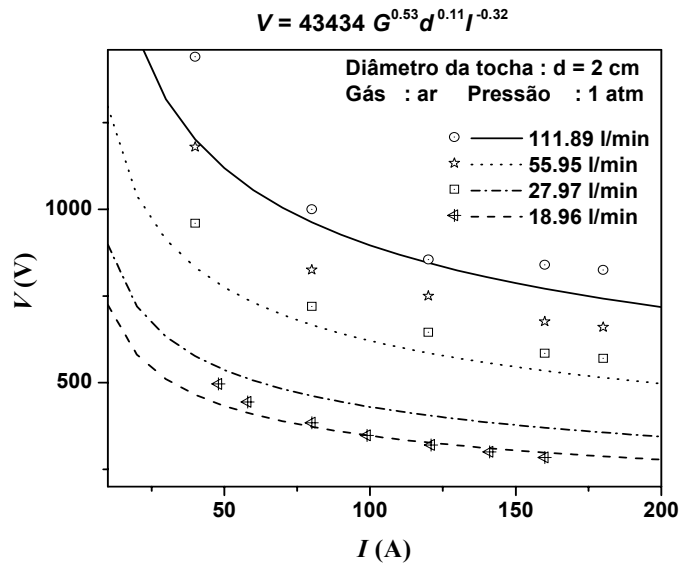


Fig. 4.11. Comparação da curva VI (equação 73) obtida a partir da correlação Π_V vs $\Pi_{conv}\Pi_{turb}\Pi_{Re}$ com os dados experimentais, para $d = 2$ cm.

4.1.6 Comparação da metodologia Yas'ko com a metodologia Zhukov

Podemos comparar a característica VI obtida no presente trabalho, baseada na metodologia Yas'ko, com a característica que se obtém baseada na metodologia Zhukov. A característica VI generalizada obtida neste trabalho foi

$$\Pi_V = 0.23 (\Pi_{conv})^{0.34} (\Pi_{turb})^{0.32} (\Pi_{Re})^{0.19} \quad (73)$$

$$V = 43434 G^{0.53} d^{0.11} I^{-0.32}$$

Na figura 4.12 é mostrado os valores da tensão do arco medida vs aqueles da tensão calculada a partir da equação (73), onde observamos que o coeficiente linear vale $A = (22 \pm 15) V$ (68% erro), o coeficiente angular vale $B1 = (0.99 \pm 0.03)$ (3% erro), o coeficiente de correlação vale $R^2 = 0.8969$, e o desvio padrão vale $SD = 0.056$. Observamos também que o ajuste concorda com os pontos experimentais até aproximadamente 750 V.

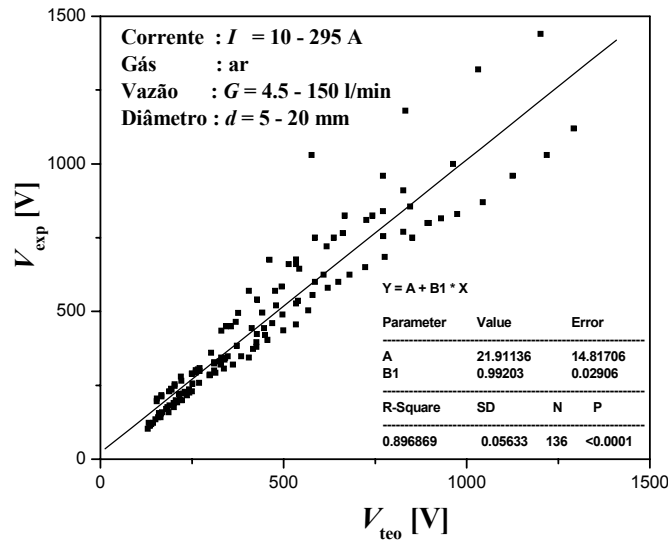


Fig. 4.12. Tensão do arco medida vs tensão calculada para tocha de arco não transferido.

A característica VI generalizada obtida por Zhukov [4,17] para uma tocha de plasma de arco não transferido operando com ar como gás plamagênico é dada por uma equação da forma:

$$\Pi_V = A (\Pi_{conv})^\alpha (\Pi_{Re})^\beta (\Pi_{Kn})^\gamma, \quad (75)$$

o coeficiente e os expoentes foram determinados pelo método gráfico explicado em [4], que resultou:

$$V = 1290 \left(\frac{I^2}{Gd} \right)^{-0.15} \left(\frac{G}{d} \right)^{0.30} (pd)^{0.25} \quad (76)$$

os cálculos foram feitos utilizando dados obtidos experimentalmente. A concordância dos dados experimentais com os cálculos pode ser observada na figura 4.13. A fórmula dada em (76) é válida na seguinte faixa de valores (com 6-8% de erro) [17]:

$$\frac{I^2}{Gd} = 1 \times 10^7 - 4 \times 10^{10} \frac{\text{A}^2 \cdot \text{s}}{\text{kg} \cdot \text{m}}, \quad \frac{G}{d} = 0.1 - 2.0 \frac{\text{kg}}{\text{m} \cdot \text{s}}, \quad pd = (5 - 35) 10^2 \text{ N/m};$$

Tomando por base esses valores, obtem-se [17]:

- Corrente : $I = 50 - 2000 \text{ A}$
- Gás plasmagênico : ar
- Vazão do gás : $G = 23.3 - 65.3 \text{ l/min}$
- Diâmetro do anodo : $d = 5 - 14 \text{ mm}$.

Utilizando $p = 1 \text{ atm} = 101.3 \text{ kPa}$ a equação (76) pode ser reduzida para:

$$V = 23014 G^{0.45} d^{0.1} I^{-0.3} \quad (77)$$

Das equações (73) e (77), pode-se notar que os expoentes têm valores muito próximos. Isso mostra que as metodologias Yas'ko e Zhukov dão resultados semelhantes.

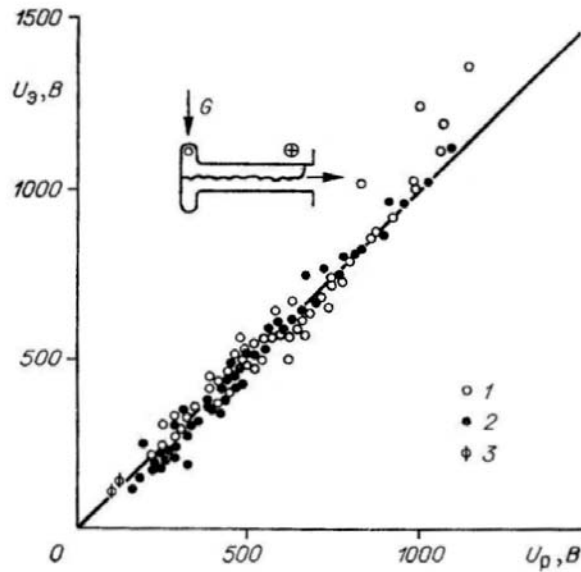


Fig. 4.13. Correlação da tensão experimental (eixo vertical) vs a tensão teórica (eixo horizontal, obtida com a equação 76). Unidades: [V]; [17].

4.2 Tocha de plasma de arco transferido

4.2.1 Sistema experimental

Um sistema experimental foi construído no Laboratório de Plasma Industrial da UNICAMP, especialmente dedicado a testes da tocha de plasma de arco transferido. As principais partes do sistema são as seguintes:

1. Tocha de arco transferido
2. Anodo da câmara (ou anodo da tocha) de aço carbono
3. Câmara de testes
4. Fonte de potência
5. Sistema de ignição
6. Sistema de gás
7. Sistema de refrigeração
8. Sistema de suporte e movimentação da tocha
9. Pannel de controle e medidas da tocha

A operação do circuito, mostrado na figura 4.14, será apresentada no item 4.2.2.

Tocha de arco transferido

O Laboratório de Física e Tecnologia de Plasma (LFTP) possui uma tocha de arco transferido. A parte principal de uma tocha de arco transferido (vide figuras 4.14 e 4.15) é o catodo, equipado com a ponta de tungstênio toriado, posicionado no eixo do bocal (*nozzle*). O bocal serve tanto para distribuir uniformemente o gás plasmagênico (normalmente argônio) sobre a superfície do catodo, quanto para a ignição do arco elétrico. A tocha possui fluxo axial de gás. Além disso, o bocal protege o catodo do ambiente gasoso e da alta temperatura externa à tocha. Tanto o catodo quanto o bocal possuem sistemas de refrigeração. A configuração da tocha apresenta um cabeçote donde prolunga-se um tubo comprido que na extremidade oposta está o bocal. Desta forma as conexões estão na parte externa à região de alta temperatura.

Anodo

O anodo externo serve para retorno de corrente da tocha. Devido ao contato direto com o jato de plasma o anodo possui sistema de refrigeração que é capaz de absorver todo o calor transferido para a sua superfície, evitando assim a evaporação do anodo.

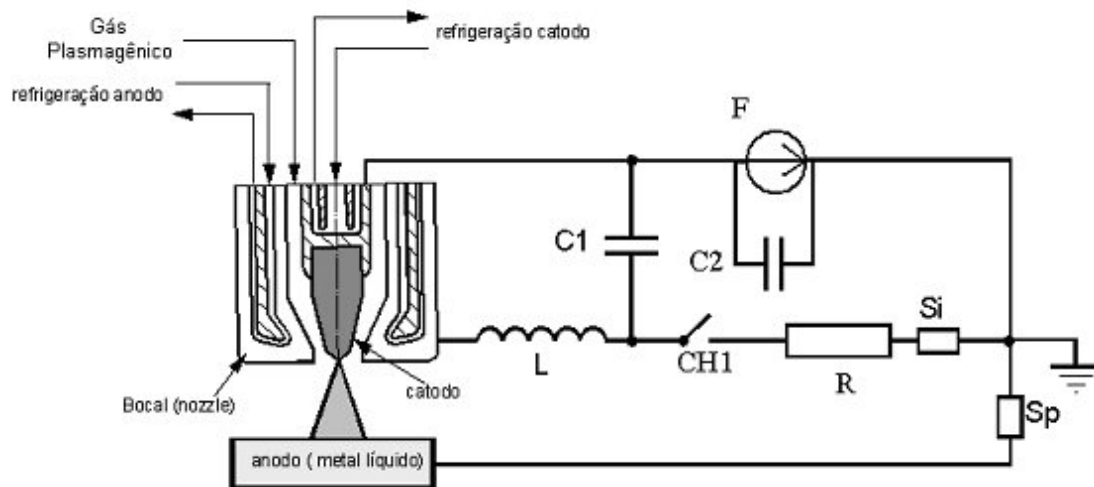


Fig. 4.14 – Diagrama elétrico e desenho da tocha de plasma de arco transferido: 1- catodo de tungstênio; F - fonte de corrente DC; R – resistência de “ballast”; C₁ e C₂ – capacitores; L – secundário do transformador de impulso da ignição; S_i e S_p – shunts para medida das correntes; CH1 – contator de ignição.

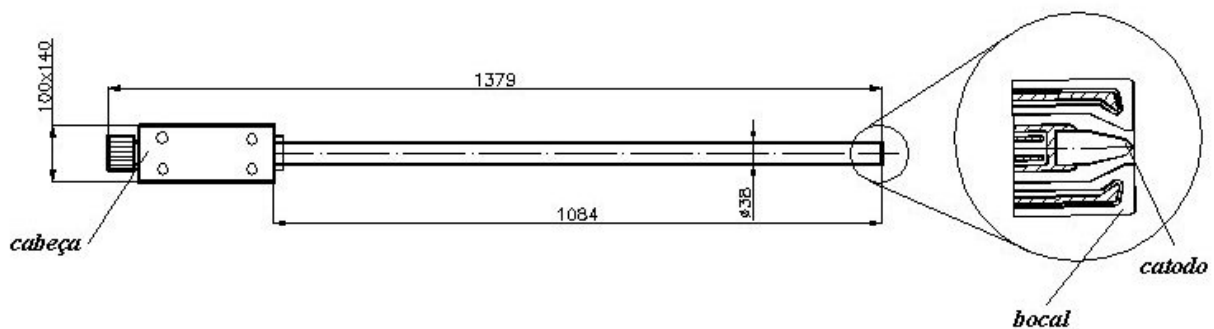


Fig. 4.15. Diagrama esquemático da tocha de arco transferido.

Câmara de testes

A tocha de arco transferido com catodo de tungstênio não pode operar em atmosfera oxidante, como o ar atmosférico. Uma pequena quantidade de oxigênio aumenta drasticamente a taxa de erosão do tungstênio. As tochas metalúrgicas utilizam gás nobre (argônio) como gás plasmagênico e estabilização do arco. Além da alta taxa de erosão, a mistura dos componentes ativos do ar modifica a característica VI do arco, aumentando a tensão devido à presença de gases moleculares. O anodo externo (de ferro) também sofre na presença de ar, devido à reação violenta com o ar em alta temperatura da câmara. Por essa razão, a câmara foi fechada

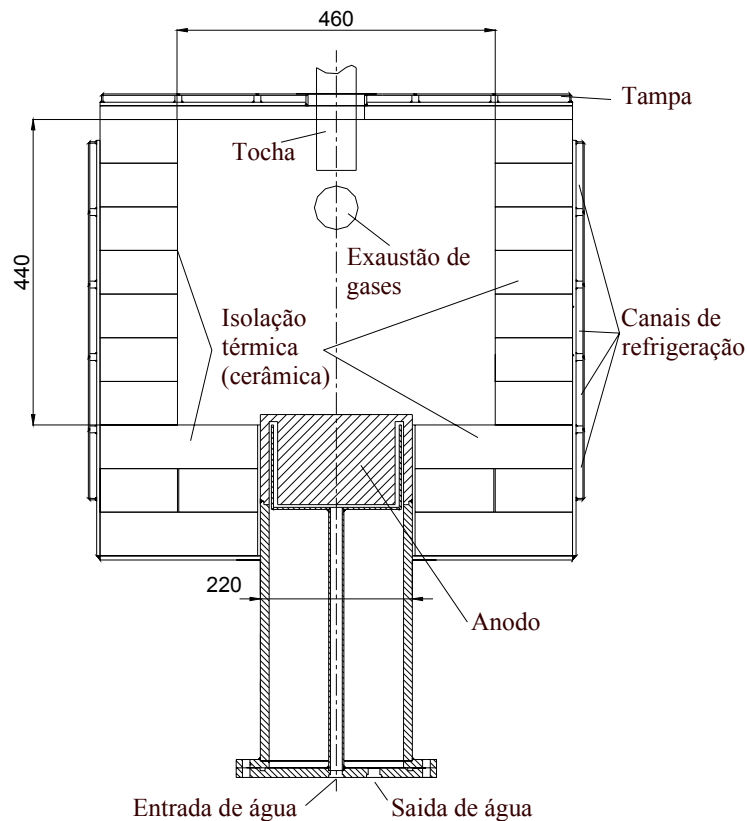


Figura 4.16. Esquema da câmara com tocha de plasma de arco transferido e anodo (as dimensões estão dadas em milímetros).

com uma tampa, mantendo pressão positiva de argônio quando em operação. A característica tensão-corrente (VI) depende da temperatura do gás ambiente. É fato conhecido que o

aumento da temperatura do gás ao redor do arco provoca a diminuição da tensão num arco de mesmo comprimento. Em [24] foi mostrado que no forno metalúrgico a tensão no arco (no início 400 V) diminui com tempo de funcionamento até 250 V devido ao aquecimento do forno.

Para os testes da tocha, no Laboratório de Plasma Industrial da UNICAMP foi construída uma câmara de testes, composta de uma caixa metálica – com paredes laterais e tampa refrigeradas externamente por uma camisa de água – revestida internamente com tijolos refratários. Para inserir a tocha na câmara de testes centralizada existe um furo de 80 mm de diâmetro na tampa com um flange de diâmetro próximo ao diâmetro da tocha. Esta peça é usada com dois propósitos, evita a entrada de ar ambiente na câmara e ao mesmo tempo serve como guia no encaixe da tocha na câmara. O arco elétrico é produzido entre o catodo da tocha e anodo da câmara. A disposição das partes principais do sistema e suas dimensões são mostradas na figura 4.16.

Fontes de potência para sistemas a arco

Para alimentar o arco elétrico o Laboratório de Plasma Industrial possui uma fonte de corrente de 400 kW, tiristorizada, de corrente contínua, constituída de dois módulos retificadores de 200 kW cada, interligados por um módulo de distribuição e controle. Os módulos retificadores podem operar tanto na associação paralelo quanto série. Cada uma dessas associações, por sua vez, pode operar em duas configurações de tensão e corrente máximas. A corrente pode variar até 1600 A.

Sistema de ignição

Para iniciar o arco utiliza-se uma fonte de alta tensão e alta frequência (existente no Laboratório) adaptada para condições da tocha de arco transferido.

Sistema de gás

O manifold do sistema de gás é constituído por 10 cilindros de argônio comprimido. Para medir a vazão do argônio utiliza-se o medidor de vazão eletrônico. O medidor permite ajustar e medir vazões do gás até 300 SLPM (Standard Liters Per Minute).

O consumo de argônio depende da construção da tocha. A vazão mínima da nossa tocha é 10 l/min (vazão típica 30 l/min). Estes valores de vazão são comuns para corrente do arco até 1600 A. É necessário notar que as correntes maiores exigem maior consumo do argônio tanto para proteger o bocal da tocha (impedindo formação do arco duplo) quanto para aumentar a potência transferida ao aço. Por exemplo, em [25] para corrente 7000 A foi aplicada vazão do argônio 200 l/min.

Sistema de refrigeração

O Laboratório possui um sistema independente de refrigeração à água. Há duas bombas no sistema que permitem operar pressões no sistema de distribuição de água até 15 bar com vazão de 25.8 m³/h. Os elementos do sistema experimental que necessitam refrigeração – catodo e bocal da tocha, câmara de testes, tampa da câmara e anodo – possuem linhas próprias de alimentação de água com sistemas independentes de controle de vazão-registros, manômetros, medidores de vazão eletrônicos.

Enquanto para a câmara de testes e tampa a vazão da água de refrigeração não é crítica, no caso do catodo, bocal da tocha e do anodo esta necessita controle e depende da tocha a ser usada. Os elementos da tocha, para funcionamento normal, exigem a seguinte vazão de água: catodo – $G = 10$ l/min (pressão mínima 11 atm.); bocal – 20 l/min ($p \sim 2$ atm.).

Sistema de suporte e movimentação da tocha

A potência da tocha depende da característica corrente-tensão que é influenciada pelo comprimento do arco. Como a tocha foi montada verticalmente, o comprimento do arco é a altura relativa da tocha ao anodo. O movimento vertical da tocha foi realizado por um braço móvel instalado na coluna do sistema de suporte e movimentação (elevador de carga). O braço possui dois graus de liberdade (vertical e de rotação horizontal). O elevador apresenta duas

colunas (3 m de distância) ligadas superiormente por uma viga I. Há um conjunto talha-trole, instalado na viga, destinado a manipular a tampa da câmara. Um motor, instalado na coluna permite o movimento vertical da tocha.

Painel de controle e medidas da tocha

O Laboratório possui dois painéis de controle e medidas. Num painel são montados todos os medidores/transdutores ligados com o sistema de água (rotâmetros, medidores de vazão e da temperatura). Noutro painel inclui controle, medição e comando da parte elétrica: ligação da fonte de corrente; posicionamento vertical da tocha; controle da ignição; instrumentos elétricos de medida; controle do sistema de gás.

4.2.2 Metodologia de realização das medidas

Analogamente à tocha de arco não transferido necessitamos obter os valores dos parâmetros adimensionais Π_i , dados nas relações (62), (63), (65)-(67) e (69), para isso devemos fazer uma série de medidas a fim de obtermos os parâmetros experimentais: V , I , G , L .

Para iniciar o arco, aproxima-se o bocal ao anodo de aproximadamente 40-50 mm. Ligam-se as refrigerações e o gás argônio. Energiza-se o circuito elétrico principal, conforme figura 4.14, aplicando-se tensão da fonte principal F. Fecha-se o contator CH1. Aplica-se, através de “L”, secundário do ignitor da fonte de ignição, um pulso de alta tensão (cerca de 5 kV) e alta frequência (cerca de 100 MHz) entre o catodo e o bocal, fazendo aparecer uma faísca de ignição, ionizando o gap catodo-bocal. O capacitor C1 faz o trabalho de acoplar esse pulso de L ao bocal-catodo, fechando o circuito de ignição. Em sequência ao pulso de ignição e à faísca, inicia-se uma corrente de cerca de 100 A no gap catodo-bocal (arco não transferido), fornecida pela fonte F e através da resistência de ballast R e contator. Essa corrente dá início a um fraco jato de plasma, que aquece o gap catodo-anodo externo. Esse aquecimento favorece a ignição e ionização entre catodo e anodo, dando origem à corrente principal de amperagem média (500 A) pelo circuito externo à resistência de ballast. Como

nesse circuito externo não há resistências, será o caminho preferido de passagem da corrente principal, extinguindo-se o arco auxiliar catodo-bocal. Abre-se o contator CH1, que não é mais necessário. Inicia-se, em seguida, o aumento da distância catodo-anodo, aumentando-se a corrente até o valor de operação (máximo de 1500 A).

Uma vez fixados G e L incrementou-se a corrente em passos de 50 A, desde ≈ 500 até um máximo próximo de 1500 A, através da fonte de corrente. Mediu-se a tensão da tocha de plasma a cada passo. Obtêm-se um ponto I_i , V_i , para cada conjunto de valores de G_i , L_i , onde I_i é corrente elétrica, V_i é tensão elétrica, G_i é vazão de gás e L_i é o comprimento do arco, todos de uma particular tomada de dados. O conjunto de valores I_i , V_i , G_i , L_i foram obtidos para os seguintes intervalos:

- Corrente : $I = 300\text{--}1500$ A, em passos de 50 A;
- Vazão do gás : $G = (20, 30, 40 \text{ e } 50)$ l/min;
- Comprimento do arco : $L = (10, 15, 20, 25 \text{ e } 30)$ cm;
- Diâmetro do bocal : $d = 1$ cm;
- Gás plasmagênico : Argônio.

4.2.3 Resultados experimentais

Os resultados experimentais são apresentados nas figuras 4.17, 4.19, 4.21, 4.23 e 4.25. Observaram-se os seguintes comportamentos na curva experimental VI: 1) um ramo descendente para baixos I e um ramo ascendente, para altos I ; 2) para valores de G e L constantes, iniciávamos as experiências com baixa corrente e pouco a pouco aumentávamos a corrente. Ao atingirmos a máxima corrente, esta era em seguida diminuída. A partir desse ponto, observou-se um comportamento inesperado. A diminuição da corrente para mesmos valores de G e L , não resultava no mesmo valor de V anteriormente medido quando aumentávamos a corrente, o valor de V era sempre maior. Ou seja, ocorria uma espécie de “histerese”, ou efeito de memória no sistema; 3) o aumento da vazão G não resultava num aumento da tensão para mesmo valor de I e L , como era de se esperar, mas num valor menor. Esses resultados estão mostrados nas figuras.

O comportamento 1, ramo descendente para baixos I (~ 10 A) e ramo ascendente para altos I (maiores que 30 A), para o arco livre em ar foi reportado em [26]. Segundo [26], arcos de baixas correntes são controlados pela convecção natural, enquanto que arcos de altas correntes são controlados pela convecção forçada induzida pelo campo magnético próprio em lugar da convecção natural.

Quanto ao comportamento da histerese, podemos explicar através do argumento de que a característica que estamos medindo, que deveria ser estática, na realidade é uma característica dinâmica lenta do arco, porém, não produzida por variações externas (mudança rápida da corrente, que normalmente produz características dinâmicas), mas, sim, produzidas por mudanças internas ao sistema onde se encontra o arco, que é uma câmara fechada. A formação de vórtices dentro da câmara, e sua inércia em se dissipar ou decair com o tempo, podem explicar o fenômeno. A alta densidade de corrente na mancha do catodo resulta numa forte força magnética de compressão do arco nessa região, não balanceada na coluna. Essa força provoca movimento do gás na direção catodo-anodo e, em consequência, gera o vórtice dentro da câmara. Assim, ao se atingir a corrente máxima, o vórtice seria mais forte e persistente (inércia – permanecendo forte para correntes menores), provocando o resfriamento da coluna do arco e elevação da tensão, dando a sensação de histerese.

Quanto ao terceiro comportamento estranho (o aumento da vazão G diminuindo a tensão), não foi possível encontrar uma explicação.

Devido a esses problemas, a generalização da característica VI só levará em conta uma parte dos dados experimentais, eliminando os dados que foram adquiridos durante a diminuição da corrente, ou seja, desde o ponto de máxima corrente até a corrente quando o arco se extinguiu. Nas figuras 4.18, 4.20, 4.22, 4.24 e 4.26, são apresentados os dados, correspondentes só a subida, que foram usados nos cálculos das características VI generalizadas.

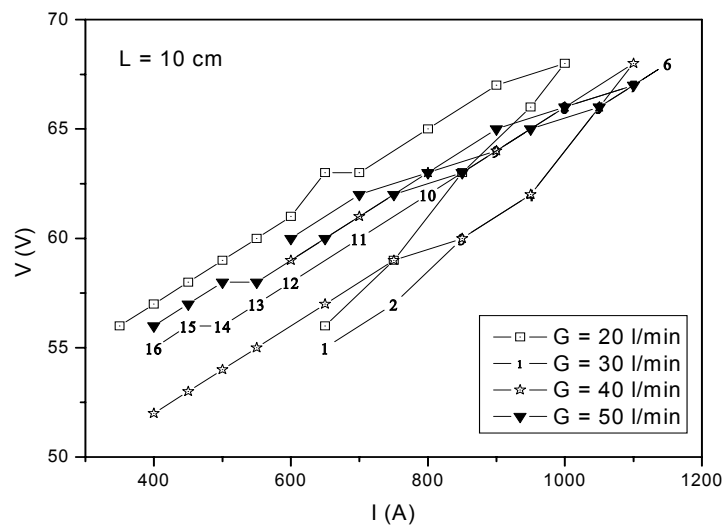


Fig. 4.17. Resultados obtidos para tocha de arco transferido, mantendo fixo o comprimento anodo-catodo, $L = 10$ cm, e variando a corrente e a vazão.

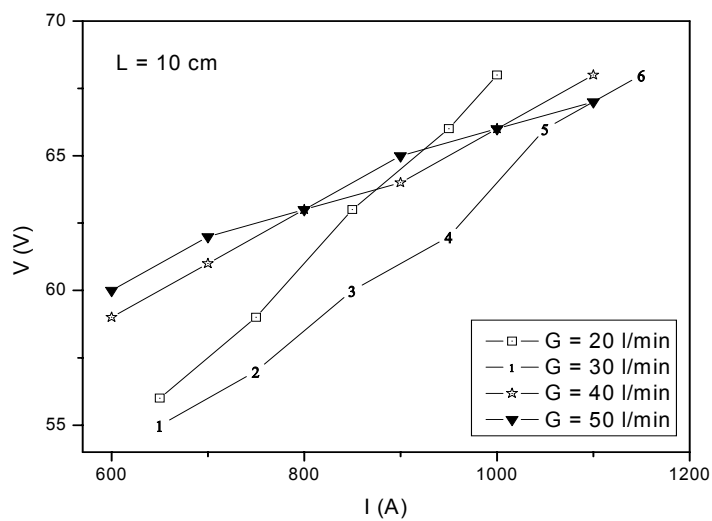


Fig. 4.18. Características VI da tocha de arco transferido, tomados os pontos onde houve incremento de corrente, para $L = 10$ cm.

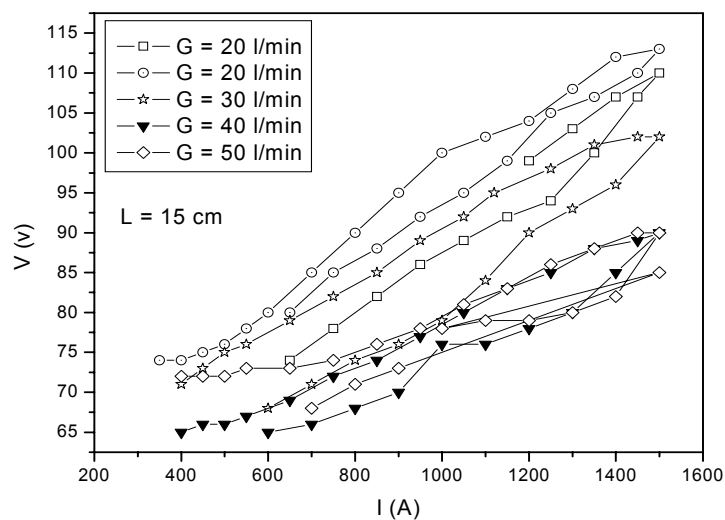


Fig. 4.19. Resultados obtidos para tocha de arco transferido, mantendo fixo o comprimento anodo-catodo, $L = 15$ cm, e variando a corrente e a vazão.

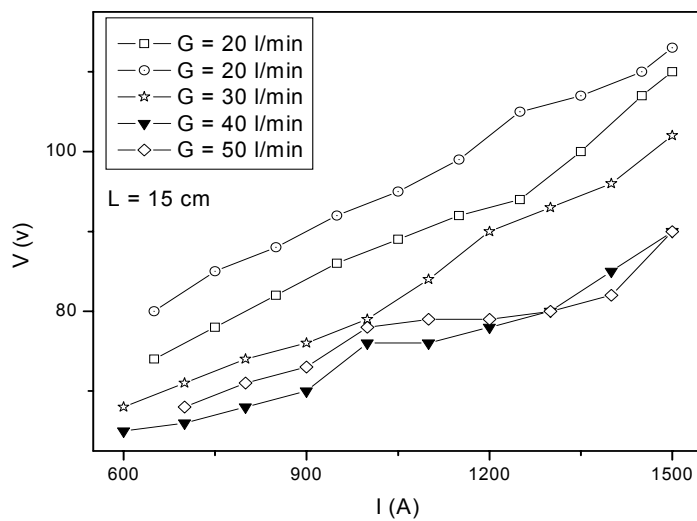


Fig. 4.20. Características VI da tocha de arco transferido, tomados os pontos onde houve incremento de corrente, para $L = 15$ cm.

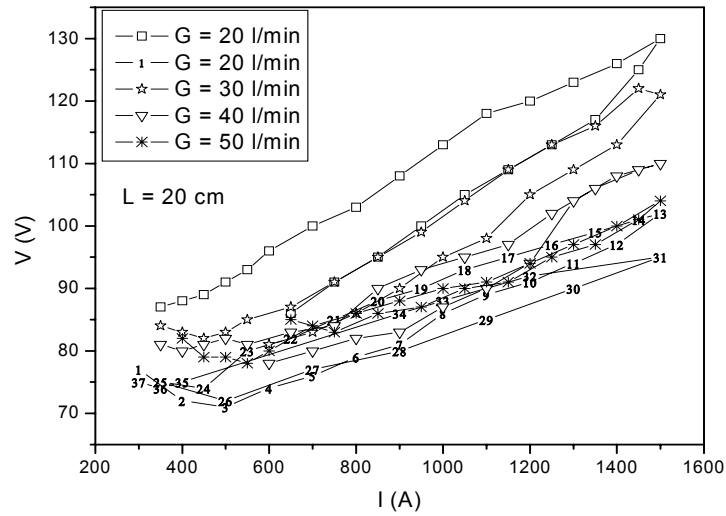


Fig. 4.21. Resultados obtidos para tocha de arco não transferido, mantendo fixo o comprimento anodo-catodo, $L = 20$ cm, e variando a corrente e a vazão.

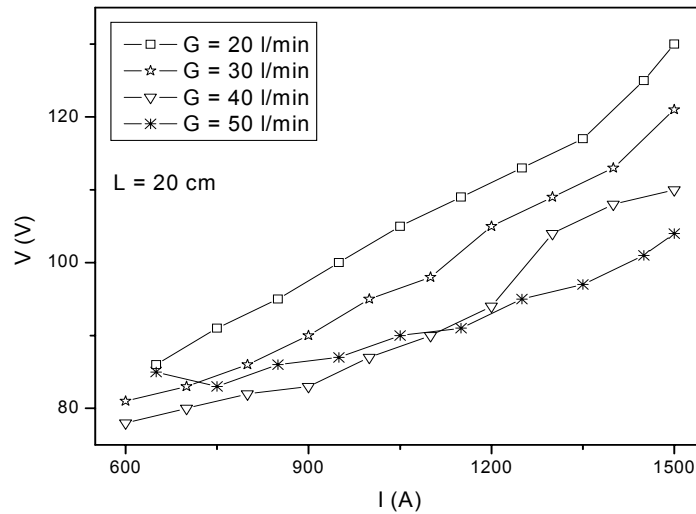


Fig. 4.22. Características VI da tocha de arco transferido da, tomados os pontos onde houve incremento de corrente, para $L = 20$ cm.

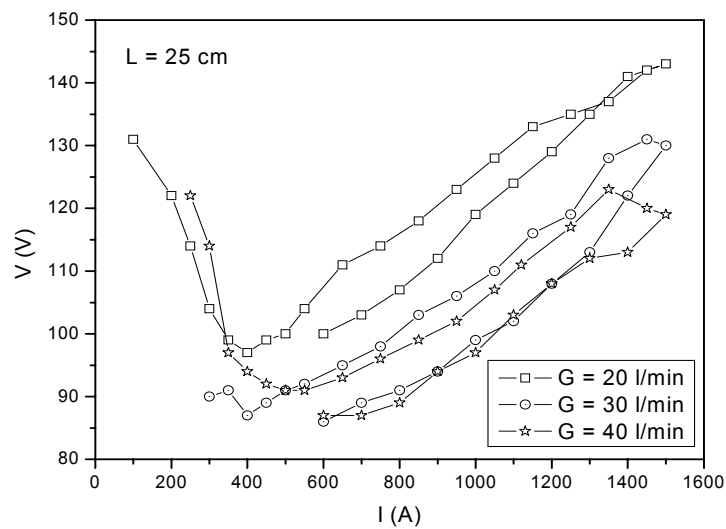


Fig. 4.23. Resultados obtidos para tocha de arco não transferido, mantendo fixo o comprimento anodo-catodo, $L = 25$ cm, e variando a corrente e a vazão.

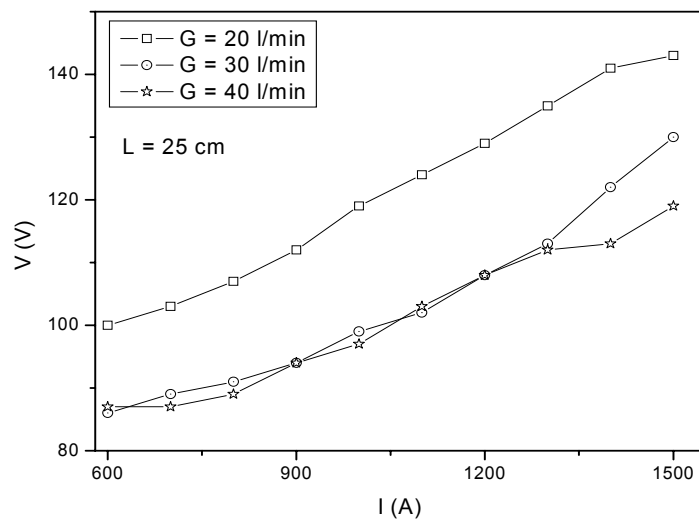


Fig. 4.24. Características VI da tocha de arco transferido, tomados os pontos onde houve incremento de corrente, para $L = 25$ cm.

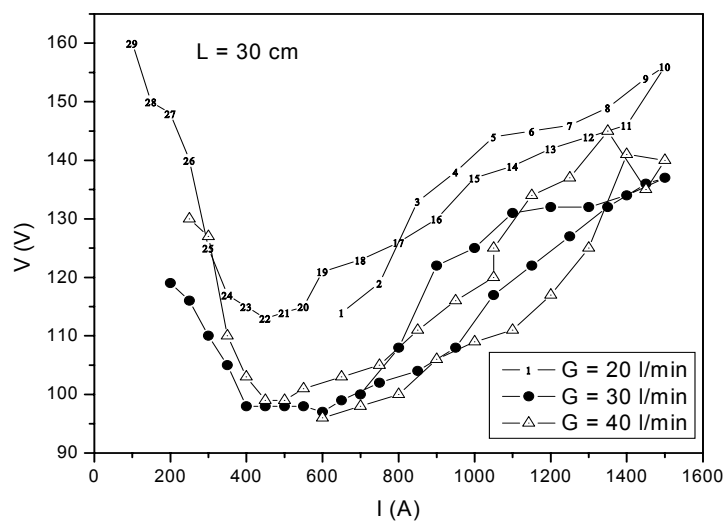


Fig. 4.25. Resultados obtidos para tocha de arco transferido, mantendo fixo o comprimento anodo-catodo, $L = 30$ cm, e variando a corrente e a vazão.

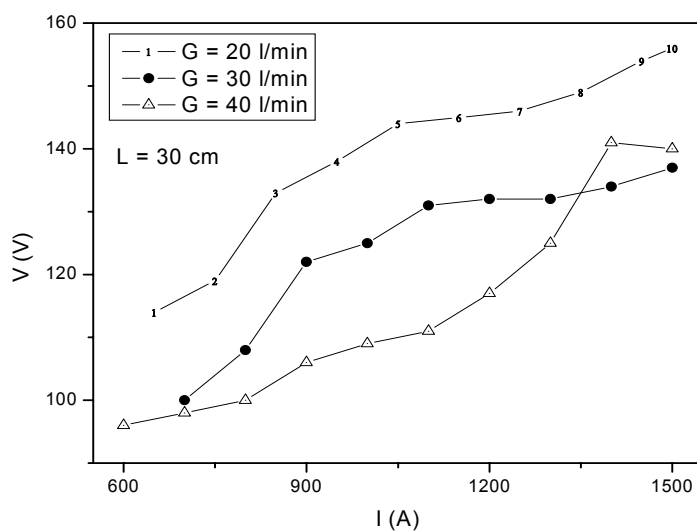


Fig. 4.26. Características VI da tocha de arco transferido, tomados os pontos onde houve incremento de corrente, para $L = 30$ cm.

A partir dos dados experimentais mostrados nas figuras 4.17, 4.19, 4.21, 4.23 e 4.25 foram construídas as figuras 4.27-4.29, que mostram o aumento da tensão com o aumento do comprimento anodo-catodo para uma determinada vazão.

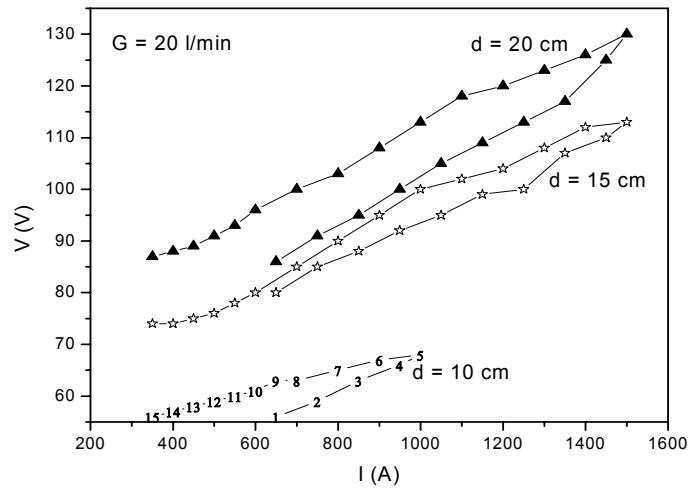


Fig. 4.27. Característica VI com a variação do comprimento, mantendo fixa a vazão, $G = 20$ l/min.

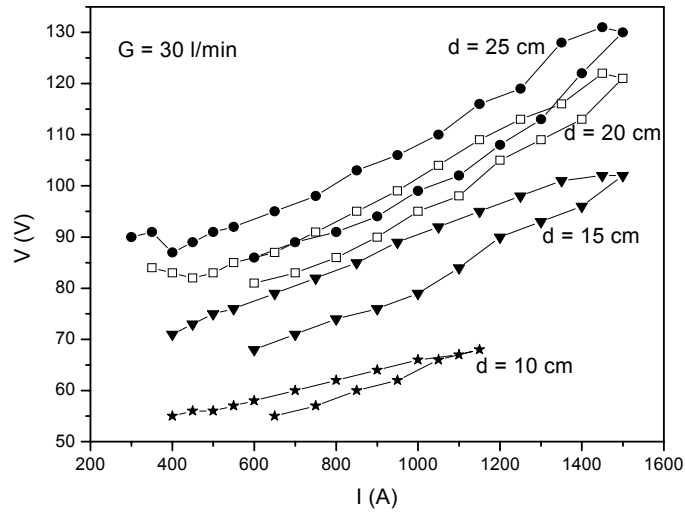


Fig. 4.28. Característica VI com a variação do comprimento, mantendo fixa a vazão, $G = 30$ l/min.

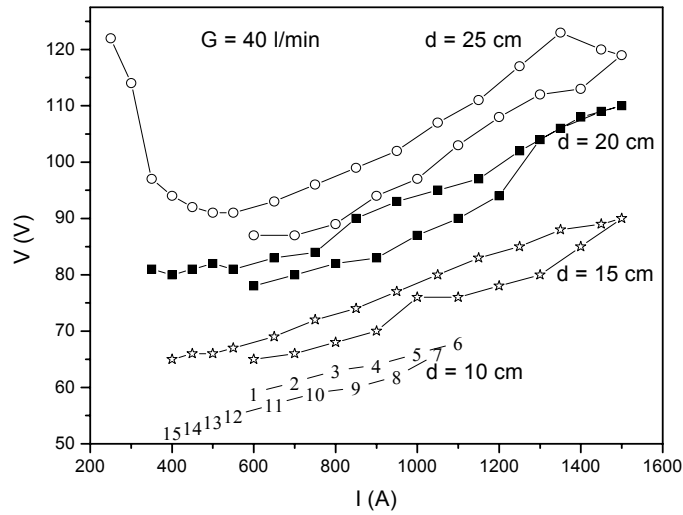


Fig. 4.29. Característica VI com a variação do comprimento, mantendo fixa a vazão, $G = 40$ l/min.

4.2.4 Análise dos resultados para uma tocha de arco transferido

Conforme observado no item anterior, devido à complexidade dos fenômenos envolvidos com a tocha de arco transferido, apenas uma parte dos dados experimentais VI foram processados, os dados, correspondentes só ao ramo ascendente (vide item 4.2.3). Aqui também foi usada a metodologia denominada Yas'ko, para obtenção da característica generalizada VI. Os resultados dos parâmetros dominantes para uma tocha de arco transferido operando com argônio, obtidos por regressão linear e multilinear, são mostrados na tabela 4, com $\Pi_V = A \Pi_i^\alpha \Pi_j^\beta \Pi_k^\gamma$, onde i, j, k representam qualquer um dos processos (turbulência, convecção, etc.) e α, β, γ , são seus respectivos expoentes. A importância é apreciada de acordo com o valor do coeficiente de correlação, R^2 . Como dado em 4.1.3, a tabela 4 está dividida em três blocos e os resultados estão ordenados de maneira decrescente de acordo com R^2 . O conteúdo da tabela 4 é reproduzido em forma gráfica nas figuras 4.30-4.43. No primeiro bloco, pode-se apreciar a correlação entre a variável dependente e cada uma das independentes. Vemos que, à diferença da tocha de arco não transferido, onde o processo dominante é a convecção, no caso da tocha de arco transferido, na regressão de um parâmetro, o processo

dominante é a turbulência, Π_{turb} . Estes resultados são reproduzidos nas figuras 4.30-4.34). Para o caso de Π_{turb} , mostrado na figura 4.32, pode-se apreciar que apresenta menor dispersão dos dados, ao contrário do caso de Π_{conv} , figura 4.32, onde se observa alta dispersão dos dados. No segundo bloco são mostrados os resultados da regressão multilinear entre a variável dependente e duas variáveis independentes, onde os processos dominantes são a turbulência e a convecção (vide tabela 4 e figuras 4.35-4.39). Na figura 4.37 apresentamos a correlação para Π_V vs $\Pi_{turb}\Pi_{conv}$. Comparando com os casos anteriores, pode-se apreciar a melhora do ajuste, o aumento do coeficiente de correlação, R^2 , e a diminuição do desvio padrão, SD . No terceiro bloco, com três variáveis independentes, todos os casos apresentam o mesmo R^2 , ver figuras 4.40-4.43. Na última linha da tabela 4 apresentamos a regressão multilinear feita para $\Pi_{conv}\Pi_{cond}\Pi_{Re}$ (figura 4.43). Esse cálculo foi feito levando em conta os processos dominantes de acordo com [5,6] para comparar com os nossos resultados.

Tabela 4. Resultados da correlação para a tocha de arco transferido.

$\Pi_V = A \Pi_i^\alpha \Pi_j^\beta \Pi_k^\gamma$	A	α	β	γ	R^2	SD
Π_{turb}	0.56	0.469	-	-	0.9369	0.060
Π_{rad}	3.9×10^{-6}	1.48	-	-	0.8567	0.090
Π_{cond}	125.7	0.58	-	-	0.8173	0.102
Π_{conv}	12.5	0.41	-	-	0.2781	0.202
Π_{Re}	789.4	-0.4	-	-	0.0628	0.230
$\Pi_{turb}\Pi_{conv}$	0.42	0.569	-0.23	-	0.9811	0.033
$\Pi_{turb}\Pi_{rad}$	0.003	0.32	0.60	-	0.9761	0.037
$\Pi_{turb}\Pi_{cond}$	0.003	0.91	-0.60	-	0.9761	0.037
$\Pi_{turb}\Pi_{Re}$	0.5	0.461	-0.16	-	0.947	0.055
$\Pi_{conv}\Pi_{cond}$	635.8	-0.41	0.84	-	0.9183	0.068
$\Pi_{turb}\Pi_{conv}\Pi_{rad}$	0.04	0.46	-0.15	0.28	0.9851	0.029
$\Pi_{turb}\Pi_{conv}\Pi_{cond}$	0.04	0.74	-0.15	-0.28	0.9851	0.029
$\Pi_{turb}\Pi_{conv}\Pi_{Re}$	0.12	0.604	-0.29	0.14	0.9851	0.029
$\Pi_{conv}\Pi_{cond}\Pi_{Re}$	16.0	-0.90	1.21	0.74	0.9851	0.029

4.2.5 Características VI generalizadas

Dos resultados da regressão, listados na tabela 4, podemos escrever as características VI generalizadas para uma tocha de arco transferido com argônio como gás plasmagénico. Algumas características VI generalizadas deduzidas são mostradas nas relações (78)-(82).

$\Pi_V = 0.56(\Pi_{turb})^{0.469}$	$V = 119 L^{0.407} I^{0.062}$	(78)
$\Pi_V = 0.42 (\Pi_{turb})^{0.569} (\Pi_{conv})^{-0.23}$	$V = 7.0 G^{-0.23} L^{0.477} I^{0.322}$	(79)
$\Pi_V = 0.04 (\Pi_{turb})^{0.46} (\Pi_{conv})^{-0.15} (\Pi_{rad})^{0.28}$	$V = 6.9 G^{-0.15} L^{0.51} I^{0.38}$	(80)
$\Pi_V = 0.12 (\Pi_{turb})^{0.604} (\Pi_{conv})^{-0.29} (\Pi_{Re})^{0.14}$	$V = 7.9 G^{-0.15} L^{0.522} I^{0.372}$	(81)
$\Pi_V = 16.0 (\Pi_{conv})^{-0.90} (\Pi_{cond})^{1.21} (\Pi_{Re})^{0.74}$	$V = 6.8 G^{-0.16} L^{0.52} I^{0.38}$	(82)

Para facilitar a escolha final dos processos dominantes, a partir dos resultados apresentados no terceiro bloco da tabela 4, construímos a tabela 5, onde são mostrados os coeficientes, expoentes e seus erros percentuais correspondentes. Vemos que $\Pi_{turb}\Pi_{conv}\Pi_{Re}$ apresenta menores erros em seus parâmetros, portanto escolhemos a turbulência, convecção e Reynolds como sendo os processos dominantes para a tocha de arco transferido (vide equação (81) e figura 4.42). A última linha da tabela 5 corresponde ao cálculo feito levando em conta os processos dominantes dados em [5,6], que neste caso apresenta menores erros em relação aos nossos.

Tabela 5. Coeficientes, expoentes e respectivos erros correspondentes ao terceiro bloco da tabela 4.

	A	$\sigma_A(\%)$	α	$\sigma_\alpha(\%)$	β	$\sigma_\beta(\%)$	γ	$\sigma_\gamma(\%)$
$\Pi_{turb}\Pi_{conv}\Pi_{rad}$	0.04	25	0.46	4.3	-0.15	6.7	0.28	14.3
$\Pi_{turb}\Pi_{conv}\Pi_{cond}$	0.04	25	0.74	4.1	-0.15	6.7	-0.28	14.3
$\Pi_{turb}\Pi_{conv}\Pi_{Re}$	0.12	16.7	0.604	1.3	-0.29	3.4	0.14	14.3
$\Pi_{conv}\Pi_{cond}\Pi_{Re}$	16.0	13.8	-0.90	2.2	1.21	1.7	0.74	4.1

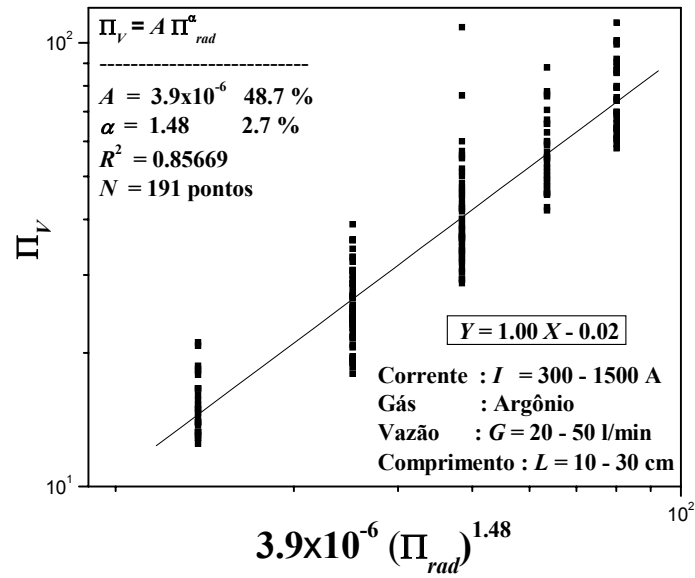


Fig. 4.30. Característica VI generalizada apenas para um argumento, Π_{rad} .

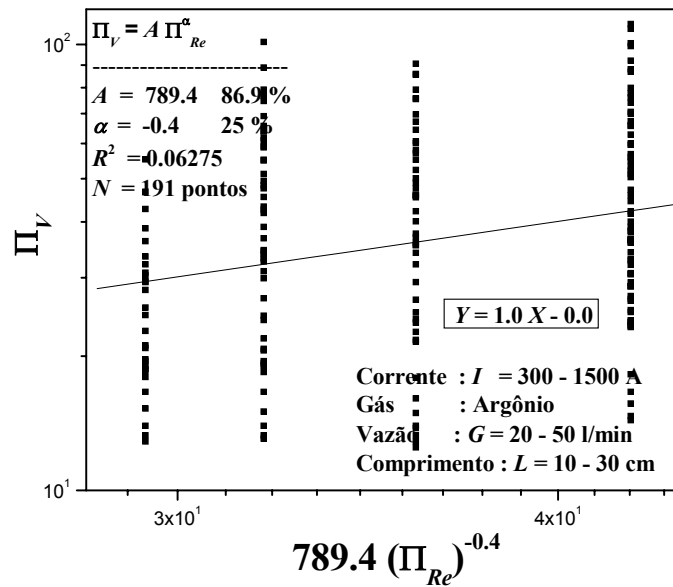


Fig. 4.31. Característica VI generalizada apenas para um argumento, Π_{Re} .

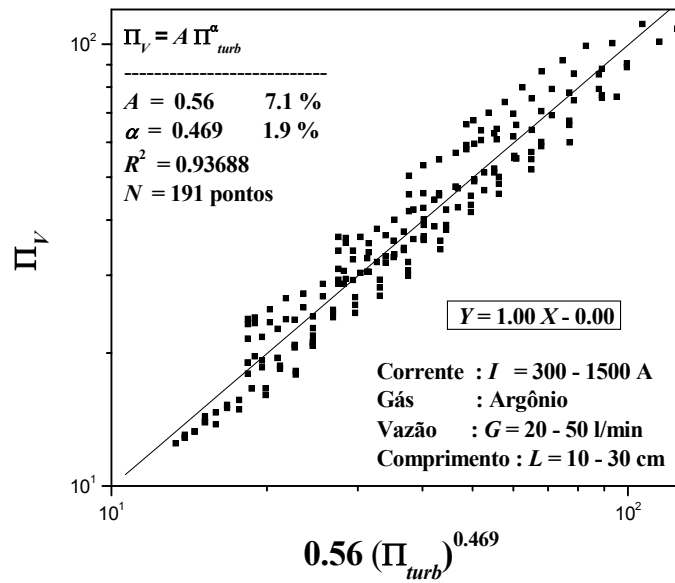


Fig. 4.32. Característica VI generalizada apenas para um argumento, Π_{turb} .

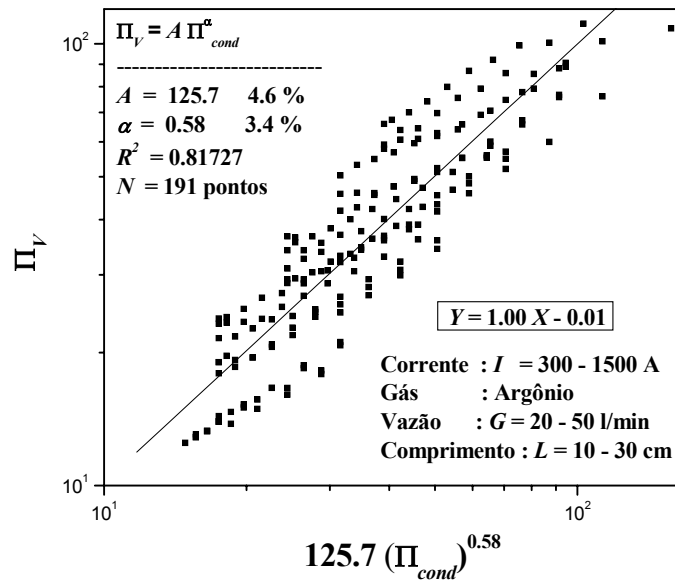


Fig. 4.33. Característica VI generalizada apenas para um argumento, Π_{cond} .

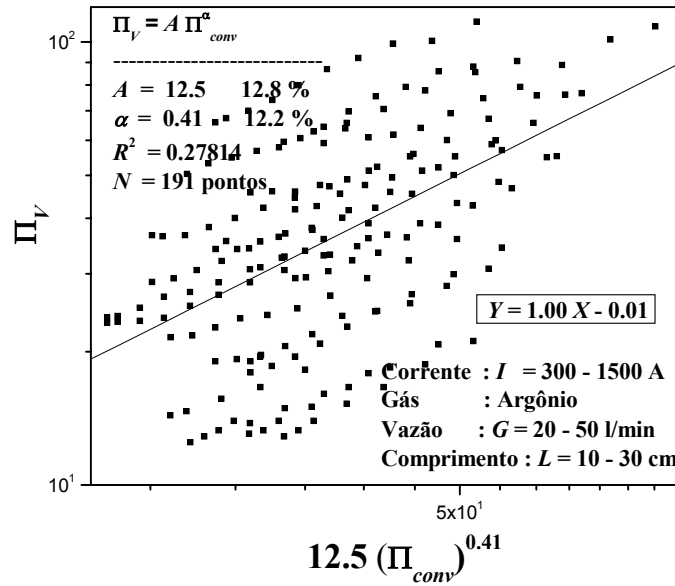


Fig. 4.34. Característica VI generalizada apenas para um argumento, Π_{conv} .

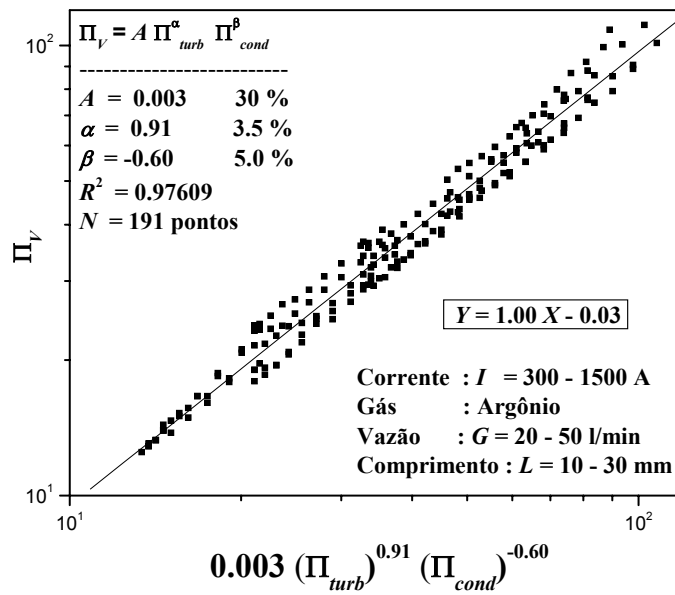


Fig. 4.35. Característica VI generalizada para dois argumentos, $\Pi_{turb} \Pi_{cond}$.

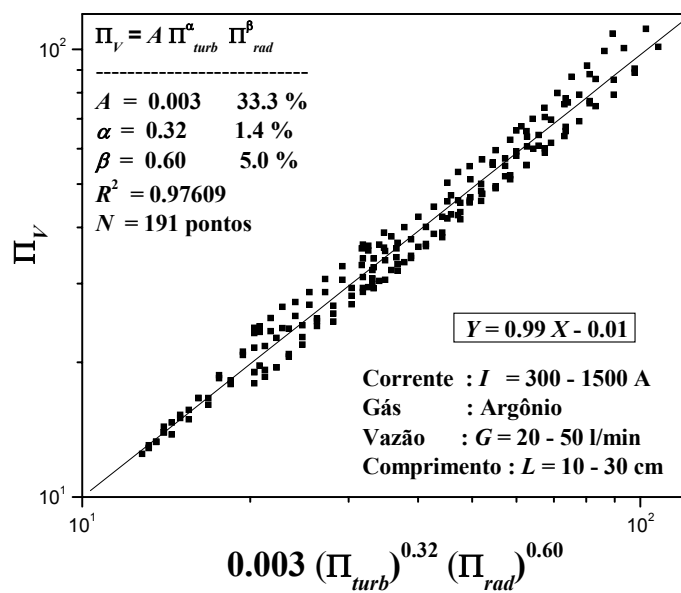


Fig. 4.36. Característica VI generalizada para dois argumentos, $\Pi_{turb} \Pi_{rad}$.

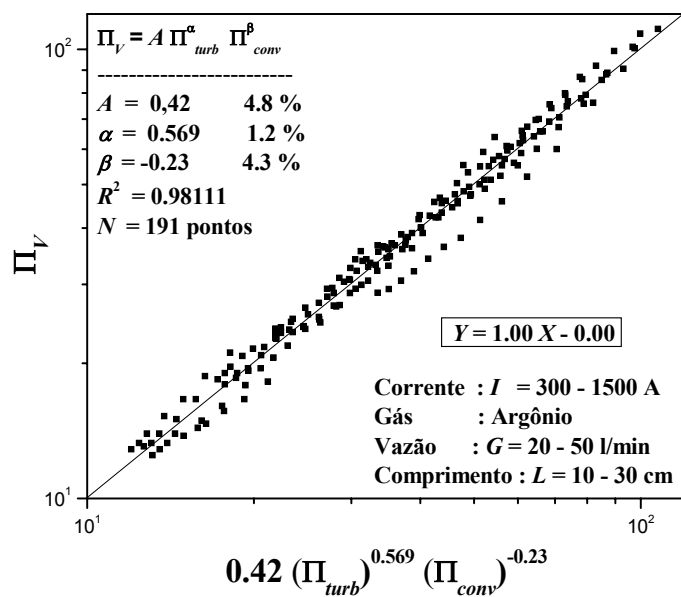


Fig. 4.37. Característica VI generalizada para dois argumentos, $\Pi_{turb} \Pi_{conv}$.

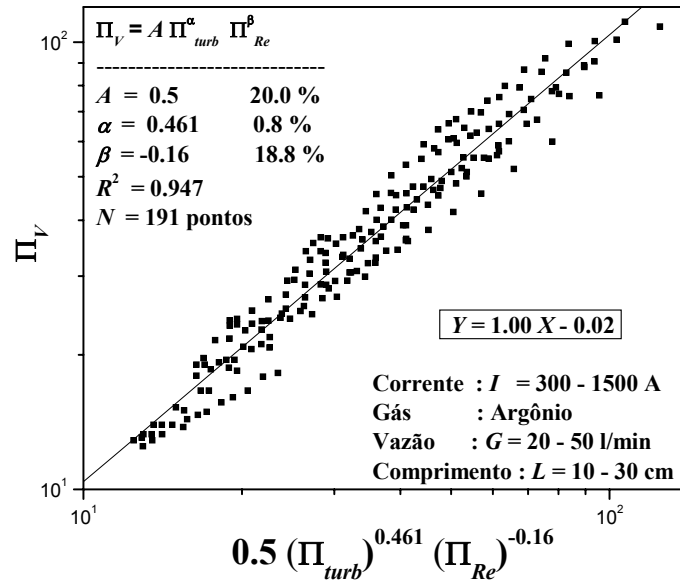


Fig. 4.38. Característica VI generalizada para dois argumentos, $\Pi_{turb} \Pi_{Re}$.

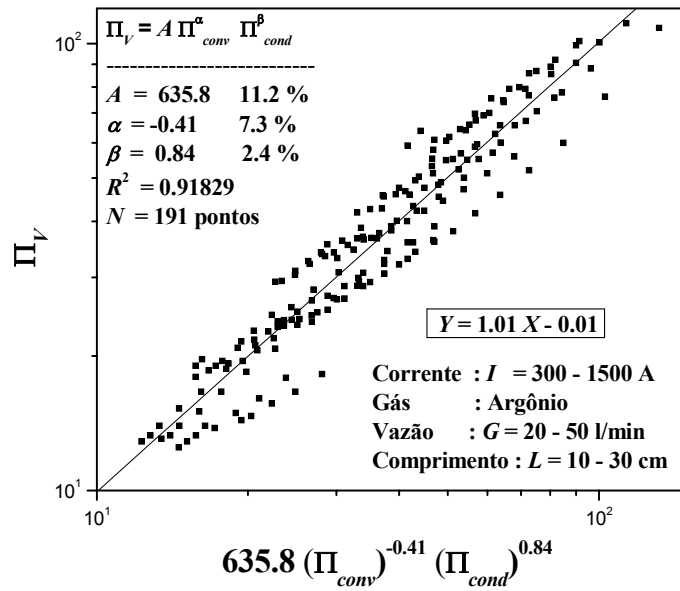


Fig. 4.39. Característica VI generalizada para dois argumentos, $\Pi_{conv} \Pi_{cond}$.

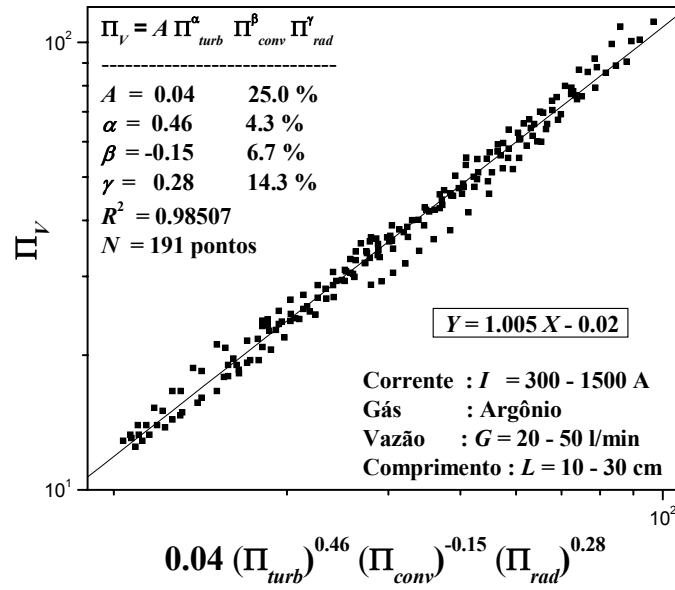


Fig. 4.40. Característica VI generalizada para três argumentos, $\Pi_{turb} \Pi_{conv} \Pi_{rad}$.

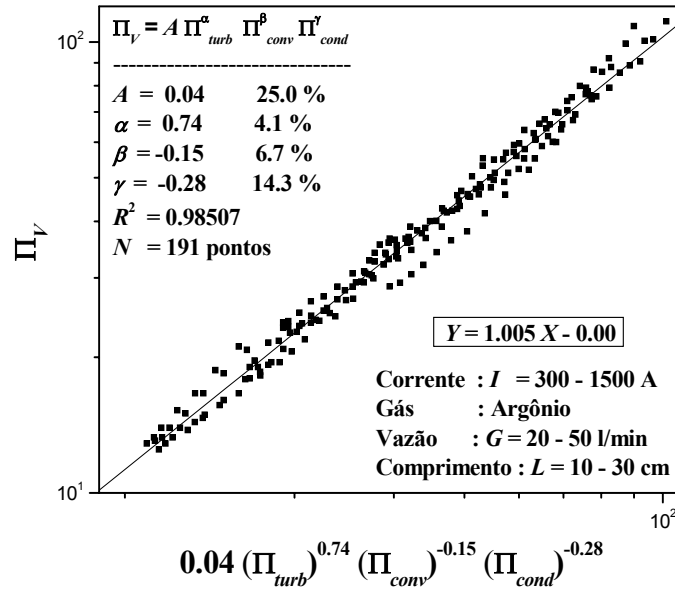


Fig. 4.41. Característica VI generalizada para três argumentos, $\Pi_{turb} \Pi_{conv} \Pi_{cond}$.

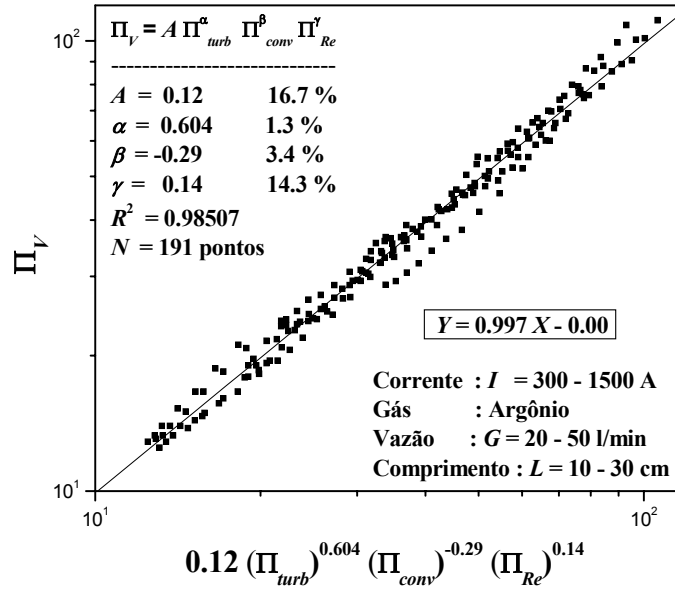


Fig. 4.42. Característica VI generalizada para três argumentos, $\Pi_{turb} \Pi_{conv} \Pi_{Re}$.

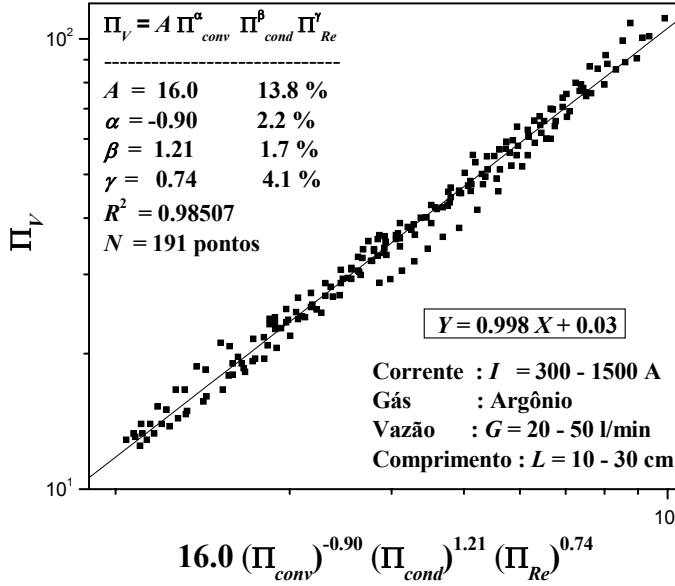


Fig. 4.43. Característica VI generalizada para três argumentos, $\Pi_{conv} \Pi_{cond} \Pi_{Re}$, usando os parâmetros utilizados por Pateyron [5,6].

4.2.6 Comparação das características VI obtidas com os dados experimentais

Finalmente comparamos as curvas obtidas a partir das equações (79), (80) e (81) com os dados experimentais, mostrado nas figuras 4.44, 4.45 e 4.46 respectivamente. Na figura 4.44, comparação da curva VI (equação 79) obtida a partir da correlação Π_V vs $\Pi_{turb}\Pi_{conv}$ com os dados experimentais, para $G = 30$ l/min, observa-se uma clara falta de concordância entre a curva obtida e os dados experimentais, isto pode ser devido a que não foi incluído, através dos parâmetros, algum processo físico importante. Já na figura 4.45, comparação da curva VI (equação 80) obtida a partir da correlação Π_V vs $\Pi_{turb}\Pi_{conv}\Pi_{rad}$ com os dados experimentais, para $L = 20$ cm, observamos um deslocamento das curvas em relação aos pontos experimentais. Na figura 4.46, comparação da curva VI (equação 81) obtida a partir da correlação Π_V vs $\Pi_{turb}\Pi_{conv}\Pi_{Re}$ com os dados experimentais, para $L = 20$ cm, observamos que para vazões de 20 e 30 l/min a curva concorda com os pontos para correntes menores que ≈ 1250 A e diverge para correntes maiores. A concordância em baixas vazões (20 l/min) é melhor a baixas correntes (< 1250 A). Em altas vazões a concordância é melhor no extremo superior. Podemos concluir que as curvas obtidas da equação (81) se ajustam razoavelmente aos nossos dados experimentais.

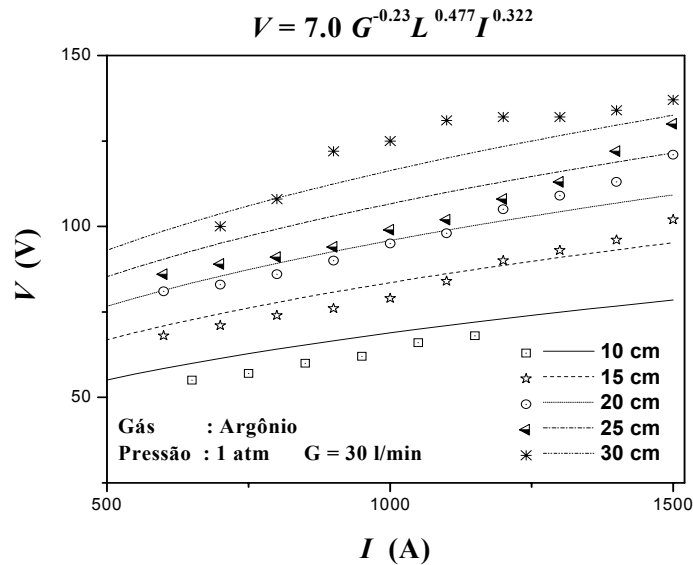


Fig. 4.44. Comparação da curva VI (equação 79) obtida a partir da correlação Π_V vs $\Pi_{turb}\Pi_{conv}$ com os dados experimentais, para $G = 30$ l/min.

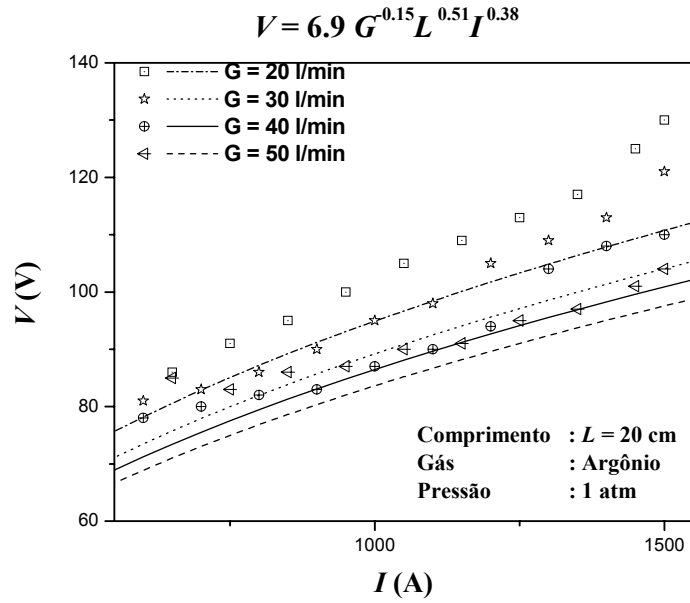


Fig. 4.45. Comparação da curva VI (equação 80) obtida a partir da correlação Π_V vs $\Pi_{turb}\Pi_{conv}\Pi_{rad}$ com os dados experimentais, para $L = 20$ cm.

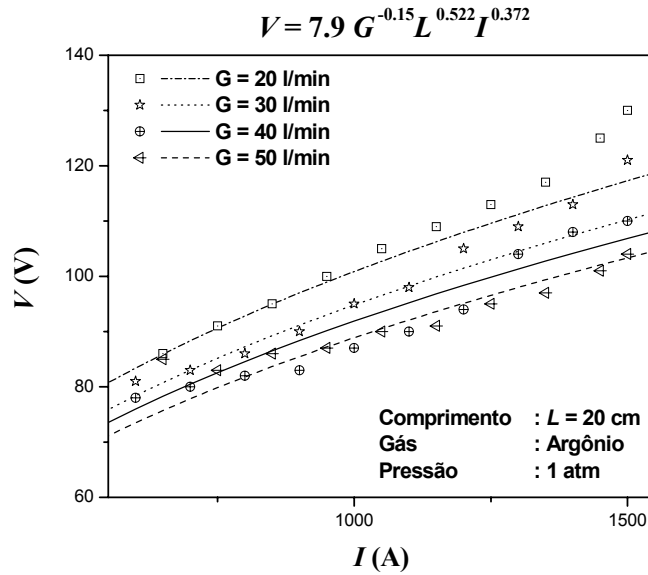


Fig. 4.46. Comparação da curva VI (equação 81) obtida a partir da correlação Π_V vs $\Pi_{turb}\Pi_{conv}\Pi_{Re}$ com os dados experimentais, para $L = 20$ cm.

4.2.7 Comparação da característica VI obtida neste trabalho com a característica VI obtida por Pateyron

Como no caso das tochas de arco não transferido, pretende-se fazer uma comparação dos nossos resultados com o resultado obtido em [5,6]. As características VI obtidas neste trabalho foram:

$\Pi_V = 0.42 (\Pi_{turb})^{0.569} (\Pi_{conv})^{-0.23}$	$V = 7.0 G^{-0.23} L^{0.477} I^{0.322}$	(79)
$\Pi_V = 0.04 (\Pi_{turb})^{0.46} (\Pi_{conv})^{-0.15} (\Pi_{rad})^{0.28}$	$V = 6.9 G^{-0.15} L^{0.51} I^{0.38}$	(80)
$\Pi_V = 0.12 (\Pi_{turb})^{0.604} (\Pi_{conv})^{-0.29} (\Pi_{Re})^{0.14}$	$V = 7.9 G^{-0.15} L^{0.522} I^{0.372}$	(81)
$\Pi_V = 16.0 (\Pi_{conv})^{-0.90} (\Pi_{cond})^{1.21} (\Pi_{Re})^{0.74}$	$V = 6.8 G^{-0.16} L^{0.52} I^{0.38}$	(82)

Na figura 4.47 é mostrado os valores da tensão do arco medida vs aqueles da tensão calculada a partir da equação (81), onde observamos que o coeficiente linear vale $A = (-4.2 \pm 2.1) V$ (50% erro), o coeficiente angular vale $B1 = (1.06 \pm 0.02)$ (2% erro), o coeficiente de correlação vale $R^2 = 0.9236$, e o desvio padrão vale $SD = 6.40$. Deixa-nos seguro afirmar que o ajuste concorda com os pontos experimentais.

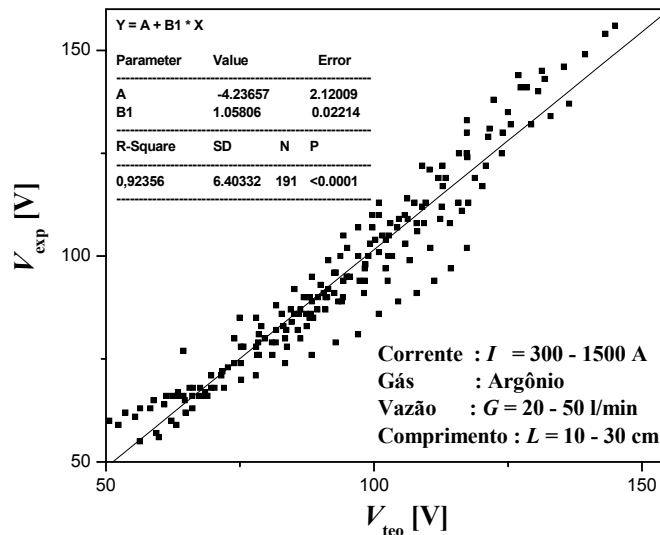


Fig. 4.47. Tensão do arco medida vs tensão calculada para tocha de arco transferido.

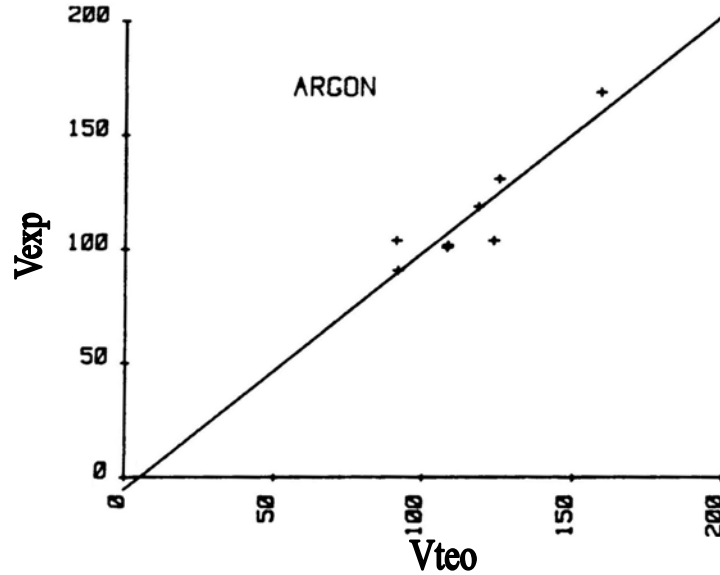


Fig. 4.48. Tensão do arco medida vs tensão calculada para tocha de arco transferido [5,6].

A característica VI obtida por Pateyron [5,6], para uma tocha de plasma de arco transferido, operando com argônio como gás plamagênico na faixa de corrente de 300-1100 A, vazão variando entre 20 e 300 l/min e comprimento anodo-catodo entre 10 e 40 cm, é dada pela equação:

$$\Pi_V = 18.8 (\Pi_{conv})^{-1.0067} (\Pi_{cond})^{0.503} (\Pi_{Re})^{-0.942} \quad (83)$$

que resultou:

$$V = 382953 G^{0.0647} L^{0.51} I^{-1.01} \quad (84)$$

A concordância da tensão experimental com a tensão calculada com (84) pode ser observada na figura 4.48.

Comparando as equações (80)-(82) pode-se notar que os expoentes de G , L e I têm valores muito próximos, mas comparados com os da equação (84) de Pateyron os expoentes de G e I têm diferenças apreciáveis. Ao contrário, o expoente de L em Pateyron e no nosso caso tem praticamente o mesmo valor. A principal diferença é que o expoente de I em (84) é negativo, significando que a característica VI para tocha de arco transferido obtida em [5,6] é descendente ao contrário a nossa tocha, que é ascendente. Portanto não é possível fazer comparação alguma. Não se tem uma explicação para essa discrepância entre o nosso trabalho e o de Pateyron.

5. Conclusão

Neste trabalho, foram estudadas uma tocha de arco não transferido, operando com ar e uma tocha de arco transferido, operando com argônio. O objetivo do estudo foi o modelamento através da teoria da similaridade, obtendo-se características generalizadas tensão-corrente (VI) de ambas as tochas.

A tocha de arco não transferido foi estudada na faixa de correntes de 10 a 295 A e apresenta característica descendente. Os processos dominantes representados nos parâmetros adimensionais foram a transferência de energia Joule para a energia de convecção e de turbulência, além do transporte de momento, representado pelo número de Reynolds. As equações generalizadas apresentaram boa concordância com os dados experimentais.

A tocha de arco transferido, estudada na faixa de correntes de 300-1500 A, além de possuir um ramo descendente e um ascendente, aspecto esse reportado na literatura, apresentou duas anomalias no comportamento de sua característica tensão-corrente. O ramo descendente, em baixas correntes, se deve a que neste caso o arco é controlado pela convecção natural. O ramo ascendente, em altas correntes, se deve a que o arco é controlado pela convecção forçada induzida pelo campo magnético próprio em lugar da convecção natural.

A primeira anomalia observada foi a existência de uma espécie de “histerese” (ou efeito de memória), consistindo no aumento da tensão quando se diminuía a corrente, não reproduzindo a mesma tensão obtida quando se aumentava a corrente. Esse comportamento pode ser explicado como sendo devido à não estacionaridade das medidas, realizadas dentro do recinto fechado de um forno em aquecimento lento, isto é, a característica tensão-corrente observada era uma característica dinâmica e não estática, apresentando memória do estado de temperatura e dinâmica de recirculação de gases dentro do forno em momento anterior.

A segunda anomalia observada diz respeito à diminuição da tensão quando se aumenta a vazão de gás. Não foi possível encontrar uma explicação para esse efeito.

Também não temos uma explicação satisfatória para a discrepância observada entre nossos resultados e os resultados de Pateyron, no caso da tocha de plasma transferida. Segundo Pateyron, apenas característica VI descendente foi observada, mesmo para grandes correntes (até 1100 A), enquanto nós observamos tanto o ramo descendente como o ascendente. É importante frisar que esse pesquisador não apresenta as condições operacionais do ambiente em que suas medidas foram realizadas.

Os processos dominantes desta tocha são a turbulência, convecção e Reynolds. Pudemos concluir que as curvas obtidas se ajustam razoavelmente aos nossos dados experimentais.

As equações generalizadas obtidas nesta tese podem contribuir para uma melhor compreensão dos fenômenos e auxiliar no projeto de tochas de plasma.

6. Referências Bibliográficas

- [1] Zhukov M. F., “Linear Direct Current Plasma Torches”, in: Thermal Plasma and New Materials Technology, Vol. 1, Cambridge Interscience Publishing, Cambridge, 1994, p.9-43.
- [2] Zhukov M. F. et al. Lower Temperature Plasma. Electric Arc Generators of Thermal Plasma. Nauka, Novosibirsk, 1999. 712p. (em russo).
- [3] Yas’ko O. I. Correlation of the Characteristics of Electric Arcs. *Brit. J. Appl. (J. Phys. D)*, 1969, *Ser. 2, Vol. 2*, pp. 733-751.
- [4] Zhukov, M. F.. “Princípios de Cálculo de Geradores de Plasma de Esquema Linear”, Nauka, Novosibirsk, 1979. (em russo), tradução: Marotta, A.
- [5] Lerrol M. F., Pateyron B., Delluc G., Fauchais P. Etude dimensionnelle de l’arc électrique transféré utilisé en réacteur plasma. *Rev. Int. Hautes Tempér. Réfract. Fr.*, 1987-1988, 24, pp. 93-104.
- [6] Pateyron B. “Contribution à la réalisation et à la modélisation de réacteurs plasmas soufflés ou transférés appliqués à la métallurgie extractive et à la production de poudres ultrafines métalliques ou céramiques”, Tese de doutorado. Université de Limoges, 02 de Julio de 1987.
- [7] Bittencourt J. A. “Fundamentals of Plasma Physics: an Introduction”, INPE-COM/RPE, Vol. 1, 1979.
- [8] Esibyan E. Plasma-Arc Equipment, Mir, Moscow, 1973, 151p.
- [9] Luiz Carlos Vicente, “Construção e Diagnóstico de um Maçarico de Plasma para Corte”, Tese de Mestrado, UNICAMP-IFGW, Campinas, 1985.
- [10] Pfender E., Boulos M., Fauchais P. “Methods and Principles of Plasma Generation”, in Plasma Technology in Metallurgical Processing, pp. 27-47. Publication of the Iron and Steel Society, Warrendale, 1987.
- [11] Pfender E., “Electric Arcs and Arc Gas Heaters”, Chapter 5, Gaseous Electronics, Vol. 1, Hirsh M. and Oskam, editors, Academic Press, 1978.
- [12] Marotta A., Tochas de Plasma: Questões Básicas. 1º Congresso Brasileiro de Física dos Plasmas, 10 -13 Dez. 1991 – Santos – SP.
- [13] Kassabji F., Fauchais P., “Les Générateurs à Plasma”, *Revue Phys. Appl.* **16** (1981) 549-577.

- [14] Raizer Y. P. “Gas Discharge Physics”, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1997, 449p.
- [15] Cobine J. D., Gaseous Conductors, “Theory and Engineering Applications”. Dover Publications, New York, 1958, 606p.
- [16] Boulos M. I., Fauchais P., Pfender E., “Thermal Plasmas, Fundamentals and Applications”, Plenum Press, New York, 1994, 452p.
- [17] Zhukov M. F., Koroteiv A. S., Uriokov B.A. Dinâmica Aplicada do Plasma Térmico”, Nauka, Novosibirsk, 1975, 300p. (em russo).
- [18] Fox, R. W. and McDonald, A. T. Introdução à Mecânica dos Fluidos. John Wiley & Sons, Rio de Janeiro, 1992, 662p.
- [19] Holman J. P. “Transferência de Calor”, McGraw-Hill do Brasil, São Paulo, 1983, 639p.
- [20] Buckingham, E. “On Physically Similar Systems: Illustrations of the Use of Dimensional Equations.” *Phys. Rev.* **4**, 345-376, 1914.
- [21] Sonin A. A., “*The Physical Basis of DIMENSIONAL ANALYSIS*” Department of Mechanical Engineering MIT Cambridge, MA. 2001, 57p.
- [22] Paingankar A. M. et. al. “Prediction of Electrical Characteristics of a Non-Transferred Arc-Plasma Torch Using Principles of Dynamic Similarity.” *Plasma Sources Sci. Technol.* **8** (1999) 100-109.
- [23] Yas’ko O. I., Marotta A., Laktyushina T. V., da Silva L. O. M. Current-Voltage Characteristics Generalization for Plasma Torches Operating with Different Gases. 12th International Symposium on Plasma Chemistry (ISPC 12) Proceedings Volume IV. Minneapolis, 1995, pp. 1909-1914.
- [24] Svenchancky A. D., Zherdev I. T., Kroutchinin A. M., Myronov J. M., and Popov A. M. “Electrical Industrial Furnaces: Electric Arc Furnaces and Special Heating Furnaces” Energoizdat, Moscow, 1981. in Russian.
- [25] Shinoda T., Hirotsu N., Shiraishi H., Tajima N., Matsumoto K., Nomura I., Nomura H. and Takeda K. “Practical application of plasma heating on tundish of continuous casting”, Workshop on Industrial Plasma Applications, Pugnochiuso, Italy, 9–10 September, 1989.
- [26] Lowke, J. J. “Simple theory of free-burning arcs”, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, Vol. 12, 1979.